



HAL
open science

Etude de la dynamique hyperfréquence de l'aimantation de nanostructures magnétiques à anisotropie perpendiculaire

Mohamed Belmeguenai

► **To cite this version:**

Mohamed Belmeguenai. Etude de la dynamique hyperfréquence de l'aimantation de nanostructures magnétiques à anisotropie perpendiculaire. Matière Condensée [cond-mat]. Université Paris Sud - Paris XI, 2004. Français. NNT : . tel-00009106

HAL Id: tel-00009106

<https://theses.hal.science/tel-00009106>

Submitted on 31 May 2005

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

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

N° D'ORDRE :

**UNIVERSITÉ PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY**

THÈSE

Présentée

Pour obtenir

**Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY**

PAR

Mohamed BELMEGUENAI

**Sujet : Etude de la dynamique hyperfréquence de l'aimantation
de nanostructures magnétiques à anisotropie
perpendiculaire**

Soutenue le 14/12/ 2004 devant la Commission d'examen :

M. Jean-François Bobo

M. Jean-Pierre Nozières

M. Claude Chappert

M. Thibaut Devolder

Mme. Sylvie Retailleau

Mme. Stefania Pizzini

Mme. Ursula Ebels

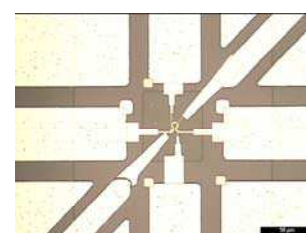
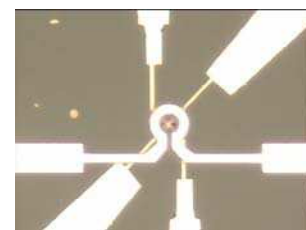
Rapporteur

Rapporteur

Directeur de thèse

Codirecteur de thèse

Invité



Remerciements

*Je remercie Monsieur **Jean-Michel Lortioz**, directeur de l'institut d'électronique fondamentale, de m'avoir accueilli au sein de son laboratoire pour y effectuer ce travail.*

*Tout d'abord, je tiens à remercier **Claude Chappert** et **P. Beauvillain** de m'avoir accueilli dans leurs équipes.*

*Je ne saurais exprimer assez ma grande gratitude et reconnaissance à **C. Chappert** et **T. Devolder**, qui m'ont guidé quotidiennement dans ce travail et qui ont très largement contribué à son aboutissement. Les lectures critiques qu'ils ont faites pour mon manuscrit m'ont été un grand secours lors de sa correction. A tous les deux, de toute la profondeur de mon cœur, un grand merci.*

*Ce travail de thèse a nécessité des apprentissages de nombreuses techniques de microfabrication et de mesure. Je tiens à exprimer ma grande gratitude à **T. Devolder** qui m'a transféré son savoir-faire et qui m'a initié pour ce type de techniques sans oublier **H. W. Schumacher** et **Chee Lim** pour leurs discussions et leurs conseils précieux qui m'ont beaucoup aidé dans mes mesures.*

*Je suis très reconnaissant à madame **Sylvie Retailleau** d'avoir d'accepté de présider le jury de cette thèse et je lui souhaite un bon rétablissement pour son hernie discale qui l'a empêchée à assister à la soutenance. Je suis très reconnaissant également aux messieurs **Jean-Pierre Nozières** et **Jean-François Bobo** pour l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant de rapporter ce travail de thèse. Pour les autres membres de jury de cette thèse :Mmes **Stefania. Pizzini** et **Ursula Ebels**, qu'elles trouvent ici l'expression de ma grande reconnaissance.*

*Mes remerciements s'adressent à tous mes collègues des départements MMS et NST avec lesquels j'ai passé ces trois ans : Thomas, Arnal, Bernard Bartenlian, Pierre Beauvillain, Manuel Bibes, Claude Chappert, Matthieu Compin, Guillaume Council, Thibaut Devolder, Fenglei Cayssol, Philippe Gogol, Anne-Marie Haghiri, Joo-Van Kim, Mohamed Kouba, Philippe Lecour, Antoine Lesuffleur, Thomas Maroutian, Amanda Gil-Martinez, Cédric Maufront, **le fameux** Robert Megy, José-Luis Menendez, Elsa Nicolle, Patricia Prod'home, Dafiné Ravelosona, Jean Pierre Renard, Ritha Soulimane et Wissem. Sans oublier bien sûr les nouveaux arrivants :Agnus Guillaume, Claus Bilzer, Julie Grollier, Antoine Fleurence et Quentin Mistral.*

Je tiens à remercier aussi le personnel du CEETAM (Réné Laval, Véronique Mathé, Claude Gousset, Gwenaëlle et Abdel) pour les conseils et l'aide qu'ils m'ont apporté lors des diverses étapes technologiques que j'ai réalisées.

Je suis très reconnaissant envers les personnes qui ont organisé le pot de ma thèse et surtout Abdelkader, Julie, Claus, Elsa et quentin.

Je remercie spécialement P. Crozat du Département NAEL (ancien département CROQ) à qui je dois certaines explications hyperfréquences et l'aide pour certaines mesures (analyseur de réseau).

J'exprime ma grande reconnaissance aux gens qui ont participé de près ou de loin pour l'aboutissement de ce travail et je demande pardon au près des gens qui m'ont aidé et que j'ai oublié de citer leurs noms ici.

Le dernier grand merci appartient à mes parents, mes frères et mes sœurs qui m'ont soutenu au cours de tout mon parcours d'études. Je les remercie du fond de mon cœur et je leurs dédie ce manuscrit.

Etude de la dynamique hyperfréquence de l'aimantation de nanostructures magnétiques à anisotropie perpendiculaire.

Ce mémoire est consacré à l'étude théorique et expérimentale de la dynamique rapide de l'aimantation dans des nanostructures de $(\text{Co}_{3\text{Å}}/\text{Pt}_{6\text{Å}})_6$ à forte anisotropie perpendiculaire.

J'ai proposé d'assister le retournement de l'aimantation par un champ d'échange dans le plan de la nanostructure. Un modèle analytique a été développé dans l'approximation macrospin. Ce champ d'échange réduit significativement l'amplitude de l'impulsion du champ magnétique nécessaire pour le retournement, et ce à la fois si le champ appliqué est parallèle au champ d'échange ou perpendiculaire au plan de la nanostructure. Dans ce dernier cas, la ré-écriture directe est possible et la réduction du champ de retournement peut être utilisée pour augmenter de 24% la densité d'enregistrement sur disques durs en ayant recours à des matériaux à plus forte anisotropie magnétique.

L'aspect expérimental comprend deux parties. La première concerne la conception, la réalisation et la caractérisation des échantillons. Après la définition des circuits hyperfréquences, quatre procédés technologiques pour leur microfabrication ont été testés et comparés. Les microcircuits incorporent une source de champ localisée, prenant la forme d'une microbobine ou d'une ligne coplanaire. Leur bande passante varie entre 14 GHz et 20 GHz. Les champs magnétiques typiques générés par la microbobine et la ligne coplanaire sont respectivement de 1.9 Oe/mA et 1.3 Oe/mA. Les mesures résolues en temps par effet Hall extraordinaire ont été réalisées pour sonder la réponse précessionnelle de l'aimantation induite l'impulsion du champ. La forte résistance DC de la multicouche Co/Pt a rendu difficile la détection de ce signal. Des mesures quasi-statiques de retournement avec une/plusieurs impulsions de durées autour de la nanoseconde assistées par un champ statique perpendiculaire ont été faites. L'impulsion du champ aide le retournement, vraisemblablement par nucléation. A titre d'exemple, il a été notamment montré qu'une impulsion de 32 mT et de durée 10 ns peut retourner l'aimantation de presque toute une nanostructure de $500 \times 500 \text{ nm}^2$ si cette impulsion est assistée par un champ statique de 22 mT.

Study of the high frequency magnetization dynamics of nanostructures with perpendicular magnetic anisotropy.

This work is devoted to the theoretical and the experimental study of the fast magnetization dynamics in high perpendicular anisotropy $(\text{Co}_{3\text{Å}}/\text{Pt}_{6\text{Å}})_6$ nanostructures.

I proposed to assist the magnetization switching by an in-plane exchange bias field. An analytical model was developed in the macrospin approximation. This exchange bias field reduces significantly the needed amplitude of the reversal pulse field both if the field is parallel to the exchange bias field or if it is out of the sample plane. In this latter case, direct overwrite is possible and the decrease in the reversal field can be used to increase the magnetic recording areal density in hard discs by 24%, by resorting to higher anisotropy materials.

The experimental aspect contains two parts. The first part concerns the design, the microfabrication and the sample characterization. After the definition of the high frequency circuits, four technological processes for sample fabrication have been tested and compared. The microcircuits incorporate localized source of magnetic field that has the shape of either a microcoil or a coplanar waveguide. Their bandwidths vary between 14 GHz and 20 GHz. The typical generated magnetic fields by the microcoil and the coplanar waveguide are respectively 1.9 Oe/mA and 1.3 Oe/mA. Time-resolved measurements using extraordinary Hall effect were made to probe the magnetization precession induced by the in-plane pulse field. The high DC resistance of the Co/Pt multilayer rendered the detection of this signal difficult. Quasi-static magnetization switching measurements using single/train of pulses of nanosecond durations assisted by an out-of-plane static field have been done. The pulse likely induced nucleation of reverse domains in the cross. As an example, we demonstrated that pulse field of 32 mT and 10 ns can switch the magnetization in most of a $500 \times 500 \text{ nm}^2$ nanostructure if it is assisted by an out-of-plane static field of 22 mT.

INTRODUCTION GENERALE.....	1
-----------------------------------	----------

Chapitre I : Magnétisme des couches minces et enjeux de l'enregistrement magnétique

I. INTRODUCTION.....	7
II. ENERGIES ET AXE FACILE DES COUCHES MINCES.....	7
II.1 ENERGIE D'ECHANGE	8
II.1.a Energie d'échange de volume	8
II.1.b Couplage d'échange intercouche.....	8
II.1.c Anisotropie d'échange.....	8
II.2 ENERGIE DIPOLAIRE	9
II.3 ENERGIE D'ANISOTROPIE MAGNÉTO-CRISTALLINE	9
II.4 ENERGIE ZEEMAN	12
II.5 AXE DE FACILE AIMANTATION.....	12
II.6 LONGUEURS CARACTÉRISTIQUES EN MAGNÉTISME	12
III. EQUATION DE LANDAU-LIFSHITZ-GILBERT	13
IV. MODES DE RETOURNEMENT D'AIMANTATION	14
IV.1 MODELE DE STONER-WOHLFARTH	15
IV.2 RETOURNEMENT NON UNIFORME.....	17
IV.3 MODE PRESSIONNEL	18
V. ENREGISTREMENT MAGNÉTIQUE	20
V.1 HISTORIQUE ET LIMITATION DES DISQUES DURS.....	21
V.2 PRINCIPE ET LIMITES DES DISQUES DURS.....	21
V.2.a PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT.....	21
V.2.b LIMITE SUPERPARAMAGNÉTIQUE	23
VI. SOLUTIONS ET TECHNOLOGIES ALTERNATIVES POUR L'ENREGISTREMENT LONGITUDINAL.....	24
VI.1 ENREGISTREMENT LONGITUDINAL ACTUEL	24
VI.2 ENREGISTREMENT THERMO-MAGNETIQUE	25
VI.3 ENREGISTREMENT SUR DES MILIEUX NANOSTRUCTURES.....	25
VI.4 ENREGISTREMENT PERPENDICULAIRE CONVENTIONNEL.....	26

VI.5	ENREGISTREMENT À AXE D'ANISOTROPIE INCLINÉ.....	29
VII.	DYNAMIQUE RAPIDE DE L'AIMANTATION DES COUCHES MINCES	31
VII.1	DÉFINITION	31
VII.2	ETAT DE L'ART ET MOTIVATION	31

Chapitre II : Retournement ultra-rapide de l'aimantation dans les systèmes à anisotropie magnétique perpendiculaire

I-	INTRODUCTION.....	37
II-	DESCRIPTION QUALITATIVE ET QUANTITATIVE DE LA STRATEGIE.	37
III.	DYNAMIQUE DE L'AIMANTATION ET EXPRESSION DES TRAJECTOIRES.....	39
IV.	CAS DU CHAMP MAGNETIQUE APPLIQUE DANS LE PLAN (XZ) PERPENDICULAIRE AU PLAN DE L'ECHANTILLON ($\phi=0^\circ$).....	41
IV.1	DESCRIPTION DES TRAJECTOIRES DE L'AIMANTATION ET CHAMP DE RETOURNEMENT	41
IV.1.a	Champ colinéaire avec l'axe facile.....	41
IV.1.b	Champ non colinéaire avec l'axe facile.....	43
IV.2	STABILITÉ THERMIQUE	47
IV.3	CAS DU CHAMP D'ÉCHANGE NUL ET DE DISSIPATION NON NULLE	48
V.	- CAS DU CHAMP MAGNETIQUE APPLIQUE DANS LE PLAN DE L'ECHANTILLON ($\theta=90^\circ$).....	50
V.1	DESCRIPTION DES TRAJECTOIRES DE L'AIMANTATION	50
V.2	CHAMP MINIMAL DE RETOURNEMENT.....	51
V.3	TEMPS DE RETOURNEMENT ET FREQUENCES DE PRESSION	52
V.	CONCLUSION.....	55

Chapitre III : Conception de circuits hyperfréquences pour la mesure de la réponse dynamique de l'aimantation

I.	INTRODUCTION.....	59
-----------	--------------------------	-----------

II.	TECHNIQUES DE MESURE POUR LA DYNAMIQUE RAPIDE.....	59
II.1	TECHNIQUES MAGNÉTO-OPTIQUES	59
II.2	TECHNIQUES DE MESURE PAR INDUCTION	60
II.3	TECHNIQUES UTILISANT DES TÊTES LECTURE-ÉCRITURE	60
II.4	TECHNIQUES UTILISANT LES PROPRIETES DE MAGNETO-TRANSPORT	61
III.	MÉTHODOLOGIE	62
IV.	NOTIONS ET CONCEPTS HYPERFRÉQUENCES	63
IV.1	IMPÉDANCE CARACTÉRISTIQUE ET CONSTANTE DE PROPAGATION D'UNE LIGNE.....	64
IV.2	PARAMÈTRES DE RÉPARTITIONS (PARAMÈTRES S)	65
IV.3	LIGNES ET GUIDES D'ONDES HYPERFRÉQUENCES.....	66
IV.3.a	<i>Géométrie coaxiale (lignes et connecteurs)</i>	66
IV.3.b	<i>Lignes planaires</i>	69
IV.3.b.1	Ligne microruban (Microstrip).....	70
IV.3.b.2	lignes coplanaires (Coplanar waveguide)	70
IV.4	TRANSITION ENTRE LIGNES COPLANAIRES	73
V.	CONCEPTION.....	75
VI.	CONCEPTION ET CHOIX DES DIFFERENTS NIVEAUX DANS LES MICRO-CIRCUITS.....	75
VI.1	NIVEAU D'EXCITATION.....	75
VI.2	SUBSTRAT	75
VI.3	LE SYSTEME MAGNETIQUE A EXCITER	76
VI.4	NIVEAU D'ISOLATION	76
VI.5	NIVEAU DE MESURE.....	76
VI.6	GEOMETRIE DES STRUCTURES ADOPTEES	76

Chapitre IV : Microfabrication et propriétés électriques des échantillons

I.	INTRODUCTION.....	83
II.	PROCÉDURES DE FABRICATION DES ÉCHANTILLONS	83
II.1	ECHANTILLONS AVEC COUCHE MAGNÉTIQUE EN SURFACE	83
II.1.a	<i>Procédé tout en lift-off</i>	83

II.1.b	<i>Procédé tout en gravure</i>	85
II.1c	<i>Comparaison entre des deux procédés et choix d'épaisseur</i>	85
II.1.d	<i>Procédé optimisé tout en gravure pour la fabrication des échantillons</i>	87
II.1.d.1	Contacts et lignes coplanaires (niveau 1).....	87
II.1.d.2	Couche d'isolation (niveau 2)	87
II.1.d.3	Définition de la nanostructure (niveau 3).....	88
II.2	ECHANTILLONS À COUCHE MAGNÉTIQUE ENTERRÉE	90
II.2.a	<i>Procédé par lithographie optique</i>	90
II.2.b	<i>Procédé par lithographie électronique</i>	90
II.2.b.1	Procédé commençant par la croissance d'Al.....	90
II.2.b.2	Procédé commençant par la croissance de la multicouche Co/Pt	92
II.3	CONCLUSION	92
III.	CARACTÉRISATION DES ÉCHANTILLONS	93
III.1	ATTÉNUATION ET BANDE PASSANTE DES LIGNES D'IMPULSION.....	93
III.2	CARACTERISATION DE LA CROIX	96
III.2.a	<i>DENSITÉ DE COURANT INJECTÉ DANS LA CROIX</i>	96
III.2.b	<i>BANDE PASSANTE DE LA CROIX</i>	97
III.3	EFFICACITÉ DE CRÉATION DU CHAMP H.....	97
III.3.a	<i>Champ magnétique généré par les échantillons à CPW</i>	97
III.3.b	<i>Champ généré par les microbobines</i>	100
III.4	CIRCUIT ÉLECTRIQUE ÉQUIVALENT.....	101
IV.	AMÉLIORATIONS POTENTIELLES DES ÉCHANTILLONS	104
V.	CONCLUSION ET DISCUSSION	106

Chapitre V : Propriétés magnétiques quasi-statiques des couches minces et des nanostructures de Co/Pt

I.	INTRODUCTION	110
II.	FABRICATION DES MULTICOUCHES DE CO/PT.....	110
III.	ANISOTROPIE MAGNÉTIQUE DES MULTICOUCHES DE CO/PT.....	111
IV.	EFFET DE L'IRRADIATION SUR LES MULTICOUCHES DE CO/PT	113

V. EFFET HALL	114
VI. EFFET HALL ANORMAL DANS LES MULTICOUCHES DE CO/PT	115
VI.1 BANC DE MESURE	115
VI.2 MESURES ET DISCUSSIONS.....	115
<i>VI.2.a Cycles de tension de Hall</i>	<i>115</i>
<i>VI.2.b Influence de la température de dépôt de la couche du silice</i>	<i>116</i>

Chapitre VI : Propriétés magnétiques dynamiques des nanostructures à anisotropie magnétique perpendiculaire

I. INTRODUCTION	120
II. DYNAMIQUE DES NANOSTRUCTURES DE CO/PT DES ECHANTILLONS A LINGES COPLANAIRES (CPW)	120
II.1 BANC DE MESURE	120
II.2 CALCUL DE LA VARIATION DE LA TENSION DE HALL	122
III.3 METHODE DE MESURE	123
II.4 CONCLUSION ET DISCUSSION.....	126
III. DYNAMIQUE DES NANOSTRUCTURES CO/PT À DES ÉCHANTILLONS À MICROBOBINES	127
III.1 RETOURNEMENT PAR PLUSIEURS IMPULSIONS DU CHAMP	127
<i>III.1.a Effet de la durée et de la fréquence de répétition d'impulsion sur le champ coercitif</i> 127	
<i>III.1.b Effet de l'amplitude d'impulsion sur le champ coercitif</i>	<i>130</i>
<i>III.1.c effet sur la tension de Hall</i>	<i>131</i>
III.2 RETOURNEMENT PAR UNE SEULE IMPULSION DU CHAMP	132
<i>III.2.a Effet de la durée sur le champ coercitif</i>	<i>132</i>
<i>III.2.b Probabilité de retournement par impulsion</i>	<i>134</i>
IV. CONCLUSION	137
CONCLUSIONS GENERALES ET PERSPECTIVES	139

ANNEXE 1 : EXPRESSIONS DES FREQUENCES DE PRECESSION, DE L'EVOLUTION TEMPORELLE DE L'AIMANTATION ET DE TEMPS DE RETOURNEMENT.	142
ANNEXE 2 : TECHNIQUES DE LA MICROFABRICATION	147
ANNEXE 3 : CALCUL ANALYTIQUE DU CHAMP MAGNETIQUE GENERE PAR UN COURANT DC TRAVERSANT UNE LIGNE	160

Introduction générale

L'enregistrement magnétique demeure la façon la plus économique pour écrire et relire de façon réversible des quantités très importantes de données. Il existe d'autres technologies qui permettent de relire, de façon quasi illimitée, une information telles que l'enregistrement magnéto-optique. Toutefois, ces technologies n'atteignent pas non plus les densités de l'enregistrement magnétique. Dans cette dernière, les densités de stockage sont extrêmement différentes suivant les médias utilisés. Elles atteignent leur maximum dans les disques durs qui sont considérés comme l'application la plus exigeante au niveau technologique.

Dans ce domaine d'enregistrement sur disques durs, des progrès considérables ont été réalisés depuis l'introduction du premier disque dur RMAC par IBM en 1954. Ce dernier avait une densité de 2 kbit/pouce². Depuis, la densité a cru suivant une loi similaire à la loi de Moore des semiconducteurs mais plus rapide. De 1956 à 1991, la densité a progressé avec un taux de 23% par année. Dès 1991, elle change de 60% chaque année. Récemment, elle a augmenté avec un taux de 60-100% par année et en particulier après l'utilisation des têtes de lectures à base de magnétorésistance géante dans la fin des années 2000. Aujourd'hui, elle a atteint les 130 Gbit/pouce² (au laboratoire).

L'enregistrement magnétique est en effet rentré dans le domaine de nanomagnétisme et aujourd'hui, sa densité est aux bords de la limite. Cette dernière est la conséquence directe du phénomène du superparamagnétisme caractérisé par l'instabilité magnétique de bit. Il en résulte la perte de l'information stockée puisque le bit se retourne indéfiniment dès que son énergie d'anisotropie (proportionnelle au volume du bit) devient comparable à l'énergie d'agitation thermique.

Plusieurs alternatives ont été proposées pour palier à la limite du superparamagnétisme et étendre la densité au-delà de ses limites prédites. L'enregistrement sur des médias à forte anisotropie perpendiculaire est la solution la plus réaliste au-moins à l'heure actuelle. Il est devenu clair qu'il pourrait pousser la densité au-delà de 1Tbit/pouce². Des progrès considérables ont permis la démonstration des densités de 100 Gbit/pouce².

Cette densité d'enregistrement perd son intérêt si on ne parvient pas à augmenter le taux de transfert de données. Ce dernier, a passé de 70 kbit/s pour le disque RMAC à des taux actuels de 250 Mbit/s. Par conséquent, si la tendance récente de 60-100% d'augmentation annuelle de densité se poursuit, des temps de retournement subnanoseconde seront nécessaires dans deux ou trois ans. A ces vitesses, les effets gyromagnétiques ou les effets précessionnels du spin domineront le retournement de l'aimantation. Aujourd'hui, l'augmentation de la densité d'enregistrement (diminuer la taille des bits) et la diminution des temps d'accès sont devenues les défis majeurs des domaines courants de la recherche. Il est donc indispensable

de comprendre le retournement de l'aimantation à l'échelle de la nanoseconde, appelé aussi dynamique rapide de l'aimantation, et surtout dans des structures submicroniques à forte anisotropie perpendiculaire.

Cette dynamique d'aimantation a été décrite initialement par une équation différentielle non linéaire donnée par Landau et Lifshitz. Cette équation a été ensuite complétée par Gilbert pour tenir en compte le mouvement oscillatoire amorti de l'aimantation. L'expression correspondante est connue de nos jours sous le nom d'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert.

Dés les années 40, la dynamique d'aimantation a attiré l'attention des chercheurs où plusieurs phénomènes à des échelles de temps du microseconde tels que le traînage magnétique, la variation du champ coercitif en fonction de dH/dt ainsi que la vitesse de propagation des parois de domaines ont été étudiés. Avec l'évolution des techniques de microfabrication, des processus de retournement plus rapides tels que le retournement précessionnel ont été expérimentalement démontrés. Ce mode où le temps de retournement est fixé par la demi-période de la fréquence de précession de l'aimantation a motivé les études de dynamique rapide des matériaux à aimantation dans le plan..

Contrairement aux matériaux doux, la dynamique rapide des milieux à forte anisotropie perpendiculaire reste toujours moins explorée. Ceci à mon avis est dû à la difficulté de générer, au sein des laboratoires, des champs magnétiques ultra rapides et suffisamment forts pour retourner l'aimantation. Les premières mesures de retournement par précession dans ces milieux ont été faites dans le groupe de Siegmann en 1995 en utilisant des fortes impulsions de champ de durée 6 ps obtenues au centre d'accélération linéaire de Stanford. Il est clair que ce type d'équipement est hors de portée de la plupart des chercheurs. Il est donc intéressant de concevoir et réaliser des échantillons avec les facilités des laboratoires qui sont capables d'étudier la dynamique ultra rapide des matériaux à forte anisotropie perpendiculaire. C'est dans ce contexte qu'il s'inscrit ce travail de thèse.

Cette thèse est structurée comme suit :

- Dans **le premier chapitre**, je rappelle quelques concepts de la physique des couches minces magnétiques qui seront nécessaires pour les chapitres suivants. Je présente ensuite l'historique et l'évolution de l'enregistrement magnétique sur des disques durs tout en détaillant les différentes solutions alternatives qui pourraient permettre d'affranchir les limites actuelles en terme de densité dans cette technologie. Enfin, je termine par exposer l'état de l'art de la dynamique rapide de l'aimantation et la motivation de ce travail.
- Le **second chapitre** est consacré à une étude théorique d'une nouvelle stratégie pour augmenter la densité d'enregistrement et diminuer les temps de retournement de l'aimantation

des matériaux à forte anisotropie perpendiculaire. Cette stratégie repose sur l'utilisation d'un champ d'échange dans le plan du film afin d'assister significativement le champ d'impulsion appliqué dans le plan ou perpendiculairement au plan. La discussion de cette stratégie, à travers les résultats théoriques obtenus par résolution analytique de l'équation LLG, est présentée dans ce chapitre.

➤ Dans **le chapitre III**, je présente les différentes techniques et méthodes expérimentales dédiées à l'étude de la dynamique ultra rapide de l'aimantation et je justifie mon choix pour l'utilisation de l'effet Hall extraordinaire pour cette étude. Le reste de chapitre est consacré à la conception des échantillons permettant de mettre en évidence la stratégie proposée dans le chapitre II. Cette conception nécessite également de rappeler quelques notions et outils hyperfréquences.

➤ Après leur conception, les étapes suivantes consistent à mettre en évidence un procédé de fabrication de ces échantillons et d'évaluer leurs caractéristiques électriques. Ceci est l'objet du **chapitre IV**. Des changements dans la conception, visant l'amélioration des performances des échantillons, sont aussi présentés dans ce chapitre.

➤ Dans **le chapitre V**, je présente les propriétés magnétiques quasi-statiques des nanostructures de Co/Pt ainsi que l'ordre de grandeur de la tension de Hall extraordinaire dans ces multicouches.

➤ Enfin, **le chapitre VI** est dédié aux mesures expérimentales reliées à la dynamique rapide de l'aimantation des nanostructures de Co/Pt sous l'influence des champs magnétiques d'impulsion appliqués dans le plan ou perpendiculairement au plan de l'échantillon.

Trois annexes complémentaires sont aussi disponibles à la fin de ce manuscrit :

Annexe 1 détaille le calcul du champ minimal et du temps de retournement ainsi que les expressions temporelles des différentes composantes de l'aimantation en fonction de l'angle entre le champ magnétique, appliqué dans le plan de l'échantillon, et le champ d'échange.

Annexe 2 rappelle les différentes techniques de microfabrication utilisées pour la réalisation de ces échantillons. Je présente ici également les conditions de dépôt et de gravure ainsi que la procédure d'alignement de lithographie électronique utilisées au cours de la réalisation des échantillons.

Annexe 3 contient le détail du calcul du champ magnétique généré par mes structures.

*Enfin, le système d'unité internationale (SI) est utilisé dans tout le manuscrit sauf là où les valeurs sont très petites (calibrage du champ magnétique généré par mes structures). Je tiens à signaler aussi que dans tout le manuscrit, les vecteurs sont notés par **des lettres en gras**.*

Chapitre I : Magnétisme des couches minces et enjeux de l'enregistrement magnétique

I.	INTRODUCTION	6
II.	ENERGIES ET AXE DE FACILE AIMANTATION DES COUCHES MINCES	6
II.1	ENERGIE D'ÉCHANGE	7
II.1.a	<i>Energie d'échange de volume</i>	7
II.1.b	<i>Couplage d'échange intercouche</i>	7
II.1.c	<i>Anisotropie d'échange</i>	8
II.2	ENERGIE DIPOLAIRE	8
II.3	ENERGIE D'ANISOTROPIE MAGNETO-CRISTALLINE	9
II.4	ENERGIE ZEEMAN	11
II.5	AXE DE FACILE AIMANTATION.....	11
II.6	LONGUEURS CARACTERISTIQUES EN MAGNETISME.....	11
III.	EQUATION DE LANDAU-LIFSHITZ-GILBERT	13
IV.	MODES DE RETOURNEMENT D'AIMANTATION	14
IV.1	MODELE DE STONER-WOHLFARTH	15
IV.2	RETOURNEMENT NON UNIFORME.....	16
IV.3	MODE PRECESSIONNEL	18
V.	ENREGISTREMENT MAGNETIQUE	20
V.1	HISTORIQUE ET LIMITATION DES DISQUES DURS	20
V.2	PRINCIPE ET LIMITES DES DISQUES DURS	21
V.2.a	<i>Principe de fonctionnement</i>	21
V.2.b	<i>Limite superparamagnétique</i>	22
VI.	SOLUTIONS ET TECHNOLOGIES ALTERNATIVES POUR	
	L'ENREGISTREMENT LONGITUDINAL	23
VI.1	ENREGISTREMENT LONGITUDINAL ACTUEL	23
VI.2	ENREGISTREMENT THERMO-MAGNETIQUE	24
VI.3	ENREGISTREMENT SUR DES MILIEUX NANOSTRUCTURES	25
VI.4	ENREGISTREMENT PERPENDICULAIRE CONVENTIONNEL.....	26
VI.5	ENREGISTREMENT A AXE D'ANISOTROPIE INCLINE	28

VII.	DYNAMIQUE RAPIDE DE L'AIMANTATION DES COUCHES MINCES	30
VII.1	DEFINITION	30
VII.2	ÉTAT DE L'ART ET MOTIVATION	31

I. Introduction

Les propriétés magnétiques des matériaux à l'état massif, étudiées depuis près d'un siècle, sont maintenant bien connues. Elles ont trouvé de nombreuses applications dans notre vie quotidienne. Quant à l'étude des couches minces, elle a débuté dans les années 60 pour se poursuivre, dans les années 80, par des échantillons d'épaisseur de quelques couches atomiques. L'étude détaillée de ces matériaux nouveaux a révélé des propriétés magnétiques spécifiques : par exemple le couplage entre des couches magnétiques séparées par une couche métallique non magnétique et l'apparition d'un terme d'anisotropie lié à la symétrie de la surface. Grâce aux nouvelles techniques de microfabrication permettant la réduction en tailles dans les deux autres dimensions (latérales), l'étude de ces matériaux a subi un nouvel essor depuis le milieu des années 1990. Cet essor a été également favorisé par la pression technologique liée à l'enregistrement magnétique et au champ plus prospectif de la spintronique.

Aujourd'hui, plusieurs applications (MRAM et disques durs par exemple) nécessitent l'incorporation des systèmes magnétiques de plus en plus submicroniques qui sont impliqués dans des circuits électroniques travaillant dans le domaine des micro-ondes. La compréhension de la physique de tels systèmes magnétiques à ces échelles de temps passe par la bonne compréhension de la physique des couches minces. Ce chapitre est donc consacré principalement pour rappeler quelques propriétés de bases des couches minces et pour mettre en évidence la motivation de ma thèse.

II. Energies et axe de facile aimantation des couches minces

La théorie du ferromagnétisme prévoit l'existence d'une aimantation spontanée à champ nul. A l'échelle de l'échantillon, l'aimantation globale peut être bien inférieure à l'aimantation à saturation et un champ magnétique est souvent nécessaire pour saturer l'aimantation. En plus de l'énergie Zeeman (E_{Zeeman}) qui surgit lorsque ce champ magnétique extérieur est appliqué, il existe en effet, trois contributions principales à l'énergie totale du système (équation (1)). Il s'agit de l'énergie d'échange (E_{exc}) qui tend à aligner parallèlement les spins voisins favorisant une structure monodomaine, l'anisotropie magnéto-cristalline (E_{aniso}) qui conditionne en partie la direction de l'aimantation par rapport aux axes cristallographiques et enfin, l'énergie dipolaire (E_{dip} , dictée par la forme de l'échantillon) qui défavorise les configurations d'aimantation conduisant à l'existence de pôles magnétiques. La configuration magnétique du système est déterminée par la minimisation de l'énergie totale (équation (1)).

$$E_{tot} = E_{exc} + E_{aniso} + E_{dip} + E_{Zeeman} \quad (1)$$

II.1 Energie d'échange

II.1.a Energie d'échange de volume

C'est l'énergie responsable de l'ordre magnétique, qui tire son origine de l'énergie électrostatique et du principe d'exclusion de Pauli. Dans le modèle de magnétisme localisé, chaque atome d'un matériau magnétique possède un moment magnétique de module fixe pouvant fluctuer en direction. A haute température, ces moments fluctuent indépendamment les uns aux autres et l'aimantation moyenne est nulle, alors en dessous de la température du Curie l'échange prend le dessus sur la température, et permet la mise en ordre magnétique. Dans l'approximation des milieux continus on peut écrire [1] :

$$e_{exc} = A_{exc} [(\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2] \quad (2)$$

Où m_x , m_y , et m_z sont les composantes de l'aimantation réduite $m=M/M_s$, M_s est l'aimantation à saturation, A_{exc} (typiquement $A_{exc}=10^{-11}$ J/m) est la constante d'échange et e_{exc} est la densité volumique de l'énergie d'échange.

Dans cette formule, le gradient nous rappelle que l'énergie d'échange est à très courte portée. Cette interaction est isotrope et ne favorise aucune orientation de l'aimantation par rapport aux axes du cristal.

Le champ d'échange \mathbf{H}_{exc} est la dérivée de la densité d'énergie donnée par l'équation (2).

$$\mathbf{H}_{exc} = \frac{2A_{exc}}{\mu_0 M_s} \left(\frac{\partial^2 m_x}{\partial x^2} \mathbf{x} + \frac{\partial^2 m_y}{\partial y^2} \mathbf{y} + \frac{\partial^2 m_z}{\partial z^2} \mathbf{z} \right) \quad (3)$$

\mathbf{x} , \mathbf{y} et \mathbf{z} sont les vecteurs unitaires.

II.1.b Couplage d'échange intercouche

Dans une multicouche magnétique, deux couches ferromagnétiques peuvent interagir à travers les électrons de conduction d'une couche non magnétique intercalaire de faible épaisseur. Cet effet quantique est lié au transport dépendant du spin des électrons dans la couche non magnétique. Le désaccord de bande à une interface entre un métal ferromagnétique et un métal non magnétique dépend, en effet, de l'orientation du spin de l'électron par rapport au moment magnétique de la couche ferromagnétique. Les états électroniques dans la couche intercalaire dépendent aussi de l'orientation relative des couches ferromagnétiques. Il en résulte un couplage d'échange entre les couches magnétiques via les électrons de conduction du métal intercalaire [2]. En fonction de l'épaisseur de la couche intercalaire, on parle de couplage ferromagnétique ou antiferromagnétique si les aimantations ont tendance à s'ordonner respectivement parallèlement ou antiparallèlement. Ce phénomène

est utilisé actuellement dans les disques durs où la couche d'enregistrement est couplée antiferromagnétiquement à une autre couche ferromagnétique à travers une couche non magnétique afin d'augmenter sa stabilité et donc la densité d'enregistrement.

II.1.c Anisotropie d'échange

La symétrie des cycles d'hystérésis d'une couche ferromagnétique (F) traduit l'équivalence de toute direction et de son opposée (Fig. 1a). Si on fait croître cette couche F sur une autre couche antiferromagnétique (AF) en présence d'un champ magnétique ou si le système $AF-F$ est refroidi, après la croissance, sous un champ magnétique extérieur jusqu'à la température de Néel (T_N) de l'antiferromagnétique, le cycle d'hystérésis du système devient asymétrique (Fig. 1b). Ce piégeage unidirectionnel de la couche F par la couche AF adjacente est dit anisotropie d'échange (en anglais 'exchange bias') [3]. Ce phénomène aussi est une conséquence de l'interaction d'échange.

Bien qu'elle ait été découverte il y a 50 ans, l'origine de l'anisotropie d'échange est toujours sous débat du fait des difficultés liées à la détermination de la structure magnétique de l'interface $AF-F$. Ce phénomène peut être alors expliqué qualitativement par le fait qu'en champ extérieur et au-dessus de T_N , les spins de la couche antiferromagnétique situés à l'interface avec la couche ferromagnétique sont alignés avec le champ magnétique. Après refroidissement, ces spins d'interface gardent leurs orientations puisqu'ils sont couplés fermement aux spins de la couche AF qui est insensible au champ magnétique extérieur. Par conséquent, ces spins piégés produisent à l'interface un champ magnétique constant, appelé champ d'échange, qui décale le cycle d'hystérésis du F .

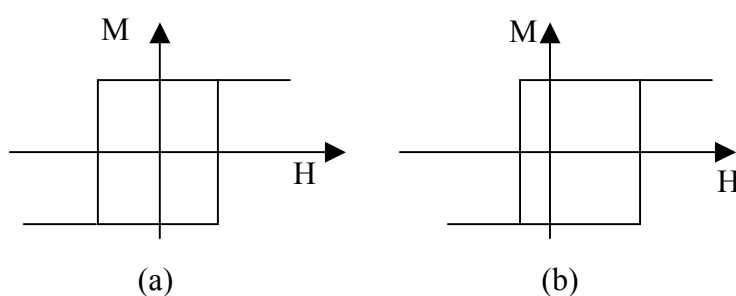


Fig. 1 : Cycle d'hystérésis (a) d'une simple couche ferromagnétique (b) d'une couche ferromagnétique en contact avec une couche antiferromagnétique après refroidissement, sous champ magnétique extérieur, jusqu'à la température de Néel.

Ce phénomène est utilisé actuellement dans les vanes de spins qui équipent les têtes de lecture dans les disques durs. Il sera utilisé aussi dans le chapitre II, lors de la proposition d'une nouvelle stratégie pour l'augmentation de la densité d'enregistrement des disques durs.

II.2 Énergie dipolaire

L'énergie dipolaire est l'énergie magnétostatique d'interaction entre tous les moments magnétiques S_i d'un matériau. Cette interaction donne lieu à l'intérieur du matériau aimanté à

un champ \mathbf{H}_D , dit démagnétisant, car il s'oppose à l'aimantation. Pour un point défini par son vecteur de position \mathbf{r} , ce champ qui dérive d'un potentiel scalaire $\phi(\mathbf{r})$ s'écrit :

$$\mathbf{H}_D = -\nabla\phi(\mathbf{r}) \quad (4)$$

$$\text{où : } \phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\mu_0} \left[\iiint \frac{-\mu_0 M_s \nabla \cdot \mathbf{m}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3 \mathbf{r}' + \iint \frac{\mu_0 M_s (\mathbf{m} \cdot \mathbf{n})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^2 \mathbf{r}' \right] \quad (5)$$

où : \mathbf{r}' est le vecteur définissant le volume élémentaire $d^3 \mathbf{r}'$ de la structure et \mathbf{n} est la normale au plan de la structure.

Dans le cas des ellipsoïdes uniformément aimantés, il se met sous la forme $\mathbf{H}_D = -N\mathbf{M}$, où N est le tenseur de champ démagnétisant, qui dépend de la forme de l'échantillon. Dans les structures où x , y et z sont les axes principaux, le tenseur N s'exprime sous la forme :

$$N = \begin{bmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{bmatrix} \text{ avec } N_x + N_y + N_z = 1 \quad (6)$$

Bien qu'étant négligeable à l'échelle atomique par rapport à l'énergie d'échange, l'énergie dipolaire joue un rôle important dans les systèmes macroscopiques car il s'agit d'une interaction à longue portée. La densité d'énergie dipolaire est donnée :

$$e_{dip} = -\frac{\mu_0}{2} \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_D \quad (7)$$

Le facteur 1/2 nous rappelle qu'il s'agit d'une interaction mutuelle. Pour un film mince où $N_x = N_y = 0$, \mathbf{H}_D est normal au plan du film et la densité d'énergie dipolaire est donnée par :

$$e_{dip} = K_{forme} \sin^2 \theta = -\frac{\mu_0}{2} M_s^2 \sin^2 \theta \quad (8)$$

où θ est l'angle entre la normale à la couche et l'aimantation.

Cette expression est rigoureuse si l'on considère que l'aimantation est uniforme dans le plan d'une couche d'extension latérale infinie.

Dans le cas du macrospin, e_{dip} s'exprime sous forme d'une anisotropie magnétique supplémentaire, appelée anisotropie de forme. Ce champ favorise l'alignement de l'aimantation le long de la plus grande dimension de l'échantillon.

II.3 Energie d'anisotropie magnéto-cristalline

Cette énergie, qui influence notamment la largeur des parois de Bloch entre domaines magnétiques, est liée à l'agencement atomique. Du fait qu'un atome portant un moment magnétique S est entouré d'une distribution anisotrope de charges électriques, son énergie magnétique dépend de l'orientation de S du fait de l'interaction spin-orbite. Cette énergie, qui

respecte les symétries du cristal, se développe couramment en puissance paire des cosinus directeurs de l'aimantation par rapport aux axes du cristal. Par exemple, dans un système à symétrie hexagonale (cobalt de structure hexagonale compacte), la densité d'énergie d'anisotropie magnéto-cristalline est :

$$e_{aniso} = K_1^V \sin^2 \theta + K_2^V \sin^4 \theta + (K_3^V + K_3'^V \cos(6\phi)) \sin^6 \theta + \dots \quad (9)$$

K_1^V , K_2^V , K_3^V , et $K_3'^V$ représentent les constantes d'anisotropie de volume. θ et ϕ sont respectivement les angles entre l'aimantation \mathbf{M} et les axes \mathbf{c} et \mathbf{a} du cristal *hcp* (Fig. 2).

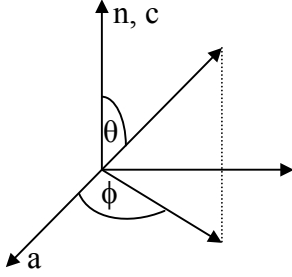


Fig. 2 : Définition des angles par rapport aux axes \mathbf{a} et \mathbf{c} du cobalt et par rapport à la direction de l'aimantation.

L'équation (9) converge rapidement et en général, seuls K_1^V et K_2^V sont pris en compte. Pour le cobalt massif à température ambiante, on a $K_1^V = 4.48 \times 10^5 \text{ J/m}^3$ et $K_2^V = 1.4 \times 10^5 \text{ J/m}^3$ [4]. K_1^V et K_2^V étant positifs, l'anisotropie magnéto-cristalline de volume favorise un alignement de l'aimantation selon l'axe \mathbf{c} .

Le passage à un système bidimensionnel implique en fait, la prise en compte de la brisure de symétrie au niveau des atomes de surface qui leur confrère une anisotropie différente de celle des atomes situés à l'intérieur du cristal. Il convient alors d'ajouter un terme supplémentaire, introduit par Néel [5] et qui, dans le cas d'une surface de haute symétrie, s'écrit sous la forme (densité d'énergie) :

$$e_{aniso}^{surf} = \frac{2K_{surf}}{t_{mag}} \sin^2 \theta \quad (10)$$

où K_{surf} représente la constante d'anisotropie magnéto-cristalline de surface et t_{mag} est l'épaisseur du film magnétique. Le facteur 2 traduit l'influence des deux interfaces de la couche magnétique. Comme la croissance d'un matériau A sur un matériau B n'est pas généralement identique à celle de B sur A , on considère une constante d'anisotropie pour chaque interface et dans ce cas, K_{surf} est leur valeur moyenne. Cette anisotropie définie par unité de surface peut être 1000 fois supérieure aux anisotropies de volume magnéto-cristallines et modifier ainsi le magnétisme global d'une couche ultramince [6]. Pour des sandwiches du Co/Pt sur saphir, la mesure de cette constante par Mathet et al [7] a donné $K_{surf} = 0.62 \pm 0.05 \text{ erg/cm}^2$.

En ne tenant en compte que les deux premiers termes dans l'équation (9), on définit le champ d'anisotropie comme :

$$\mu_0 \mathbf{H}_k = \left[2(K_1^V + \frac{2K_{surf}}{t_{mag}}) / M_s m_z + \frac{4K_2^V}{M_s} m_z^3 \right] \mathbf{z} \quad (11)$$

En regroupant l'ensemble des contributions à l'anisotropie magnétique d'une multicouche ultramince ferromagnétique, la densité d'énergie d'anisotropie associée à un système de haute symétrie de type *hc*, dans une approximation macrospin, se met sous la forme :

$$e_a = K^{eff} \sin^2 \theta \text{ avec } K^{eff} = K_1^V + K_{forme} + \frac{2K_{surf}}{t_{mag}} \quad (12)$$

II.4 Energie Zeeman

Ce terme d'énergie représente l'interaction entre le système étudié et un champ extérieur \mathbf{H} . Sa densité volumique est donnée par :

$$e_{Zeeman} = -\mu_0 \mathbf{M} \cdot \mathbf{H} \quad (13)$$

Elle tend donc à aligner les moments magnétiques dans la direction et le sens du champ \mathbf{H} . En pratique c'est par l'application de \mathbf{H} que l'on agit sur un système magnétique.

II.5 Axe de facile aimantation

La configuration magnétique de l'échantillon est déterminée par la position de l'aimantation qui minimise son énergie magnétique. Cette dernière est la somme de toutes les énergies décrites ci-dessus. Dans ce cas, la non-localité et la non-linéarité des équations, notamment inhérentes à l'énergie dipolaire, empêchent toute résolution générale. Un certain nombre de problèmes tels que le modèle de Stoner-Wohlfarth [8] par exemple ont pu être résolus analytiquement. Pour les cas complexes, on fait appel à des simulations en différences ou en éléments finis.

En absence du champ magnétique appliqué et quand K_1^V et K_{surf} sont positifs, comme c'est le cas des films de cobalt, le terme d'anisotropie magnéto-cristalline (de volume et de surface) favorise une direction d'aimantation perpendiculaire au plan du film. Quant au terme de l'anisotropie dipolaire, il tend à orienter l'aimantation dans le plan du film. L'orientation spontanée de l'aimantation résulte alors d'une compétition entre ces deux termes.

II.6 Longueurs caractéristiques en magnétisme

✓ Les interactions d'échange ferromagnétiques et le couplage dipolaire visent des objectifs opposés qui ne peuvent être totalement satisfaits en même temps. La coexistence de ces interactions s'organise grâce au fait que chacune possède sa région d'influence privilégiée : le proche voisinage pour l'échange, les régions plus éloignées pour les interactions dipolaires.

On définit une distance typique, dite **longueur d'échange**, construite comme le rapport des racines carrées des énergies caractéristiques mises en jeu :

$$l_{exc} = \sqrt{\frac{2A_{exc}}{\mu_0 M_s^2}} \quad (14)$$

Cette longueur (2.8 nm pour le cobalt) est pertinente dans les problèmes où l'anisotropie magnéto-cristalline intervient peu. Par exemple, une paroi de Néel dans un film mince isotrope présente des pôles magnétiques opposés comprimant sa largeur. L'échange tend par contre à l'étirer. La compétition entre ces deux forces fait que le cœur d'une paroi de Néel a une extension égale à l_{exc} . Cette longueur d'échange définit aussi le rayon typique d'un vortex d'aimantation qui se crée au centre d'un disque isotrope ultramince.

✓ En absence du champ magnétique appliqué et dans le cas du cobalt par exemple, la minimisation de l'énergie totale d'un système donne naissance à **l'épaisseur critique** de basculement entre l'orientation planaire et perpendiculaire de l'aimantation (équation (15)).

$$t_c = \frac{4K_{surf}}{\mu_0 M_s^2 - 2K_1^V} \quad (15)$$

Pour des faibles épaisseurs par rapport à t_c , l'axe facile est perpendiculaire au plan et il est dans le plan pour des épaisseurs plus grandes. Entre les deux régimes, l'axe de facile aimantation n'est ni perpendiculaire ni dans le plan des couches, mais décrit un cône de révolution autour de la normale à la couche.

✓ Sous l'effet des champs dipolaires internes, la plupart des matériaux magnétiques se divisent spontanément en nombreux domaines magnétiques. L'aimantation est assez homogène dans un domaine mais son orientation varie d'un domaine à l'autre. Deux domaines voisins étant séparés par des régions dites parois de Bloch où l'aimantation varie rapidement entre les orientations des deux domaines. L'anisotropie magnéto-cristalline tend à orienter l'aimantation des domaines dans les directions de l'axe de facile aimantation du cristal, et à comprimer les parois de Bloch entre domaines. Une analyse dimensionnelle comparant les énergies d'échange et d'anisotropie donne **la largeur des parois de Bloch** :

$$l_{Bloch} = 2\sqrt{\frac{A_{exc}}{K^{eff}}} \quad (16)$$

La longueur d'échange et la largeur de Bloch définissent les dimensions en dessous desquelles les nanostructures magnétiques tendent à garder une aimantation uniforme.

✓ Pour réduire son énergie magnétostatique, le système se subdivise en domaines. On pourrait imaginer la disparition totale de l'énergie magnétostatique par subdivision en

domaines jusqu'à l'infini. Cependant, l'apparition d'un nombre croissant de domaines s'accompagne nécessairement par l'augmentation de l'énergie des parois qui tend à minimiser le nombre de ces domaines. L'équilibre alors entre l'énergie des parois (c'est l'énergie à fournir pour leur formation) et l'interaction dipolaire, fixe la taille des domaines. Cette taille est définie par rapport à **la longueur dipolaire (longueur du Kittel)** donnée par :

$$l_{dip} = \frac{2\sigma}{\mu_0 M_s^2} \quad (17)$$

où σ est l'énergie superficielle de la paroi. Elle dépend de la nature et l'épaisseur de la couche mince. Pour une paroi de Bloch à 180° et en supposant que l'énergie d'anisotropie magnétocristalline de la couche ultramince peut se réduire à son premier terme (équation (9)), cette densité d'énergie σ vaut $4\sqrt{A_{exc} K^{eff}}$ [9].

De cet équilibre, il résulte des dimensions de domaines très variables selon les propriétés magnétiques et cristallographiques du matériau, de quelque microns au centimètre [6]. A titre d'exemple, pour un échantillon de cobalt taillé en plaquette d'épaisseur de 1 cm, la largeur des domaines vaut $14.5 \mu\text{m}$ et la largeur de parois est égale à 12.5 nm [9]

III. Equation de Landau-Lifshitz-Gilbert

L'évolution spatio-temporelle de l'aimantation sous l'effet d'un champ magnétique effectif \mathbf{H}_{eff} est décrite par l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) [10] donnée par :

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma_0 \mathbf{H}_{eff} \times \mathbf{M} - \frac{\alpha}{\|\mathbf{M}\|} \left(\frac{d\mathbf{M}}{dt} \times \mathbf{M} \right) \quad (18)$$

où $\gamma_0 = 221 \text{ kHz}/(A/m)$ est le rapport gyromagnétique, et α est le paramètre phénoménologique d'amortissement. \mathbf{H}_{eff} comprend le champ appliqué \mathbf{H} , le champ d'anisotropie \mathbf{H}_k , le champ démagnétisant \mathbf{H}_D et le champ d'échange \mathbf{H}_{exc} .

On utilise souvent un système d'unité réduite (sans dimension pour éviter toute confusion entre les systèmes *SI* et *CGS*) qui permet d'écrire l'équation LLG dans une forme invariante. Il est alors convenable de définir un champ réduit $h_{eff} = H_{eff}/M_s$ de façon à maintenir le vecteur unitaire \mathbf{m} comme l'aimantation réduite.

Cette équation décrit le mouvement précessionnel amorti de l'aimantation autour du champ effectif (Fig. 3). Le premier terme de cette équation représente le couple qu'exerce le champ magnétique effectif sur l'aimantation et décrit la précession de l'aimantation autour de \mathbf{H}_{eff} . Ce mouvement précessionnel, est caractérisé par sa fréquence égale à $\gamma_0 H_{eff}/2\pi$ (dans le cas de faibles angles de précession). Quant au second terme, qui décrit le temps de mise à l'équilibre en cas de faible excitation et qui est caractérisé par sa fréquence de relaxation

($\gamma_0 \alpha H_{\text{eff}} / 2\pi$), il traduit l'amortissement de la précession qui est responsable de la relaxation et du réalignement de l'aimantation avec le champ effectif. Il est apparent que la précession est au moins 10 fois plus rapide que la relaxation. En absence d'amortissement, l'aimantation précesse indéfiniment autour de \mathbf{H}_{eff} et ne s'aligne jamais avec le champ \mathbf{H}_{eff} .

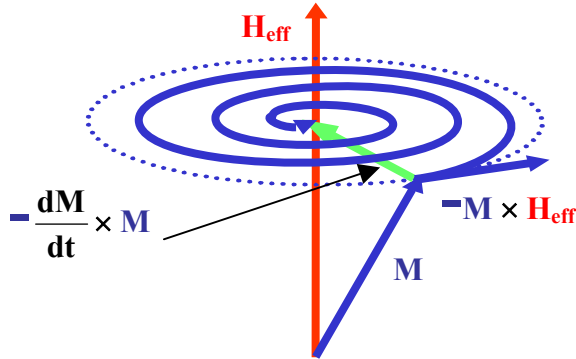


Fig. 3 : Mouvement précessionnel de l'aimantation autour du champ effectif H_{eff} .

L'équation LLG est une équation différentielle non linéaire du second ordre qui décrit la distribution statique de l'aimantation ainsi que sa dynamique. Cette dynamique décrit les déviations, à larges ou à faibles angles, de l'aimantation de sa position d'équilibre. Les solutions analytiques de l'équation LLG ne sont possibles que pour certains cas simples où l'aimantation soit uniforme.

IV. Modes de retournement d'aimantation

Dans cette partie, on se limite aux modes de retournement par des champs magnétiques. Dans ce cas, en fonction des dimensions de l'échantillon, de la valeur et de type du champ d'excitation (statique ou pulsé), de son orientation avec l'axe d'anisotropie et de la vitesse de balayage en champ, différents mécanismes de retournement sont possibles. Les plus importants parmi eux sont :

- ✓ Le premier mode est un retournement selon le modèle de Stoner-Wohlfarth impliquant une structure monodomaine du matériau (minimisation absolue et instantanée de l'énergie en faisant l'hypothèse macrospin).
- ✓ Le deuxième mode, associé à un renversement multidomaine, concerne le retournement non uniforme.
- ✓ Le troisième est le retournement par précession de l'aimantation.

Selon le mécanisme, des temps de retournement de l'aimantation variant de la picoseconde à la microseconde sont obtenus (Fig.4).

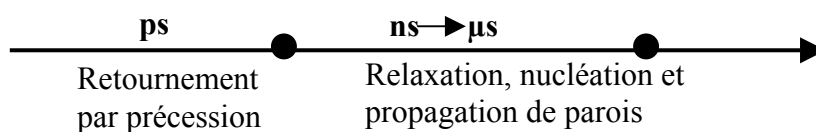


Fig. 4 : Temps caractéristiques des différents mécanismes de retournement de l'aimantation.

IV.1 Modèle de Stoner-Wohlfarth

Pour les nanostructures de très faibles tailles, il est énergiquement défavorable de former des domaines magnétiques. Ces échantillons se comportent donc comme des structures monodomaines et leur aimantation se retourne par une rotation cohérente. Le modèle le plus simple et idéal pour la description de retournement de l'aimantation dans de telles structures est celui de Stoner-Wohlfarth [8]. Ce modèle considère une particule idéale, possédant une anisotropie uniaxiale (Fig. 5), où l'énergie d'échange maintient tous les spins parallèles et suppose que l'aimantation ne dépend pas de l'espace. Dans ce cas, l'énergie d'échange est constante et ne joue aucun rôle dans la minimisation de l'énergie totale du système. Ce modèle peut être obtenu à partir de l'équation LL [11] en négligeant le terme de précession et en faisant tendre la fréquence de relaxation vers l'infini.

Dans ce modèle, l'énergie du système est donnée par :

$$E(\theta) = K_1^V V \sin^2 \theta - \mu_0 H M_s V \cos(\theta - \phi) \quad (19)$$

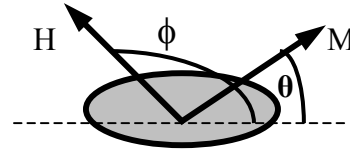
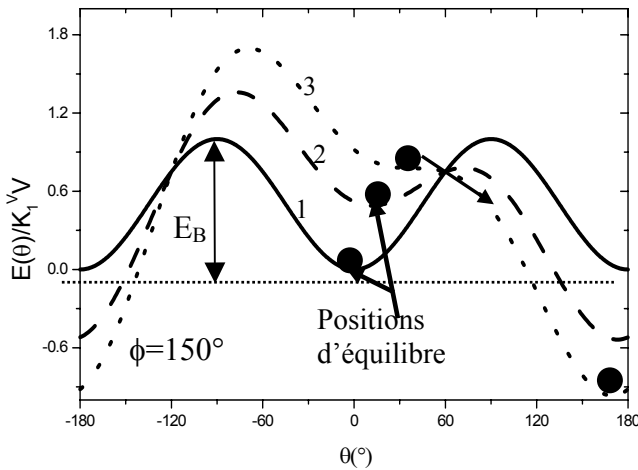


Fig. 5 : Energie totale (selon le modèle de Stoner-Wohlfarth) d'une nanoparticule pour différents champs appliqués et $\phi=150^\circ$. (1) $M_s H / 2K_1^V = 0$, (2) $M_s H / 2K_1^V = 0.3$ et (3) $M_s H / 2K_1^V = 0.53$

La position d'équilibre de cette particule est donnée par les valeurs de θ qui minimisent son énergie (Fig. 5). Plus le champ magnétique appliqué est élevé, plus les courbes symétriques d'énergie deviennent asymétriques et plus les minima se déplacent vers les valeurs positives de θ (Fig. 5, courbes 2 et 3). Au fur et à mesure que le champ appliqué augmente, la barrière d'énergie diminue et s'annule pour une valeur particulière du champ, appelé le champ minimal de retournement H_r (Fig. 5, courbe 3). A ce point, l'aimantation se retourne irréversiblement. La valeur de H_r à $T=0$ K est donnée par l'équation (20). Ce champ varie en fonction de l'orientation du champ appliqué par rapport à l'axe d'anisotropie suivant un astroïde (Fig. 6). Selon la direction du champ appliqué par rapport à l'axe de facile aimantation, plusieurs formes du cycle d'hystérésis sont possibles (Fig. 6).

$$H_r = \frac{2K_1^V}{\mu_0 M_s (\sin^{2/3} \phi + \cos^{2/3} \phi)^{3/2}} \quad (20)$$

Au fur et à mesure que la température augmente et la taille des échantillons augmente et devient microscopique, le retournement devient plus facile (temps de montée du champ appliqué supérieur à quelques nanosecondes) et l'astroïde de Stoner-Wohlfarth se déforme (astroïde en pointillés en Fig. 6).

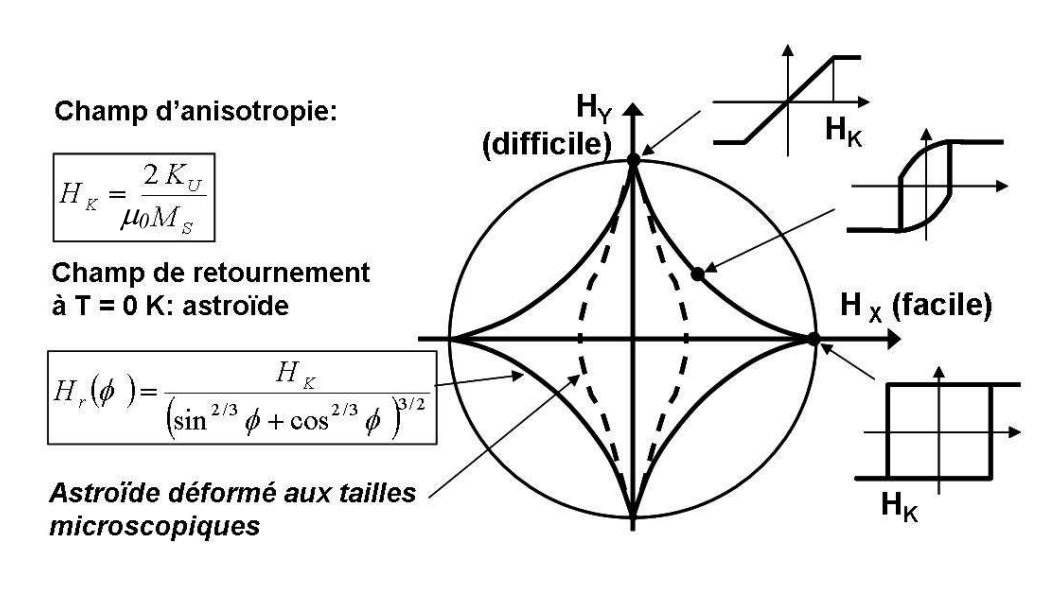


Fig. 6 : Modèle de Stoner-Wohlfarth : variation du champ de retournement en fonction de son angle ϕ avec l'axe du particule et différentes formes des cycles d'hystérésis associés à ϕ . Dans les formules, $K_U = K_1^V$.

Le concept d'astroïde est actuellement utilisé dans les applications MRAM. Dans ce cas, le retournement de la cellule mémoire est obtenu par deux champs magnétiques d'impulsion (H_x et H_y) générés par deux lignes perpendiculaires l'une à l'autre. Le temps caractéristique de retournement est de l'ordre de nanoseconde.

Ce modèle parfait qui ne décrit ni le chemin de retournement ni l'évolution temporelle de l'aimantation n'est valable que pour une nanoparticule, de taille inférieure à 10 nm et à température nulle.

Pour des structures de tailles plus grandes, le retournement se fait par des modes de rotation non uniforme dont on décrit certains dans ce qui suit.

IV.2 Retournement non uniforme

Pour des échantillons de tailles plus grandes, le retournement par des modes non uniformes est plus favorable. Les modes non uniformes les plus simples sont ceux qui se produisent dans des échantillons sans domaine (aimantation reste uniforme et constante

jusqu'au début de retournement) présentant une anisotropie magnéto-cristalline très faible. Ces modes dépendent surtout de la forme de l'échantillon. Pour une sphère, un ellipsoïde ou un cylindre, le plus classique et le plus probable est le curling [12] (en français 'état d'aimantation enroulé', Fig. 7a). Ce mode se manifeste dès que la taille de l'échantillon dépasse la longueur d'échange. Un autre mode moins important, appelé le flambage (en anglais 'buckling', Fig. 7b), peut avoir lieu dans le cas des ellipsoïdes allongées [12].

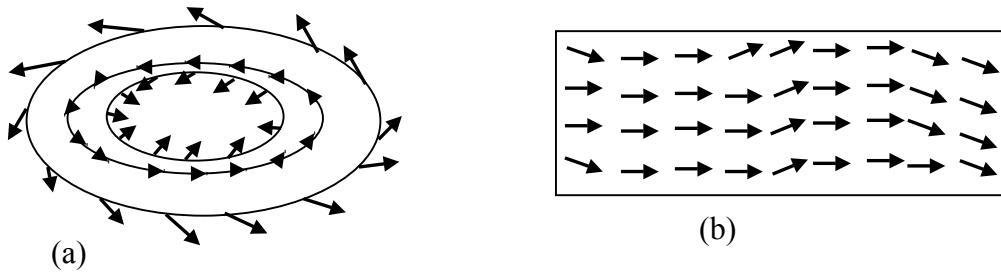


Fig. 7 : Modes de retournement non uniforme (a) curling et (b) buckling.

Pour des échantillons plus larges et multidomaines, le retournement se fait par nucléation et/ou propagation de parois de domaine. Dans ce cas, comme les couches magnétiques comportent toujours un certain nombre de défauts (impuretés, dislocations), l'application d'un champ magnétique induit des retournements localisés de l'aimantation sur des sites privilégiés, appelés centres de nucléation. Le processus de nucléation est caractérisé par un champ magnétique de nucléation H_n . C'est le plus petit champ générant une déviation de l'état d'aimantation par rapport à l'état saturé. Ces domaines renversés sont ensuite susceptibles de grandir par propagation de parois à partir du moment où le champ appliqué est voisin du champ de propagation H_p . Le champ coercitif et le mode de retournement de l'aimantation sont donc définis par les valeurs de H_p et de H_n . Si $H_n < H_p$, la propagation est le processus le plus coûteux en énergie et par conséquent le champ coercitif H_c est égal à H_p . Au contraire, si $H_n > H_p$, c'est la nucléation qui coûte plus d'énergie et on peut identifier H_c à H_n .

Dans les systèmes réels, la nucléation et la propagation sont deux processus fondamentaux souvent difficiles à dissocier, de par le chevauchement des distributions de leur énergie d'activation. Une description quantitative de ces mécanismes nécessite la prise en compte de la microstructure et fait appel le plus souvent au micromagnétisme. Ces mécanismes peuvent être caractérisés en intégrant l'équation LLG sur toute la largeur de paroi de domaine (détermination de la vitesse de propagation de paroi).

La vitesse de balayage en champ magnétique (dH/dt) joue un rôle important dans la détermination de mode de retournement. Dans des multicouches de Co/Pt à anisotropie

perpendiculaire, le retournement s'effectue par propagation de parois en basses vitesses et par nucléation en hautes vitesses de balayage [13].

IV.3 Mode precessionnel

Traditionnellement pour renverser l'aimantation d'une structure, il suffit de lui appliquer un champ magnétique s'opposant à son aimantation. Dans ce mode, appelé aussi retournement 180°, l'aimantation suit un chemin de minimisation d'énergie. Selon l'amplitude du champ appliqué, deux cas sont possibles. Si le champ est suffisamment grand par rapport au champ de retournement, le renversement qui est énergiquement favorisé se fait par relaxation (deuxième terme de l'équation LLG). Dans le cas où le champ appliqué serait inférieur (proche) du champ de retournement, l'aimantation est au fond d'un minimum d'énergie et le retournement est obtenu en jouant sur le déséquilibre en énergie (Fig. 5, courbe 2). Dans ce cas, les fluctuations thermiques aident dans le retournement qui devient thermiquement activé. Le temps caractéristique de retournement est donné par :

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{\Delta E(H)}{k_B T}\right) \quad (21)$$

Où $\Delta E(H)$ est l'énergie de barrière à surmonter et τ_0 est une constante de temps qui dépend de plusieurs paramètres tels que l'anisotropie, la température et l'amortissement [14].

Dans ce cas, lors de son retournement, la dynamique de l'aimantation au départ (autour de l'équilibre) est très lente et prend presque tout le temps de retournement (chapitre II, §IV.3). Pour diminuer ce temps de retournement, il faut appliquer plus de champ magnétique.

Pour la future génération des dispositifs d'enregistrement magnétique (MRAM et disques durs), non seulement la densité mais le temps d'écriture-lecture est aussi d'un grand intérêt. Le temps d'écriture où plus précisément le temps de retournement du bit dans le cas du mode 180°, est le facteur limitant dans ces applications et des modes de renversement plus rapides doivent être utilisés.

D'après l'équation LLG, le temps de retournement est fixé par l'angle entre le champ effectif et l'aimantation (couple exercé sur l'aimantation) et par le taux de dissipation de l'énergie. Pour des faibles couples (angles proches de 180°) et un fort amortissement, l'énergie se dissipe rapidement et l'aimantation ne se retourne qu'à partir d'un champ critique (suffisamment grand). Cependant, pour des angles (aux alentours de 90°) maximisant le couple exercé sur l'aimantation et pour des champs suffisants, l'aimantation procède à de larges oscillations autour du champ effectif. Ces précessions peuvent être importantes dans le cas où la durée du champ appliqué serait comparable ou inférieure au temps typique de relaxation de l'aimantation. Dans ce cas, l'état final de l'aimantation est déterminé par la

durée de l'impulsion du champ appliqué [15]. Ce mode de retournement, appelé mode précessionnel, consiste à appliquer une impulsion du champ, de très courte durée, perpendiculairement à la direction initiale de l'aimantation et d'utiliser sa précession autour du champ effectif pour la retourner, après la coupure de l'impulsion. Le temps de montée de l'impulsion doit être subnanoseconde en guise de l'excitation adiabatique où l'effet de la température sur le retournement cesse d'exister. Ce mode de retournement a été prouvé expérimentalement par plusieurs groupes [16,17,18,19].

L'expérience la plus simple pour illustrer son principe est celle faite par Back et al [17]. Ils appliquent une impulsion de champ, de très courte durée (2-4.4 ps) mais extrêmement forte (jusqu'à 20 T), dans le plan des multicouches de Co/Pt à très forte anisotropie magnétique perpendiculaire (1.6 à 3.2 T). Les échantillons sont imagés par microscope de Kerr à haute résolution, après quelques semaines. Les résultats montrent l'existence de régions circulaires alternées, de retournement et de non retournement, centrées autour de la position où le champ a été appliqué (Fig. 8). Ces régions traduisent le nombre de tours qu'a fait l'aimantation en précession autour du champ effectif. Les champs suffisamment grands (ne provoquant pas l'évaporation de l'échantillon (Fig. 8, région V) ou sa désaimantation (Fig. 8, région IV)) conduisent à un double retournement et donc le retour de l'aimantation à l'état initial (Fig.8, région III). Le retournement est obtenu pour des champs moins forts (Fig.8, région II), mais pas pour des champs trop faibles qui n'arrivent pas à amener l'aimantation au plan de l'échantillon puisque cette dernière devrait relaxer vers l'état d'équilibre le plus proche à sa position quand l'impulsion est coupée (Fig.8, région I).

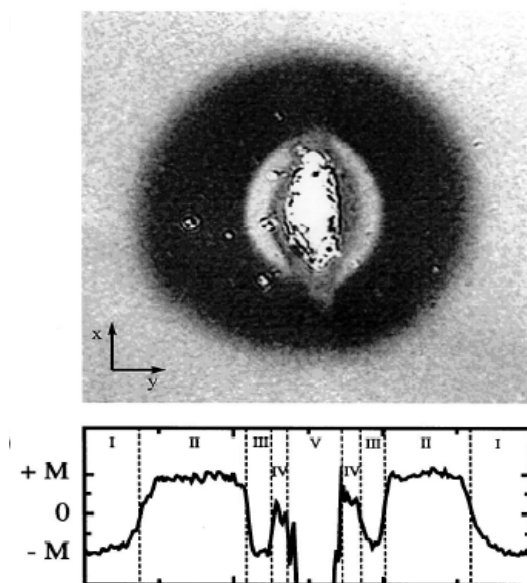


Fig. 8 : Domains magnétiques écrits, dans une multicouche de Co/Pt, par une impulsion du champ orthoradial de 2 ps de durée. L'état initial correspond à une aimantation perpendiculaire au plan (-M). La variation spatiale (selon y) de l'aimantation des différents domaines est représentée au-dessous. La région I ne se retourne pas puisque le champ est faible. Les champs forts provoquent le double retournement de la région III et pour des champs moins forts l'aimantation se retourne (région II). Pour des champs très forts la multicouche est désaimantée (région IV) ou évaporée (région V).

Contrairement au retournement 180° où l'application d'un champ fort est une condition suffisante pour le retournement, celle-ci n'est que nécessaire mais non suffisante car le

renversement dépend aussi de la durée du champ appliqué où plus précisément de la position finale de l'aimantation quand le champ est coupé. Il a été montré que la suppression de la précession autour de champ effectif pourrait être obtenue en ajustant la durée d'impulsion du champ avec la période de précession. Dans ce cas, il suffit d'appliquer une impulsion de durée égale à la demi-période de précession (temps nécessaire pour que l'aimantation aille à l'autre minimum d'énergie). Ce retournement dit balistique a été confirmé expérimentalement par certains groupes et notamment par Schumacher [18] où des temps de retournement de l'ordre de 165 ps sont obtenus. Ce mode de renversement représente la limite de retournement induit par des champs magnétiques.

Dans le cas où le champ appliqué est plus grand que le champ minimal de retournement, la fréquence de précession est proportionnelle au produit de rapport gyromagnétique par la différence entre le champ appliqué et le champ minimal de retournement (chapitre II). Plus le champ est fort, plus petit est le temps de retournement. Pour mes échantillons, cette fréquence de précession autour du champ effectif d'anisotropie ($\mu_0 H_k^{eff} = 0.32 T$, chapitre V) est de l'ordre de 9 GHz.

V. Enregistrement magnétique

L'enregistrement magnétique est une technologie ancienne qui vient juste de célébrer son centième anniversaire. Aujourd'hui, il existe de nombreux exemples prouvant que cette technologie n'a pas encore atteint ses limites et qu'elle possède toujours un potentiel énorme.

Les exigences fondamentales pour un milieu d'enregistrement sont qu'il soit capable d'acquérir une aimantation d'intensité adéquate et qu'il ait un bon rapport signal sur bruit. En plus de la capacité de retenir le signal sous les conditions de son environnement, pour le temps de stockage désiré, il doit assurer la facilité de l'effacement et la réécriture.

V.1 Historique et limitation des disques durs

L'enregistrement magnétique a joué un rôle clé dans le développement des technologies audiovisuelle et informatique depuis sa première mise en évidence par le Danois Poulsen [20]. Aujourd'hui, les mémoires magnétiques (MRAM) et les disques durs sont devenus les applications les plus importantes et populaires de cette technologie. Initialement réservée aux bandes magnétiques, il a fallu attendre plus de 50 ans pour voir ses premières applications en disques durs. Appelé RAMAC, ce premier disque dur a été inventé par IBM en 1956. Il avait une densité de 2 kbits/pouce², un taux de transfert de données de 70 kbits/s et il stockait 5 Mo sur cinquante disques de 24 pouces. De 1956 à 1991, la densité a progressé avec un taux de 23% par année. Dès 1991, elle change de 60% chaque année. Récemment, elle a augmenté avec un taux de 60-100% par année et en particulier après l'utilisation des têtes de lectures à

magnétorésistance géante dans la fin des années 2000 [21]. La figure 9 résume l'historique de cette évolution. Actuellement, ces démonstrations (dans les laboratoires) dépassent 130 Gbit/pouce² [22] et la densité commence à atteindre ses limites.

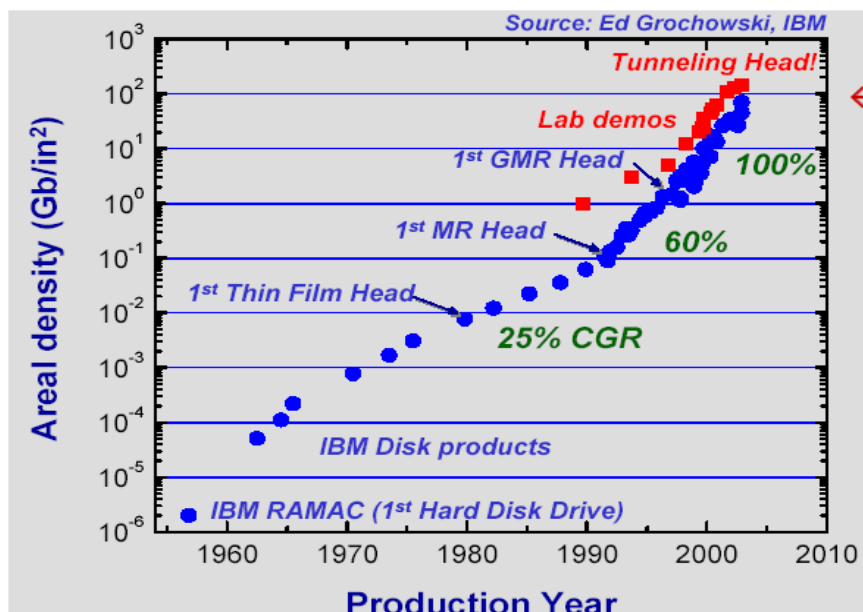


Fig. 9 : Historique de l'évolution de la densité de stockage dans les disques durs. Actuellement, elle est aux alentours de 130 Gbits/pouce² (dans les laboratoires)

V.2 Principe et limites des disques durs

V.2.a Principe de fonctionnement

Pour l'enregistrement magnétique, un transducteur (tête) et un milieu d'enregistrement sont nécessaires (Fig. 10a). Ce dernier est un substrat couvert d'un matériau qui peut être aimanté d'une façon permanente. Dans la technologie actuelle des disques durs, le matériau d'enregistrement est constitué typiquement de deux couches ferromagnétiques d'épaisseurs différentes couplées antiferromagnétiquement à travers une couche ultramince de ruthénium (Fig. 10b). Ce couplage antiferromagnétique rend la structure plus stable et permet alors d'augmenter la densité d'enregistrement.

La tête d'enregistrement, qui survole le milieu d'enregistrement à très faible hauteur, contient séparément les deux éléments de lecture et d'écriture (Fig. 10a). L'écriture utilise un électroaimant avec un entrefer dont la bobine est alimentée par un courant contenant l'information à enregistrer (Fig. 10a). En déplaçant le milieu d'enregistrement à vitesse constante par rapport à la tête, le champ magnétique créé par la tête aimante la partie du film située près de l'entrefer et enregistre l'information. Pour la lecture, des têtes à bases de vanes de spin, exploitant le principe de la magnétorésistance géante (GMR : chapitre III) et offrant un grand rapport signal sur bruit, sont utilisées. Dans ce cas, un courant continu est injecté dans le plan de la vanne de spin et la variation de tension qui aura lieu quand la tête survole le milieu d'enregistrement est proportionnelle au champ rayonné par le média. La largeur et

l'épaisseur de la vanne de spin (plus précisément la distance entre les blindages : Fig. 10a) détermine la largeur du bit.

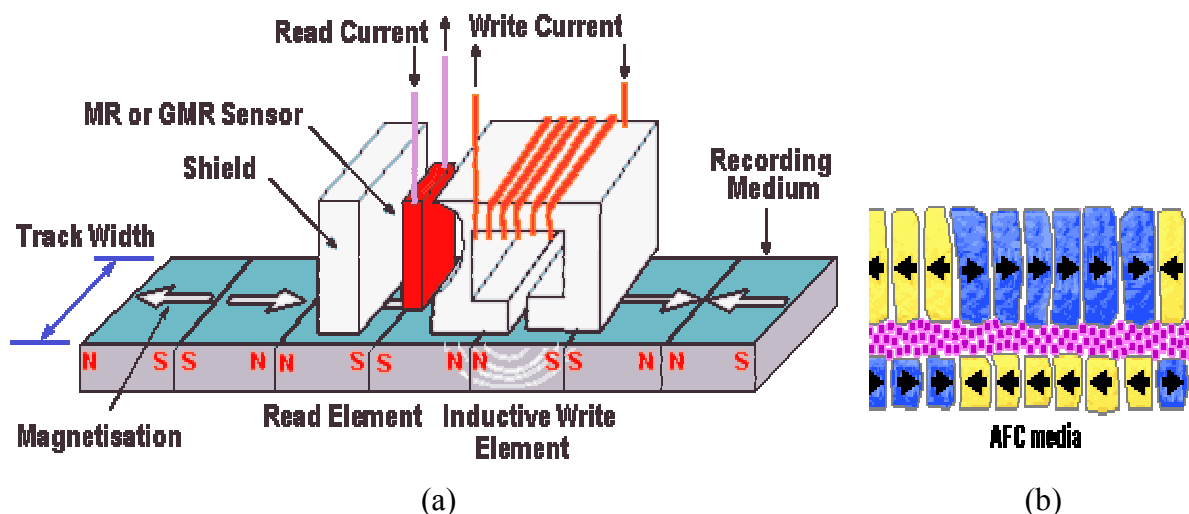


Fig. 10 : (a) Procédure de base de lecture et d'écriture en enregistrement magnétique longitudinal et (b) partie magnétique du support d'enregistrement (elle est constituée de deux couches ferromagnétiques en couplage antiferromagnétique (AFC) à travers la couche de séparatrice afin d'augmenter la stabilité thermique du bit). Les blindages (shield) sont utilisés pour sélectionner le flux sortant d'une seule transition, lors de la lecture.

La figure 10a montre la géométrie du processus d'enregistrement sur les disques durs actuels. Le support d'enregistrement se déplace par rapport à la tête, placée à une hauteur inférieure à 10 nm, selon la direction x avec une vitesse V . L'aimantation est selon l'axe x (enregistrement longitudinal). Pour l'enregistrement perpendiculaire, l'aimantation du film est normale à son plan (direction z).

V.2.b Limite superparamagnétique

Traditionnellement, l'augmentation de la densité d'enregistrement consiste à diminuer les dimensions de bit et on pourrait imaginer l'augmentation de la densité indéfiniment. Malheureusement, ceci n'est pas le cas et certains problèmes surgissent. (i) il est connu depuis longtemps [23] que les particules très petites deviennent magnétiquement instables à cause de la température. En effet, l'énergie nécessaire pour le retournement de l'aimantation dans un bit de volume V est $\Delta E(H) = K_1 V$. Le temps caractéristique τ séparant deux renversements spontanés de l'aimantation est donné par l'équation (21). Dès que la taille de bit diminue, l'énergie thermique devient comparable à l'énergie d'anisotropie et le bit bascule indéfiniment entre les deux états possibles d'aimantation. Le minimum d'énergie assurant une stabilité de plus de 10 ans nécessite un rapport $K_1 V / k_B T > 40$ (k_B est la constante de Boltzmann et T est la température en K) [24]. Compte tenu de l'anisotropie des alliages utilisés, ceci correspond à une taille minimale de grain de 10.4 nm (8 pour le cobalt pur) [24]. (ii) en plus la

limitation en champ d'écriture ne permet pas d'utiliser des matériaux de très forte anisotropie quand on diminue la taille de bit.

(iii) D'un autre côté, la longueur des bits doit assurer la distinction entre deux transitions voisines afin d'augmenter le rapport signal sur bruit (S/B). Pour maintenir un rapport S/B suffisant, le nombre d'unités magnétiques (grains) constituant un bit doit rester au-dessus d'un certain minimum.

La combinaison ou le compromis entre les exigences en signal sur bruit, les limitations en champ d'écriture et l'activation thermique est communément connue sous le nom de limite superparamagnétique [24,25] (Fig. 11). Cette limite a été historiquement estimée par Charap à 40 Gbits/pouce² [26]. En utilisant la technologie actuelle, cette limite a été poussée à des densités plus grandes et elle devrait être atteinte d'ici 2006.

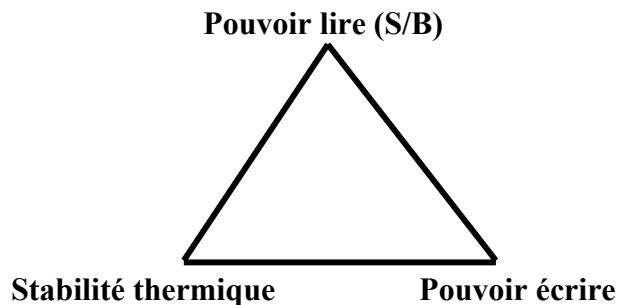


Fig. 11 : Critères à satisfaire lors de l'augmentation de la densité d'enregistrement.

Pour pousser la densité d'enregistrement au-delà des limites fixées par le phénomène du superparamagnétisme, les chercheurs se mobilisent afin de développer de nouveaux systèmes basés sur l'utilisation des matériaux à forte anisotropie.

VI. Solutions et technologies alternatives pour l'enregistrement longitudinal

Dans cette partie, je rappelle les différentes solutions proposées pour pousser la densité d'enregistrement au-delà de sa limite actuelle. Du fait de la motivation principale de cette thèse, que la solution proposant l'utilisation des matériaux à forte anisotropie perpendiculaire est étudiée en détail. Cette technologie, dont les développements ont fait des grands parcours, me semble la plus réaliste et la plus concrète au moins à l'heure actuelle. Avant d'exposer ces solutions, citons-nous celle qui a essayé de pousser la densité au-delà de la limite de Charap tout en gardant le mode d'enregistrement longitudinal. Cette technologie équipe les disques durs actuels et les premiers disques sont en marché.

VI.1 Enregistrement longitudinal actuel

Des milieux couplés antiferromagnétiquement (AFC) ont été introduits afin de reculer la limite superparamagnétique [27,28,29]. Leur plus grande stabilité thermique comparée aux milieux conventionnels pour l'enregistrement magnétique a rendu possible des densités de 56 Gbit/pouce² [27,28,29] et 106.4 Gbit/pouce² [30].

La configuration simple d'un AFC consiste en deux couches ferromagnétiques d'épaisseurs différentes séparées par une couche de Ru qui induit un couplage antiferromagnétique entre les deux couches. L'origine de la meilleure densité d'enregistrement par rapport au milieu utilisant une simple couche est la nouvelle structure magnétique. En effet, à l'état rémanent, les deux couches ferromagnétiques sont antiparallèles et le produit effectif $(M_{rt})_{eff}$ (M_r aimantation rémanente) est donné par la différence entre les M_{rt} des deux couches magnétiques. La réduction du $(M_{rt})_{eff}$ implique la diminution du paramètre de transition entre deux bits et permet la détection des transitions plus petites. En plus, le couplage antiferromagnétique augmente le volume effectif du bit et améliore donc sa stabilité thermique. L'aspect fascinant des milieux AFC est qu'ils permettent d'optimiser indépendamment la stabilité thermique et $(M_{rt})_{eff}$ en ajustant les épaisseurs physiques et les propriétés magnétiques de chaque couche.

Il a été reporté que la stabilité des AFC peut être aussi améliorée en augmentant l'anisotropie de la couche [31]. Récemment, des chercheurs ont proposé d'utiliser d'autres couches et matériaux afin d'augmenter le couplage antiferromagnétique entre couches [32].

Cette technologie, utilisée dans les disques durs actuels, qui n'a fait que retarder la limite citée ci-dessus, ne permet pas d'aller jusqu'à une densité de Tbit/pouce². Par conséquent, d'autres techniques capables d'y parvenir ont été proposées.

VI.2 Enregistrement thermo-magnétique

Appelé aussi enregistrement par chauffage local, l'enregistrement thermo-magnétique utilise des matériaux à très forte anisotropie. Le champ coercitif à température ambiante est généralement de plusieurs Tesla pour assurer la stabilité de l'information. Un faisceau laser chauffe localement le milieu magnétique afin de diminuer le champ coercitif pour permettre le retournement du bit concerné par le champ généré par la tête (en pratique une température de 200° C est nécessaire). Ensuite, le bit se refroidit rapidement à température ambiante où sa forte anisotropie assure sa stabilité. Pour le cas du FePt (Fig. 12) d'épaisseur 10 nm, cette technique pourrait permettre idéalement d'atteindre 5 Tbit/pouce² en prenant 20 grains par bit.

La mise en œuvre de cette technique est très difficile et plusieurs incertitudes subsistent. D'abord, la chaleur ne doit pas affecter la couche lubrifiante à la surface du disque. Ensuite, les chercheurs hésitent encore sur l'emplacement du faisceau laser. Doit-il être fixé sur la tête de lecture, quitte à l'alourdir (ce qui affecterait les temps de réponse), ou être réfléchi par le biais de micromiroirs ? En plus, pour avoir des taux de transfert supérieurs à 500 MHz, la réponse thermique du matériau doit être inférieure à 1 ns [33]. Ceci nécessite une grande puissance du faisceau optique utilisé pour le chauffage.

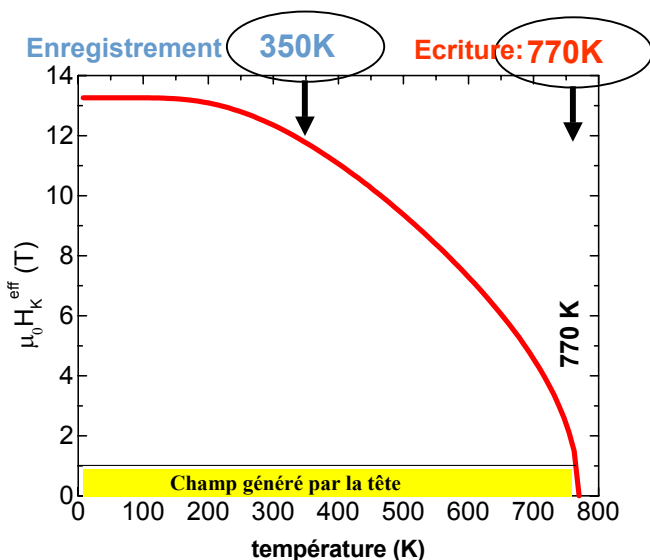


Fig. 12 : Evolution de l'anisotropie du FePt en fonction de la température. (D. Weller : Seagate, présentation à IMST à Grenoble le 23/9/2003).

VI.3 Enregistrement sur des milieux nanostructurés

L'enregistrement sur des milieux nanostructurés consiste à utiliser un support où chaque bit magnétique est physiquement stocké dans une entité bien définie (Fig. 13). Cette technologie nécessite l'utilisation des matériaux d'anisotropie suffisante pour retourner un bit sans affecter ses voisins. La fabrication des réseaux de nanostructures monodomaines et magnétiquement isolées a été mise en évidence en utilisant différentes méthodes de lithographie [34,35,36,37,38]. Récemment, la lecture et l'écriture des données sur des dispositifs permettant des densités de 206 Gbit/pouce² ont été prouvées [39].

Cette nanostructuration du milieu permettrait de réduire considérablement le bruit de transition entre deux bits adjacents et d'améliorer la stabilité thermique de bit. Elle permettrait en principe une augmentation d'un facteur 100, en terme de densité de stockage, par rapport à l'enregistrement longitudinal conventionnel. Cependant, le mode de retournement de l'aimantation dans ces nanostructures est très dépendant de leurs dimensions. Par ailleurs, il est essentiel que sur un disque dur, l'ensemble des bits (nanostructures) aient exactement les mêmes propriétés magnétiques (axe facile, champ coercitif et aimantation rémanente). Contrairement à l'écriture sur des milieux conventionnels (milieux continus) où le bit peut être placé n'importe où sur le film, l'écriture sur des supports nanostructurés constitue un vrai défi pour cette technologie. Elle exige une synchronisation spatiale entre la tête d'écriture et le bit et un contrôle précis des propriétés magnétiques et des dimensions des bits. L'obstacle majeur dans cette technologie est de trouver un moyen faible coût pour la mettre en oeuvre.

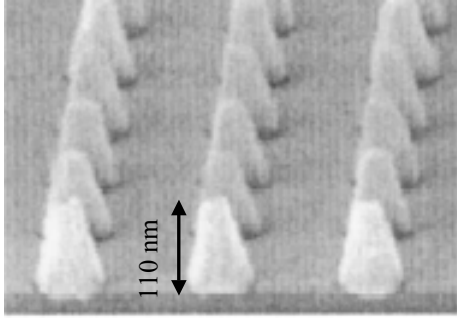


Fig. 13 : Milieu d'enregistrement à base de nanostructures magnétiques [40]. Les nanostructures en forme conique ont une base de 90 nm et une hauteur de 110 nm.

VI.4 Enregistrement perpendiculaire conventionnel

Dans l'enregistrement perpendiculaire conventionnel, le support d'enregistrement est un film granulaire avec un axe de facile aimantation perpendiculaire à son plan. Le nom conventionnel est utilisé pour le distinguer de l'enregistrement perpendiculaire incliné (voir paragraphe suivant). Du point de vue technologie, il est considéré comme l'alternative la plus proche de l'enregistrement longitudinal conventionnel. Comparé à ce dernier, l'enregistrement perpendiculaire est capable de pousser la densité actuelle à une limite substantiellement plus grande à cause de l'effet stabilisant des champs dipolaires interbit. Cette technologie permet d'utiliser des grandes épaisseurs du milieu magnétique. Par conséquent, pour une stabilité donnée, les milieux perpendiculaires peuvent avoir des grains de diamètres plus petits et un rapport signal sur bruit plus grand que celui de l'enregistrement longitudinal. Un autre aspect qui favorise l'enregistrement perpendiculaire est la structure du film offrant une faible distribution de l'axe de facile aimantation des grains. Ceci diminue la distribution du champ de retournement.

Dans cette technologie, la tête d'écriture est constituée d'un pôle et d'une couche magnétique douce (inférieure) qui prennent en sandwich le film magnétique (Fig. 14) [41]. L'utilisation de la couche douce a un effet quantitatif sur le champ magnétique généré sans affecter sa forme. Elle se comporte comme un miroir pour le pôle et l'écriture se fait donc avec le champ du gap (l'entrefer entre le pôle P_2 et son image, Fig. 14) contrairement à l'enregistrement longitudinal où elle se fait par le champ de fuite du gap. Ceci peut conduire jusqu'à doubler le champ d'écriture (80% de $4\pi M_s$ où M_s est l'aimantation à saturation du matériau dont le pôle d'écriture est fait) [42]. Par conséquent, des matériaux à forte anisotropie sont utilisés.

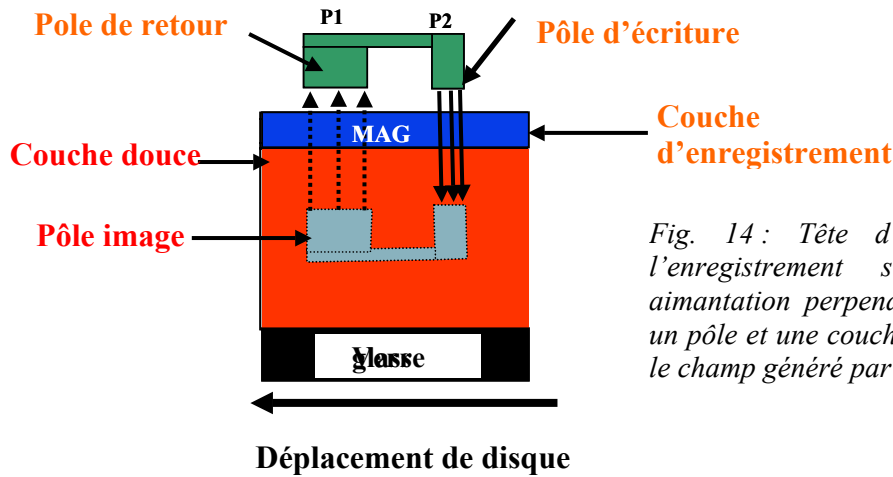


Fig. 14 : Tête d'écriture utilisée dans l'enregistrement sur disques durs à aimantation perpendiculaire. La tête utilise un pôle et une couche douce pour augmenter le champ généré par le pôle.

Les matériaux utilisés pour la technologie d'enregistrement perpendiculaire doivent avoir les caractéristiques représentées sur la figure 15. Leurs cycles d'hystérésis doivent avoir une grande aimantation rémanente M_r ($S = M_r/M_s = 1$) afin d'avoir un fort signal lors de la lecture[43] (proportionnel à M_r). Pour éviter le retournement du bit par le champ du pôle de retour (P_1), ce dernier doit être inférieur au champ de nucléation H_n (voir Fig.15).

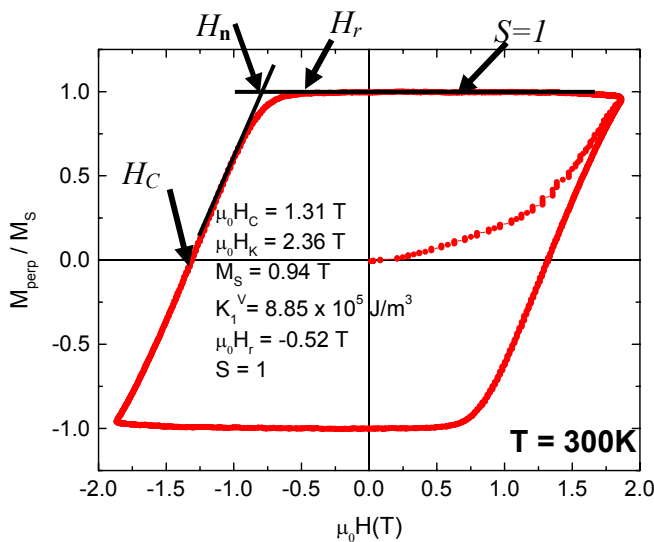


Fig. 15 : Cycle d'hystérésis des matériaux typiques à utiliser pour l'enregistrement perpendiculaire (D. Weller : Seagate, présentation à IMST à Grenoble le 23/9/2003).

La nouveauté de l'enregistrement perpendiculaire a amené aussi plusieurs problèmes qui n'existaient pas pour l'enregistrement longitudinal et qui sont reliés principalement à la lecture, à l'écriture et aux milieux d'enregistrement.

(i) l'utilisation de la couche douce introduit un certain nombre de défis techniques [44]. Sa saturation peut conduire à une divergence accrue du champ d'écriture. Pour éviter ceci, le moment magnétique à saturation de la couche douce ($M_{sc}A_c$, A_c est la surface effective de la couche douce par laquelle le champ d'écriture entre et M_{sc} et son aimantation à saturation) doit être supérieur ou égal à celui du pôle ($M_s A$, $A = T.W$ (Fig 16a) est la surface de la partie du

P_2 parallèle à la couche douce) [42]. La distance entre le pôle et la couche doit être bien choisie afin de ne pas dégrader la résolution. En plus, une couche douce non proprement optimisée peut introduire un bruit significatif lors de la lecture. Ce bruit vient des charges effectives résultant des parois de domaine dans la couche douce [45]. Pour réduire ce bruit, il faut déposer la couche douce sur un antiferromagnétique afin d'éviter la formation de domaines.

(ii) la partie inférieure du pôle d'écriture P_2 (très proche du film) a la forme représentée sur la figure 16a. Afin d'augmenter le champ magnétique qu'elle génère il faut diminuer la hauteur du cou (TH) en plus de maximiser la section transversale (T et W) [41]. Or, les dimensions de la section transversale sont fixées par la densité d'enregistrement recherchée. On pourrait alors imaginer l'augmentation du champ en réduisant la hauteur du cou de plus en plus. Malheureusement, sa forte diminution induit un autre effet compétitif dû à la formation des charges magnétiques sur la paroi latérale de la tête (Fig. 16b) qui génèrent un champ non localisé. Ce dernier, détériore le flux magnétique introduisant l'affaiblissement du champ généré au fur et à mesure que la hauteur est fortement réduite. Un compromis entre ces deux effets doit être trouvé.

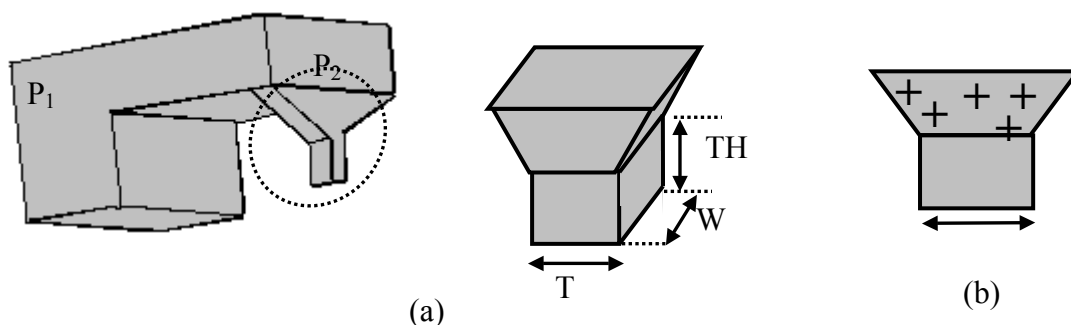


Fig.16 : (a) Géométrie de la partie inférieure du pôle d'écriture P_2 entourée par le cercle en pointillés et (b) paroi latérale de la partie inférieure de P_2 montrant les charges magnétiques créées lors de la génération du champ d'écriture.

Il est vrai que cette alternative pourrait augmenter la densité d'enregistrement par un facteur de 3 à 5 par rapport à l'enregistrement longitudinal, mais il reste à voir si ces avantages théoriques sont réalisables en pratique. Pour cette technologie, la densité maximale annoncée par Seagate en fin de 2002 était de 100 Gbit/pouce² avec un taux de transfert de plus de 125 Mbit/s.

VI.5 Enregistrement à axe d'anisotropie incliné

La figure 17 représente les variations du champ de retournement (H_r) pour une simple particule (modèle de Stoner-Wohlfarth [8]) en fonction de son angle θ avec l'axe d'anisotropie. Pour les systèmes d'enregistrement magnétique perpendiculaire où l'écriture se

fait avec de très petits angles, le champ de retournement (H_r) ainsi que sa sensibilité à ces angles sont maximaux (Fig. 17). Il en résulte une détérioration du rapport signal sur bruit due à sa grande sensibilité à toute distribution du champ de retournement [46].

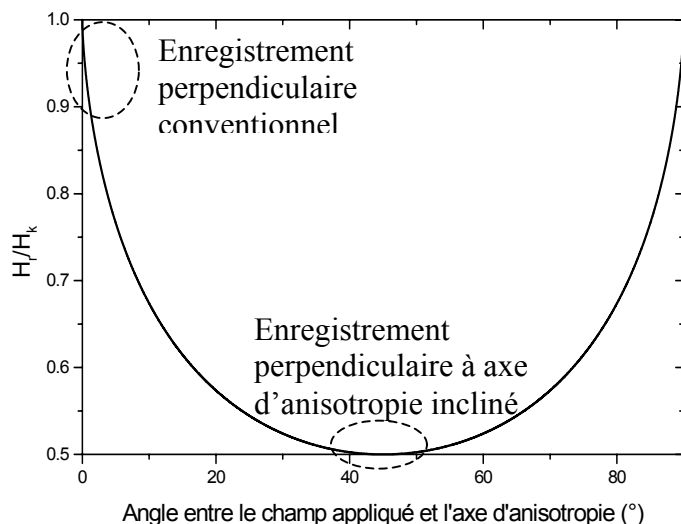


Fig. 17 : Champ de retournement pour l'enregistrement magnétique perpendiculaire (conventionnel et à axe d'anisotropie incliné).

Une alternative pour palier à ce problème consiste à concevoir une tête d'enregistrement dont le champ d'écriture est incliné par rapport à la direction perpendiculaire [47]. Elle pourrait permettre une augmentation du champ d'anisotropie (environ 10%) et améliore le S/B de 2-3 dB. Son inconvénient majeur est la longue portée des champs générés par la tête qui provoquent l'effacement des bits voisins. Cette technique nécessite alors d'installer des blindages sur la tête afin de protéger les bits voisins [46].

Une autre solution au problème de la distribution de champ de retournement est d'ajuster l'axe d'anisotropie du film dans une direction qui minimise cette distribution. Cette technique, appelée enregistrement avec axe d'anisotropie incliné, a été proposée comme la solution effective pour l'enregistrement ultrarapide à haute densité (1-2 Tbit/pouce² avec une vitesse de transfert de donnée de 1-2 Gbit/s) [46]. L'axe de facile aimantation fait un angle de 45° avec la normale au plan du film. Sa mise en œuvre nécessite le développement de plusieurs méthodes de croissance [48,49].

Comme H_r est proche de son minimum (Fig. 17), cette technologie offre la possibilité d'utiliser des matériaux à forte anisotropie pour augmenter la densité et assurer la stabilité thermique des bits (tableau 1). Comparée à l'enregistrement perpendiculaire, l'enregistrement avec axe d'anisotropie incliné pourrait conduire à un retournement plus rapide des bits [50]. Ceci est dû au grand couple appliqué à l'aimantation au début de retournement (angle de 45° entre l'axe facile et le champ appliqué). Contrairement à l'enregistrement perpendiculaire où le temps de retournement décroît avec l'augmentation de la constante d'amortissement α , ce

temps est presque indépendant de α pour l'enregistrement avec axe d'anisotropie incliné [46]. En plus, cette technique pourrait améliorer le rapport signal sur bruit de 10 dB par rapport à l'enregistrement perpendiculaire [51]. Ceci est du fait qu'en enregistrement perpendiculaire la largeur du bit enregistré est 40 % plus grande que la largeur du pôle P_2 , alors qu'elle est 10% plus grande dans le cas de l'enregistrement avec axe d'anisotropie incliné [46]. Il en résulte le chevauchement des bits voisins qui peut conduire à l'effacement d'une partie du bit et donc à diminuer le signal dans le cas de l'enregistrement perpendiculaire. Enfin, le problème critique de cette technique est la fabrication des films à axe d'anisotropie incliné [46].

Type d'enregistrement	Enregistrement sur des milieux à anisotropie inclinée	Enregistrement perpendiculaire conventionnel
Anisotropie(T)	2.8	1.5
M_s (T)	0.7	0.38

Tableau 1 : Champs maximaux d'anisotropie pour les enregistrements perpendiculaire et incliné

En conclusion sur les différentes alternatives présentées ci-dessus, le tableau 2 représente les prévisions de Seagate en terme de densité pour ces différentes technologies.

Méthode d'enregistrement	densité	Disponibilité
Perpendiculaire	>100 Gbits/pouce²	2005-2006
Thermo-magnétique	<1 Tbits/pouce ²	2008-2009
Nanostructurée	>1 Tbits/pouce ²	Après 2008-2009
Thermo-magnétique+nanostructurée	>10 Tbits/pouce ²	Après 2015

Tableau 3 : Prévisions de Seagate en terme de densité pour les différentes technologies.

VII. Dynamique rapide de l'aimantation des couches minces

VII.1 Définition

Chaque système magnétique est caractérisé par des états d'équilibre et des états métastables, correspondant respectivement aux minima globaux et locaux de l'énergie totale du système. La transition de l'aimantation d'un état vers un autre, sous l'influence du champ magnétique extérieur, de la température ou d'un courant polarisé en spin, est un processus dynamique appelé la dynamique d'aimantation. Les temps caractéristiques de cette dynamique dépendent du type d'excitation, des paramètres des matériaux et des dimensions du système magnétique. Dans le cas où l'excitation est caractérisée par des temps de montée et des durées subnanosecondes, la dynamique est dite rapide.

VII.2 Etat de l'art et motivation

L'importance de la réponse ultra rapide des milieux magnétiques pour les futures applications en disques durs ne cesse de s'accroître. Cette importance est justifiée par les augmentations récentes de taux de transfert imposées par les hautes densités de stockage. En effet, les produits actuels ont des taux de transfert de 250 Mbit/s et les temps de réponse sont de l'ordre de quelques nanosecondes [52]. Par conséquent, si la tendance récente (qui tend à s'infléchir plus récemment) de 60-100% d'augmentation annuelle de densité se poursuit, des temps de retournement subnanoseconde seront nécessaires dans deux ou trois ans. A ces vitesses, les effets gyromagnétiques ou les effets précessionnels du spin domineront le retournement de l'aimantation. Il est donc indispensable de comprendre le retournement de l'aimantation à l'échelle de la nanoseconde et surtout dans des structures submicroniques.

Contrairement aux matériaux à forte anisotropie, la dynamique rapide des matériaux doux (à aimantation dans le plan) a été la première étudiée. Ceci est justifié par les faibles champs de retournement de ces matériaux et par le fait qu'ils étaient les premiers utilisés dans les différentes applications d'enregistrement magnétique. Kaka et al [53], par exemple, ont étudié le retournement dans des pseudo-vannes de spin par des impulsions de champ magnétique de faible durée (>0.5 ns) appliqué antiparallèlement à la direction initiale de l'aimantation. Ils ont montré que le champ de retournement varie linéairement en fonction de l'inverse de la durée de l'impulsion du champ magnétique.

Pour des retournements plus rapides et après son étude théorique [15], le retournement précessionnel dans des cellules MRAM [18] et des films [19,54,55] a subi une étude expérimentale intensive. En plus des temps de retournement, ces études ont permis aussi de mesurer plusieurs paramètres intrinsèques tels que le temps de relaxation et la constante d'amortissement.

La dynamique rapide des matériaux à forte anisotropie a été étudiée théoriquement et expérimentalement. Pour l'étude expérimentale, la principale difficulté est la génération, au sein des laboratoires, des champs magnétiques ultra rapides et suffisamment forts pour retourner leurs aimantations. Pour les matériaux à fort champ coercitif et à aimantation dans le plan, Rizzo et al [56] ont étudié le retournement 180° dans des films $\text{CoCr}_{10}\text{Ta}_4$ sur une large gamme de durée T_p des impulsions du champ appliqué (1-300 ns). Ils ont observé que l'aimantation décroît exponentiellement avec T_p pour des durées $T_p < 10$ ns et en logarithme pour $T_p > 10$ ns. Ceci correspond respectivement à des retournements par relaxation et thermiquement activé.

Pour les matériaux à forte anisotropie perpendiculaire, les premières expériences de retournement précessionnel ont été initiées par Siegmann et al [16] selon la méthode décrite en §IV.3. Dans ces expériences, l'analyse des résultats était quasi-impossible du fait des grandes incertitudes sur les différents paramètres des champs. Elles étaient refaites par Back et al [17,57] qui ont montré qu'un simple modèle de retournement cohérent est suffisant pour décrire les bases de la dynamique de retournement à l'échelle de la picoseconde. Ils ont démontré que le retournement ultra rapide des structures à aimantation perpendiculaire pouvait être bien compris à travers la simple équation de Landau-Lifshitz. Ces expériences ont été faites aussi pour des sandwichs de Pt/Co/Fe/Pt à forte anisotropie dans le plan [57] (0.21 T). Ils ont observé que le champ démagnétisant, généré par l'impulsion quand elle sort du plan lors de sa précession autour du champ appliqué, conduit à des retournements à faibles coûts en champ. Malgré leurs importances pour la compréhension de la physique du retournement dans de tels matériaux, ces expériences ne permettent pas la mesure résolue en temps de l'aimantation. Cette dernière est d'un grand intérêt pour mesurer les temps de retournement et compléter la compréhension de cette physique.

Les simulations numériques ont révélé que comparés aux média à aimantation dans le plan, le retournement d'aimantation des milieux à aimantation perpendiculaire est moins rapide [58]. Les limitations en vitesse de ces derniers ont été étudiées par Lyberatos [52]. Il a montré que la vitesse de retournement peut être augmentée par l'ajustement simultané de l'intensité du champ d'écriture et les paramètres du système d'enregistrement. Par exemple augmenter l'anisotropie des grains, diminuer le temps de montée du champ d'écriture, réduire la distance de séparation entre le film et la tête d'écriture et diminuer le couplage d'échange intergrain. Un autre paramètre de grande importance est le champ coercitif rémanent défini par l'amplitude nécessaire pour qu'un champ de durée donnée réduise l'aimantation d'un échantillon de l'état rémanent jusqu'à zéro. Ce paramètre n'a été étudié que théoriquement [59].

Ces méthodes théoriques consistent à résoudre l'équation LLG numériquement ou analytiquement [60,61] en simplifiant la modélisation des structures.

En conclusion, contrairement aux matériaux à anisotropie dans le plan, la dynamique rapide des matériaux à forte anisotropie qui seront utilisés dans la future génération des disques durs a été peu explorée. Par conséquent, le développement des nouvelles méthodes de mesure reste le meilleur moyen pour résoudre les problèmes et les limitations actuels dans ces systèmes.

Références

- [1] J. Miltat, G. Albuquerque, and A. Thiaville, *Top. Appl. Phys.* 83 Vol. I 'Spin dynamics in confined nanostructures' (2002).
- [2] P. Bruno, *Phys. Rev. B*, 52, 411 (1995).
- [3] J. Nogués, and I. K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mater.* 192, 203 (1999).
- [4] E. P. Wohlfahrt, 'Ferromagnetic Materials', Vol. 1, North Holland Publishing company, Amsterdam (1980).
- [5] L. Néel, *C. R. Ac. Sc.* 137, 1468(1953), L. Néel, *J. Phys. Rad.* 15, 376 (1954).
- [6] B. Raquet, Thèse de Doctorat de l'INSA de Toulouse, Toulouse (1996).
- [7] V. Mathet, T. Devolder, C. Chappert, J. Ferré, S. Lemerle, L. Belliard, and G. Guentherodt, *J. Magn. Magn. Mater.* 260 (2003).
- [8] E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth, *Philos. Trans. R. Soc. London* 1-240, 74 (1948).
- [9] E. T. Lacheisserie et al. 'Magnétisme' Tome I, EDP Sciences, Les Ulis (2000).
- [10] L. Landau and E. Lifshitz, *Phys. Z Sowjetunion* 8, 153 (1953) ; T. L. Gilbert, *Phys. Rev.* 100, 1243 (1955).
- [11] L. Landau and E. Lifshitz, *Phys. Z Sowjetunion* 8, 153 (1953).
- [12] A. Aharoni, 'Introduction to the theory of ferromagnetism', Oxford University press (1995).
- [13] J. Moritz, Y. Pennec, J. Camarero, J. Vogel, S. Pizzini, J.P. Nozières et B. Diény, 8^{ème} Colloque Louis Néel 2002, III-1P (2002).
- [14] I. Kilk, and L. Gunther, *J. Stat. Phys.* 60, 473 (1990).
- [15] M. Bauer, J. Fassbender, B. Hillebrands, and R. L. Stamps, *Phys. Rev. B* 61, 3410 (2000).
- [16] H. C. Siegmann, E. L. Garwin, C. Y. Prescott, J. Heidmann, D. Mauri, D. Weller, R. Allenspach, and W. Weber, *J. Magn. Magn. Mater.* 151, L8 (1995).
- [17] C. H. Back, D. Weller, J. Heidmann, D. Maur, D. Guarisco, E. L. Garwin, and H. C. Siegmann, *Phys. Rev. Lett.* 81, 3251 (1998).
- [18] H. W. Schumacher, C. Chappert, R. C. Sousa, P. P. Freitas, and J. Miltat, *Phys. Rev. Lett.* 90, 017204 (2003).
- [19] M. Bauer, R. Lopusnik, J. Fassbender, B. Hillebrands, and R. L. Stamps, *Appl. Phys. Lett.* 76, 2758 (2000).
- [20] E. D. Daniel, C. D. Mee, and M. H. Clark, 'Magnetic recording in the first 100 years', New York: IEEE Press, 1998.

- [21] K. O'Grady and H. Laidler, *J. Magn. Magn. Mater.* 200, 616 (1999).
- [22] K. Stoev, F. Liu, Y. Chen, X. Dang, P. Luo, J. Chen, J. Wang, K. Kung, M. Lederman, M. Re, G. Choe, J. N. Zhou, and M. Yu, *J. Appl. Phys.* 93, 6552 (2003).
- [23] M. P. Sharrock and J. T. McKinney, *IEEE Trans. Magn.* 17, 3020 (1981).
- [24] D. Weller, A. Moser, *IEEE Trans. Magn.* 35, 4423 (1999).
- [25] E. F. Kneller and F. E. Luborsky, *Appl. Phys. Lett.* 78, 1448 (2001).
- [26] S. H. Charap, P.-L. Lu, and Y. He, *IEEE Trans. Magn.* 33, 978 (1997).
- [27] E. N. Abarra, H. Soto, A. Inomata, I. Okamoto, and Y. Mizoshita, *Intermag 2000 conference. Toronto, 9-13 April 2000 AA-06; Magn. Soc. Jap. Conference, Sept. 1999.*
- [28] E. N. Abarra, A. Inomata, H. Soto, I. Okamoto, and Y. Mizoshita, *Appl. Phys. Lett.* 77, 2581 (2000).
- [29] E. N. Fulletron, D. T. Margulies, M. E. Schabes, M. Carey, B. Gurney, A. Moser, M. Best, G. Zeltzer, K. Rubin, H. Rosen, and M. Doemer, *Appl. Phys. Lett.* 77, 3806 (2000).
- [30] J. Hong, J. Kane, J. Hashimoto, M. Yamagishi, K. Noma, and H. Kanai, *12th Magnetic Recording Conference Minneapolis, 20-22 August 2001.*
- [31] E. N. Abarra, B. R. Acharya, A. Inomata, and I. Okamoto, *IEEE Trans. Magn.* 37, 1426 (2001).
- [32] A. Inomata, E. N. Abarra, B. R. Acharya, A. Jan, and I. Okamoto, *Appl. Phys. Lett.* 80, 2719 (2002).
- [33] T. W. Mcdaniel, and W. A. Challener, *MORIS 2002, Brittany, France, 2002.*
- [34] S. Y. Chou, *Proc. IEEE* 85, 652 (1997).
- [35] R. L. White, R. M. H. New, and R. F. W. Pease, *IEEE Trans. Magn.* 33, 990 (1997).
- [36] C. A. Ross, H. L. Smith, T. Savas, M. Schattenburg, M. Farhoud, M. Hwang, M. Walsh, M. C. Abraham, and R. J. Ram, *J. Sac. Sci. Technol, B* 17, 3168 (1999).
- [37] K. Koike, H. Matsuyama, Y. Hirayama, K. Tanahashi, T. Kanemura, O. Kitakami, and Y. Shimada, *Appl. Phys. Lett.* 78, 784 (2001).
- [38] C. T. Rettner, S. Anders, T. Thomson, M. Albrecht, M. E. Best, and B. D. Terris, *IEEE Trans. Magn.*, 38, 1725 (1997).
- [39] M. Albrecht, C. T. Rettner, A. Moser, M. E. Best, and B. D. Terris, *Appl. Phys. Lett.* 81, 2875 (2002).
- [40] C. A. Ross, S. Haratani, F. J. Castaño, Y. Hao, M. Hwang, M. Shima, J. Y. Cheng, B. Vögeli, M. Farhoud, M. Walsh, and H. I. Smith, *J. Appl. Phys.* 91, 6848 (2002).
- [41] S. Khizroev, and D. Litvinov, *J. Appl. Phys.* 95, 4521 (2004).

- [42] D. Litvinov, M. H. Kryder, and S. Khizroev, *JMMM*, 232, 84 (2001).
- [43] K. Ouchi, and N. Honda, *IEEE Trans. Magn.* 36, 16 (2000).
- [44] Dmitri Litvinov, Mark H. Kryder and Sakhrat Khizroev, *J. Magn. Magn. Mater.* 232, 84 (2001).
- [45] W. Can, A. Payne, M. Bladwinson, and R. Hempstead, *IEEE Trans. Magn.* 32, 97 (1996).
- [46] K. Z. Gao, and H. N. Bertram, *IEEE Trans. Magn.* 38, 3675 (2002).
- [47] M. Mallery, A. Torabi and M. Benakli, *IEEE Trans. Magn.* 36, 36 (2000).
- [48] C. H. Hee, Y. Y. Zou, and J. P. Wang, *J. Appl. Phys.* 91, 8004 (2002).
- [49] Y. F. Zheng, J. P. Wang, and V. Ng, *J. Appl. Phys.* 91, 8007 (2002).
- [50] Y. Y. Zou, J. P. Wang, C. H. Hee, and T. C. Chong, *Appl. Phys. Lett.* 82, 2473 (2003).
- [51] K. Z. Gao, and H. N. Bertram, *IEEE Trans. Magn.* 39, 704 (2003).
- [52] A. Lybertos, *J. Appl. Phys.* 93, 6199 (2003).
- [53] S. E. Russek, J. O. Oti, S. Kaka, and E. Y. Chen, *J. Appl. Phys.* 85, 4773 (1999).
- [54] T. M. Crawford, P. Kabos, and T. J. Silav, *Appl. Phys. Lett.* 76, 2113 (2000).
- [55] B. C. Choi, M. Belov, W. K. hiebert, G. E. Ballentine, and M. R. Freman, *Phys. Rev. Lett.* 86, 728 (2001).
- [56] N. D. Rizzo, T. J. Silva, and A. B. Kos, *Phys. Rev. Lett.* 83, 4876 (1999).
- [57] C. H. Back, and H. C. Siegmann, *J. Magn. Magn. Mater.* 200, 774 (1999).
- [58] Q. Peng, and H. Bertram, *J. Appl. Phys.* 81, 4384, (1997).
- [59] A. Misra, P. B. Visscher, and D. M. Apalkov, *J. Appl. Phys.* 94, 6013, (2003).
- [60] C. Serpico, I. D. Mayergoyz, and G. Bertotti, *J. Appl. Phys.* 93, 6909 (2003).
- [61] G. Bertotti, I. D. Mayergoyz, C. Serpico, and M. Diamian, *J. Appl. Phys.* 93, 6811 (2003).

Chapitre II : Retournement ultra-rapide de l'aimantation dans les systèmes à anisotropie magnétique perpendiculaire

I-	INTRODUCTION.....	37
II.	DESCRIPTION QUALITATIVE ET QUANTITATIVE DE LA STRATEGIE	37
III.	DYNAMIQUE DE L'AIMANTATION ET EXPRESSION DES TRAJECTOIRES	39
IV.	CAS D'UN CHAMP MAGNETIQUE APPLIQUE DANS LE PLAN (XZ) PERPENDICULAIRE AU PLAN DE L'ECHANTILLON ($\phi=0^\circ$).....	40
IV.1	DESCRIPTION DES TRAJECTOIRES DE L'AIMANTATION ET CHAMP DE RETOURNEMENT	40
IV.1.a	<i>Champ colinéaire avec l'axe facile.....</i>	<i>40</i>
IV.1.b	<i>Champ non colinéaire avec l'axe facile.....</i>	<i>43</i>
IV.2	STABILITE THERMIQUE.....	46
IV.3	CAS DU CHAMP D'ECHANGE NUL ET DE DISSIPATION NON NULLE.....	47
V.	CAS DU CHAMP MAGNETIQUE APPLIQUE DANS LE PLAN DE L'ECHANTILLON ($\Theta=90^\circ$).....	49
V.1	DESCRIPTION DES TRAJECTOIRES DE L'AIMANTATION.....	49
V.2	CHAMP MINIMAL DE RETOURNEMENT	51
V.3	TEMPS DE RETOURNEMENT ET FREQUENCES DE PRECESSION.....	52
V.	CONCLUSION	55

I- Introduction

Avoir un temps de retournement au-dessous de la nanoseconde dans des structures submicroniques est un vrai défi en nanomagnetisme, en particulier dans les systèmes d'enregistrement perpendiculaire. Il est alors d'un grand intérêt pour cette technologie d'enregistrement de concevoir une stratégie ultra rapide et en champ magnétique faible pour le retournement de l'aimantation de matériaux à forte anisotropie utilisés dans cette technologie. Ceci est l'objet de ce chapitre où je présente l'étude théorique d'une stratégie innovante afin d'améliorer le temps de retournement et d'augmenter la densité de stockage. Les concepts théoriques énoncés dans ce chapitre seront mis en en pratique dans les études expérimentales décrites par la suite.

Dans un premier temps, je décris cette stratégie et je donne l'ordre de grandeur des quantités qu'elle utilise. Ensuite, je définis la notation et le modèle que j'utilise et je calcule les expressions des trajectoires de l'aimantation, dans le cas des pertes négligeables dans l'équation Landau-Lifshitz-Gilbert [1]. Deux configurations sont étudiées en détail. Dans la première où le champ magnétique est appliqué perpendiculairement au plan de l'échantillon, je décris les différentes trajectoires et je mets en évidence l'effet du champ d'échange sur le champ de retournement. Ensuite, je discute l'apport de cette stratégie à la densité d'enregistrement. Dans le cas où le champ est appliqué dans le plan de l'échantillon, en plus de la description des trajectoires, je détermine les expressions analytiques de champ et de temps de retournement en fonction du champ d'échange et de la direction du champ appliqué.

II. Description qualitative et quantitative de la stratégie

En enregistrement magnétique perpendiculaire où le champ d'écriture est appliqué antiparallèlement à l'aimantation, le couple initial exercé sur cette dernière est nul. Du fait de sa nature thermiquement activée, le retournement est lent. Il faut donc briser le parallélisme entre le champ magnétique et l'aimantation afin d'augmenter le couple initial exercé sur cette dernière. On propose de le faire avec un champ d'échange.

Cette stratégie repose donc sur l'utilisation d'un champ d'échange \mathbf{H}_{exc} dans le plan du milieu d'enregistrement (le long de l'axe (x)) afin de briser la symétrie cylindrique autour du fort champ d'anisotropie perpendiculaire et d'assister significativement l'impulsion de champ magnétique appliqué. Ce champ fait un angle θ avec l'axe de facile aimantation (z) et un angle ϕ , dans le plan du milieu à forte anisotropie, avec l'axe (x) (Fig. 1). Ce champ d'échange peut être obtenu par exemple en déposant le matériau à forte anisotropie sur une couche antiferromagnétique créant un champ d'échange dans le plan (chapitre I). Une autre méthode consiste à créer un fort gradient d'anisotropie par l'irradiation ionique de la région

entourant le bit magnétique [2] ou par dépôt sur des substrats monocristallins ou polycristallins avec des surfaces modulées latéralement [3].

Dans les systèmes d'enregistrement magnétique, la tête d'écriture est utilisée pour générer des champs dans le plan ($\theta=90^\circ$ et $\phi=0^\circ$ ou $\phi=90^\circ$) ou perpendiculaires au plan ($\theta=180^\circ$ ou $\theta=0^\circ$). Je me concentre donc sur la situation d'un champ appliqué normalement au plan ($\theta=180^\circ$) ou dans le plan de l'échantillon ($\theta=90^\circ$).

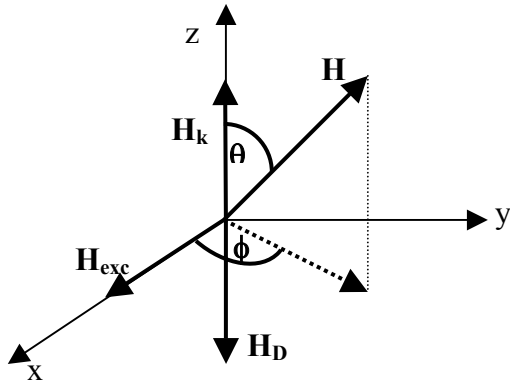


Fig. 1 : Géométrie et configuration en champ de la structure étudiée. Le champ appliqué H est défini par ses coordonnées sphériques θ (avec l'axe z qui est l'axe de facile aimantation) et ϕ (avec l'axe x dans le plan (xy) de l'échantillon). Le champ d'échange est selon l'axe x .

Dans la technologie d'enregistrement magnétique perpendiculaire, les films utilisés ont typiquement une aimantation $M_s=300$ kA/m [4,5] et un champ d'anisotropie $H_k=800$ kA/m. En termes du champ d'échange, pour des multicouches $[\text{Pt}(20 \text{ \AA})/\text{Co}(4 \text{ \AA})]_5/\text{Pt}/(2 \text{ \AA})/\text{FeMn}(130 \text{ \AA})$ avec une aimantation perpendiculaire, des champs d'échange (perpendiculaires au plan) de l'ordre de 27 kA/m ont été démontrés à température ambiante [6]. Des champs d'échange dans le plan des multicouches à aimantation perpendiculaire ont été aussi démontrés à basses températures [7]. La constante d'amortissement pour les systèmes Co/Pt est typiquement 0.02-0.1 [8,9].

Les valeurs de H_{exc} démontrées à température ambiante sont très faibles devant les valeurs d'anisotropie des milieux utilisés dans les systèmes d'enregistrement actuels. Toutefois, la plupart des illustrations présentées ici sont faites pour des valeurs non physiques : $H_{exc}=0.5 H_k^{eff}$. Ces dernières valeurs permettent une présentation plus pédagogique où les différentes formes des trajectoires sont claires et distinguables.

Ici, je me limite aux cas $H_k^{eff} > H_{exc}$. Dans le cas où les champs appliqués ont des faibles temps de montée, le retournement est gouverné par le mouvement précessionnel ultra rapide. Du fait que l'objectif principal ici est de donner des solutions indicatives simples, l'amortissement sera presque systématiquement négligé dans l'équation Landau-Lifshitz-Gilbert, contrairement à d'autres cas [10].

Dans les calculs développés ici, on considère une approximation macrospin : la contribution intrinsèque au champ d'échange est nulle et seul le champ d'échange dû au couplage avec la couche antiferromagnétique est pris en compte.

III. Dynamique de l'aimantation et expression des trajectoires

La dynamique de l'aimantation est régie par la fameuse équation LLG [1]. L'aimantation est supposée uniforme et donnée par $\mathbf{M}=M_s\mathbf{m}$. On note $\mathbf{H}_k^{\text{eff}} = (\mathbf{H}_k - \mathbf{M}_s)$ le champ effectif d'anisotropie. Dans ce qui suit, les lettres minuscules m et h indiquent que les quantités correspondantes sont normalisées par rapport à l'aimantation à saturation M_s . Par exemple, $h_k^{\text{eff}} = H_k^{\text{eff}}/M_s$. A $t=0$, le système se trouve dans sa position d'équilibre vérifiant $m_z > 0$.

L'énergie du système est donnée par:

$$\frac{E}{\mu_0 M_s^2 V} = -m_x (h_{\text{exc}} + h \sin \theta \cos \phi) - \frac{h_k^{\text{eff}}}{2} m_z^2 - h m_z \cos \theta - h m_y \sin \theta \sin \phi \quad (1)$$

Les positions d'équilibre avant l'application du champ ($h=0$) sont données par la minimisation de cette énergie (équation (1)).

$$m_x = \frac{h_{\text{exc}}}{h_k^{\text{eff}}}, m_y = 0 \text{ et } m_z = \pm \sqrt{1 - \frac{h_{\text{exc}}^2}{h_k^{\text{eff} 2}}} \quad (2)$$

L'état initial correspond à la valeur positive de m_z .

Le but maintenant est de tirer les expressions des trajectoires de l'aimantation pour les différentes orientations θ du champ appliqué dans le plan (xz) (cas $\phi=0^\circ$).

Dans le cas des amortissements négligeables, l'équation LLG donne:

$$\dot{m}_x = -\gamma_0 M_s (h_k^{\text{eff}} m_z + h \cos(\theta)) m_y \quad (3)$$

$$\dot{m}_y = -\gamma_0 M_s [(h_{\text{exc}} + h \sin(\theta)) m_z - (h_k^{\text{eff}} m_z + h \cos(\theta)) m_x] \quad (4)$$

$$\dot{m}_z = \gamma_0 M_s (h_{\text{exc}} + h \sin(\theta)) m_y \quad (5)$$

La trajectoire de l'aimantation dans le plan (xz) est obtenue en éliminant m_y des équations (3) et (5).

$$m_x = -\frac{1}{h_{\text{exc}} + h \sin(\theta)} \left[\frac{h_k^{\text{eff}}}{2} m_z^2 + h \cos(\theta) m_z - \frac{h_k^{\text{eff}}}{2} + \frac{h_{\text{exc}}^2}{2 h_k^{\text{eff}}} - h \cos(\theta) \sqrt{1 - \frac{h_x^2}{h_k^{\text{eff} 2}} \right] + \frac{h_{\text{exc}}}{h_k^{\text{eff}}} \quad (6)$$

En remplaçant m_x par l'équation (6) dans (4) et en utilisant (5), on obtient m_y en fonction de m_z :

$$m_y^2 = \frac{1}{(h_{exc} + h \sin \theta)^2} \left[\begin{array}{l} -\frac{h_k^{eff^2}}{4} m_z^4 - h h_k^{eff} \cos(\theta) m_z^3 - (h^2 \cos^2 \theta - \frac{h_k^{eff^2}}{2} + \frac{h_{exc}^2}{2} - \\ h h_k^{eff} \cos(\theta) \sqrt{1 - \frac{h_{exc}^2}{h_k^{eff^2}}} + h(h_{exc} + h \sin \theta) \sin(\theta) m_z^2 - 2h \cos \theta \\ \left[-\frac{h_k^{eff}}{2} + \frac{h_{exc}^2}{2h_k^{eff}} - h \cos(\theta) \sqrt{1 - \frac{h_{exc}^2}{h_k^{eff^2}}} - \frac{h_{exc}}{h_k^{eff}} (h_{exc} + h \sin \theta) m_z \right] + c \end{array} \right] \quad (7)$$

où:

$$c = 2h \cos \theta \left[-\frac{h_k^{eff}}{2} + \frac{h_{exc}^2}{2h_k^{eff}} - \frac{h_{exc}}{h_k^{eff}} (h_{exc} + h \sin \theta) \right] \sqrt{1 - \frac{h_{exc}^2}{h_k^{eff^2}}} - \left(1 - \frac{h_{exc}^2}{h_k^{eff^2}}\right) \left[\begin{array}{l} h^2 \cos^2 \theta + \frac{h_k^{eff^2}}{4} - \frac{h_{exc}^2}{4} \\ -h(h_{exc} + h \sin \theta) \sin \theta \end{array} \right]$$

IV. Cas d'un champ magnétique appliqué dans le plan (xz) perpendiculaire au plan de l'échantillon ($\phi=0^\circ$)

IV.1 Description des trajectoires de l'aimantation et champ de retournement

Je me concentre ici sur la situation d'un champ appliqué normalement au plan ($\theta=180^\circ$). Les trajectoires de l'aimantation qui correspondent à des champs appliqués selon des directions intermédiaires seront obtenues par analogie.

IV.1.a Champ colinéaire avec l'axe facile

Certaines trajectoires représentatives sont tracées sur la figure 2 pour $h_{exc} = 0.5h_k^{eff}$ et $\theta=180^\circ$.

Pour des faibles valeurs du champ appliqué, la trajectoire est une petite oscillation elliptique partant de l'état initial et qui précesse qualitativement autour de la nouvelle position d'équilibre fixée par le champ appliqué (courbes 1 sur les figures 2b et 2c). Une trajectoire virtuelle existe aussi dans le demi-espace négatif (-z) mais elle ne peut être atteinte par le système (courbe 1' : Fig. 2). Les trajectoires sont dominées par l'anisotropie et l'aimantation reste dans le demi-plan positif (Fig. 2c). De telles valeurs du champ ne permettent pas le retournement.

Lorsque le champ appliqué atteint une certaine valeur, appelée champ minimal de retournement (h_{sw}^{min}), le petit et le grand lobe se connectent par un point de bifurcation (Fig. 2c courbe 2). L'aimantation peut alors passer d'un lobe à l'autre et se retourne de $m_z > 0$ à $m_z < 0$.

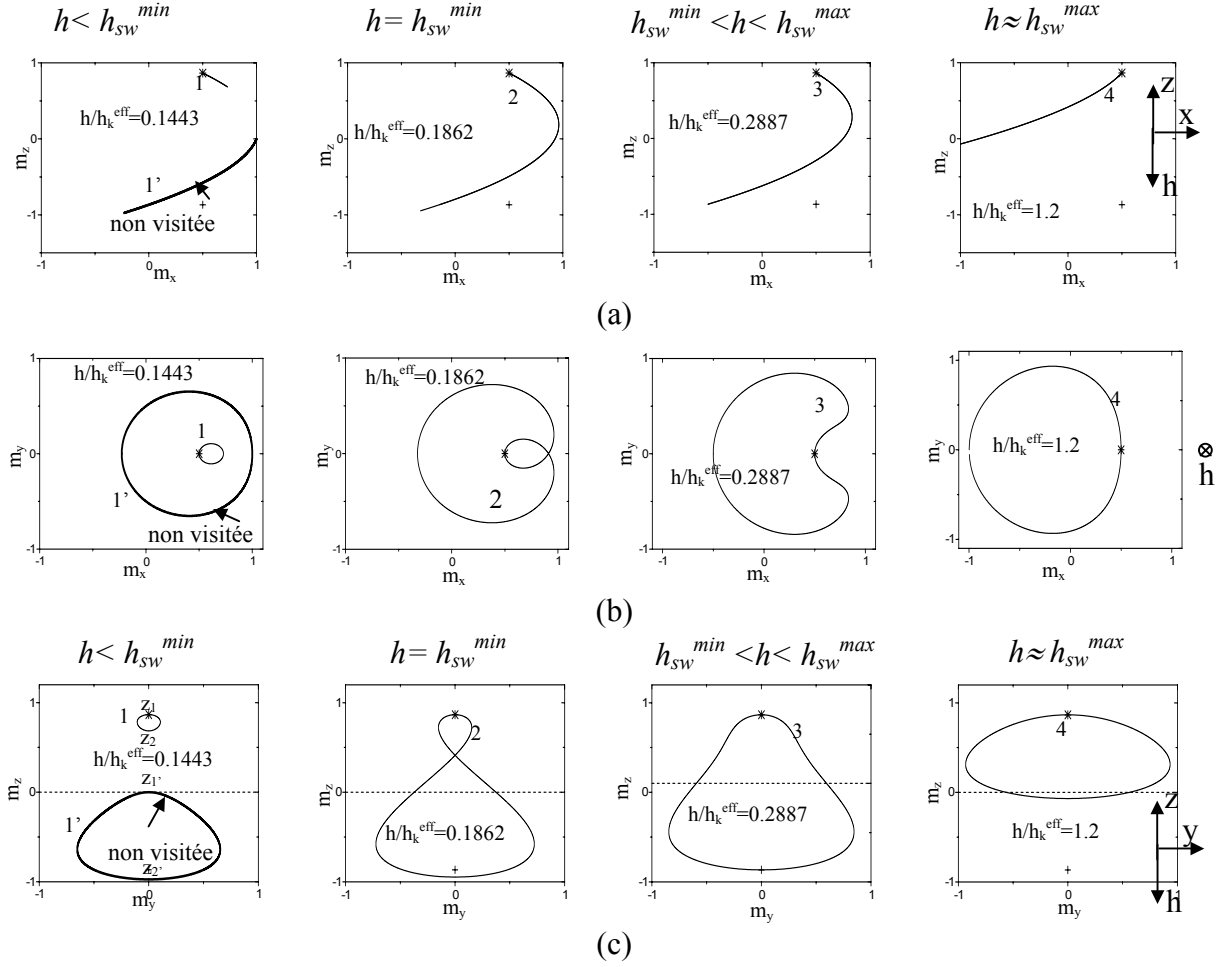


Fig. 2 : Trajectoires de l'aimantation dans les plans (a) xz , (b) xy et (c) yz pour un champ appliqué le long de l'axe facile ($\theta=180^\circ$) et pour $h_{exc}=0.5h_k^{eff}$. L'étoile indique la position initiale de l'aimantation et le (+) représente l'état dégénéré de cette position initiale. Les courbes en gras représentent la partie de trajectoire non visitée par l'aimantation.

Pour des valeurs du champ appliqué légèrement au dessus de h_{sw}^{min} , le système procède à un mouvement oscillatoire à large amplitude passant à travers les demi-espaces positif (+z) et négatif (-z). La trajectoire ressemble à une poire (Fig. 2c courbe 3).

Pour des grandes valeurs du champ appliqué, l'excursion maximale de l'aimantation dans le demi-espace négatif (-z) se réduit au fur et à mesure que le champ augmente. Pour un champ suffisamment grand $h=h_{sw}^{max}$, l'aimantation ne se retourne pas (Fig. 2-c courbe 4). Ceci est dû au fait que $\alpha=0$ et donc le système ne peut pas dissiper sa grande énergie Zeeman. Par conséquent, l'aimantation ne peut pas atteindre le demi-espace négatif (-z).

Pour un champ appliqué le long de la direction (+z), la trajectoire (Fig. 3) est une précession quasi-circulaire autour de (+z). L'aimantation reste toujours dans le demi-plan positif (+z) et aucun retournement n'a lieu.

Par conséquent, si $h_{sw}^{min} < h < h_{sw}^{max}$, l'état final de l'aimantation dépend uniquement de l'orientation du champ appliqué ($h//(+z)$ ou $h//(-z)$) et de sa durée et non de l'état initial de l'aimantation. Dans ce cas, la réécriture directe est possible.

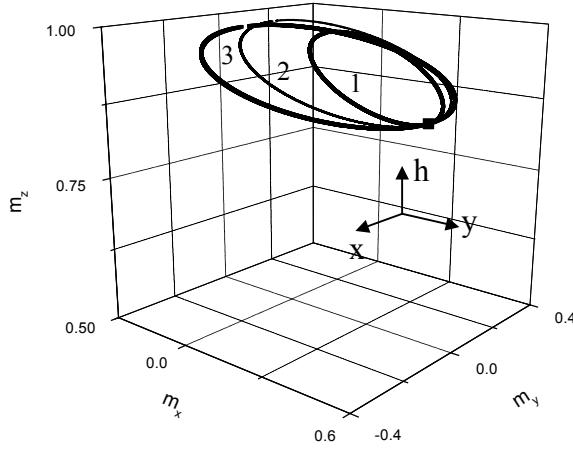


Fig. 3 : Trajectoires de l'aimantation pour un champ h appliqué le long de l'axe facile ($\theta=0^\circ$), $h_{exc}=0.5h_k^{eff}$ et pour (1) $h=0.5h_k^{eff}$ (2) $h=1.2h_k^{eff}$ (3) $h=2h_k^{eff}$. Le carré indique la position initiale de l'aimantation.

En conclusion, le retournement d'aimantation est possible si le champ magnétique appliqué appartient à l'intervalle $h_{sw}^{min} < h < h_{sw}^{max}$. Le champ minimal de retournement est déterminé par la fusion du petit et du grand lobe de la trajectoire. Quant au champ maximal de retournement, il est déterminé par la condition $z_2=0$ (Fig. 2c). Ces propriétés ont été utilisées pour estimer numériquement la marge du champ de retournement $[h_{sw}^{min}, h_{sw}^{max}]$, représentée sur la figure 4. Cette marge s'annule ($h_{sw}^{min} = h_{sw}^{max}$) pour $h_{exc}=0.11h_k^{eff}$ et s'élargit pour des forts champs d'échange. Pour $h_{exc} < 0.11h_k^{eff}$, le retournement est impossible (dans la limite où $\alpha=0$).

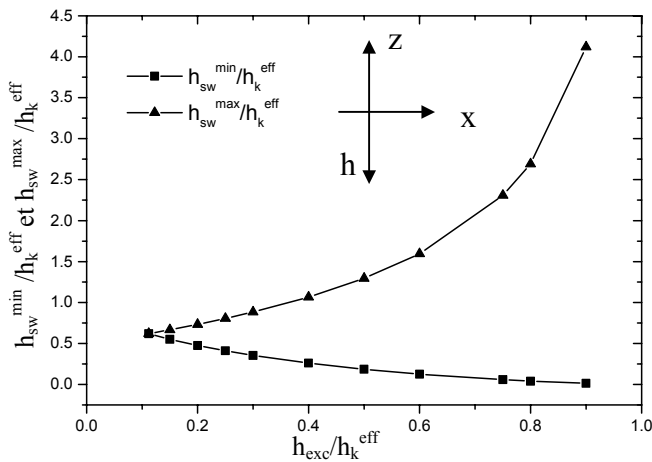


Fig 4 : Champs minimal (h_{sw}^{min}) et maximal (h_{sw}^{max}) de retournement en fonction du champ normalisé d'échange h_{exc}/h_k^{eff} pour un champ appliqué colinéaire avec l'axe de facile aimantation ($\theta=180^\circ$).

IV.1.b Champ non colinéaire avec l'axe facile

L'objectif maintenant est de déterminer le champ minimal à appliquer pour retourner m_z de $m_z > 0$ à $m_z < 0$. Deux cas sont à distinguer lors de la détermination de ce champ :

$90^\circ < \theta < 270^\circ$

Pour un champ appliqué dans le demi-espace négatif ($90^\circ < \theta < 270^\circ$), les trajectoires ont des formes et des caractéristiques similaires à celles représentées sur la figure 2. Dans ce cas, le retournement d'aimantation aura lieu quand le petit et le grand lobe se connectent par un point de bifurcation (Fig. 2c courbe 2) pour un champ égale à h_{sw}^{min} . La valeur du champ qui correspond à h_{sw}^{min} est obtenue en résolvant numériquement l'équation (8) par rapport à m_z par la méthode de dichotomie pour des valeurs fixes du champ et de θ afin de trouver les extréma de m_z (z_1, z_2, z_1' , et z_2' en Fig. 2-c). Cette procédure est répétée en augmentant le champ appliqué h jusqu'à ce que $z_2 = z_1'$ et $0 \leq m_x^2 \leq 1$.

$-90^\circ < \theta < 90^\circ$

Pour un champ appliqué dans le demi-plan (+z) positif ($0^\circ < \theta < 90^\circ$ et $270^\circ < \theta < 360^\circ$), l'existence d'un champ de retournement dépend de la direction du champ appliqué. Pour une amplitude h fixe, appelons θ_1 et θ_2 les orientations critiques, se situant respectivement dans les intervalles $0^\circ < \theta < 90^\circ$ et $270^\circ < \theta < 360^\circ$, qui séparent les zones de retournement possible de celles de non-retournement. Ces valeurs de θ_1 et θ_2 dépendent de la valeur du champ h .

Pour $\theta_2 < \theta < \theta_1$, l'aimantation précède autour de (+z). Elle reste toujours dans le demi-plan positif (+z) et ne se retourne pas.

Pour $\theta_1 < \theta < 90^\circ$, la trajectoire est une large précession elliptique partant de l'état initial et essayant de joindre le lobe qui peut avoir lieu dans le demi-plan négatif (-z). Ce lobe disparaît quand θ s'éloigne de 90° . Le plus important ici est de déterminer les expressions du champ de retournement et non la condition d'existence du lobe dans le demi-espace négatif (-z). La connexion entre les deux lobes aura lieu pour $m_z < 0$. Par conséquent, la valeur de h_{sw}^{min} est obtenue en prenant $m_z = 0$ et $m_x = 1$ dans l'équation (6). La figure 5 montre une trajectoire typique de l'aimantation pour $\theta = 70^\circ$, $h_{exc}/h_k^{eff} = 0.5$ et pour un champ appliqué $h = h_{sw}^{min}$ (courbe 2) donné par l'équation (8). Pour cette valeur du champ, l'aimantation passe par le point $m_z = 0$ et $m_x = 1$ et le retournement est possible.

$$h_{sw} = \frac{1}{2} \frac{h_k^{eff} \sqrt{\left(1 - \frac{h_{exc}}{h_k^{eff}}\right)^3}}{\sqrt{1 - \frac{h_{exc}}{h_k^{eff}} \sin \theta} - \sqrt{1 + \frac{h_{exc}}{h_k^{eff}} \cos \theta}} \quad (\theta_1 < \theta < 90^\circ) \quad (8)$$

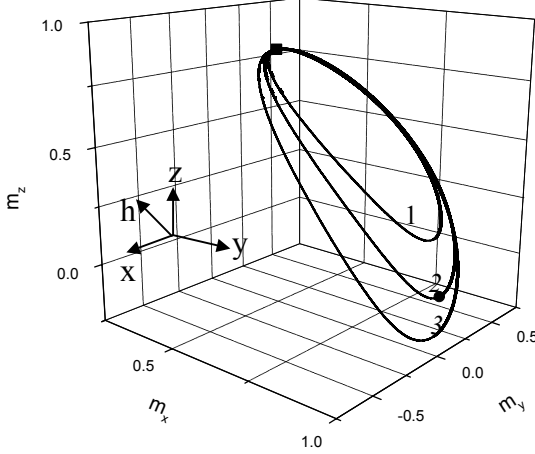


Fig. 5 : Trajectoire de l'aimantation pour un champ d'échange $h_{exc}=0.5h_k^{eff}$ et un champ appliqué (1) $h=0.5h_k^{eff}$, (2) $h=0.719876h_k^{eff}$, (3) $h=1.2h_k^{eff}$ et faisant un angle $\theta=70^\circ$ avec l'axe (+z). Le carré indique la position initiale de l'aimantation et le cercle indique le point (1, 0, 0).

Pour $-90^\circ < \theta < \theta_2$, la trajectoire est similaire à celle décrite dans le cas $\theta_1 < \theta < 90^\circ$. En prenant par $m_z=0$ et $m_x=-1$ dans l'équation (6), le champ de retournement h_{sw}^{min} est obtenu (équation (9)).

$$h_{sw}^{min} = -\frac{1}{2} \frac{h_k^{eff} \sqrt{\left(1 + \frac{h_{exc}}{h_k^{eff}}\right)^3}}{\sqrt{1 + \frac{h_{exc}}{h_k^{eff}} \sin \theta} + \sqrt{1 - \frac{h_{exc}}{h_k^{eff}} \cos \theta}} \quad (-90^\circ < \theta < \theta_2) \quad (9)$$

La figure 6 montre la représentation de h_{sw}^{min} en coordonnées polaires. Ces valeurs sont obtenues numériquement pour un état initial correspondant à $m_z > 0$ (équation (2)) en utilisant la procédure décrite dans le cas de $90^\circ < \theta < 270^\circ$ et à partir des équations (8). Il est apparent que h_{sw}^{min} diminue avec l'augmentation de θ et de h_{exc} . Cette figure montre aussi l'existence d'une zone de non-retournement (quel que soit le champ appliqué) qui s'élargit avec des h_{exc} croissants. Comparés à ceux obtenus à partir du modèle de Stoner-Wohlfarth [11], cette stratégie permet des retournements précessionnels. Ces résultats montrent clairement que le champ d'échange réduit significativement le champ de retournement. Par exemple, pour $\theta=180^\circ$ et $h_{exc}=0.25h_k^{eff}$, le champ de retournement est égale à 42% de sa valeur en champ d'échange nul ($h_{sw}^{min} = h_k^{eff}$). Pour toutes les valeurs du champ d'échange, le champ minimal de retournement correspond à θ aux alentours de 135° . En plus, la stratégie que je propose offre une immunité contre la dispersion de texture significativement meilleure car

$$\left. \frac{\partial h_{sw}^{min}}{\partial \theta} \right|_{\theta=180^\circ}^{h_{exc} \neq 0} < \left. \frac{\partial h_{sw}^{min}}{\partial \theta} \right|_{\theta=180^\circ}^{Stoner-Wohlfarth, h_{exc}=0}$$

. Par exemple, le champ de retournement varie de

$0.41h_k^{eff}$ à $0.34h_k^{eff}$ (c'est à dire de 17%) quand θ passe 180° à 170° pour $h_{exc}=0.5 h_k^{eff}$, alors que dans le cas Stoner-Wohlfarth il varie de h_k^{eff} à $0.673h_k^{eff}$ (c'est à dire de plus de 32%) et de h_k^{eff} à $0.608h_k^{eff}$ (40%) dans le cas d'un champ d'échange nul.

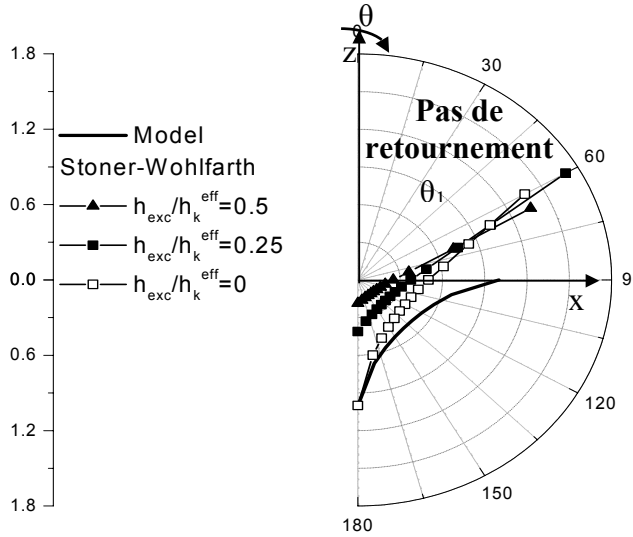


Fig. 6 : Champ minimal de retournement (h_{sw}^{min}/h_k^{eff}) en fonction de l'angle (θ) entre le champ appliqué et l'axe facile (état initial $m_z > 0$). La courbe en ligne est obtenue à partir du modèle Stoner-Wohlfarth. La limite de la zone où il n'y a pas de retournement pour $h_{exc}/h_k^{eff}=0, 0.25$ et 0.5 sont respectivement $\theta_1=45^\circ, 53.73^\circ$ et 60° .

Pour des raisons pratiques, je me suis intéressé au cas d'un champ appliqué en demi-plan négatif ($-z$) le long de l'axe facile ($\theta=180^\circ$). Selon la figure 2c, h_{sw}^{min} est plus grand que celui donné par l'équation (8) du fait que les trajectoires se connectent dans le demi-plan positif ($+z$). Par conséquent, l'équation (8) est utilisée pour obtenir une expression analytique (équation (11)) qui est une limite supérieure des valeurs numériques de h_{sw}^{min} (Fig. 7).

$$\frac{h_{sw}^{min}}{h_k^{eff}} \leq 0.7 \sqrt{\frac{(1 - h_{exc}/h_k^{eff})^3}{1 + h_{exc}/h_k^{eff}}} \quad (11)$$

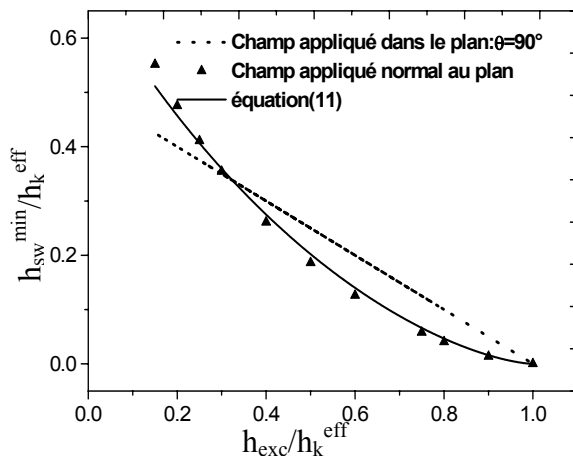


Fig. 7 : Champ minimal de retournement en fonction du champ d'échange pour un champ dans le plan ($\theta=90^\circ$) [12] et un champ normal au plan ($\theta=180^\circ$). Ce dernier est ajusté avec l'équation (11).

Pour $h_{exc} > 0.3h_k^{eff}$, comparé au cas d'un champ appliqué dans le plan de l'échantillon ($\theta=90^\circ$) [12] (voir §V.2), l'application du champ le long de l'axe facile ($\theta=180^\circ$) permet un retournement qui coûte moins en terme de valeur de champ (voir Fig. 7).

IV.2 Stabilité thermique

Cette partie discute l'utilisation potentielle du champ d'échange dans les systèmes d'enregistrement et notamment son effet sur la stabilité thermique de l'aimantation. Ceci est examiné à travers le calcul de la barrière d'énergie qui sépare le minimum et le maximum de l'énergie du système. Cette barrière devrait être supérieure à $40k_B T$ [13], où $T=300 K$ et k_B est la constante de Boltzmann, pour assurer sa stabilité pendant 10 ans.

La barrière d'énergie (par unité de volume) séparant les deux états rémanents possibles (équation(1)) est:

$$\Delta E = \frac{\mu_0 M_s^2}{2} h_k^{eff} \left(1 - \frac{h_{exc}}{h_k^{eff}} \left(2 - \frac{h_{exc}}{h_k^{eff}}\right)\right) \quad (12)$$

Le terme entre parenthèse du deuxième membre de l'équation (12) représente l'affaiblissement de la barrière d'énergie dû au champ d'échange, concomitant à la baisse du champ de retournement. Il est intéressant de savoir si on peut bénéficier de ce gain en champ de retournement pour augmenter la densité de stockage en ayant recours aux matériaux à haute anisotropie.

Pour rester dans la géométrie habituelle de l'enregistrement perpendiculaire, seul le cas $\theta=180^\circ$ est illustré ici à travers un exemple numérique. Connaissant le champ d'écriture des têtes dans la technologie d'enregistrement perpendiculaire H_{write_head} qu'on égalise à h_{sw}^{min} et en fixant le champ d'échange h_{exc} , on calcule le champ d'anisotropie correspondant en utilisant l'équation (11). Ensuite, on calcule la taille minimale du grain satisfaisant le critère de stabilité décrit ci-dessus pour un champ d'échange donné.

Dans la technologie d'enregistrement perpendiculaire, des têtes avec des champs d'écriture de l'ordre de 1114 kA/m ont été démontrées [14]. Ceci offre des tailles de bit données par $D = (40k_B T / \Delta E)^{1/3}$ (on considère le cas des bits cubiques de volumes $V=D^3$). Ces dimensions sont reportées dans le tableau 1 pour différentes valeurs du champ d'échange et pour le cas typique où M_s est égale à 298 kA/m (CoPtCr [15]). Ces diamètres sont plus petits que ceux nécessaires pour avoir une densité de 100 Gbit/pouce² ($D=10 nm$) et il est clair que la densité peut augmenter de 24%. Pour $h_{exc}/h_k^{eff} > 0.2$, ces dimensions sont moins sensibles à h_{exc}/h_k^{eff} et par exemple D diminue de 0.24% quand h_{exc}/h_k^{eff} varie de 0.25 à 0.40. De ce fait, les valeurs de h_{exc}/h_k^{eff} supérieures à 0.25 sont sans un grand intérêt pour la densité et ne

peuvent servir que pour améliorer le temps de retournement du fait des grands angles entre le champ appliqué et l'aimantation. Par conséquent, cette stratégie nécessite au moins $0.13 < h_{exc}/h_k^{eff} < 0.25$ pour améliorer la densité de stockage. Selon ma recherche bibliographique et pour des matériaux à forte anisotropie, ces valeurs de champ d'échange sont loin d'être démontrées à température ambiante. Plus fort est le champ d'échange utilisé, meilleure est la densité d'enregistrement.

H_k^{eff} (kA/m)	1114	2020	2343	2712	3142	4269
H_{exc}/H_k^{eff}	0	0.15	0.2	0.25	0.30	0.4
H_{write_head} (kA/m)	1114	1114	1114	1114	1114	1114
D (nm)	9.26	8.46	8.38	8.34	8.31	8.32

Table 1: Taille minimale du grain assurant une stabilité thermique de 10 ans pour différentes valeurs du champ d'échange H_{exc} .

En résumé, j'ai démontré comment utiliser un champ d'échange dans le plan pour retourner l'aimantation des matériaux à forte anisotropie perpendiculaire. Ceci réduit significativement le champ de retournement et réduit en contre partie la stabilité thermique du système. Une augmentation du 24% en densité d'enregistrement est possible en ayant recours aux matériaux à très forte anisotropie.

La variation du champ de retournement en fonction de son angle avec l'axe z a révélé qu'il est minimum aux alentours du $135^\circ \pm 10^\circ$. Cette stratégie offre aussi la possibilité de la réécriture directe. Le cas du champ appliqué perpendiculaire est d'un grand intérêt pour l'enregistrement magnétique à cause de la faible distribution du champ de retournement. L'autre intérêt de cette stratégie est le retournement précessionnel qui peut conduire à des retournements très rapides comme nous le verrons ci-dessous (voir §V.2).

IV.3 Cas du champ d'échange nul et de dissipation non nulle

Cette partie où le champ appliqué est colinéaire avec l'axe facile ($\theta=0^\circ$ ou $\theta=180^\circ$) est inspirée du calcul fait par Bertotti et al. [10]. Dans le cas où le champ d'échange serait nul et si on ne néglige pas l'amortissement dans l'équation LLG, cette dernière donne :

$$\dot{m}_z = \gamma_0 \alpha M_s (h_k^{eff} m_z - h)(1 - m_z^2) \quad (13)$$

D'après l'équation (13), il semble que le retournement est impossible si $m_z=1$. A cause de l'effet thermique, l'aimantation fluctue autour de sa position d'équilibre $m_z=1$. Par conséquent, la valeur de l'aimantation au moment de l'application du champ d'impulsion peut être différente de 1 et le retournement est alors initié. Cet argument justifie la solution de l'équation (13) avec la condition initiale [10] :

$$m_z|_{t=0} = m_{z_0} \quad (14)$$

La valeur efficace de m_{z_0} en fonction de la température est donnée par [16] :

$$m_{z_0} = \sqrt{1 - \frac{k_B T}{\mu_0 M_s H_k^{eff} V}} \quad (15)$$

Vu le savoir-faire du laboratoire en matière de croissance et du fait de type des échantillons qui sont utilisés dans le cadre de cette thèse, les calculs obtenus ici et dans ce qui suit sont appliqués aux nanostructures de $(\text{Co}3\text{Å}/\text{Pt}6\text{Å})_6$. Pour ces nanostructures déposées sur saphir, de taille latérale 500 nm, dont l'anisotropie effective est égale à 0.18 T (voir chapitres IV et V) et de $M_s=144/3 \text{ mT}$ (calculée à partir de celle du Co), m_{z_0} vaut 0.9998, 0.9999 et 0.99997 respectivement pour $T=300 \text{ K}$, 150 K et 50 K .

Il est apparent dans l'équation (13) que si $h > h_k^{eff}$, la dérivée de m_z par rapport au temps est négative et le retournement de l'aimantation vers la position d'équilibre $m_z = -1$ est possible. Au contraire, aucun retournement n'est possible si $h < h_k^{eff}$.

L'intégration de l'équation (13) entre m_{z_0} et m_z donne :

$$\frac{h_k^{eff}}{h_k^{eff^2} - h^2} \ln \frac{h - h_k^{eff} m_z}{h - h_k^{eff} m_{z_0}} + \frac{1}{2(h - h_k^{eff})} \ln \frac{1 - m_z}{1 - m_{z_0}} - \frac{1}{2(h + h_k^{eff})} \ln \frac{1 + m_z}{1 + m_{z_0}} = \gamma_0 \alpha M_s t \quad (16)$$

La figure 8a représente la dynamique de retournement pour des multicouches de Co/Pt sur saphir. Elle montre clairement que la dynamique de m_z au départ (autour de l'équilibre) est très lente et prend presque tout le temps de retournement. Quant à la dynamique loin de l'équilibre, elle est très rapide. Ces temps diminuent si on augmente l'anisotropie effective et α . Il est clair que le retournement se fait exclusivement par relaxation.

En utilisant l'équation (16), la durée minimale T_p d'impulsion de champ à appliquer pour retourner m_z peut être obtenue. En effet, si l'impulsion est coupée quand m_z atteint ses valeurs négatives, l'aimantation relaxera ensuite vers la position d'équilibre dans le demi-plan négatif ($-z$). T_p est donc obtenue en prenant $m_z = 0$ dans l'équation (16) [10].

$$T_p = \frac{1}{\alpha \gamma_0 M_s} \left[\frac{h_k^{eff}}{h_k^{eff^2} - h^2} \ln \frac{h}{h - h_k^{eff} m_{z_0}} + \frac{1}{2(h_k^{eff} - h)} \ln(1 - m_{z_0}) + \frac{1}{2(h + h_k^{eff})} \ln(1 + m_{z_0}) \right] \quad (17)$$

Cette durée minimale d'impulsion est représentée sur la figure 8b en fonction du champ appliqué pour des multicouches du Co/Pt sur saphir. Elle est inversement proportionnelle au champ appliqué comme on le montre expérimentalement dans le chapitre VI.

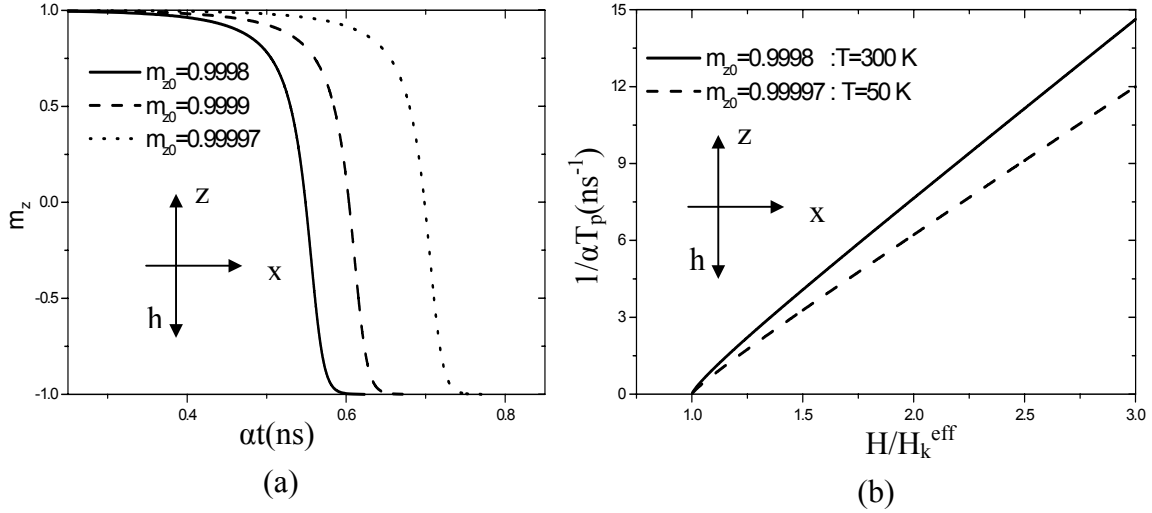


Fig.8 : (a) Dynamique de retournement à des températures $T= 300$ K, 150 K, 50 K pour $H/H_k^{\text{eff}}=1.2$ et (b) durée minimale des impulsions du champ pour retourner des multicouches du Co/Pt déposées sur saphir (0001).

V. Cas du champ magnétique appliqué dans le plan de l'échantillon ($\theta=90^\circ$)

Dans cette partie, je me concentre sur le cas $\phi=0^\circ$. Pour les autres cas où $0^\circ \leq \phi \leq 360^\circ$, les calculs sont détaillés en annexe 1 et seules leurs discussions seront présentées ici. Cette partie est donc organisée comme suit : après avoir déduit les expressions des trajectoires de l'aimantation, je donne celles du champ minimal de retournement et je représente ses variations en fonction de son orientation ϕ avec le champ d'échange. Enfin, je termine en donnant les expressions analytiques des fréquences de précession, de temps de retournement et de l'évolution temporelle de l'aimantation en fonction de l'orientation du champ.

V.1 Description des trajectoires de l'aimantation

Dans ce cas où $\phi=0$, les expressions des trajectoires dans les plans (xz) et (yz) sont directement déduites des équations (6), (3) et (4) :

$$m_z^2 = 2 \frac{h + h_{\text{exc}}}{h_k^{\text{eff}}} \left(\frac{h_k^{\text{eff}2} + h_{\text{exc}}^2 + 2hh_{\text{exc}}}{2h_k^{\text{eff}}(h + h_{\text{exc}})} - m_x \right) \quad (18)$$

$$m_y^2 = \left(m_x - \frac{h_{\text{exc}}}{h_k^{\text{eff}}} \right) \left(\frac{2h + h_{\text{exc}}}{h_k^{\text{eff}}} - m_x \right) \quad (19)$$

Quelques trajectoires représentatives de l'aimantation dans le plan (yz) sont représentées pour différentes valeurs du champ appliqué et pour $\phi=0^\circ$, 40° , et 90° (Fig. 9a, 9b et 9c respectivement).

Pour ϕ fixe et pour des faibles valeurs du champ appliqué, la trajectoire est une petite oscillation elliptique partant de l'état initial et qui précesse qualitativement autour de la

position d'équilibre (courbes continues en Fig. 9). Une trajectoire virtuelle existe aussi dans le demi-espace négatif ($-z$) mais elle ne peut être atteinte par le système. Les trajectoires sont dominées par l'anisotropie et l'aimantation reste dans le demi-plan positif.

En augmentant le champ appliqué et pour certaines valeurs intermédiaires h_{sw}^{min} , les oscillations en demi-espaces positif et négatif se connectent par un point de bifurcation et l'aimantation se retourne (courbe discontinues en Fig. 9).

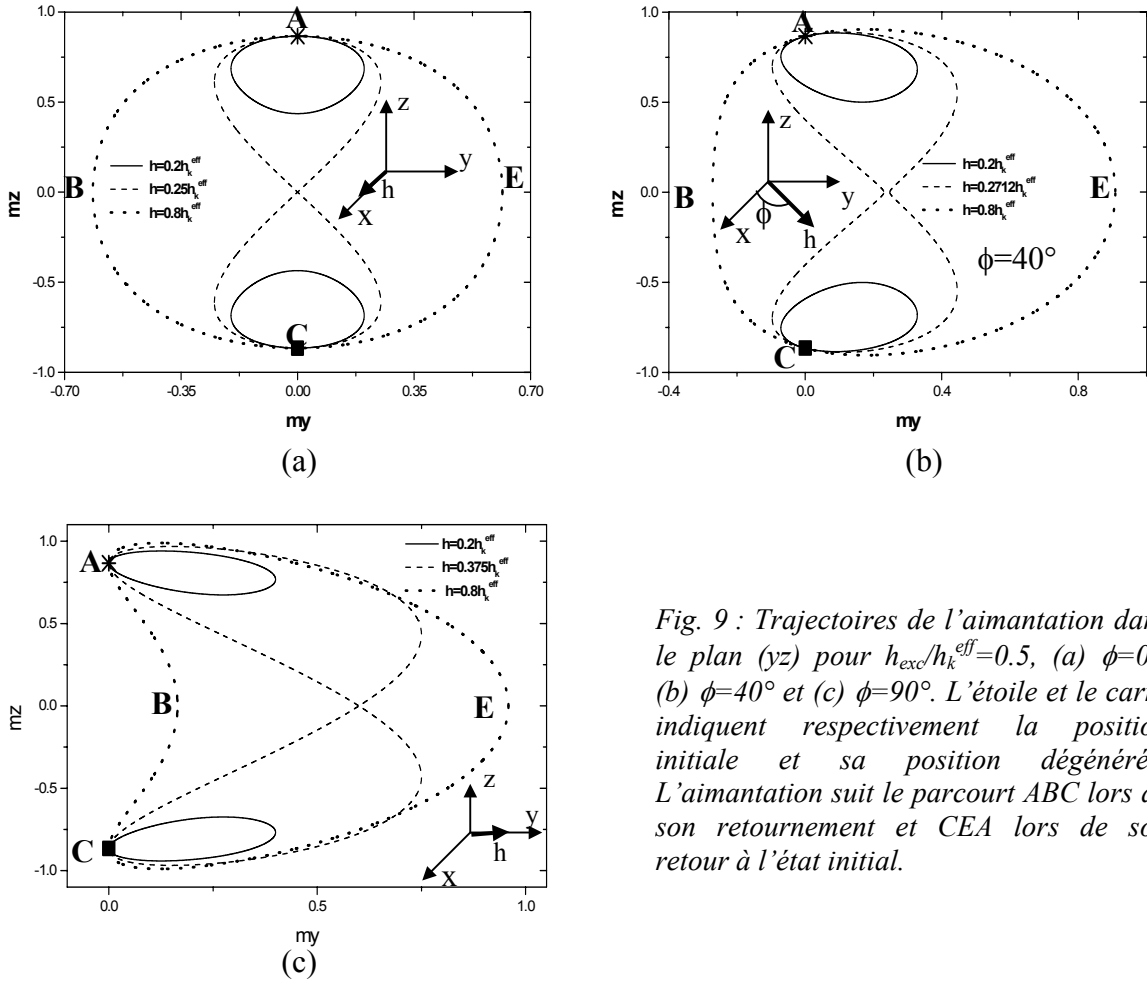


Fig. 9 : Trajectoires de l'aimantation dans le plan (yz) pour $h_{exc}/h_k^{eff}=0.5$, (a) $\phi=0^\circ$, (b) $\phi=40^\circ$ et (c) $\phi=90^\circ$. L'étoile et le carré indiquent respectivement la position initiale et sa position dégénérée. L'aimantation suit le parcours ABC lors de son retournement et CEA lors de son retour à l'état initial.

Pour des champs supérieurs au champ minimal de retournement, l'aimantation bascule alternativement de la position d'équilibre en demi-espace positif (point A) vers celle en demi-espace négatif (point C) en passant par les points B et E (Fig. 9c). Le retournement est obtenu en appliquant des impulsions de durées T_{sw} , où T_{sw} est le temps nécessaire pour que m_z aille de A vers C.

Au fur et à mesure que ϕ augmente, les trajectoires se décalent vers la partie positive de l'axe $(+y)$ et deviennent plus asymétriques. Cette asymétrie s'annule pour $\phi=0^\circ$ (Fig. 9a) et atteint son maximum pour $\phi=90^\circ$ (Fig. 9c) où m_y reste toujours dans le demi-plan positif. Cette asymétrie est due à la composante (selon l'axe (y)) non nulle du champ appliqué.

Pour ϕ différent de 0° , les valeurs maximales de m_z (voir annexe 1) sont plus grands (en valeur absolue) que celles de m_z en position d'équilibre (en champ nul) données par l'équation (2). Par conséquent, pour un retournement précessionnel balistique, il est inutile de maintenir le champ pulsé actif jusqu'à ce que m_z atteigne son maximum dans le demi-plan négatif (-z) puisqu'elle relaxera à la position d'équilibre (point carré en Fig. 9), une fois que l'impulsion du champ est coupée. Pour une position d'équilibre correspondant à m_z positif (point A), l'aimantation part de A vers C en passant par B (Fig. 9c) sous l'effet des champs appliqués suffisamment grands.

V.2 Champ minimal de retournement

Il est d'une grande importance de connaître la valeur du champ critique appliqué pour retourner l'aimantation de sa position d'équilibre dans le demi-plan positif vers celle en demi-plan négatif et vice versa. Selon les équations (4) et (6), m_z et m_x admettent des valeurs extrêmes quand $m_y=0$. D'après les équations (18) et (19), lorsque $\phi=0^\circ$ le minimum de m_z est donné par :

$$m_z = \pm \sqrt{1 - \left(\frac{h_{exc} + 2h}{h_k^{eff}}\right)^2} \quad (20)$$

Dans la structure étudiée ici et pour $\phi=0^\circ$, m_z est symétrique par rapport au plan (xy). Il en résulte qu'à $h=h_{sw}^{min}$, ce minimum de m_z est égal à 0. En utilisant l'équation (20), l'expression du champ minimal de retournement est donc:

$$h_{sw}^{min} = \frac{h_k^{eff} - h_{exc}}{2} \quad (21)$$

Pour les autres valeurs de ϕ , l'expression de ce champ est donnée en annexe 1.

Ce champ est représenté sur la figure 10 en coordonnées polaires. Il forme des ellipses dont les foyers se décalent vers la partie négative de l'axe (x) (axe selon lequel le champ d'échange est appliqué) au fur et à mesure que h_{exc} augmente, et faisant alors de la partie $x>0$ une zone de retournement moins coûteuse en champ. Ces ellipses deviennent plus circulaires lorsqu'on diminue le champ d'échange. La configuration d'un champ appliqué colinéaire avec h_{exc} est la moins coûteuse en champ.

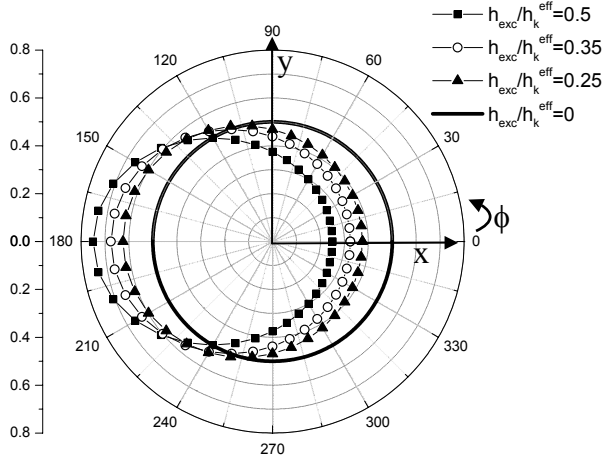


Fig. 10 : Champ minimal de retournement (h_{sw}^{min}/h_k^{eff}) en fonction de l'angle ϕ entre le champ d'échange et le champ appliqué dans le plan (xy) .

V.3 Temps de retournement et fréquences de précession

La Connaissance de la fréquence de précession est fondamentale pour le retournement précessionnel. Dans cette section, je me base sur une technique présentée par Serpico et al. [10, 17] pour trouver les expressions analytiques des temps de retournement, des fréquences de précession et de l'évolution temporelle de l'aimantation en fonction de ϕ .

Selon la référence [18] et après quelques opérations algébriques sur les équations (18) et (19) (voir annexe 1), la variation temporelle de m_x dans le cas de larges angles de précession ($h > h_{sw}^{min}$) et $\phi = 0^\circ$ est donnée par:

$$m_x(t) = \frac{h_{sw}^{min}}{h_k^{eff}} \frac{h_{exc} + h_k^{eff}}{h_{exc} + h} sn^2(u, k) + \frac{h_{exc}}{h_k^{eff}} \quad (22)$$

$$\text{où: } u = \gamma_0 M_s \sqrt{(h_{exc} + h)ht} \text{ et } k^2 = \frac{h_{sw}^{min}}{2h} \frac{h_{exc} + h_k^{eff}}{h_{exc} + h}$$

sn est la fonction sinus de l'intégrale elliptique du premier type [18] et sn^{-1} est sa fonction inverse.

Le mouvement de l'aimantation est périodique et sa période est liée à l'intégrale elliptique complète.

$$K = K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi}} \quad (23)$$

La période de la précession de m_z est donnée par :

$$T = \frac{4K(k)}{\gamma_0 M_s \sqrt{(h_{exc} + h)h}} \quad (24)$$

Pour le cas de petites oscillations ($h < h_{sw}^{min}$) et en utilisant la même technique décrite en annexe 1, l'expression de l'évolution temporelle de l'aimantation est alors donnée par :

$$m_x(t) = 2 \frac{h}{h_k^{eff}} sn^2\left(u', \frac{1}{k}\right) + \frac{h_{exc}}{h_k^{eff}} \quad (25)$$

et la période correspondante est:

$$T'' = \frac{2K(1/k)}{\gamma_0 M_s \sqrt{h_{sw}^{min} \frac{h_{exc} + h_k^{eff}}{2}}} \quad (26)$$

$$\text{où: } u' = \gamma_0 M_s \sqrt{h_{sw}^{min} \frac{h_{exc} + h_k^{eff}}{2}} t \quad (27)$$

Ces fréquences de précession (f_r) sont représentées sur la figure 11, pour différentes valeurs du champ d'échange et pour les multicouches de $(\text{Co}3\text{\AA}/\text{Pt}6\text{\AA})_6$ (déposées sur silice) réalisées dans notre laboratoire. Ces multicouches ont une anisotropie effective de 0.32 T (voir chapitre V).

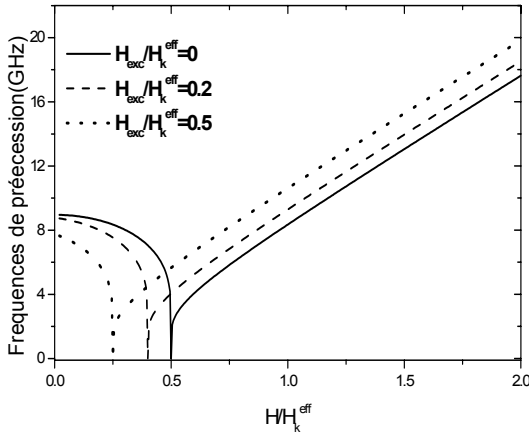


Fig. 11 : Fréquences de précession en fonction du champ appliqué pour des multicouches de $(\text{Co}3\text{\AA}/\text{Pt}6\text{\AA})_6$ sur silice avec $\phi = 0^\circ$ et $\mu_0 H_k^{eff} = 0.32$ T.

Ces fréquences sont dominées par l'anisotropie pour des champs très inférieurs à h_{sw}^{min} et s'annulent pour des champs égaux à h_{sw}^{min} . Pour des valeurs de champ très supérieures à h_{sw}^{min} , les fréquences augmentent linéairement en fonction du champ appliqué ($f_r \approx a\mu_0(H - H_{sw}^{min})$) où a est une constante).

Comme application, je trace un exemple d'évolution temporelle de l'aimantation des multicouches de $(\text{Co}3\text{\AA}/\text{Pt}6\text{\AA})_6$ pour $\phi = 90^\circ$ (Fig. 12a). L'aimantation procède à des larges précessions distordues permettant le retournement de m_z (de A vers B en passant par C : Fig. 12b). La composante m_x atteint son maximum (dans le demi-plan positif (+x) : point C) rapidement autour duquel elle reste plus de 30 ps (Fig. 12a). Contrairement au cas $\phi = 0^\circ$ où la période de précession de m_x est la moitié de celles de m_y et m_z , les trois composantes de l'aimantation ont la même période dans le cas de $\phi = 90^\circ$.

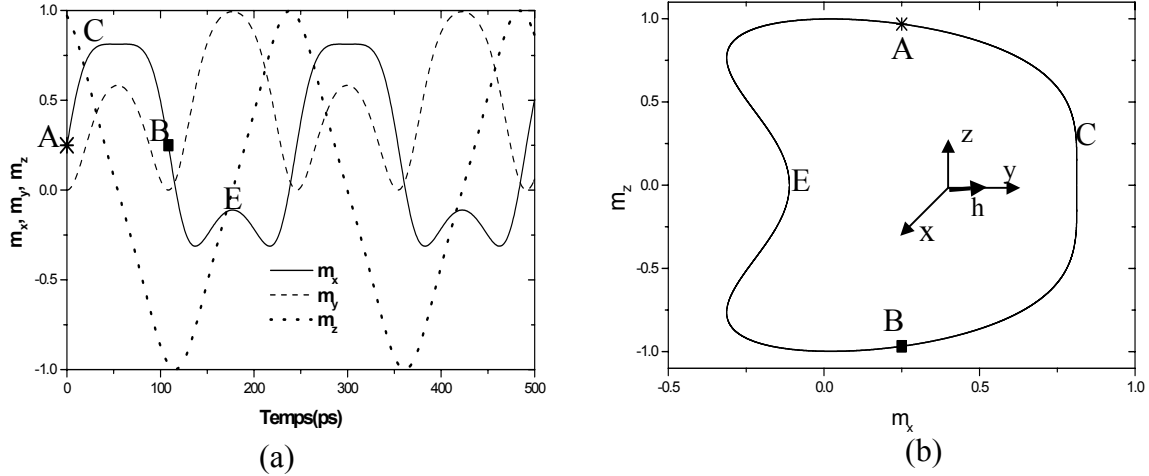


Fig. 12 : (a) Evolution temporelle de l'aimantation des multicouches du $(\text{Co}3\text{\AA}/\text{Pt}6\text{\AA})_6$ sur silice pour $\mu_0 H_{exc} = 0.08 \text{ T}$, $\phi = 90^\circ$ et $\mu_0 H = 0.18 \text{ T}$ et (b) trajectoire correspondante dans le plan (xz) . L'aimantation quitte l'état initial (point A) pour aller vers l'autre état stable (point B) en passant par le point C. Pour le retour vers l'état initial, elle passe par le point E.

Sur la figure 13 est représenté le temps de retournement des multicouches de $(\text{Co}3\text{\AA}/\text{Pt}6\text{\AA})_6$ pour différentes valeurs de ϕ et pour $\mu_0 H_{exc} = 0.08 \text{ T}$. Ces temps sont moins sensibles à la direction du champ appliqué (ϕ). La différence en temps au début des courbes est due à la haute sensibilité de ces temps au champ minimal de retournement qui se situe dans cette zone du champ. Ces temps de retournement sont proportionnels à $1/(h - h_{sw}^{min})$. Si le mode de retournement précessionnel est utilisé, des temps de retournement inférieurs à 100 ps peuvent être obtenus avec des petits champs appliqués et des champs d'échange modérés.

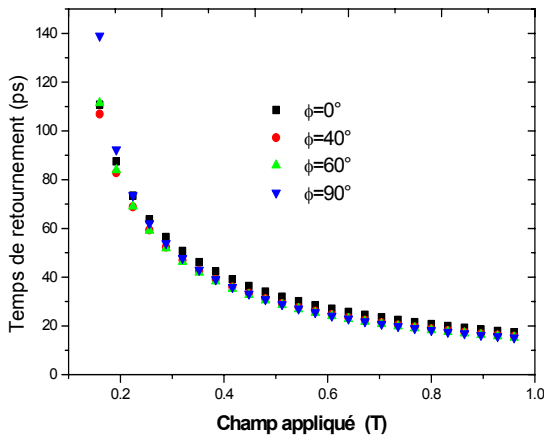


Fig. 13 : Temps de retournement des multicouches du $(\text{Co}3\text{\AA}/\text{Pt}6\text{\AA})_6$ sur silice en fonction du champ appliqué pour différentes valeurs de ϕ . $\mu_0 H_{exc} = 0.08 \text{ T}$. $0.12 \text{ T} \leq \mu_0 H_{sw}^{min} \leq 0.15 \text{ T}$ quand $0^\circ \leq \phi \leq 90^\circ$

En conclusion, j'ai proposé des solutions analytiques pour le retournement précessionnel des nanostructures à forte anisotropie perpendiculaire avec un champ d'échange dans le plan. Ce dernier réduit significativement le champ et le temps de retournement. Le champ minimal de retournement augmente au fur et mesure que le champ d'impulsion et le champ d'échange,

appliqués dans le plan, passent de la configuration colinéaire à la position perpendiculaire. Le temps de retournement est moins sensible à l'orientation du champ.

V. Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté un modèle simple pour étudier théoriquement la dynamique rapide de l'aimantation dans les systèmes à forte anisotropie magnétique. L'utilisation d'un champ d'échange dans le plan est d'un grand intérêt. Il assiste et réduit significativement le champ magnétique d'impulsion appliqué dans le plan ou perpendiculairement au plan du film.

L'objectif visé par les chapitres suivants de cette thèse est de concevoir et de réaliser des micro-dispositifs permettant d'étudier le retournement d'aimantation des nanostructures à forte anisotropie sous l'effet d'un champ magnétique ultra rapide.

Références

- [1] L. Landau and E. Lifshitz, Phys. Z Sowjetunion 8, 153 (1953) ; T. L. Gilbert, Phys. Rev. 100, 1243 (1955).
- [2] T. Devolder, M. Belmeguenai, C. Chappert, H. Bernas, and Y. Suzuki, MRS Proc. 777, paper T6.4, 2003.
- [3] S. P. Li, W. S. Lew, J. A. C. Bland, L. Lopez-Diaz, C. A. F. Vaz, M. Natali, and Y.
- [4] H. N. Bertram, and M. Williams, IEEE Trans. Magn. 36, 4, (2000).
- [5] K. Z. Gao, and H. N. Bertram, IEEE Trans. Magn. 39, 704, (2003).
- [6] F. Garcia, J. Sort, B. Rodmacq, S. Auffert, and B. Dieny, Appl. Phys. Lett. 83(17), 3537 (2003).
- [7] S. Maat, K. Takano, S. S. P. Parkin, E. E. Fullerton, Phys. Rev. Lett. 87(8), 087202 (2001).
- [8] A. Misra, P. B. Visscher, and D. M. Apalkov, J. Appl. Phys. 94, 6013 (2003).
- [9] C. H. Back, and H. Siegmann, J. Magn. Magn. Mater. 200, 774 (1999).
- [10] G. Bertotti, I. Mayergoyz, C. Serpico, and M. Dimian, J. Appl. Phys. 93, 6811 (2003).
- [11] E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth, Philos. Trans. R. Soc. London 1-240, 74 (1948).
- [12] T. Devolder, and C. Chappert, J. Phys. D: Appl. Phys. 36, 3115 (2003).
- [13] D. Weller, and A. Moser, IEEE Trans. Magn. 36, 10, (2000).
- [14] F. Liu et al. IEEE Trans. Magn. 35, 4423, (1999).
- [15] D. Weller, A. Moser, L. Folks, M. E. Best, W. Lee, M. F. Toney, M. Schwickert, J. Thiele, and M. F. Doerner, IEEE Trans. Magn. 36, 10, (2000).
- [16] N. Stutzke, S. L. Burkett, and S. Russek, Appl. Phys. Lett. 82, 91 (2003).
- [17] C. Serpico, I. D. Mayergoyz, and G. Bertotti, J. Appl. Phys. 93, 6909 (2003).
- [18] E. P. Adams, Smithsonian mathematical formulae and tables of elliptic functions (Smithsonian, Washington 1939). Les fonctions elliptiques sont prédéfinies dans certains langages de programmation comme le Matlab par exemple.

Chapitre III : Conception de circuits hyperfréquences pour la mesure de la réponse dynamique de l'aimantation

I. INTRODUCTION.....	58
II. TECHNIQUES DE MESURE DE LA DYNAMIQUE DE L'AIMANTATION..	58
II.1 TECHNIQUES MAGNETO-OPTIQUES	58
II.2 TECHNIQUES DE MESURE PAR INDUCTION.....	59
II.3 TECHNIQUES UTILISANT DES TETES DE LECTURE-ECRITURE	59
II.4 TECHNIQUES UTILISANT LES PROPRIETES DE MAGNETO-TRANSPORT	60
III. METHODOLOGIE	61
IV. NOTIONS ET CONCEPTS HYPERFREQUENCES	62
IV.1 IMPEDANCE CARACTERISTIQUE ET CONSTANTE DE PROPAGATION D'UNE LIGNE.....	63
IV.2 PARAMETRES DE REPARTITIONS (PARAMETRES S).....	64
IV.3 LIGNES ET GUIDES D'ONDES HYPERFREQUENCES.....	65
IV.3.a Géométrie coaxiale (lignes et connecteurs).....	65
IV.3.b Lignes planaires	68
IV.3.b.1 Ligne microruban (Microstrip).....	69
IV.3.b.2 lignes coplanaires (Coplanar waveguide)	70
IV.4 TRANSITION ENTRE LIGNES COPLANAIRES.....	73
V. CONCLUSION.....	74
VI. CONCEPTION ET CHOIX DES DIFFERENTS NIVEAUX DANS LES MICRO-CIRCUITS.....	74
VI.1 NIVEAU D'EXCITATION.....	74
VI.2 SUBSTRAT	75
VI.3 LE SYSTEME MAGNETIQUE A EXCITER	75
VI.4 NIVEAU D'ISOLATION	76
VI.5 NIVEAU DE MESURE	76
VI.6 GEOMETRIE DES STRUCTURES ADOPTEES.	76

I. Introduction

Dans le chapitre II, j'ai proposé une solution théorique pour améliorer la densité et le temps de retournement et j'ai discuté sa faisabilité pour l'enregistrement magnétique sur les disques durs. Dans ce chapitre, je présente la conception des échantillons permettant la concrétisation expérimentale de cette étude. Afin de justifier mes choix lors de la conception des échantillons, j'expose les différentes méthodes expérimentales permettant de sonder l'aimantation et je rappelle également quelques notions d'hyperfréquences.

II. Techniques de mesure de la dynamique de l'aimantation

Plusieurs techniques expérimentales ont été développées pour étudier la dynamique rapide de l'aimantation. Je les ai classées ici selon l'effet qu'elles utilisent pour suivre les variations de l'aimantation.

II.1 Techniques magnéto-optiques

Ces techniques de mesure magnéto-optiques se basent sur les effets magnéto-optiques dont la paternité revient à M. Faraday [1]. Ce dernier, découvrit en 1845 la modification d'état de polarisation d'un faisceau linéairement polarisé lors de sa propagation dans un barreau de verre soumis à un champ magnétique. Cet effet a été confirmé ensuite par Kerr [2] grâce à des mesures menées sur un miroir ferromagnétique aimanté perpendiculairement à sa surface. La référence [3] donne plus de détails sur les effets Kerr et Faraday. Ces effets diffèrent la détection du signal réfléchi (Kerr) ou transmis (Faraday).

Par simple contrôle de la configuration optique, la dynamique de l'aimantation en trois dimensions peut être mesurée à travers la mesure simultanée des effets Kerr longitudinal, transverse et polaire. Cette mesure vectorielle de l'aimantation est cruciale pour étudier la résonance ferromagnétique et la relaxation [4].

Ces techniques ont l'avantage de mesurer des phénomènes à l'échelle du subpicoseconde du fait que l'interaction de la lumière avec la matière se produit à l'échelle femtoseconde. Dans le cas où le champ est généré électriquement, cette résolution temporelle est donc fixée par le délai entre le champ magnétique (pompe) et la sonde (faisceau optique) ainsi que la gigue temporelle de la sonde ou de la pompe. En plus, l'utilisation de la lumière comme sonde immunise les mesures contre les forts bruits électromagnétiques dans les systèmes de génération des impulsions du courant. Leur avantage majeur est la possibilité d'avoir une résolution spatiale de la mesure.

Leurs inconvénients sont la nécessité d'une faible rugosité des échantillons pour minimiser les bruits et les signaux parasites résultant de la réflexion. Les échantillons à caractériser sont dédiés spécialement pour ces techniques. Ils doivent être optiquement

accessibles et déposés sur des substrats transparents. Ces techniques ont été utilisées par plusieurs groupes pour la dynamique rapide de l'aimantation [5,6,7].

II.2 Techniques de mesure par induction

Ces techniques de mesure par induction sont basées sur la loi de Faraday qui exprime la variation du flux magnétique en une tension induite. Les premières mesures dynamiques utilisant ces techniques ont été faites par Dietrich et al. où des vitesses de retournement de 1 ns dans des films de permalloy ont été obtenues [8,9]. Récemment, avec l'évolution de la technologie micro-ondes et les techniques de lithographie, des améliorations sont apportées à cette méthode [10].

Dans ces méthodes, la tension induite est proportionnelle à la variation de la composante d'aimantation parallèle au champ magnétique exciteur appliqué. Les mesures peuvent être faites en domaine temporel ou fréquentiel. Dans ce dernier cas, un analyseur de réseau est utilisé à la fois comme une source d'excitation et un instrument de mesure. L'idée est de mesurer le changement d'impédance dû à la tension induite par la couche magnétique dans la ligne du signal.

Comparées aux techniques magnéto-optiques, l'avantage de ces méthodes est la simplicité et la facilité d'utilisation. Elles permettent aussi des mesures très rapides sur une large bande de fréquence. Elles sont applicables à une large gamme de matériaux ferromagnétiques à géométrie variables.

L'inconvénient de ces méthodes est la dérive temporelle du signal qui engendre des erreurs de mesure lors de la soustraction de l'impulsion transmise du signal contenant la tension induite (impulsion+tension induite). La tension induite est proportionnelle à l'épaisseur et à la longueur de l'échantillon [10]. En effet, cette technique est limitée aux échantillons de grandes tailles. Les films de permalloy mesurés par Silva [10] avaient 50 nm d'épaisseur, 50 μm de largeur et 1 mm de longueur.

II.3 Techniques utilisant des têtes de lecture-écriture

Cette méthode utilisée dès les années soixante dans les disques durs. Récemment, Moser l'a utilisée pour mesurer la dynamique du champ coercitif dans des films minces [11]. La tête de lecture-écriture utilisée par cette méthode est en contact avec l'échantillon et le balaye dans le plan (xy). La lecture est assurée par une tête magnétorésistive (GMR) conventionnelle. La partie inductive de la tête est utilisée pour écrire des transitions de différentes densités linéaires avec des impulsions de courant de durées variables dont le temps de montée est de 1 ns. Cette technique a été utilisée aussi pour étudier la stabilité thermique des nanostructures (100 nm) de CoCrPt dédiées à l'enregistrement perpendiculaire [12].

Ces méthodes offrent une bonne résolution nanométrique mais la largeur de bande de la tête de lecture est moyenne (environ 3 GHz). Cette dernière est fixée par la fréquence de résonance ferromagnétique du matériau inducteur. Son inconvénient est qu'elle ne permet pas d'appliquer le champ et de mesurer simultanément au même endroit.

II.4 Techniques utilisant les propriétés de magnéto-transport

Ces techniques sont principalement basées sur des mesures magnétorésistives. Elles ont beaucoup gagné en sensibilité après la découverte de la magnétorésistance géante (GMR) [13] et de la magnétorésistance tunnel (TMR) [14]. Ces effets se manifestent dans les structures contenant deux (ou plusieurs) couches ferromagnétiques séparées par une couche métallique (vannes de spin) ou isolante (jonction tunnel) respectivement. Ils sont dus au transport dépendant du spin qui fait que les couches magnétiques agissent pour le spin de l'électron de conduction un peu à la manière d'un système polariseur/analyseur en optique. La résistance de la structure dépend donc de l'orientation relative de l'aimantation des couches ferromagnétiques. Elle est généralement minimale quand les aimantations des couches sont parallèles. La différence de résistance entre les deux états (parallèle et antiparallèle), normalisée, normée à la résistance en état parallèle, est appelée rapport de magnétorésistance. En pratique, l'aimantation de l'une des deux couches ferromagnétiques est piégée (fixée) en la déposant sur une autre couche antiferromagnétique ou par une différence de coercivité avec l'autre couche laissée libre.

La dynamique de l'aimantation de la structure est obtenue par la simple mesure, en temps réel, de la variation de résistance liée à la dynamique de la couche libre. Contrairement aux méthodes magnéto-optiques, la résolution latérale lors des mesures par magnéto-transport ne peut être obtenue que par la structuration physique de petits éléments, au prix d'une ou plusieurs étapes de lithographie et de gravure. Le rapport signal sur bruit est aussi amélioré du fait des forts rapports de magnétorésistance. Ces techniques permettent aussi des mesures temps réel en mode 'single shot'.

Cette technique a été utilisée pour étudier le retournement précessionnel de l'aimantation dans des couches ferromagnétiques douces [15]. Récemment, elle a été utilisée aussi pour étudier le retournement d'aimantation par injection de courant polarisé en spin [16].

Dans mon cas, les structures magnétiques étudiées sont des multicouches submicroniques de Co/Pt ne présentant pas des effets GMR. Pour les étudier, j'utilise l'Effet Hall extraordinaire (EHE) qui est le plus adapté pour ce type de structures à aimantation perpendiculaire. En plus, il a été le sujet d'une étude expérimentale intensive au sein de notre groupe, ces dernières années, afin d'étudier ses origines [17,18,19] et de développer des

techniques de mesures pour étudier la dynamique de la propagation de parois [17,18]. Cet effet, comme je le rappellerai par la suite (chapitre V), est proportionnel à la composante normale de l'aimantation. Contrairement aux mesures de magnétorésistance (GMR), il ne nécessite pas de couche de référence. Dans cette technique, la taille des échantillons à étudier est fixée par les limites de lithographie. Cet effet possède également des applications potentielles dans la technologie d'enregistrement et dans les capteurs magnétiques [20]. D'après ma recherche bibliographique, cet effet n'a été utilisé jusqu'à ici que pour des mesures quasi-statiques.

Ces différentes techniques de mesure dynamique sont comparées entre elles en tableau 1.

Méthode	Résolution latérale	Résolution temporelle			Résolution vectorielle	sensibilité
		excitation	Mesure stroboscopique	Mesure Single shot		
Magnéto-optique	fixée par la longueur d'onde de la lumière	du ps à quelques ps	décalage entre le champ et le faisceau lumineux	Vitesse limitée par la sensibilité	possible	bonne
Inductif	quelques dizaines de μm	quelques dizaines de ps	fixée par l'oscilloscope ou l'analyseur de réseau	fixée par l'oscilloscope ou l'analyseur de réseau	non	faible
Têtes	très haute (nm)	nanoseconde	impossible	ns	non	bonne
Magnéto-transport	Fixé par la limite de lithographie	Quelques dizaines de ps	fixée par l'oscilloscope	fixée par l'oscilloscope	non	très bonne

Tableau 1 : Comparaison entre les différentes techniques de mesure de la dynamique de l'aimantation.

III. Méthodologie

Les échantillons nécessaires pour l'étude expérimentale de la dynamique rapide d'aimantation développée théoriquement dans le chapitre II (le champ d'échange peut être remplacé par un champ statique) doivent contenir les niveaux suivants :

- 1- Un niveau d'excitation capable de générer des champs magnétiques d'impulsion de très courte durée et d'amplitude supérieure à 10 mT. L'étude du mouvement précessionnel de l'aimantation est possible si le signal d'excitation contient des fréquences dans le même intervalle que celles qui devraient être excitées dans la couche magnétique (1-10 GHz dans le cas des matériaux ferromagnétiques). Des temps de montée (moins de 100 ps) des impulsions du champ magnétique sont nécessaires dans le cas des études précessionnelles.
- 2- Une couche excitée : une nanostructure magnétique de forte anisotropie perpendiculaire.

3- Une couche d'isolation à mettre entre les niveaux 1 et 2.

4- Des contacts et des lignes pour la mesure résolue en temps de l'aimantation de la nanostructure qui doivent avoir aussi une large bande.

Vu la nature rapide des champs magnétiques générés et des mesures qui seront faites sur ces échantillons, des lignes et un matériel hyperfréquence seront utilisés. Ces lignes de transmission doivent être conçues pour assurer la propagation des signaux (excitateur et de mesure) avec un minimum d'atténuation. Il est alors indispensable de rappeler certaines notions et équipements micro-ondes afin de simplifier la justification des choix faits lors de la conception des micro-dispositifs.

IV. Notions et concepts hyperfréquences

Le monde des hyperfréquences ou micro-ondes rassemble l'ensemble des méthodes, des techniques et des composants qui permettent d'exploiter la bande de fréquence s'étendant de 300 MHz à 300 GHz. A ces fréquences, les dimensions géométriques des structures transportant le signal électrique (échantillon + les différents câbles le reliant aux appareils de mesure) deviennent de même ordre de grandeur que la longueur d'onde λ donnée par :

$$\lambda = \frac{3 \times 10^8}{f \sqrt{\epsilon_r}} \quad (3)$$

f est la fréquence du signal et ϵ_r est la permittivité relative de la ligne de transmission.

Cette longueur d'onde est de 10 cm à 3 GHz et dans l'air. Dans le cas où la longueur du circuit est non négligeable devant λ , il est nécessaire de considérer le signal électrique comme étant une onde électromagnétique guidée par la structure qui le transporte. Il n'est plus question d'utiliser des modèles à paramètres localisés. On se base sur la théorie des circuits distribués définissant des ondes de tension et de courant, correspondant aux ondes du champ électromagnétique et se propageant le long des structures de guidage.

En plus des pertes dans les conducteurs, proportionnelles à la racine carrée de la fréquence du travail, deux autres types de pertes deviennent importants dans ces structures de guidage en hyperfréquences. Il s'agit des pertes dans le diélectrique, proportionnelles à la fréquence, et des pertes par rayonnement. Ceci exige l'utilisation de lignes (guides) particulières et plus adaptées.

Pour toutes ces raisons, il est nécessaire de rappeler quelques notions et concepts hyperfréquences. Le lecteur pourra trouver plus de détails en références [21,22,23].

IV.1 Impédance caractéristique et constante de propagation d'une ligne.

L'impédance caractéristique d'une ligne de transmission est l'impédance qui charge cette ligne afin d'avoir la transmission de la totalité du signal incident à l'entrée de la ligne. Son effet est similaire à celui de l'indice de réfraction du milieu en optique où l'intensité de faisceau réfléchi à l'interface de deux milieux exprime la désadaptation d'indices des milieux. Cette impédance dépend des dimensions et des caractéristiques intrinsèques de la ligne. En général, pour une simple ligne de transmission de longueur dz dont le modèle est représenté sur la figure 1, l'impédance caractéristique en régime harmonique est obtenue à partir des équations télégraphistes :

$$Z_c = \sqrt{\frac{R + jL\omega}{G + jC\omega}} \quad (1)$$

où : L et C sont respectivement l'inductance et la capacité des conducteurs par unité de longueur. R et G sont respectivement la résistance et la conductance par unité de longueur traduisant les pertes dans le conducteur et le diélectrique.

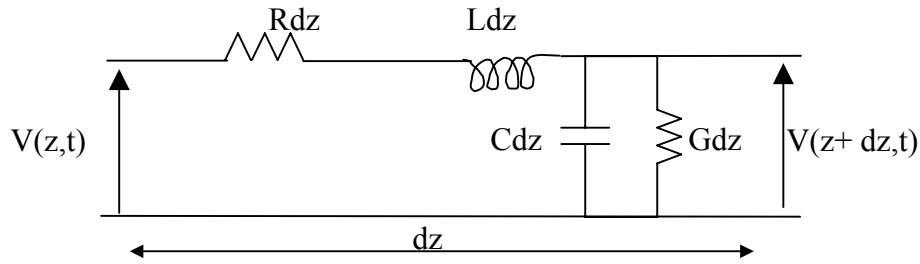


Fig.1 Circuit équivalent d'une ligne de transmission

Quant aux expressions du courant et de tension se propageant sur cette ligne, dans la direction z (équation (3)), elles sont obtenues par la résolution de l'équation d'onde donnée par l'équation (2).

$$\frac{d^2V(z)}{dz^2} - \gamma^2V(z) = 0, \quad \frac{d^2I(z)}{dz^2} - \gamma^2I(z) = 0 \quad (2)$$

$$V(z) = V_0^+ e^{-\gamma z} + V_0^- e^{\gamma z}, \quad I(z) = \frac{V_0^+}{Z_c} e^{-\gamma z} - \frac{V_0^-}{Z_0} e^{\gamma z} \quad (3)$$

Où : $\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{(R + jL\omega)(G + jC\omega)}$ est la constante de propagation.

Dans le cas des lignes avec pertes, l'impédance caractéristique varie en fonction de la fréquence et la ligne est dite dispersive. Cette dispersion se traduit par un affaiblissement du signal avec ou sans élargissement de la durée d'impulsion respectivement selon que les pertes varient ou non en fonction de la fréquence (Fig. 2). Ceci montre la difficulté à résoudre le

problème d'adaptation sur une large bande de fréquence. Heureusement, ceci n'est pas le cas des lignes hyperfréquences qui sont conçues pour avoir des faibles pertes. Dans ce cas, l'impédance caractéristique est indépendante de la fréquence : $Z_c = \sqrt{L/C}$. Par conséquent, mes micro-circuits seront fabriqués sur un substrat à faibles pertes diélectriques devant avoir une faible résistance DC.

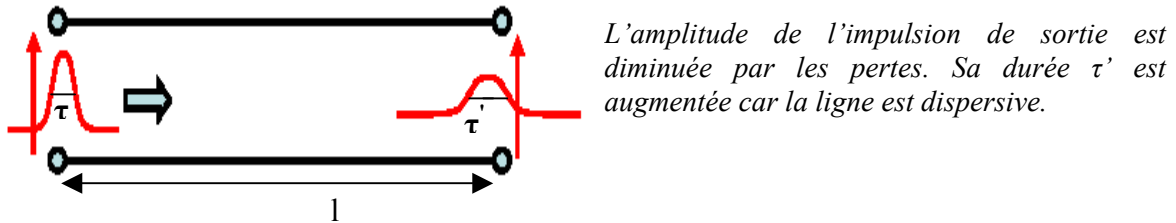


Fig. 2 Effet de la dispersion sur l'élargissement de la durée de l'impulsion.

IV.2 Paramètres de répartitions (paramètres S)

En basses fréquences, un quadripôle est souvent représenté par sa matrice d'impédance, d'admittance ou hybride. Ces paramètres sont obtenus expérimentalement en déterminant les impédances (ou les admittances) correspondant à des courts-circuits ou circuits ouverts à l'entrée et à la sortie du quadripôle. En hyperfréquences, la condition circuit ouvert est difficile à réaliser. Quant à la mise en court-circuit, elle entraîne souvent l'oscillation du montage. Pour pallier à ces inconvénients on introduit la matrice de répartition S où la mesure de ces paramètres S se fait sur une entrée et une sortie adaptées (Z_c). Par contre, ces paramètres nécessitent la mesure des ondes incidentes et réfléchies. Des dispositifs appropriés appelés analyseurs de réseaux permettent l'accès à ces grandeurs.

Ces paramètres sont définis en introduisant le concept d'ondes généralisées. Ces ondes se réfléchissent aux accès (entrée et sortie pour le cas d'un quadripôle, représenté en figure 3, qu'on considère ici). Les amplitudes normalisées des ondes incidente et réfléchie (a_i et b_i respectivement) à l'accès i , en fonction des tensions et des courants du circuit équivalent, valent [22] :

$$a_i = \frac{V_i + Z_{c1}I_i}{2\sqrt{Z_{c1}}}, \quad b_i = \frac{V_i - Z_{c1}I_i}{2\sqrt{Z_{c1}}} \quad (4)$$

Où Z_{c1} et Z_{c2} sont les impédances caractéristiques des lignes connectées à l'entrée et à la sortie du quadripôle (Fig. 3).

La matrice de répartition correspondante est définie par :

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (5)$$

où : S_{11} et S_{21} sont respectivement le coefficient de réflexion à l'entrée et le coefficient de transmission de l'entrée (1) vers la sortie (2), la sortie étant adaptée. Quant à S_{22} et S_{12} , ce sont respectivement le coefficient de réflexion à la sortie (2) et le coefficient de transmission de la sortie (2) vers l'entrée (1), la sortie étant adaptée

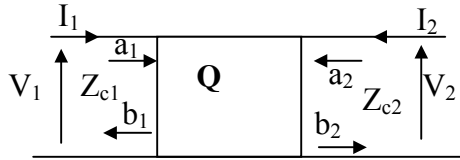


Fig. 3 Représentation en ondes réfléchie et incidente pour un quadripôle

Circuit	Matrice S
	$\begin{pmatrix} \frac{z}{2+z} & \frac{2}{2+z} \\ \frac{2}{2+z} & \frac{z}{2+z} \end{pmatrix} \quad z=Z/Z_c$
	$\begin{pmatrix} \frac{(z_{c1}^2 - 1) \sinh \gamma L}{A} & \frac{2z_{c1}}{A} \\ \frac{2z_{c1}}{A} & \frac{(z_{c1}^2 - 1) \sinh \gamma L}{A} \end{pmatrix} \quad \begin{aligned} A &= 2z_{c1} \cosh \gamma L + (z_{c1}^2 + 1) \sinh \gamma L \\ z_{c1} &= Z_{c1} / Z_c \end{aligned}$
	$\begin{pmatrix} \frac{1 - y_s^2 - 2y_s y_p}{C} & \frac{2y_s}{C} \\ \frac{2y_s}{C} & \frac{1 - y_s^2 - 2y_s y_p}{C} \end{pmatrix} \quad \begin{aligned} C &= (1 + y_p)^2 + 2y_s(y_p + 1) \\ y_s &= Y_s / Y_c \\ y_p &= Y_p / Y_c \end{aligned}$

Tableau 2: Paramètres S de quelques circuits usuels en micro-ondes.

Le tableau 2 rassemble les matrices S de quelques circuits élémentaires qui sont utilisés, en général, pour la modélisation des structures en micro-ondes.

La connaissance des paramètres S permet en outre de calculer simplement les grandeurs les plus communément recherchées : puissance, gain ou atténuation, facteur de réflexion sur un accès, impédance d'entrée. Leur intérêt pratique est donc très grand. Ces paramètres seront mesurés lors de la caractérisation de mes dispositifs dans le domaine fréquentiel.

IV.3 Lignes et guides d'ondes hyperfréquences

Dans cette partie, je ne rappelle que les lignes que j'utilise ainsi que les plus utilisées en micro-ondes.

IV.3.a Géométrie coaxiale (lignes et connecteurs)

Les lignes coaxiales sont utilisées couramment sous formes de câbles souples jusqu'à 12 GHz, parfois jusqu'à 18 GHz. Aux fréquences supérieures à une dizaine de GHz, on emploie

des lignes coaxiales rigides. Dans ces câbles rigides sans diélectrique, le conducteur intérieur est fixé, soit par des isolateurs quart d'onde, auquel cas la bande passante est fort réduite, soit par des rondelles d'un isolant tel que le polyéthylène ou le téflon, dont les dimensions et la position sont calculées en vue d'éviter les réflexions.

On utilise en général les lignes coaxiales dans le mode TEM (Transverse Electrique Magnétique). Cependant une double infinité de modes, TE et TM est susceptible de se propager également. Ceux-ci ont évidemment une fréquence de coupure qui est donnée par l'équation (6) [23].

$$f_c (GHz) = \frac{19.1}{\sqrt{\epsilon_r} (D + d)} \quad (6)$$

où D et d sont respectivement le diamètre interne de conducteur extérieur et le diamètre extérieur de conducteur intérieur exprimés en cm.

Le premier mode d'ordre supérieur apparaît lorsque la circonférence moyenne de la ligne coaxiale est de l'ordre d'une longueur d'onde (équation (6)). L'apparition de ces modes au dessus de la fréquence de coupure implique la dispersion de la ligne.

Dans de nombreuses applications, la limitation d'emploi du câble coaxial aux hyperfréquences est due à son affaiblissement spécifique. Celui-ci est la somme des pertes dans le conducteur et dans le diélectrique [23]. En général, les impédances caractéristiques standard sont 50 Ω et 75 Ω . La première est un compromis raisonnable pour avoir des faibles pertes, une grande tension de claquage et une puissance maximale [23]. La deuxième est proche de la valeur de l'impédance de certaines antennes (celle de dipôle demi-onde par exemple).

La qualité de la connexion entre les dispositifs et les lignes de transmission affecte les performances globales du système. C'est pour cette raison que des efforts intensifs ont été entrepris ces dernières années pour améliorer les connecteurs coaxiaux. Plusieurs critères permettant d'évaluer la qualité d'un connecteur. Une bonne adaptation lui permet de transmettre le maximum de puissance et d'en réfléchir le minimum. La reproductibilité de la connexion doit être assurée. Elle est d'autant plus importante que le dispositif est fréquemment connecté et déconnecté durant sa vie. Un coût de fabrication raisonnable impose la réduction des tolérances, la facilité de montage et de réparation.

Pour accroître la fréquence de coupure des liaisons coaxiales (équation (6)), il faut diminuer les diamètres D et d et diminuer la permittivité relative (utilisation de l'air comme diélectrique). Il faut cependant se rappeler que ces diamètres ne peuvent varier

indépendamment l'un de l'autre dans la mesure où leur rapport fixe l'impédance caractéristique.

Le premier connecteur coaxial largement utilisé dans les systèmes est le connecteur BNC (Baby N Connector) qui a été développé au début des années 50. En général, ce connecteur est utilisé pour des applications basses fréquences jusqu'à 4 GHz où les différents types de pertes et la dispersion deviennent très gênants.

Dans le monde des micro-ondes, le connecteur le plus utilisé est le SMA (Sub-Miniature type A). Ses caractéristiques sont : $D= 4.15 \text{ mm}$ et $d= 1.27 \text{ mm}$.

Ce connecteur a été développé pour être utilisé dans des systèmes où le nombre de montages/démontages est réduit sur sa durée de vie. Lorsqu'il est utilisé dans des applications nécessitant une précision et un nombre important de montages/démontage, il présente des désavantages. Un des principaux est l'usure rapide de la pointe centrale du connecteur mâle, vu la concentration de la pression de contact en deux points de sa circonférence.

La nécessité de développer un connecteur de précision pouvant équiper des appareils de mesures aboutit à la fabrication du connecteur APC-3.5 (Amphenol Precision Connector 3.5 mm). C'est un connecteur à air, ce qui accroît sa fréquence maximale d'utilisation et annule le risque de glissement de diélectrique lors de connexions répétées. Les principales améliorations par rapport au SMA sont l'absence de problèmes liés au glissement du diélectrique, l'épaisseur plus importante du conducteur extérieur, l'uniformité des diamètres entre les conducteurs male et femelle et quatre fentes au lieu de deux dans la partie centrale du conducteur femelle. Ce connecteur a d'excellentes performances lorsqu'il s'adapte à un connecteur identique mais la qualité de la connexion est moindre avec des connecteurs SMA vu la différence de dimension entre les deux types de connecteurs.

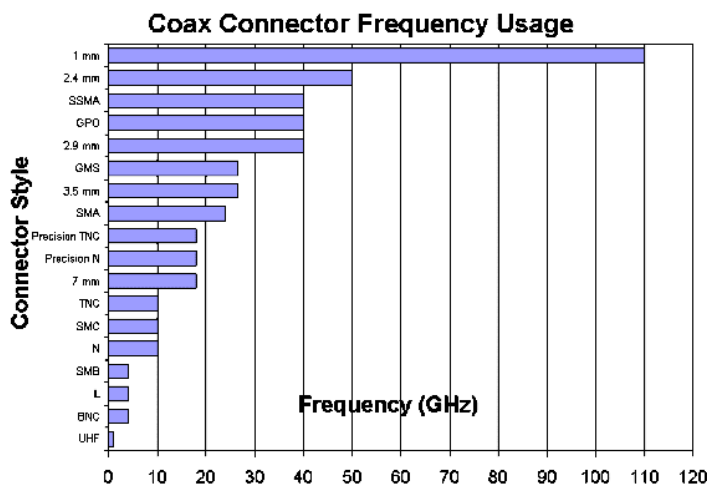


Fig. 4 : Fréquence d'utilisation des différents types de connecteurs coaxiaux qui existent sur le marché actuellement.

Ces dernières années ont vu apparaître des connecteurs travaillant à des fréquences de plus en plus élevées. La figure 4 représente la fréquence limite des divers types de connecteurs disponibles actuellement sur le marché [24]. Dans nos expériences, nous utilisons des connecteurs SMA, APC 3.5 et K. Ce dernier connecteur à air, appelé aussi 2.9 mm, prend son nom de la bande de fréquence K qu'il couvre.

IV.3.b Lignes planaires

Les lignes planaires se composent de deux parties. (i) le substrat, couche généralement diélectrique et à faibles pertes, remplit deux fonctions distinctes : il sert de support mécanique à la structure et détermine ses caractéristiques électriques. Les substrats couramment utilisés pour réaliser des circuits planaires sont l'alumine (Al_2O_3), le quartz, et le téflon. (ii) une métallisation sur les deux faces du substrat, partielle ou totale selon le type de ligne envisagé (Fig. 5).

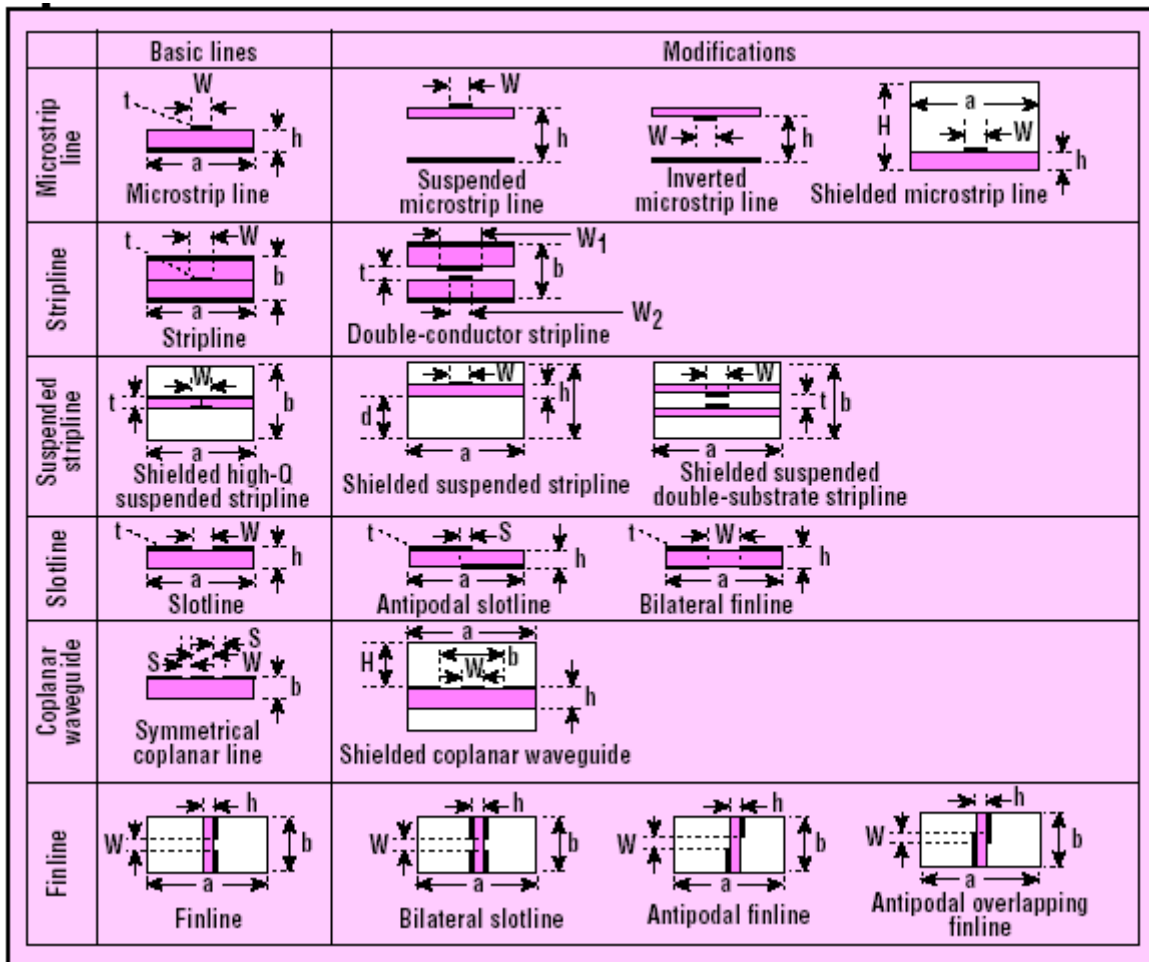


Fig. 5 Lignes planaires communément utilisées en hyperfréquences [25]. Les substrats sont notés par des rectangles remplis en rose foncé et les métaux sont représentés par des lignes en gras.

La technologie planaire s'est développée principalement pour deux raisons. L'une est économique : la réalisation de tels circuits est très peu coûteuse, ce qui compense largement

les coûts de recherche et de développement. L'autre est que cette technologie se combine aisément aux circuits intégrés.

Il existe plusieurs configurations des lignes planaires (Fig. 5). Je ne rappelle ici que les plus utilisées en présentant leurs avantages et inconvénients afin de justifier le choix de type de ligne utilisé dans mes échantillons.

IV.3.b.1 Ligne microruban (Microstrip)

Comme le montre la figure 6a, sa forme la plus simple se constitue d'un substrat diélectrique métallisé sur une face et d'un ruban métallique sur l'autre face. Cette ligne, appelée aussi microbande, est la ligne planaire la plus utilisée car une large gamme de composants passifs tels que les résonateurs et les filtres peut être conçue en ligne microruban. Son inconvénient réside dans le fait que l'intégration de certains composants nécessite une connexion à la masse ce qui introduit une inductance considérable en hyperfréquences.

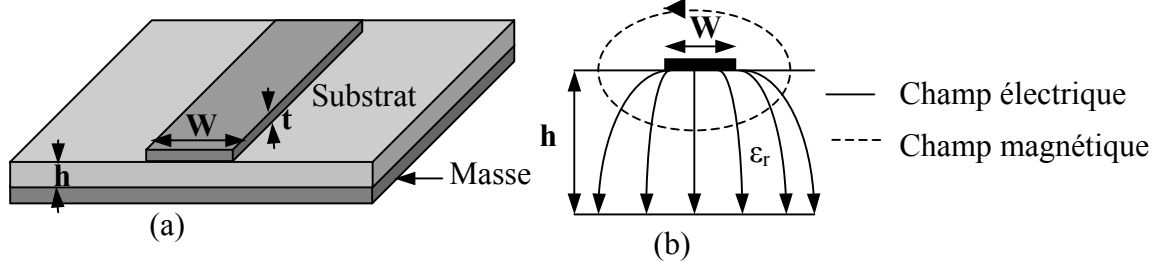


Fig. 6 : Lignes microruban (a) paramètres géométriques (b) lignes des champs électrique et magnétique.

L'utilisation de diélectrique entre le ruban et la masse confine la majorité des champs électrique et magnétique dans cette région (Fig. 6b), mais une partie de cette énergie peut être rayonnée. Ces dernières pertes peuvent être minimisées en utilisant des diélectriques de permittivités relatives élevées. Du fait de l'interface air-diélectrique, le mode fondamental de cette ligne est quasi-TEM. Des modes d'ordre supérieur, indésirables, dont la fréquence de coupure est inversement proportionnelle à l'épaisseur du diélectrique peuvent exister aussi [26]. Une simple approximation pour la fréquence de coupure liée à l'excitation du premier mode non TEM est donnée par [27] :

$$f_c(\text{GHz}) = \frac{75}{h(\text{mm})\sqrt{\epsilon_r - 1}} \quad (7)$$

Cette expression implique plus de dispersion en hautes fréquences pour les lignes réalisées sur des substrats épais et de forte constante diélectrique.

L'impédance caractéristique de la ligne microruban est une fonction de sa géométrie (Fig. 6). Dans le cas de $t=0$, des relations approchées (équation (8)) ont été développées par

Schneider [28] et retouchées par Hammerstad [29]. L'erreur relative résultante étant inférieure à 1% lorsque $0.05 \leq W/h \leq 20$.

$$Z_c \approx \begin{cases} \frac{60}{\sqrt{\epsilon_e}} \ln(8h/W + W/4h) & \frac{W}{h} \leq 1 \\ \frac{120\pi}{\sqrt{\epsilon_e}} \left(\frac{W}{h} + 1.393 + 0.667 \ln\left(\frac{W}{h} + 1.44\right) \right)^{-1} & \frac{W}{h} > 1 \end{cases} \quad (8)$$

$$\text{où : } \epsilon_e = \begin{cases} \frac{1}{2}(\epsilon_r + 1) + \frac{1}{2}(\epsilon_r - 1) \left[\left(1 + 12 \frac{h}{W}\right)^{-1/2} + 0.04 \left(1 - \frac{W}{h}\right)^2 \right] & \frac{W}{h} \leq 1 \\ \frac{1}{2}(\epsilon_r + 1) + \frac{1}{2}(\epsilon_r - 1) \left(1 + 12 \frac{h}{W}\right)^{-1/2} & \frac{W}{h} \geq 1 \end{cases} \quad (9)$$

est la permittivité diélectrique effective. Les impédances caractéristiques sont représentées sur la figure 7 pour différentes valeurs de ϵ_r .

Cette impédance peut atteindre les 300 Ω en jouant sur les paramètres géométriques et électriques (Fig.7). Dans le cas des épaisseurs t non nulles, les relations (8) et (9) sont utilisables en introduisant une largeur équivalente du ruban W_e , qui est légèrement plus grande que sa largeur réelle [29].

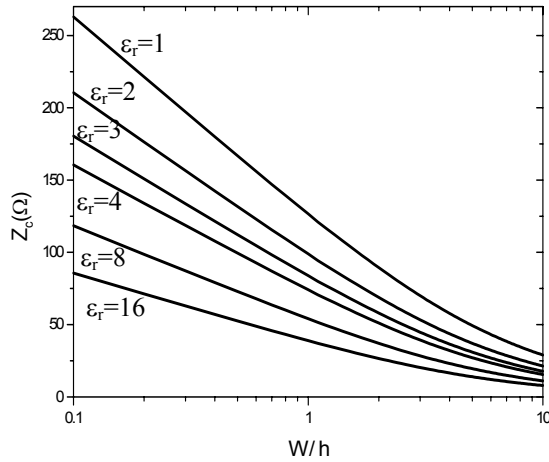


Fig. 7 : Impédance caractéristique d'une ligne microruban pour différentes valeurs de ϵ_r et pour une épaisseur nulle du ruban ($t=0$).

IV.3.b.2 lignes coplanaires (Coplanar waveguide)

Les lignes de transmission coplanaires ont une caractéristique qui les différencie des autres types de lignes : tous les conducteurs sont du même côté du substrat. Ces lignes sont fréquemment utilisées en combinaison avec les lignes microruban. La géométrie la plus utilisée est représentée sur la figure 8a.

Le ruban, de largeur W et appelé ligne du signal, est encadré par deux demi-plans de masse situés à une distance s du bord de ruban. La configuration des champs est représentée à la figure 8b. Cette géométrie rend plusieurs caractéristiques de la ligne coplanaire différentes de

celles de la ligne microruban. (i) les champs ne sont pas entièrement confinés dans le diélectrique et s'étendent dans l'air au dessus du substrat (Fig. 8b). Ceci augmente la dispersion et les radiations dans le cas des CPW. (ii) les courants sont fortement concentrés dans les bords du conducteur ce qui augmente les pertes du fait que les bords sont plus rugueux que la surface.

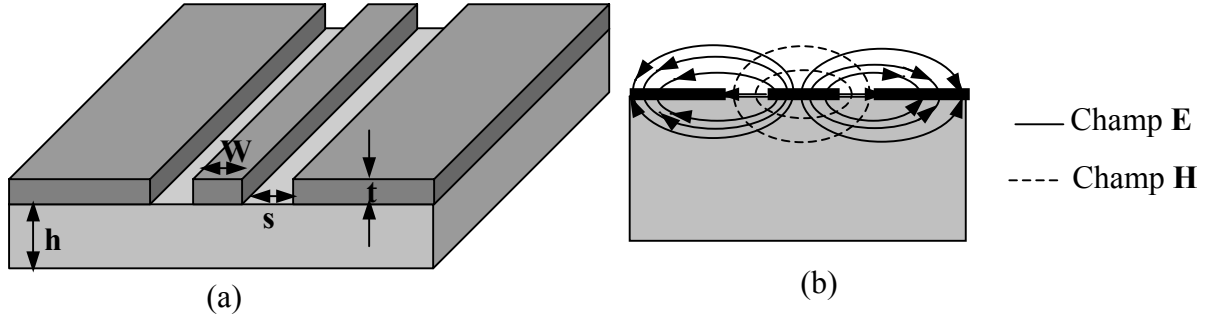


Fig. 8 : Lignes coplanaire (a) paramètres géométriques (b) lignes des champs électrique et magnétique.

Pour un substrat donné, l'impédance caractéristique de cette ligne est déterminée par la largeur de la ligne du signal et sa distance aux masses. Cette impédance est donnée par [30] :

$$Z_c = \frac{30\pi K(k')}{\sqrt{\epsilon_e} K(k)} \quad (10)$$

$$\text{avec } \epsilon_e = 1 + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \frac{K(k')K(k_1)}{K(k)K(k_1)} \quad (11)$$

où : $k = W/(W+2s)$ et $k_1 = \sinh(\pi W / 4h) / \sinh(\pi(2s + w) / 4h)$

K est l'intégrale elliptique complète du premier type et $k' = \sqrt{1 - k^2}$.

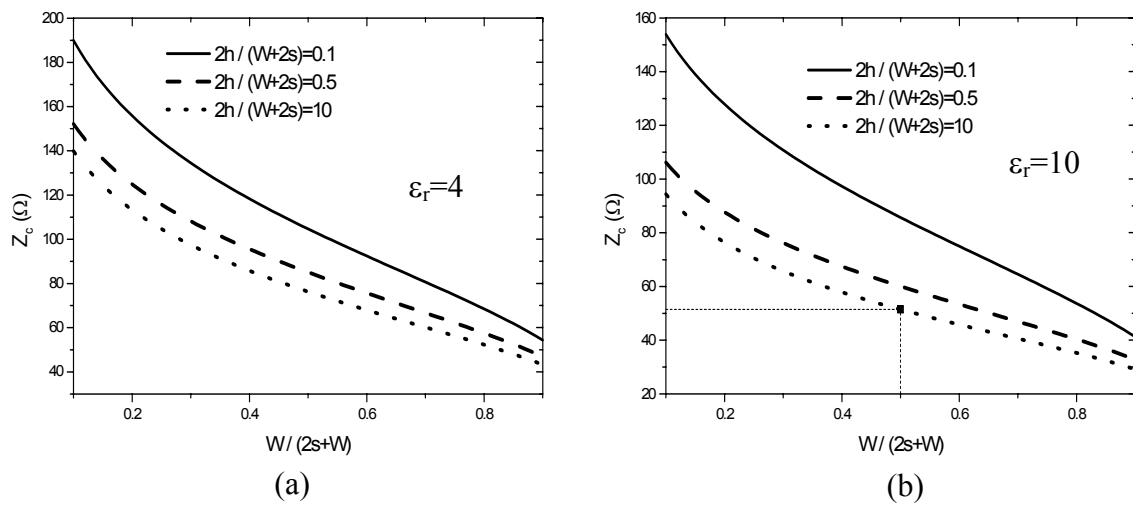


Fig. 9 : Impédance caractéristique de la ligne coplanaire en fonction du facteur de forme $W/(W+2s)$ en prenant l'épaisseur $2h/(W+2s)$ comme paramètre. (a) $\epsilon_r=4$ et (b) $\epsilon_r=10$. Le carré correspond à $W=50 \mu\text{m}$, $h=500 \mu\text{m}$, $s=25 \mu\text{m}$ et $Z_c=51.5 \Omega$ qui sont très similaires aux dimensions des CPW de mes échantillons.

Contrairement à la ligne microruban, son impédance caractéristique est très peu sensible à l'épaisseur du substrat (Fig. 9).

Aujourd'hui, le calcul exact des dimensions de ces lignes se fait en utilisant des logiciels tels que HFSS dont on dispose ou des logiciels gratuits sur Internet [31]. Lors de leur dimensionnement, seules les solutions respectant la condition $W < \lambda/10$ (λ est la longueur d'onde dans le diélectrique) sont prises en compte afin d'éviter l'excitation des modes d'ordre supérieur. Quant aux masses, elles doivent s'étendre à plus $5(2S+W)$ de part et d'autre de la ligne du signal. Cette condition n'a pas été respectée dans mes échantillons par manque d'espace et pour rechercher la symétrie des structures.

La ligne coplanaire a souvent démontré une meilleure dispersion par rapport à la ligne microruban. Elle a l'avantage d'intégrer facilement des composants car la connexion à la masse est directe (pas besoin de vias du fait que la masse et la ligne du signal sont du même côté du substrat). Pour cette raison les effets parasites sont beaucoup moins importants que dans le cas du microruban. Ceci rend la ligne coplanaire un très bon choix pour les applications hyperfréquences. Un autre avantage important est sa taille. Le conducteur central de la CPW peut être fortement rétréci même pour des faibles impédances caractéristiques qui nécessitent des rubans très larges et non pratiques dans le cas des lignes microrubans. Il est aussi conseillé que les dimensions du circuit coplanaire soient inférieures à une demi longueur d'onde pour minimiser les effets de certains modes indésirables.

Dans le cas où les pertes sont négligeables (Z_c est réelle), l'inductance et la capacité linéiques de la ligne coplanaire sont données par :

$$L = \mu_0 \frac{K(k')}{4K(k)} \text{ et } C = 4\epsilon_e \frac{K(k)}{K(k')} \quad (13)$$

Ceci correspond à des inductances $L = 3.9 \text{ nH/cm}$ et des capacités $C = 1.26 \text{ pF/cm}$ pour des lignes fabriquées sur saphir ($\epsilon_r = 9.6$) ayant une largeur de ruban $W = 50 \text{ }\mu\text{m}$ et une fente $s = 22 \text{ }\mu\text{m}$.

Le tableau 3 présente une étude comparative entre les différents types de lignes planaires. Ce tableau justifie la grande utilisation de la ligne microruban en hyperfréquence mais malheureusement, elle ne sera pas utilisée dans mes échantillons du fait de son mode d'intégration.

Type de ligne	Pertes par rayonnement	Dispersion	Gamme de Z_c (Ω)	Intégration
Microruban (Microstripe)	faibles	faible	20 à 280	Difficile en parallèle mais facile en série
Ligne triplaque (Stripline)	faibles	nulle	35 à 250	faible
Triplaque suspendue	faibles	nulle	60 à 200	moyenne
Ligne à fente (Slotline)	moyennes	forte	60 à 200	Facile en parallèle mais difficile en série
Ligne coplanaire	moyennes	faible		Facile en série et en parallèle
Ligne à ailette Finline	pas de pertes	faible	10 à 400	moyenne

Tableau 3 : Comparaison entre les différents types de lignes de transmission.

IV.4 Transition entre lignes coplanaires

Dans certains circuits, les transitions entre tronçons de lignes de transmission où la largeur des lignes change (Fig. 10) sont inévitables. Cette variation de largeur provoque un changement d'impédance et peut produire des réflexions et même le rayonnement de l'énergie de l'onde électromagnétique que transporte la ligne. Pour minimiser ce problème causé généralement par les transitions abruptes (Fig. 10a), le changement d'impédance doit être fait graduellement en changeant progressivement la largeur sur plusieurs longueurs d'onde (Fig. 9a). On se rapproche d'autant plus d'une transition idéale que le changement de la section sera lent (Fig. 9b) [32]. Ces transitions sont parfois très encombrantes. Pour palier à cet inconvénient on utilise des transitions séparées par des longueurs limitées de lignes (généralement très proches du quart de la longueur d'onde). Les dimensions des lignes sont choisies d'une façon à avoir le coefficient de réflexion le plus faible possible dans la bande de fréquence utile (Fig. 10c).

Comme je l'ai indiqué ci-dessus, ce problème est très peu gênant dans les lignes coplanaires du moment que son impédance caractéristique peut être gardée constante, si sa largeur change, en choisissant la largeur s .

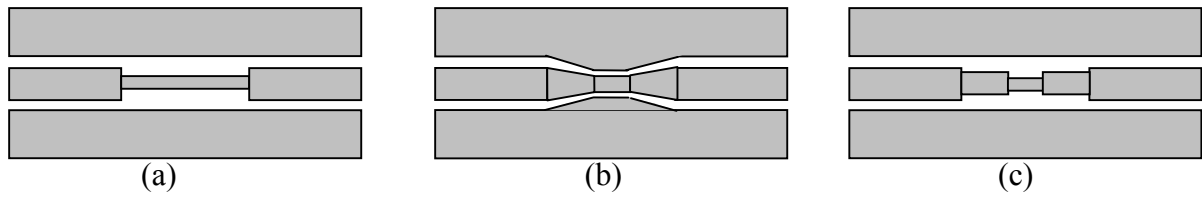


Fig. 10: Transitions entre lignes coplanaires (a) abrupte, (b) graduelle et (c) pseudo graduelle.

V. Conclusion

En conclusion, les critères suivants ont été utilisés lors de la conception des échantillons :

- Vu leurs avantages et adaptation aux procédés de microfabrication, les lignes coplanaires sont utilisées dans les niveaux d'excitation et de mesure.
- Les substrats devront avoir des bonnes propriétés diélectriques (grande résistivité, haute permittivité et faibles pertes).
- Le circuit entier, du générateur d'impulsion jusqu'aux appareils de mesure (oscilloscope, câbles, connecteurs, etc...) doit être adapté à 50 Ω . Il doit aussi avoir une grande bande passante (>10 GHz) et des temps de montée très courts (de l'ordre de 100 ps).
- Les épaisseurs des différents niveaux doivent assurer les plus faibles pertes possibles.

VI. Conception et choix des différents niveaux dans les micro-circuits

VI.1 Niveau d'excitation

Pour faire ce niveau j'ai opté pour les lignes coplanaires qui me semblent les plus adaptées pour les techniques microélectroniques du fait que la ligne du signal et la masse sont du même côté du substrat (Fig. 8). Leur épaisseur et longueur doivent permettre la plus petite résistance DC possible afin de minimiser les pertes dans les conducteurs et la dispersion de ligne. Dans le cas d'aluminium (résistivité de 3 $\mu\Omega\text{cm}$), utilisé dans mes échantillons (du fait de sa grande résistance à la gravure ionique et de sa bonne adhérence), l'épaisseur de peau à 1 GHz est égale à 2.75 μm . Dans mes structures, l'épaisseur des lignes varie de 100-300 nm pour des raisons purement pratiques (contrainte technologique imposée par les autres étapes lors de la fabrication des échantillons : voir chapitre IV). Les pertes par effet de peau sont négligeables dans mes échantillons même à 20 GHz. Les pertes sont principalement donc dues à la résistance DC des échantillons. Cette résistance devrait être la plus basse possible (<20 Ω).

Lors de la conception de ces lignes utilisées pour ce niveau d'excitation (et même pour le niveau de mesure), deux points critiques sont pris en compte.

- 1- Les dimensions des dispositifs de connexion des lignes d'excitation aux équipements électroniques délivrant et enregistrant les signaux hyperfréquences.

2- La largeur de la ligne au centre de l'échantillon qui détermine l'amplitude du champ magnétique excitant. Ce champ devrait être le plus fort possible pour faire face au champ d'anisotropie magnétique.

La largeur de la ligne excitante devrait donc varier entre la région de contact (de grandes dimensions) et le centre de la structure (quelques μm) où la couche magnétique est déposée.

Ces lignes coplanaires sont conçues pour avoir une impédance caractéristique 50Ω afin d'assurer l'adaptation d'impédance avec les autres équipements utilisés lors des expériences (générateurs d'impulsion, oscilloscope, connecteurs, ...). Les masses de la ligne coplanaire doivent être connectées afin de n'exciter que le mode quasi-TEM.

VI.2 Substrat

Les micro-circuits doivent être fabriqués sur un substrat d'épaisseur suffisante afin d'éviter qu'il se casse pendant certaines étapes technologiques. Il doit avoir des faibles pertes diélectriques et une haute permittivité diélectrique. Cette haute permittivité permet (i) d'assurer une distance suffisamment grande entre la masse (G) et la ligne du signal (S) des lignes coplanaires utilisées dans le niveau d'excitation. Cette distance est imposée par les conducteurs de la marque 'picoprobes' dont on dispose pour la connexion de l'échantillon (Fig. 11). Ces conducteurs ont une bande passante de 40 GHz. (ii) afin de diminuer les pertes par rayonnement (plus grand est ϵ_r , plus le champ magnétique est confiné dans le voisinage immédiat de part et d'autre du conducteur).

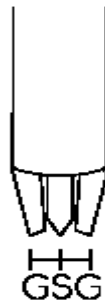


Fig. 11 : Picoprobes utilisés pour la connexion des échantillons.

Pour ces raisons, j'ai opté pour un substrat de saphir d'épaisseur $h=500 \mu\text{m}$, de constante diélectrique égale à 9.6 et de faibles pertes diélectriques ($tg\delta \approx 10^{-4}$).

VI.3 Le système magnétique à exciter

Les systèmes Co/Pt sont caractérisés par leur forte anisotropie magnéto-cristalline perpendiculaire, leur très forte rotation Kerr à faible longueur d'onde (de l'ordre de 400 nm) [33,34] et leur excellente résistance à l'oxydation et à la corrosion [35]. Bien que l'enregistrement magnéto-optique est en train de disparaître, la forte anisotropie perpendiculaire des systèmes Co/Pt est prometteuse pour les futures applications. D'autre part, les propriétés magnétiques statiques des systèmes Co/Pt sont relativement connues dans

plusieurs groupes et en particulier dans notre laboratoire où elles ont fait l'objet de nombreuses thèses [17,18]. En plus, le Co/Pt est un système non granulaire et simple comparé aux matériaux utilisés dans les disques durs. Ceci me permet plus de mesures fondamentales et quantitatives avec moins d'incertitudes. Le système Co/Pt est donc un modèle parfaitement adapté à l'étude de la dynamique des matériaux à anisotropie perpendiculaire.

D'autre part, dans cette étude, l'effet Hall extraordinaire est utilisé pour sonder l'aimantation du niveau excité (Chapitre V). Les multicouches Co/Pt offrent une grande tension de Hall extraordinaire comparée aux sandwiches de Co/Pt [17] et à d'autres matériaux (voir Chapitre V). Cette tension est plus grande devant la tension de Hall normale ce qui permet de suivre l'aimantation de la structure par une simple mesure de la tension à ses bornes. Pour ces raisons, le film magnétique est une multicouche de $(\text{Co } 3\text{Å}/\text{Pt } 6\text{Å})_6$ [36]. Sa faible épaisseur métallique devant l'épaisseur de peau permet une pénétration totale du champ magnétique. Les dimensions de cette nanostructure sont choisies les plus petites possibles pour qu'elle reçoive un champ magnétique fort et uniforme.

VI.4 Niveau d'isolation

C'est une couche isolante à mettre entre le niveau exciteur et la couche magnétique. J'ai opté pour la silice du fait de la bonne maîtrise et du savoir-faire du laboratoire en matière de croissance des couches Co/Pt sur saphir [37] et silice. En plus de sa faible température de dépôt, la silice est bien connue au laboratoire en matière de dépôt et de gravure.

VI.5 Niveau de mesure

Des contacts et des lignes coplanaires pour la mesure résolue en temps de l'aimantation de la nanostructure. Leurs épaisseurs sont choisies pour avoir le minimum de pertes et sont fixées par des considérations technologiques.

VI.6 Géométrie des structures adoptées.

Les dessins de mes échantillons sont représentés sur les figures 12 et 13. Ces échantillons ont une taille de $1.6 \times 1.6 \text{ mm}^2$. Ils contiennent deux lignes coplanaires perpendiculaires l'une à l'autre (niveau en bleu) dont la ligne du signal est de $50 \text{ }\mu\text{m}$ de largeur (Fig. 12 et Fig. 13). Le guide longitudinal, appelé ligne d'impulsion, est utilisé pour transporter des impulsions de très courtes durées. Dans le cas des échantillons à susceptibilité transverse (Fig. 12) où l'aimantation est perpendiculaire au champ d'impulsion H_{pulse} , cette ligne est rétrécie à $4 \text{ }\mu\text{m}$ sur une longueur de $50 \text{ }\mu\text{m}$ de part et d'autre de son centre afin d'augmenter localement le champ magnétique d'impulsion qu'elle génère dans le plan (selon l'axe y). L'autre guide est utilisé comme des bras de tension lors de la mesure de la tension de Hall extraordinaire (quasi-statique ou hyperfréquence) proportionnelle à la composante normale de l'aimantation

d'une nanostructure de Co/Pt. Cette dernière, en forme de croix et de largeur de 500 nm (niveau rouge), est déposée au centre de la partie rétrécie de la ligne d'impulsion (Fig.12b). Une couche de silice (niveau blanc) est insérée entre la croix et la ligne d'impulsion afin de les isoler électriquement. Les deux autres bras de la croix (appelés bras de courant) sont utilisés pour injecter des courants continus lors de la mesure de la tension de Hall extraordinaire.

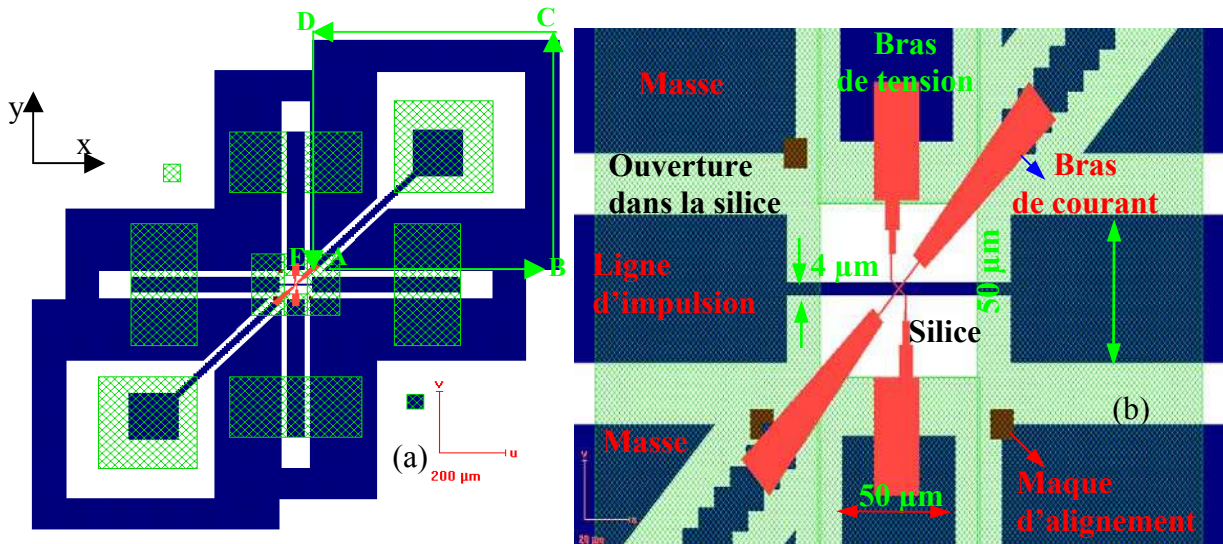


Fig. 12 : Échantillon à susceptibilité transverse. (a) vue générale et (b) zoom sur la partie centrale.

Dans les échantillons à susceptibilité longitudinal (Fig. 13) où l'aimantation est parallèle au champ d'impulsion, la ligne d'impulsion est connectée à une micro-bobine (de rayons interne et externes $R_1 = 2 \mu m$ et $R_2 = 4 \mu m$). Elle contient la croix dans son centre (Fig. 13b) et génère des champs magnétiques d'impulsion perpendiculaires au plan de l'échantillon. Les dimensions de la microbobine sont choisies pour avoir un champ magnétique de 60 mT et une inductance plus faible que possible pour ne pas dégrader les temps de montée et de descente dans les dispositifs. Cette inductance est donnée par [38] :

$$L(nH / cm) = 2 \left(\ln \frac{\pi(R_1 + R_2)}{t + l} - 1.76 \right)$$

où l et t sont respectivement la largeur et l'épaisseur de la microbobine.

Cela correspond à une inductance de 1.26 pH pour $t = 320 \text{ nm}$.

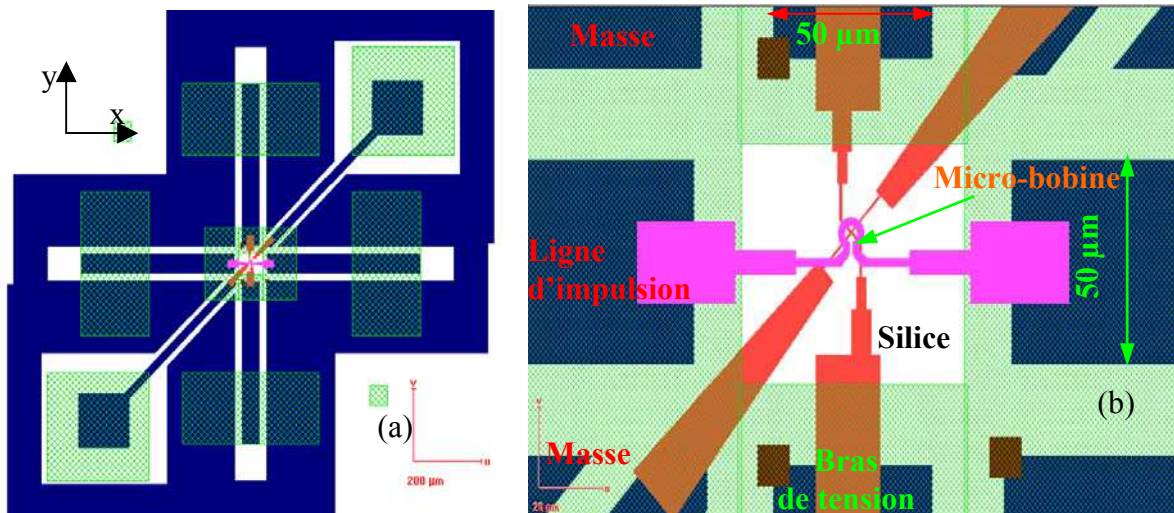


Fig. 13 : Echantillon à susceptibilité longitudinale. (a) vue générale et (b) zoom sur la partie centrale.

Enfin, je signale que la distance ABCDE (Fig. 12) est choisie pour être inférieure à la demi longueur d'onde (dans le substrat) à 10 GHz pour éviter qu'elle se comporte comme une antenne. En ce qui concerne la largeur de bande de mes micro-circuits, la conception à été faite pour avoir une bande de plus de 10 GHz.

Références

- [1] M. Faraday, Phil. Trans. Roy. Soc. 136, 1 (1846).
- [2] J. Kerr, Phil. Mag. 3, 321 (1877).
- [3] S. Lemerle, Thèse de Doctorat de l'Université Paris Sud, Orsay (1998).
- [4] W. K. Hiebert, L. Lagae, J. Das, J. Bekaert, R. Wirix-Speetjens, and J. De Boeck, J. Appl. Phys. 93, 6906 (2003).
- [5] W. K. Hiebert, L. Lagae, and J. De Boeck, Phys. Rev. B, 68, 020402(R) (2003).
- [6] J. Hohlfeld, T. Gerrits, M. Bilderbeek, T. Rasing, H. Awano, and N. Ohta, Phys. Rev. B, 65, 012413 (2002).
- [7] T. M. Crawford, T. J. Silva, C. W. Teplin, and C. T. Rogers, Appl. Phys. Lett. 74, 3386 (1999).
- [8] W. Dietrich, and W. E. Proebster, J. Appl. Phys. 31 (05), 281S (1960).
- [9] W. Dietrich, W. E. Proebster, and P. Wolf, IBM Journal, 189 (Avril 1960).
- [10] T. J. Silva, C. S. Lee, T. M. Crawford, and C. T. Rogers, J. Appl. Phys. 85 (11), 7849 (1999).
- [11] A. Moser, D. Weller, M. E. Best, and M. F. Doerner, J. Appl. Phys. 85, 5018 (1999)
- [12] M. Albrecht, S. Aders, T. Thomson, C. T. Rettner, M. E. Best, A. Moser, B. D. Terris, J. Appl. Phys. 91 (2002) 6845.
- [13] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, Phys. Rev. Lett. 61, 2472 (1988).
- [14] M. Julliere, Phys. Lett. 54A, 225 (1975).
- [15] H. W. Schumacher, C. Chappert, P. Crozat, R. C. Sousa, P. P. Freitas, J. Miltat, J. Fassbender, and B. Hillebrands, Phys. Rev. Lett. 90, 017201 (2003).
- [16] E. B. Myers, D. C. Ralph, J. A. Katine, R. N. Louie, and R. A. Buhrman, Science 285, 867 (1999).
- [17] F. Cayssol, Thèse de Doctorat de l'Université Paris Sud, Orsay (2003).
- [18] J. Wunderlich, Thèse de Doctorat de l'Université Paris Sud, Orsay (2001).
- [19] J. Caulet, Thèse de Doctorat de l'Université Paris Sud, Orsay (1998).
- [20] R.J. Gambino, and T.R. McGuire, IBM Tech. Discl. Bull. 18, 4214 (1976).
- [21] A. V. Vorst, Transmission, propagation et rayonnement, De Boeck-Wesmael, (1995).
- [22] R. Badoual, Ch. Martin, et S. Jacquet, Les Micro-ondes, Masson, Paris (1993).
- [23] A. V. Vorst, et D. V. Janvier, De l'ingénierie micro-ondes, De Boeck-Wesmael, (1996).
- [24] <http://www.microwaves101.com/encyclopedia/connectors.cfm#species>

- [25] http://www.ansys.com/ansys/mems/mems_downloads/Maloratsky_micostrip.pdf
- [26] G. D. Vendelin, *Microwave J.*, 63 (1970).
- [27] S. A. Maas, 'The RF and microwave circuit design cookbook', Artech House, Boston (1998).
- [28] M. V. Schneider, *Bell System Technical Journal*, 48, 1421 (1969).
- [29] E. Hammerstad, *Proc. European Microwave conf.* 268 (1975).
- [30] G. Ghione and C. Naldi, *Electronics Letters*, 20, 179 (1984).
- [31] http://www1.sphere.ne.jp/i-lab/ilab/tool/cpw_e.htm
- [32] D. E. Sorea Stanescu, Thèse de Doctorat de l'Université Joseph Fourier-Grenoble 1, Grenoble (2003).
- [33] D. Weller, H. Brändle, G. Norman, C.-J. Lin, and H. Osary, *Appl. Phys.* 61, 2726 (1992).
- [34] E. Beaupaire, M. Maret, V. Halté, J.-C. Merle, A. Daunois, et J.-Y. Bigot. *Phys. Rev. B* 58, 12134 (1998).
- [35] C. J. Lin et G. Gorman. *Appl. Phys. Lett.* 61, 1600 (1992).
- [36] T. Devolder, Thèse de Doctorat de l'Université Paris Sud, Orsay (2000).
- [37] V. Mathet, T. Devolder, C. Chappert, J. Ferré, S. Lemerle, L. Belliard, and G. Guentherodt, *J. Magn. Magn. Mater.* 260, 295 (2003).
- [38] P. F. Combes, 'Micro-ondes', Tome 1, Dunod, Paris (1997).

Chapitre IV : Microfabrication et propriétés électriques des échantillons

I.	INTRODUCTION	82
II.	PROCEDURES DE FABRICATION DES ECHANTILLONS	82
II.1	ECHANTILLONS AVEC COUCHE MAGNETIQUE EN SURFACE	82
II.1.a	<i>Procédé tout en lift-off.....</i>	82
II.1.b	<i>Procédé tout en gravure.....</i>	84
II.1.c	<i>Comparaison entre des deux procédés et choix d'épaisseur</i>	84
II.1.d	<i>Procédé optimisé tout en gravure pour la fabrication des échantillons</i>	86
II.1.d.1	Contacts et lignes coplanaires (niveau 1).....	86
II.1.d.2	Couche d'isolation (niveau 2)	86
II.1.d.3	Définition de la nanostructure (niveau 3).....	87
II.2	ECHANTILLONS A COUCHE MAGNETIQUE ENTERREE.....	89
II.2.a	<i>Procédé par lithographie optique</i>	89
II.2.b	<i>Procédé par lithographie électronique</i>	89
II.2.b.1	Procédé commençant par la croissance d'Al.....	89
II.2.b.2	Procédé commençant par la croissance de la multicouche Co/Pt	91
II.3	CONCLUSION	91
III.	CARACTERISATION DES ECHANTILLONS	92
III.1	ATTENUATION ET BANDE PASSANTE DES LIGNES D'IMPULSION	92
III.2	CARACTERISTIQUE DE LA CROIX	95
III.2.a	<i>Densité de courant injecté dans la croix.....</i>	95
III.2.b	<i>Bande passante de la croix.....</i>	96
III.3	EFFICACITE DE CREATION DU CHAMP H.....	96
III.3.a	<i>Champ magnétique généré par les échantillons à CPW.....</i>	96
III.3.b	<i>Champ généré par les microbobines.....</i>	99
III.4	CIRCUIT ELECTRIQUE EQUIVALENT	100
IV.	AMELIORATIONS POTENTIELLES DES ECHANTILLONS	103
V.	CONCLUSION ET DISCUSSION	105

I. Introduction

Après la conception des échantillons décrite au chapitre III, l'étape suivante consiste à mettre en oeuvre leur fabrication. Leur caractérisation est aussi une étape importante pour l'interprétation des résultats et l'évaluation des performances fixées lors de la conception. Cette caractérisation électrique permet de faire d'éventuels changements dans la conception ou dans les matériaux utilisés afin d'améliorer les caractéristiques des échantillons.

Les principes des différentes techniques de microfabrication utilisées dans ce chapitre ainsi que leurs conditions sont présentés en annexe 2.

II. Procédures de fabrication des échantillons

Au cours de la fabrication des échantillons, j'ai testé quatre procédés qui diffèrent par les techniques utilisées ou l'ordre des étapes technologiques.

II.1 Echantillons avec couche magnétique en surface

Ces échantillons sont aussi appelés 'échantillons à ligne coplanaire (CPW)' pour les différencier des échantillons à microbobine. Selon la figure 12 du chapitre III, ces échantillons sont constitués de trois niveaux principaux. Le premier niveau (en bleu) représente les différents contacts et lignes coplanaires utilisés pour effectuer les mesures. Le troisième niveau (en rouge) représente la multicouche magnétique de Co/Pt, et constitue le centre de la structure et la partie la plus importante. Ces deux niveaux sont isolés électriquement entre eux par la couche de silice (en blanc). Les ouvertures dans la silice sont notées en vert. Ces trois niveaux peuvent être réalisés par les simples procédés de lift-off ou de gravure cités en annexe 2.

Initialement et au cours de la fabrication de ces échantillons, j'ai comparé et testé deux modes : un où tous les niveaux sont réalisés en lift-off et l'autre où ils sont tous réalisés en gravure. Je commence par décrire brièvement ces procédés tout en terminant par une comparaison entre eux afin de justifier mon choix pour l'un ou l'autre. Après la discussion des épaisseurs des différents niveaux imposées par les étapes technologiques et les techniques utilisées, je détaillerai le procédé choisi. Les masques de lithographie optique utilisés ont été faits à l'IEF (les parties transparentes des masques sont les zones en couleurs bleue et verte (figure 12 du chapitre III) respectivement pour le premier et le second niveau)

II.1.a Procédé tout en lift-off

La méthode de fabrication est représentée sur la figure 1. On commence par faire une étape de lithographie optique afin de produire en positif le masque du niveau 1 sur le substrat de saphir. Cette étape est suivie par le dépôt d'une couche d'aluminium d'épaisseur t_{CPW} (Fig. 1 : Résultat R1). Après le lift-off d'aluminium (Fig.1 : R2, niveau en bleu sur la Fig.12 du

chapitre III), on fait une lithographie optique (sur une résine négative) pour le niveau 2 et on dépose une couche de silice d'épaisseur t_{silice} par PECVD à $150C^{\circ}$ (Fig.1 :R3). Afin de définir la couche d'isolation, au centre de l'échantillon, une étape de lift-off de la silice est pratiquée (Fig.1 : R4, la silice est dans les zones blanches de la figure 12 du chapitre III).

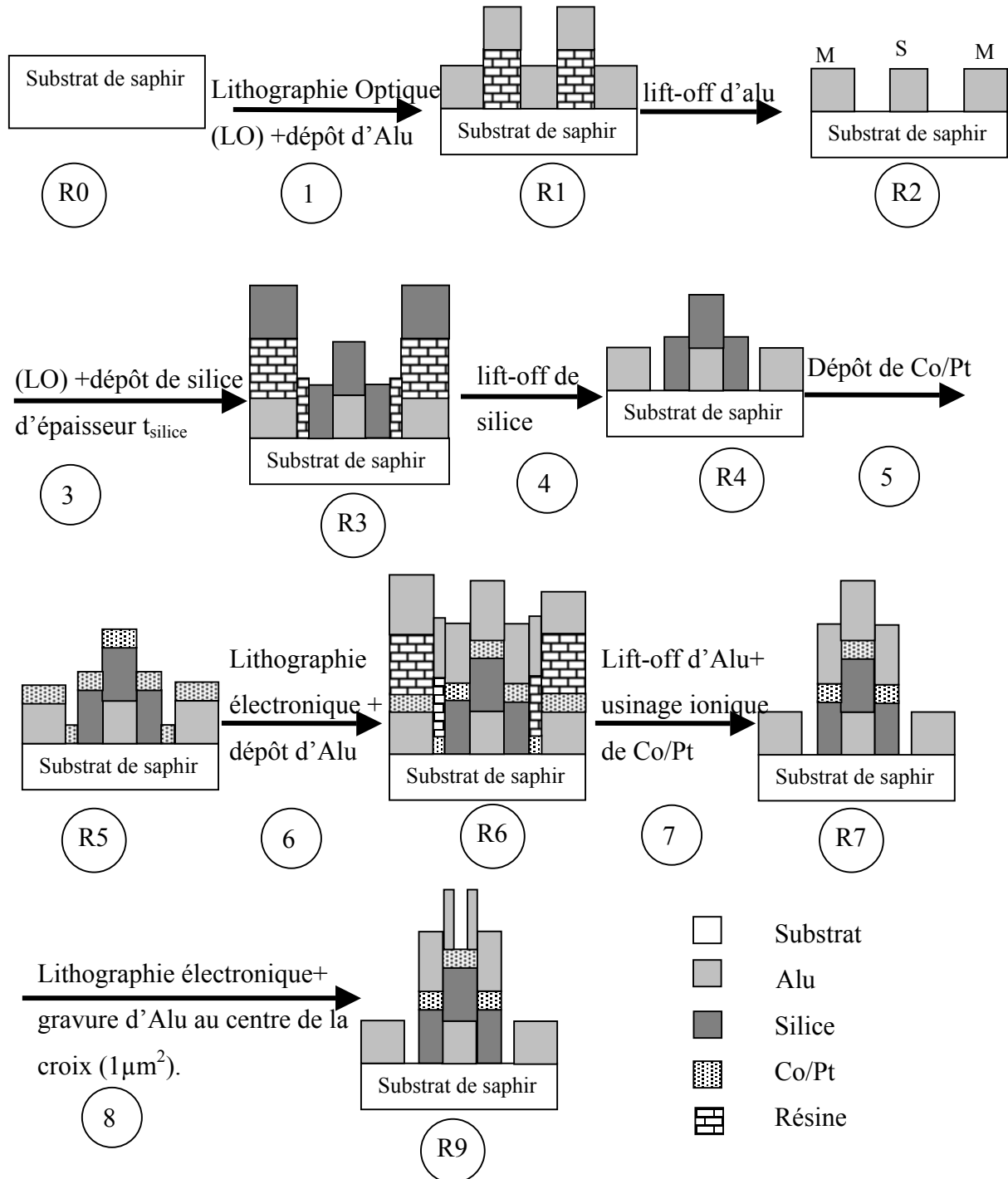


Fig. 1 : Représentation en coupe de la partie centrale illustrant les différentes étapes technologiques pour la fabrication des échantillons en utilisant le procédé de lift-off. M et S indiquent les plans de masse et la ligne du signal des lignes coplanaires. 'LO' désigne la lithographie optique.

Après le dépôt d'une multicouche de Co/Pt à température ambiante sur tout l'échantillon (Fig.1 : R5), une croix, de 500 nm de dimensions latérales est définie en positif par lithographie électronique (niveau en couleur rouge sur la Fig. 12). Une couche d'aluminium d'épaisseur t_{Alu_croix} est ensuite déposée et je fais un lift-off. Cette couche est nécessaire lors de la gravure du Co/Pt par usinage ionique (Fig.1 : R7). Enfin, à cause de la faible résistivité d'aluminium par rapport au Co et au Pt (voir §II.1.d.3), la couche d'aluminium restant au centre de la croix est gravée chimiquement (Fig.1 : R8) afin de forcer le passage du courant par le Co/Pt lors des mesures.

II.1.b Procédé tout en gravure

Ce procédé de fabrication par gravure ne diffère de celui décrit ci-dessus que par la façon dont le premier et le second niveau (étapes 1 à 4 en Fig. 1) sont faits. On dépose d'abord une couche d'Al d'épaisseur t_{CPW} suivie d'une étape de lithographie optique. L'aluminium est ensuite gravé chimiquement à travers le masque de résine optique afin de définir le niveau 1 (Fig.1 : R2). L'étape suivante consiste à déposer une couche de silice par PECVD à 300C°, puis à faire une lithographie optique. Le niveau d'isolation est défini par une gravure ionique réactive de la silice à travers la résine (Fig.1 :R4). Le reste des étapes décrites ci-dessus (Fig. 1) reste inchangé.

II.1.c Comparaison entre des deux procédés et choix d'épaisseur

Les images de microscopie électronique (Fig. 2) montrent l'existence des collerettes laissées par le lift-off et qui sont responsables de problèmes de continuité électrique de la croix. Ceci m'a amené à passer à une autre alternative qui consiste à fabriquer le premier niveau par gravure humide d'aluminium et le second par gravure ionique réactive. Les images obtenues montrent une très bonne qualité des flancs (Fig. 3). Malgré son isotropie, la gravure chimique a été choisie car l'aluminium se grave lentement avec les gravures physiques (sèches) du fait de l'existence d'une couche oxydée en surface.

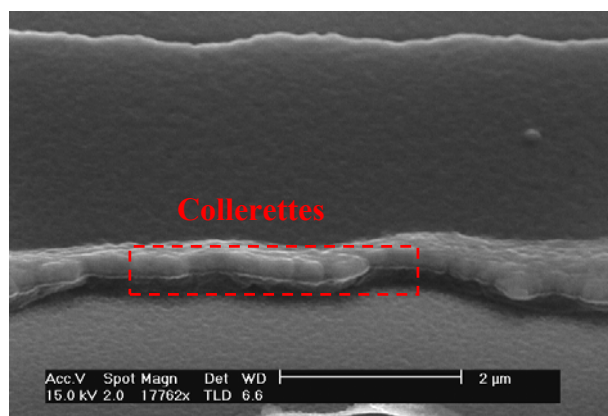


Fig.2 : Image de microscopie électronique (MEB) qui montre les bords du conducteur central (de 100 nm d'épaisseur) de la ligne coplanaire (rétrécissement) faite par lift-off.

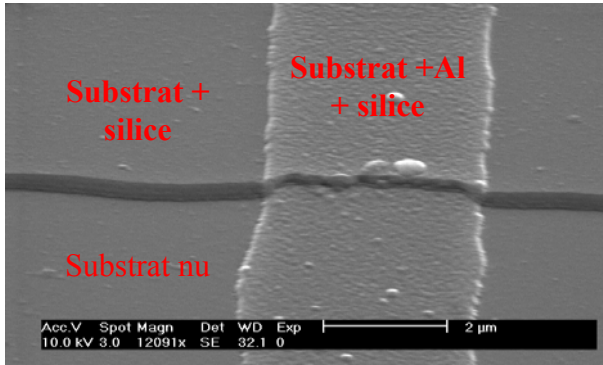


Fig.3 : Image de microscopie électronique du ligne coplanaire faite par gravure humide d'aluminium et RIE pour la silice (100nm Al et 200nm silice).

Le choix de la meilleure technique de fabrication n'est pas suffisant : un bon choix des épaisseurs des niveaux est important afin de minimiser les pertes et les capacités mais surtout pour garantir la continuité électrique de la croix. Afin de connaître l'ordre de grandeur des épaisseurs à utiliser, j'ai fait plusieurs tests en variant le procédé et les épaisseurs. Ces tests sont résumés dans le tableau 1.

Ce tableau montre encore que les procédés utilisant le lift-off sont à éviter. Les observations en MEB des échantillons ont confirmé l'insuffisance de la conformité des dépôts pour avoir la continuité du dernier niveau. Celle-ci est donc assurée par l'augmentation de l'épaisseur de chaque niveau par rapport à celui qui le précède ($t_{CPW} < t_{silice} < t_{Alu_croix}$). D'un autre côté, l'épaisseur de la couche d'aluminium (3^{ème} niveau) utilisée comme masque pour la gravure de Co/Pt est fixée par l'épaisseur de résine (400 nm) de lithographie électronique ($t_{Alu_croix} < 400 \text{ nm}$ afin d'assurer la réussite de l'étape de lift-off).

t_{CPW} (nm)	t_{silice} (nm)	$t_{Alu-croix}$ (nm)	$R_{croix}(\Omega)$	Procédé de fabrication
300	50	70	∞	Lift-off
100	200	270	200	Gravure humide +RIE
150	200	200	∞	Lift-off + RIE

Tableau 1: Résistance de la croix, avant la gravure de la couche d'aluminium au centre de la croix, en fonction des différents procédés de fabrication et des épaisseurs des trois niveaux testés.

La figure 4 représente un échantillon dont les épaisseurs de premier et de second niveau sont respectivement 200 et 220 nm. Les grains existants sont dus à l'Alu déposé par pulvérisation cathodique. Malgré la conformité de dépôt par PECVD, la faible différence d'épaisseur entre les deux niveaux n'a pas suffi. La silice a fini par se casser au niveau de la marche après la définition de la croix. Ceci peut poser un problème de court-circuit entre la croix et la ligne d'impulsion. Il faut donc prévoir des différences d'épaisseur suffisantes aux niveaux des marches afin d'assurer le bon fonctionnement et la réussite de la structure.

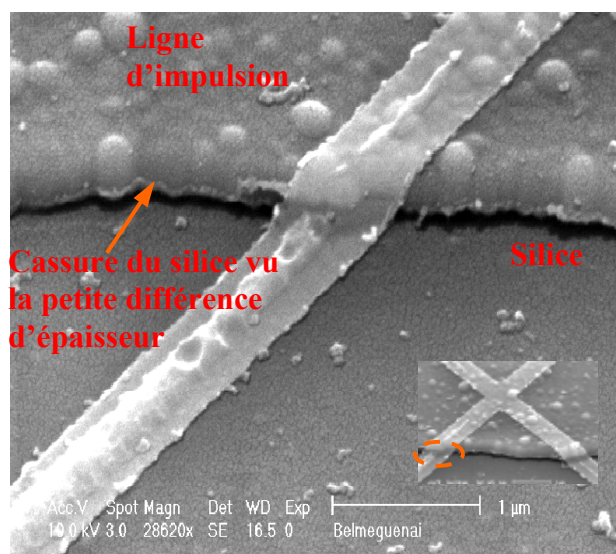


Fig. 4: Image de microscopie électronique montrant la cassure de la silice à cause de la faible différence d'épaisseur entre la silice (220 nm) et l'aluminium des lignes coplanaires 200 nm. Une couche d'or d'épaisseur 5 nm a été évaporée pour éviter les problèmes de chargement lors de l'imagerie par microscope électronique.

En conclusion, le procédé de fabrication de ces échantillons doit utiliser des techniques de gravure pour faire le premier et le second niveau. Quant aux épaisseurs, j'ai opté pour $t_{CPW}=100\text{ nm}$, $t_{silice}=200\text{ nm}$ et $200\text{ nm} < t_{Alu-croix} < 400\text{ nm}$ (300 nm). La méthode de fabrication de mes échantillons est donc la suivante :

II.1.d Procédé optimisé tout en gravure pour la fabrication des échantillons

II.1.d.1 Contacts et lignes coplanaires (niveau 1)

Sur un substrat de saphir, on dépose par pulvérisation cathodique (ou évaporation au canon électronique) une couche d'aluminium. La lithographie optique sur une résine négative suivie par la gravure humide d'aluminium (voir annexe 2 pour les conditions de gravure) à travers ce masque de résine permet obtenir le premier niveau (Fig.1 : R2).

II.1.d.2 Couche d'isolation (niveau 2)

Une couche de silice d'épaisseur 200 nm a été déposée par PECVD (conditions présentées en annexe 2). La PECVD a été choisie afin d'avoir une conformité de dépôt. Cette étape est suivie par une lithographie optique sur une résine positive. Elle permet d'avoir un masque pour l'étape suivante de gravure RIE afin de définir un pavé de silice au centre de l'échantillon.

Pour la gravure RIE, j'ai contribué à mettre en oeuvre de nouvelles conditions de gravure (résumées en annexe (2)) à travers les données que le LPN (Laboratoire de Photonique et de Nanostructures) m'a fourni. Les résultats de cette étape sont représentés sur la figure 5a.

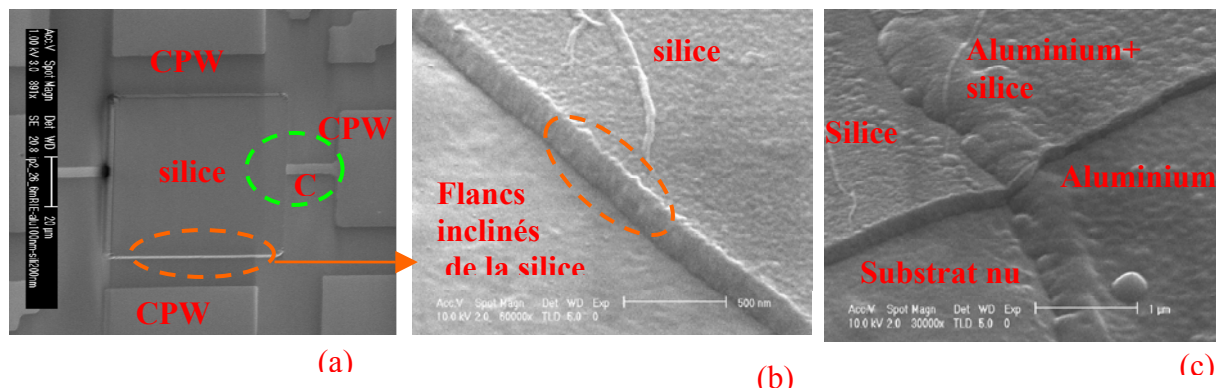


Fig. 5 : (a) Vue générale du centre de la structure montrant la couche de silice, (b) flancs de la couche de silice après gravure et (c) zoom sur la partie C (ellipse verte) de (a) qui montre les flancs inclinés (presque 45°) après la gravure humide de l'aluminium et la gravure de silice par RIE.

II.1.d.3 Définition de la nanostructure (niveau 3)

Cette étape commence par le dépôt d'une multicouche de Pt 60 \AA /Pt 5 \AA /($\text{Co}3 \text{ \AA}$ /Pt 6 \AA)₆/Pt 20 \AA (voir chapitre V) par pulvérisation cathodique. L'échantillon est ensuite enrésiné en PMMA (annexe 2) afin de définir une nanostructure par lithographie électronique (niveau rouge sur la figure 12b du chapitre III) au centre de la structure. Cette nanostructure en forme de croix est de 500 nm de largeur. Une procédure d'alignement très précise (annexe 2) est nécessaire pour que la croix soit au centre de la partie rétrécie (de 4 \mu m de largeur) de la ligne d'impulsion. Elle doit être aussi électriquement reliée aux différents contacts DC et HF.

Au cours de l'optimisation de cette procédure d'alignement, j'ai rencontré plusieurs difficultés. Le mauvais contraste entre l'aluminium, le Co/Pt et la résine rend impossible de repérer les échantillons à faible grossissement sans les insoler. Ceci m'a obligé de faire des traces dans la résine avec une pince, sous microscope optique, qui délimitent chaque motif et qui facilitent considérablement leur repérage. Lors de la lithographie électronique, le contraste et la luminosité (pour avoir des images nettes) sont réglés sur les bords de chaque motif car ils changent d'un motif à l'autre sur le même substrat.

Après l'étape de lithographie électronique, on dépose une couche d'aluminium de 300 nm par évaporation avec les paramètres représentés en annexe 2. Comparés à ceux faits par pulvérisation cathodique, les dépôts par évaporation sont généralement plus faciles à lifter. La couche d'aluminium est utilisée comme un masque pour la gravure du Co/Pt. Après le lift-off d'aluminium et la gravure du Co/Pt par usinage ionique (annexe 2), on a la croix représentée sur la figure 6.

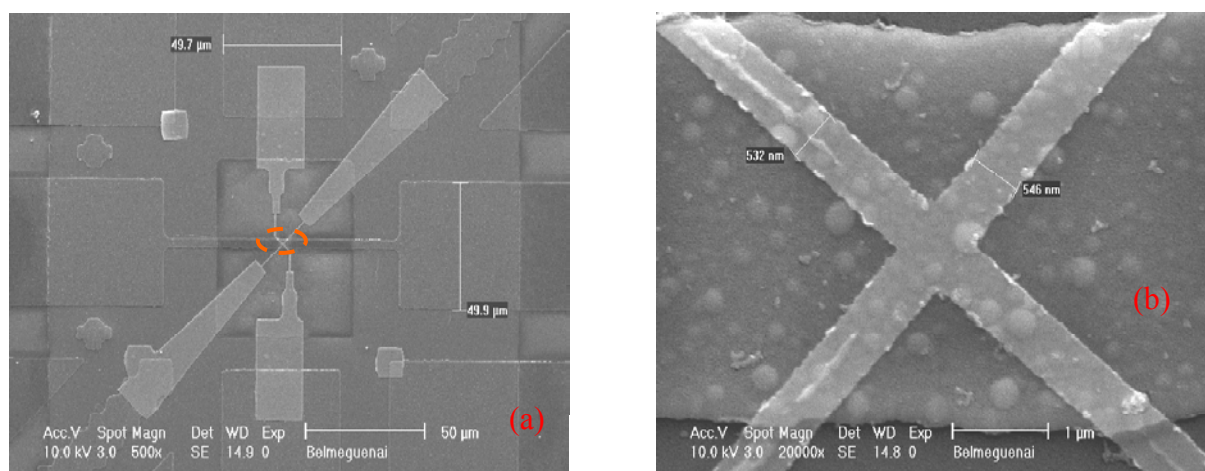


Fig. 6 : (a) Vue générale du centre de motif et (b) vue détaillée de la croix.

Les résistivités d'aluminium, de platine et de cobalt, en $\mu\Omega.cm$, sont respectivement 2.6-3, 9.4-10.5 et 6.3. La résistance de l'aluminium est donc au moins 50 fois plus faible que celle du Co/Pt à cause des épaisseurs déposées (300 nm Al contre 12 nm du Co/Pt). Lors de la mesure de la tension de Hall extraordinaire, le courant injecté dans la croix traverse principalement la couche d'aluminium. Afin de forcer le passage du courant par la multicouche du Co/Pt, la couche d'aluminium doit être gravée au centre de la croix. Par lithographie électronique on ouvre une fenêtre de $1 \times 1 \mu m^2$ dans la résine (PMMA) qui est utilisée comme un masque pour la gravure humide de l'aluminium au centre de la croix (Fig. 7). En dehors du centre de la croix, l'Al ne doit pas être gravé car il assure la conductivité électrique de la croix au niveau des marches. A cause de son grand rôle dans la détermination de la continuité de la croix, cette étape de gravure est très critique et nécessite la détermination précise de la vitesse de gravure (annexe 2).

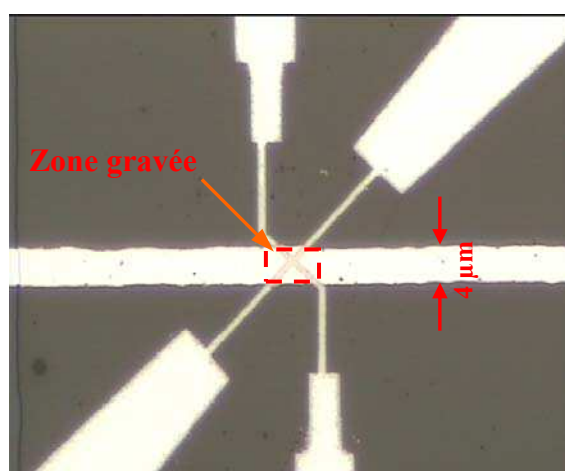


Fig. 7 : Image de microscopie optique qui montre la zone de gravure de l'aluminium au centre de la croix. L'Al au niveau des marches (aux bords de la CPW) assure la conductivité électrique de la croix.

Au cours de cette étude, plusieurs formes de croix ont été utilisées afin de trouver un compromis entre les difficultés technologiques (principalement la continuité de la croix) et les

exigences électriques. Ces dernières consistent à avoir des faibles résistances DC et à minimiser au maximum le couplage entre les différents contacts DC et HF.

Cet ordre de fabrication des différents niveaux a l'avantage de fournir la possibilité de faire varier les propriétés magnétiques de la croix (par irradiation par exemple [1] : chapitre V) et donc facilite l'étude de la dynamique rapide.

II.2 Echantillons à couche magnétique enterrée

Il s'agit principalement des échantillons pour les mesures en impulsion de champ perpendiculaire au plan de la nanostructure (qui utilisent des microbobines). La fabrication de ce type d'échantillon se fait en utilisant les mêmes techniques utilisées dans le procédé tout en gravure. Cependant, les problèmes de discontinuités de la croix et le taux de réussite des échantillons m'ont amené à changer l'ordre des étapes de fabrications décrit ci-dessous.

II.2.a Procédé par lithographie optique

Ce nouveau procédé testé vise principalement à rendre peu critique l'étape de gravure d'aluminium du centre de la croix et à augmenter le taux de réussite des échantillons. L'idée consiste à inverser l'ordre de fabrication des niveaux 1 et 3. Il s'agit donc de commencer par la définition de la croix en lithographie électronique, et ensuite de l'enterrer sous la couche de silice. Ensuite, en lithographie optique on s'aligne pour faire le niveau d'excitation (lignes coplanaires ou la microbobine).

Afin d'obtenir une valeur maximale du champ magnétique généré, la microbobine doit avoir des rayons interne et externe de 2 μm et 4 μm respectivement. Ces dimensions (2 μm) constituent la limite d'alignement de notre système de lithographie. Le taux de réussite des motifs était très faible. Ceci m'a amené à remplacer la lithographie optique par la lithographie électronique pour cette dernière étape.

II.2.b Procédé par lithographie électronique

Ce procédé exploite la précision et l'excellente résolution de la lithographie électronique. Ce procédé lui-même se subdivise en deux sous-procédés qui sont très peu différents. Ils ont le même taux de réussite mais une qualité différente des nanostructures magnétiques. C'est le second sous-procédé que j'ai utilisé au cours de la dernière année de ma thèse et que je recommande vivement pour la suite de ce travail.

II.2.b.1 Procédé commençant par la croissance d'Al

Il consiste à faire d'abord tous les contacts et les lignes coplanaires en lithographie optique en laissant la partie centrale libre (sans microbobine ou sans partie rétrécie de la CPW : Fig. 8). Puis, après le dépôt d'une multicouche de Pt 60 Å/Pt 5 Å/(Co 3 Å /Pt 6 Å)₆/Pt 34 Å à 300°C (chapitre V), la croix est définie par lithographie électronique et l'aluminium de

son centre est gravé. Ensuite, je définis la couche de silice au centre de l'échantillon (Fig. 8). Afin de limiter l'effet de la température sur la multicouche de Co/Pt, le dépôt de silice est fait à 200° C (chapitre V). Ce procédé présente un problème de charge électrostatique du substrat lors de la réalisation de la microbobine par lithographie électronique. Pour palier à ce problème, je dépose une couche de métallisation de 10 nm en Pt qui sera gravée après la fabrication de la microbobine (Fig. 9).

Afin de générer le maximum de champ magnétique, plusieurs formes et tailles différentes de microbobine ont été testées. Ces tests ont conduit à la forme et aux dimensions représentées sur la figure 9.

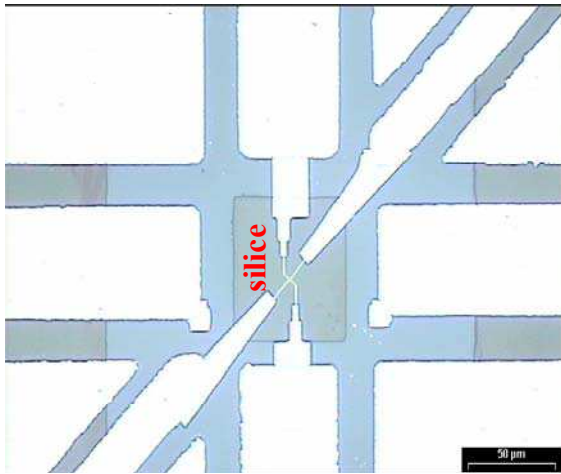


Fig. 8 : Image de microscopie optique montrant la croix après avoir gravé les 100 nm d'alu au centre de la croix et 200 nm de silice. Les contacts et les CPW sont de 100 nm d'épaisseur.

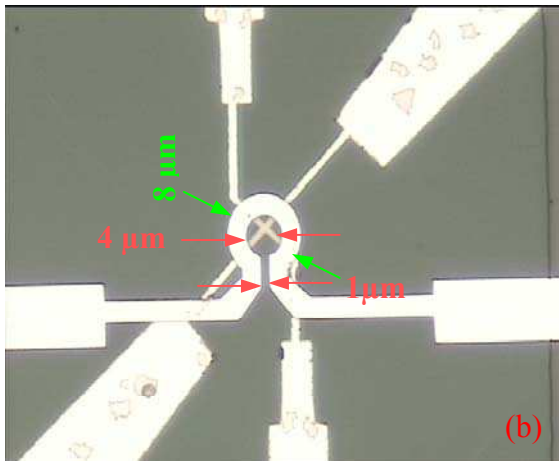


Fig. 9 : Image de la partie centrale d'un échantillon complet montrant la croix au centre de la microbobine de 320 nm d'épaisseur.

L'inconvénient de ce procédé est la forte température (plus de 600°C lors de la croissance de la couche tampon de Pt) [2] que subit l'aluminium et qui pourrait le mélanger avec le Co/Pt. Ceci conduit à l'augmentation de la résistance DC des lignes. Après la gravure humide de l'aluminium, la surface du substrat est contaminée par les résidus de gravure et une étape de nettoyage est nécessaire. Cette étape (annexe 2) qui pourrait conduire au décollage de l'aluminium à cause de l'utilisation des ultrasons, a été évitée dans ce procédé.

Les échantillons obtenus avec ce procédé avaient une grande tension de Hall extraordinaire (3 fois plus grande que celle mesurée pour des échantillons faits par les autres procédés). Cependant, le cycle d'hystérésis n'était pas carré (rémanence de 76% : rapport de l'aimantation rémanente à l'aimantation à saturation (voir chapitre V)). Ceci est à cause de la surface non propre de l'échantillon. Ce problème est évité par l'autre sous-procédé décrit ci-dessous.

II.2.b.2 Procédé commençant par la croissance de la multicouche Co/Pt

Ce procédé commence par la croissance d'une multicouche de Pt 60 Å/Pt 5 Å/(Co 3 Å /Pt 6 Å)₆/Pt 34 Å à 300°C. Une couche d'aluminium (épaisseur ≥ 100 nm) est ensuite déposée. L'étape suivante consiste à faire les lignes coplanaires et tous les contacts électriques, sauf la partie centrale (microbobine). Les étapes de définition des niveaux de silice et d'excitation restent inchangées.

On pourrait penser que le couplage inductif (effet Faraday) entre la multicouche magnétique de Co/Pt enterrée sous la ligne d'impulsion et cette dernière peut induire une tension qui détériore l'impulsion. Il s'est avéré que la déformation de l'impulsion était marginalement faible car le champ magnétique d'impulsion généré dans le plan de l'échantillon n'excède pas les 1.8 mT. L'avantage de ce procédé est la forme très carrée des cycles d'hystérésis ainsi que la tension de Hall extraordinaire qui est aux alentours du double de celle des échantillons faits par lithographie optique ou par le procédé tout en gravure.

II.3 Conclusion

L'inconvénient de ces deux procédés décrits en §II.2 par rapport à celui décrit dans la partie §II.1 est l'enterrement de la croix. Ceci ne permet pas d'irradier les échantillons [1] afin de diminuer leur forte anisotropie magnétique. Ceci constitue un obstacle à l'étude de la dynamique d'aimantation vu la difficulté à générer des champs magnétiques suffisamment forts et ultra rapides avec ces microcircuits. En plus, le procédé par lithographie électronique nécessite deux étapes d'alignement en lithographie électronique qui doivent être achevées avec une erreur de moins de 200 nm afin de bénéficier d'un champ magnétique maximal et homogène de la microbobine. Comparé aux procédés de fabrication décrits dans les parties §II.1 et §II.2.a, le procédé par lithographie électronique a l'avantage de grand taux de réussite des échantillons (>90%). Un autre avantage par rapport au procédé §II.1 est la grande épaisseur d'aluminium des contacts et de la microbobine qui peut atteindre 350 nm.

Le procédé commençant par la multicouche de Co/Pt a été utilisé pendant la 3^{ème} année de ma thèse pour la fabrication des deux types d'échantillons. L'irradiation est faite, en cas de nécessité, après la définition de la croix et avant le dépôt de silice.

Pour la partie caractérisation de ce chapitre, les échantillons à CPW ont des épaisseurs de 100 nm, 200 nm et 300 nm respectivement pour le niveau 1, la silice et la croix. Quant aux échantillons à microbobine, les lignes coplanaires, la silice, la croix et la microbobine ont respectivement des épaisseurs de 100 nm, 200 nm, 100 nm et 320 nm. Dans le cas où ces épaisseurs seraient changées ou la vraie mesure d'épaisseur est faite, celles ci seront indiquées en légendes. Sauf indication contraire, les mesures réalisées ci-après le seront sur ces structures optimisées.

III. Caractérisation des échantillons

Une fois que les échantillons sont réalisés, leurs propriétés électriques peuvent être déterminées en mesurant leur atténuation de puissance, leur bande passante et le champ magnétique qu'ils génèrent.

III.1 Atténuation et bande passante des lignes d'impulsion

La caractérisation des lignes de transmission peut être faite dans les domaines fréquentiel ou temporel. Si la caractérisation dans ce dernier domaine permet de mesurer la largeur et l'amplitude de l'impulsion transmise ainsi que les temps de montée et de descente, la caractérisation dans le domaine fréquentiel permet de mesurer la bande passante des échantillons, les pertes, la dispersion et de vérifier la symétrie des échantillons.

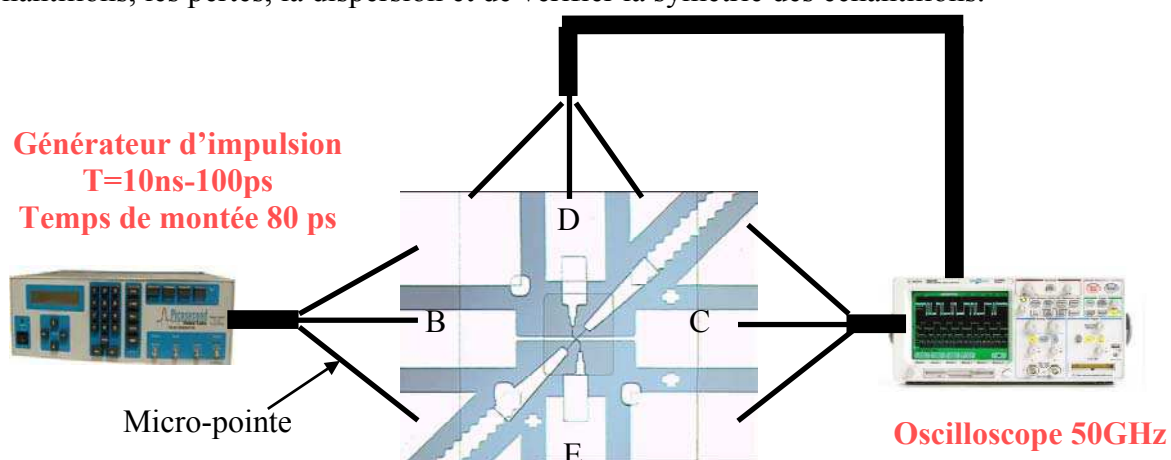


Fig. 10 : Banc de mesure pour les tests en transmission des structures en mode temporel.

Dans le domaine temporel, la procédure consiste à faire un test de transmission de la ligne d'excitation (Fig. 10) pour une impulsion de durée T_p . Le signal transmis (de B vers C) par les lignes est visualisé sur un oscilloscope 50 GHz. La tension induite par le couplage entre la ligne d'impulsion et les lignes coplanaires transverses (Crosstalk : entre B et D) est mesurée en connectant le port D à l'oscilloscope. Ce couplage peut être résistif (courant de fuite résistif), capacitif ou inductif. Quant aux caractérisations dans le domaine fréquentiel qui

consistent à mesurer les paramètres S de la ligne d'impulsion, elles utilisent le même banc de mesure en remplaçant l'oscilloscope et le générateur d'impulsion par l'analyseur de réseau.

Ces mesures, en domaines temporel et fréquentiel, sont représentées sur les figures 11 et 12 pour des échantillons à CPW. Les temps de montée et de descente, mesurés entre 10% et 90% de la tension transmise maximale, sont égaux respectivement à 110 ps et 165 ps. Quant à la tension de crosstalk, elle vaut 0.84% pour une impulsion incidente d'amplitude 8.9 V (Fig. 11). La bande passante de ces structures est supérieure à 14 GHz (Fig. 12) et l'atténuation vaut -2.4 dB

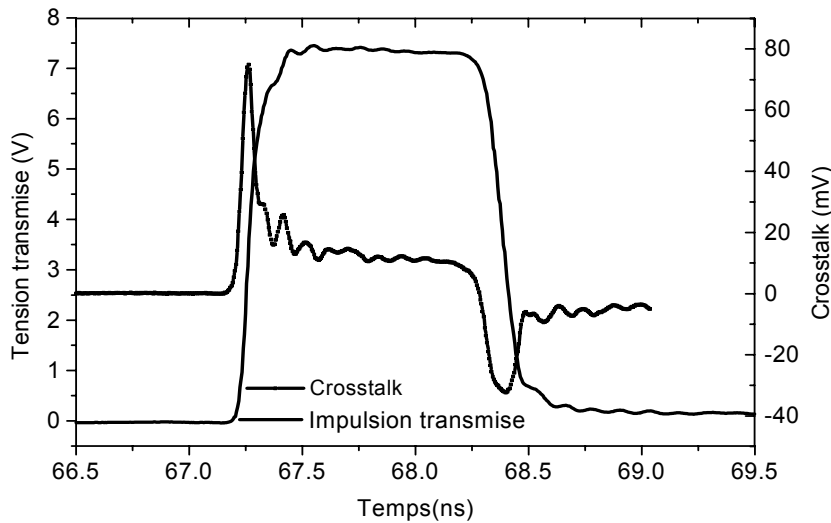


Fig 11 : tests de transmission et crosstalk pour une impulsion incidente de 8.9 V et de durée $T_p=1$ ns.

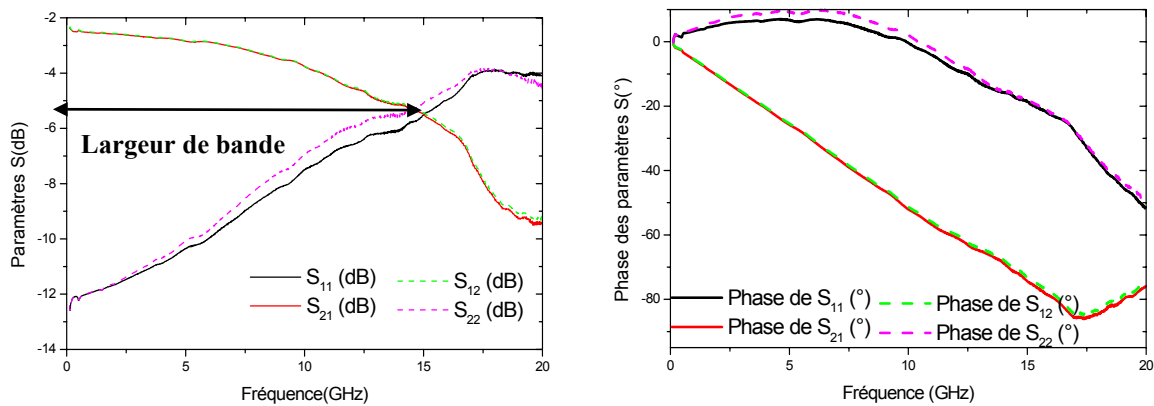


Fig. 12 : Paramètres S de la ligne d'impulsion des échantillons à CPW. La largeur de bande correspond à la fréquence où se rencontrent les paramètres S (14.5 GHz). L'épaisseur des lignes est égale à 86 nm (mesurée).

Dans mon cas, le signal du crosstalk est dû au couplage capacitif (présent dans tous les échantillons fabriqués) et résistif (présent dans certains échantillons non optimisés comme c'est le cas ici) entre la ligne d'impulsion et les lignes coplanaires des bras de tension d'un

côté et la croix d'un autre côté. La tension V du crosstalk en fonction de la capacité du couplage C , du temps de montée t_r et de la tension u appliquée à l'entrée de la ligne d'impulsion est donnée par :

$$V = Z_c C \frac{du}{dt} \approx Z_c C \frac{u}{t_r} \quad (1)$$

Ceci correspond à $C = 18.5 \text{ fF}$. La grande tension de crosstalk constitue un problème pour la mesure de la tension de Hall extraordinaire, lors des mesures dynamiques, et une méthode de mesure qui s'en débarrasse doit être développée (chapitre VI). Le crosstalk détermine aussi l'augmentation du temps de montée de l'impulsion transmise par rapport à la valeur initiale imposée par le générateur d'impulsion (80 ps).

La symétrie géométrique et la réciprocité de mes structures sont traduites par l'égalité des coefficients de transmission entre eux ($S_{12} = S_{21}$: structure réciproque) et des coefficients de réflexion entre eux (symétrie : $S_{12} = S_{21}$ et $S_{11} = S_{22}$) (Fig. 12).

Une structure passive décrite par une matrice S est dite sans pertes si elle vérifie la relation suivante [3] :

$$S^t \cdot S^* = I \quad (2)$$

Où S^t est la matrice transposée et S^* est la matrice conjuguée. I est la matrice unitaire.

Cette relation est loin d'être vérifiée pour mes micro-circuits du fait des pertes. Ces dernières sont principalement dues à la résistance DC non nulle de la ligne d'impulsion (à cause de sa faible épaisseur et de la partie rétrécie de la ligne). Sa résistance DC est égale à 31Ω . Cette constatation est confirmée par les mesures représentées sur la figure 13 où les paramètres S sont considérablement améliorés quand j'ai triplé l'épaisseur des lignes. La largeur de bande a également augmenté et la structure est devenue moins dispersive (faible variation des paramètres S avec la fréquence)

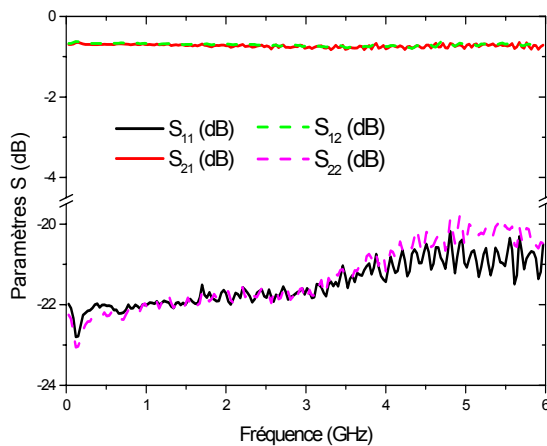


Fig. 13: Paramètres S pour des lignes coplanaires d'épaisseur 300 nm (que le premier niveau)

En conclusion, les temps de montée et de descente des microcircuits peuvent être significativement améliorés en utilisant des fortes épaisseurs d'aluminium (au moins 200 nm).

Pour les échantillons à microbobine, le test de transmission a montré que les temps de montée et de descente sont les mêmes que ceux mesurés ci-dessus. Quant au crosstalk qui vaut 0.67% de l'amplitude de l'impulsion, il est purement capacitif ($C=14.8\text{ fF}$). La largeur de la bande ainsi que les modules des paramètres S (Fig. 14) sont meilleurs que ceux des échantillon à CPW. Ceci est dû à l'augmentation de l'épaisseur de la microbobine (320 nm) et au changement du rétrécissement, qui ne se fait plus d'une façon abrupte mais sur trois étapes (voir Fig. 10 du chapitre III).

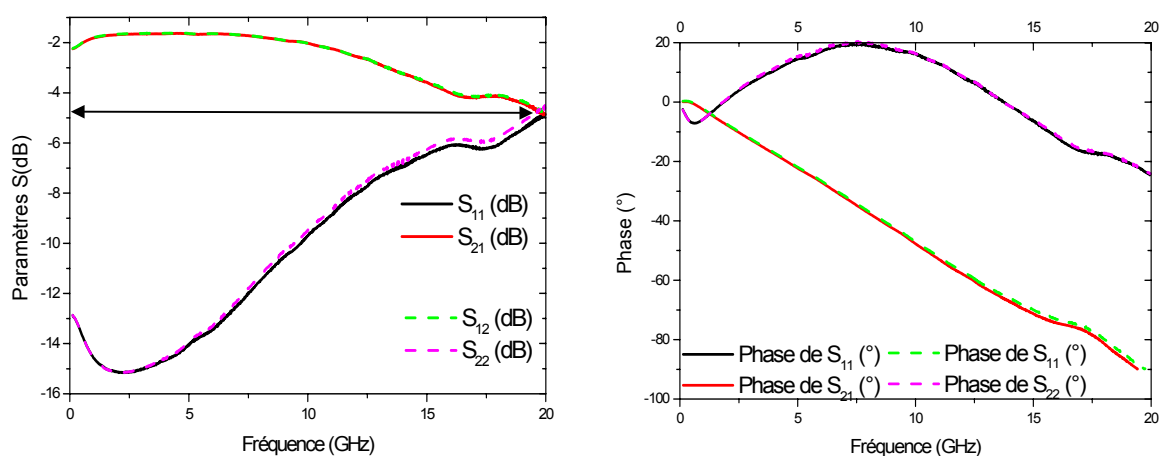


Fig.14 : Paramètres S de la ligne d'impulsion des échantillons à microbobine. La largeur de bande correspond à la fréquence où se rencontrent les paramètres S (20 GHz). Les lignes coplanaires et les contacts avaient 170 nm d'épaisseur (mesurée).

III.2 Caractéristique de la croix

III.2.a Densité de courant injecté dans la croix

La tension de Hall extraordinaire (utilisée pour la mesure de la réponse dynamique de la nanostructure Co/Pt) est proportionnelle au courant injecté dans la croix. Par conséquent, le courant maximal injectable dans la croix sans l'échauffer doit être utilisé. La figure 15 représente la caractéristique I-V des bras de courant de la croix. Un courant DC est injecté et la tension DC correspondante est mesurée (en deux pointes) après quelques secondes (on attend que la valeur indiquée sur le voltmètre soit très stable). Le courant maximal injectable dans la croix est de l'ordre de 1.5 mA ($2.7 \times 10^7\text{ A/cm}^2$). Selon l'épaisseur de la couche d'aluminium de la croix (déposée lors de la gravure du Co/Pt), la résistance DC des bras de tension et du courant varie entre 650 Ω et 1.2 k Ω . Cette résistance pose un vrai problème pour les mesures hyperfréquences (chapitre VI).

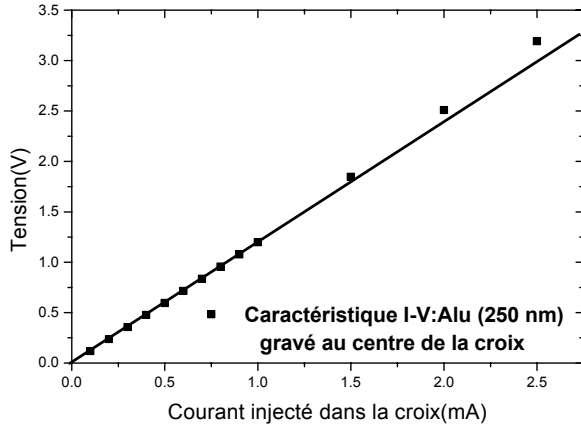


Fig. : 15 Caractéristique I-V de la croix après la gravure de la couche d'aluminium (250 nm déposée par pulvérisation cathodique) au centre de la croix d'un échantillon à CPW.

III.2.b Bande passante de la croix

La caractérisation hyperfréquence de la croix et des bras de tension est très importante pour les mesures dynamiques et pour leur interprétation. Cette caractérisation a été faite à travers les mesures des paramètres S de la croix en connectant les bras de tension (D et E, Fig. 10) à un analyseur de réseau. Ces mesures (Fig. 16) montrent une atténuation de plus de 17 dB due à la grande résistance DC de la croix (650 Ω). Ceci rend difficile la détection du signal hyperfréquence lors des mesures résolues en temps (chapitre VI).

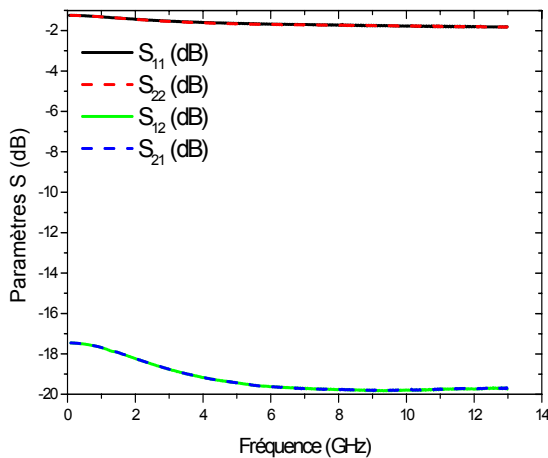


Fig. 16 : Paramètres S de la croix et des bras de tension d'un échantillon à microbobine après la gravure de l'aluminium (100 nm déposée par évaporation) au centre de la croix.

III.3 Efficacité de création du champ H

Il est essentiel d'étalonner le champ magnétique généré par mes micro-circuits (dans leur plan ou perpendiculairement à leur plan)

III.3.a Champ magnétique généré par les échantillons à CPW

Pour les échantillons à CPW, le champ magnétique généré par un petit élément dr' au point défini par le vecteur \mathbf{r} (voir annexe 3 pour la géométrie et les définitions de \mathbf{r} et dr') peut être calculé par loi Biot-Savart donnée par l'équation (3) :

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \frac{I}{4\pi t W} \int_{V'} (\nabla_r \times \mathbf{x}) \frac{d\mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (3)$$

où \mathbf{r} est le vecteur définissant un élément $d\mathbf{r}'$ de ligne d'épaisseur t et de largeur W .

Les expressions des composantes H_y et H_z du champ magnétique créé par un courant I traversant la ligne selon l'axe x sont données en annexe 3. Pour plus de détail, le lecteur consultera la référence [4]. Des expressions simplifiées qui ne tiennent pas en compte l'épaisseur de la ligne ont été données par Silva [5].

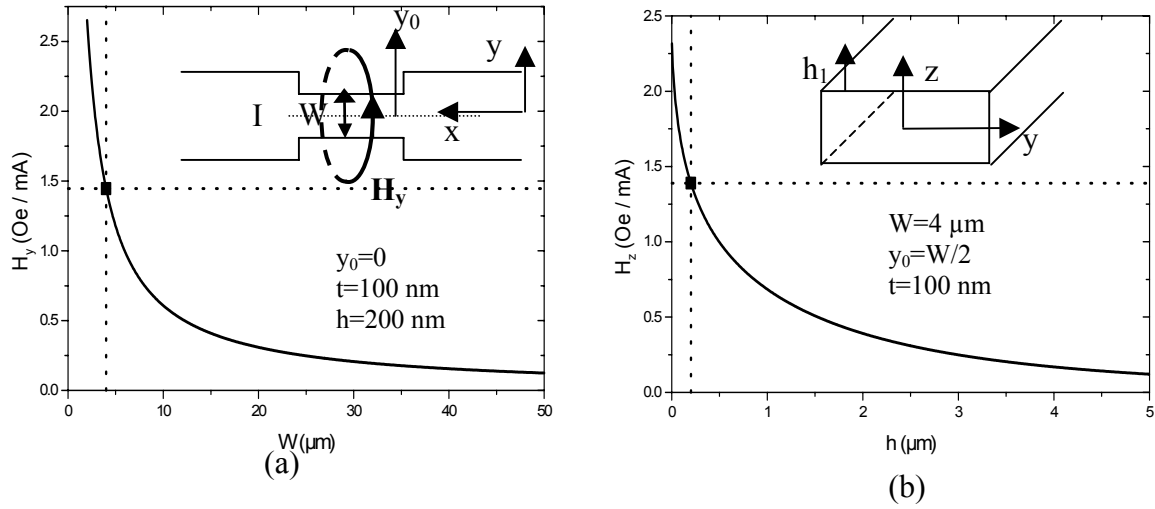


Fig. 17 : (a) Variation de la composante H_y du champ magnétique généré à une hauteur $h=200$ nm et au centre ($y_0=0$) de la ligne d'impulsion en fonction de sa largeur W . (b) Variation de la composante H_z du champ magnétique en fonction de la hauteur h_1 par rapport à la ligne. H_z est calculé au bord de la ligne ($y_0=W/2$) et pour $W=4$ μm . Les carrés sur les courbes correspondent aux champs obtenus pour $W=4$ μm et $h_1=200$ nm (notre cas). La ligne a une longueur de 100 μm .

Ces deux composantes H_y et H_z générées par un tronçon de ligne de longueur 100 μm et d'épaisseur $t=100$ nm sont représentées respectivement sur les figures 17a et 17b en fonction de W et de la hauteur h au dessus de la ligne. Dans mon cas où $W=4$ μm , le champ magnétique dans le plan de l'échantillon au dessus de la couche de silice ($h=200$ nm) et au centre de la ligne est estimé à 1.44 Oe/mA (Fig. 17a). Il décroît à 0.12 Oe/mA quand la largeur de la ligne augmente à $W=50$ μm . Quant à la composante perpendiculaire H_z créée juste au voisinage immédiat du bord de l'échantillon et à $h=200$ nm, elle est égale à 1.39 Oe/mA (Fig. 17b).

L'étalonnage de ce champ consiste à mesurer le décalage en champ coercitif du cycle d'hystérésis statique en fonction du courant DC injecté dans la ligne d'impulsion. Pour cela, la ligne d'impulsion est alimentée par une source de courant DC et terminée par une charge 50 Ω . La variation de la tension de Hall sous l'effet d'un champ magnétique statique appliqué

perpendiculairement au plan de l'échantillon est mesurée par une source DC 4 pointes. (Fig. 18).

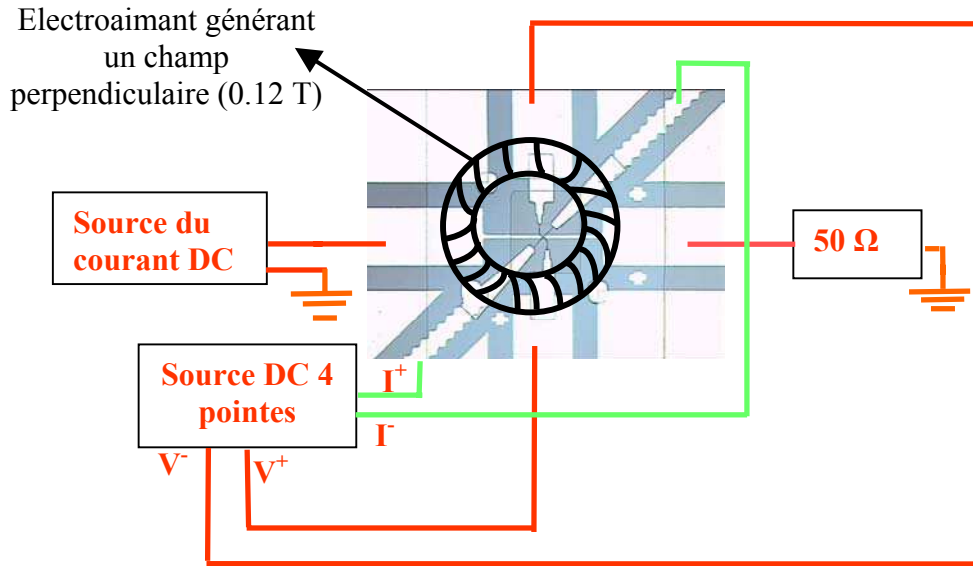


Fig. 18 : Banc de mesure pour l'étalonnage du champ magnétique généré par mes micro-circuits.

Cette méthode de mesure est insensible au champ magnétique généré par le rétrécissement dans son plan. Les résultats de mesure sur des croix parfaitement alignées (Fig. 6) n'ont montré qu'un effet d'échauffement par le courant injecté. Cependant, l'échantillon représenté sur la figure 19b permet cette mesure du fait que le centre de la croix (grande partie de la croix où l'aluminium est gravé) est très proche du bord. Il est donc sensible à la composante perpendiculaire H_z du champ magnétique créé sous le bord de la CPW.

La figure 19a représente le décalage en champ coercitif en fonction du courant injecté dans la ligne. On a constaté que ce cycle se décale d'un seul côté. J'interprète ce phénomène de la façon suivante : à l'aller du cycle (H extérieur varie de -60 mT à 60 mT : Fig. 19c) la nucléation a lieu dans la croix quand le champ extérieur et celui de la CPW s'ajoutent sous le bord de la CPW alors qu'elle a lieu loin du centre de la croix s'ils sont antiparallèles. Le champ magnétique perpendiculaire mesuré, égale à 1.31 Oe/mA, est en bonne concordance avec les calculs (Fig. 17b).

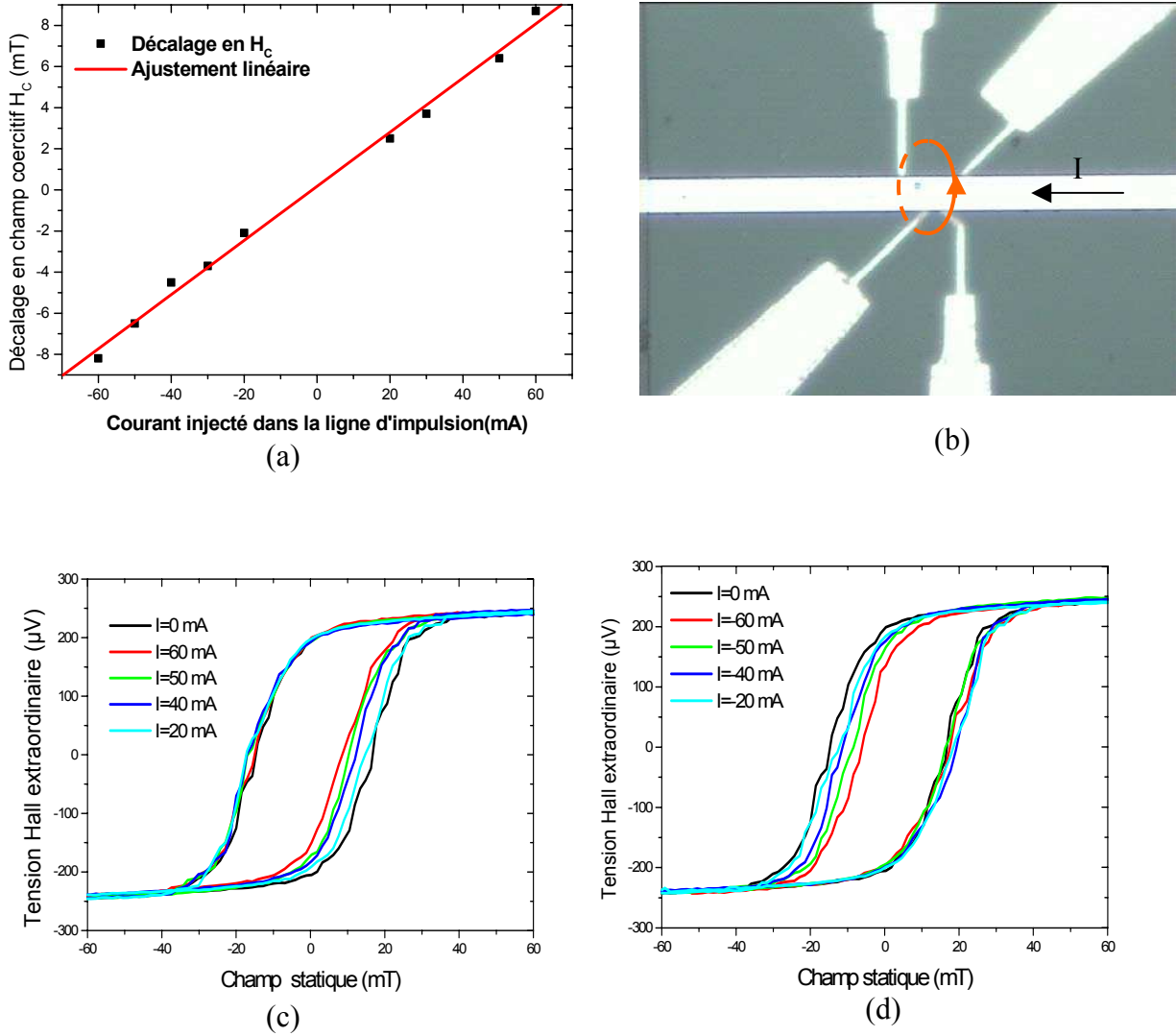


Fig. 19 : (a) Composante perpendiculaire du champ magnétique généré par la ligne d'impulsion de l'échantillon représenté en (b) et mesures du décalage en champ coercitif dû à l'injection des courants (c) positif et (d) négatifs. La croix est déposée au-dessous de la ligne.

III.3.b Champ généré par les microbobines

Pour une microbobine d'épaisseur t , de rayons interne et externe R_1 et R_2 respectivement, constituée d'une seule spire et parcourue par un courant continu I , le champ magnétique généré à son centre est donné par [6] :

$$H = \frac{I \cdot F(\alpha, \beta)}{R_1 2(\alpha - 1)\beta} \quad \text{avec} \quad F(\alpha, \beta) = \beta \ln \frac{\alpha^2 + \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}}{1 + \sqrt{1 + \beta^2}} \quad \text{et} \quad \alpha = R_2/R_1 \quad \text{et} \quad \beta = t/2R_1 \quad (4)$$

Dans mes échantillons, le champ magnétique, normalisé par rapport au courant, correspondant à $R_1 = 4 \mu m$, $R_2 = 2 \mu m$ et $t = 320 \text{ nm}$ (pour une microbobine sans entrefer) devrait être égal à 3.44 Oe/mA. L'ajustement linéaire des mesures de champ coercitif positif en fonction du courant injecté dans la microbobine, représentées sur la figure 20, donne un champ égal à 1.96 Oe/mA. Sa valeur correspondant à des impulsions de 10 V à l'entrée de la

ligne d'impulsion est de l'ordre de 32 mT. La valeur maximale de champ que j'ai pu obtenir est égale à 3.25 Oe/mA mais les échantillons n'avaient pas un cycle d'hystérésis carré (aimantation rémanente=70% de l'aimantation à saturation). Ce champ magnétique décroît avec l'augmentation du gap (entrefer) de la microbobine. Il est égal à 0.7 Oe/ mA pour des entrefers de 2 μm .

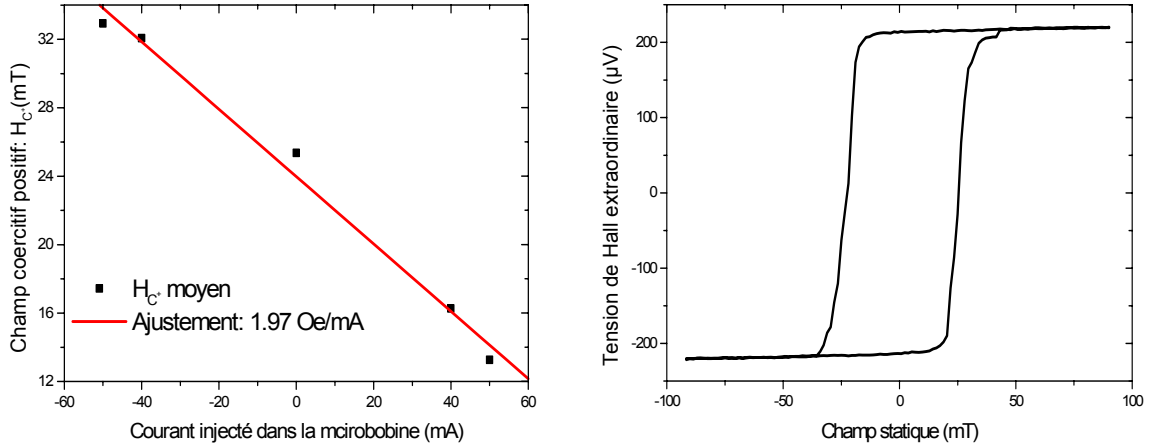


Fig. 20 : Etalonnage du champ magnétique généré par la microbobine et cycle d'hystérésis de l'échantillon étudié.

III.4 Circuit électrique équivalent

Dans ce chapitre j'ai présenté deux types d'échantillons qui sont représentés sur les figures 6 et 9 et que j'appelle respectivement CPW et microbobine. Ci-dessus, j'ai affecté les pertes et l'atténuation à la résistance DC non nulle des microstructures. L'impédance d'entrée des dispositifs est donnée par :

$$Z_e = Z_c \frac{1 + S_{11}}{1 - S_{11}} \quad (5)$$

Les variations de cette impédance (normalisée à $Z_c = 50 \Omega$), calculées à partir des mesures des paramètres S, sont représentées en fonction de la fréquence sur la figure 21a.

Lors de la mesure des paramètres S (S_{11} et S_{21}), l'analyseur de réseau voit une impédance d'entrée composée de la résistance R_{DC} du dispositif et de la charge 50Ω de l'analyseur de réseau (adaptation de la sortie de dispositif lors de la mesure des paramètres S : voir Chapitre III). Cette modélisation est valable au moins pour des fréquences inférieures à 500 MHz du fait des faibles longueurs de mes dispositifs. La résistance R_{DC} est donc donnée par :

$$R_{DC} = Z_e - 50\Omega \quad (6)$$

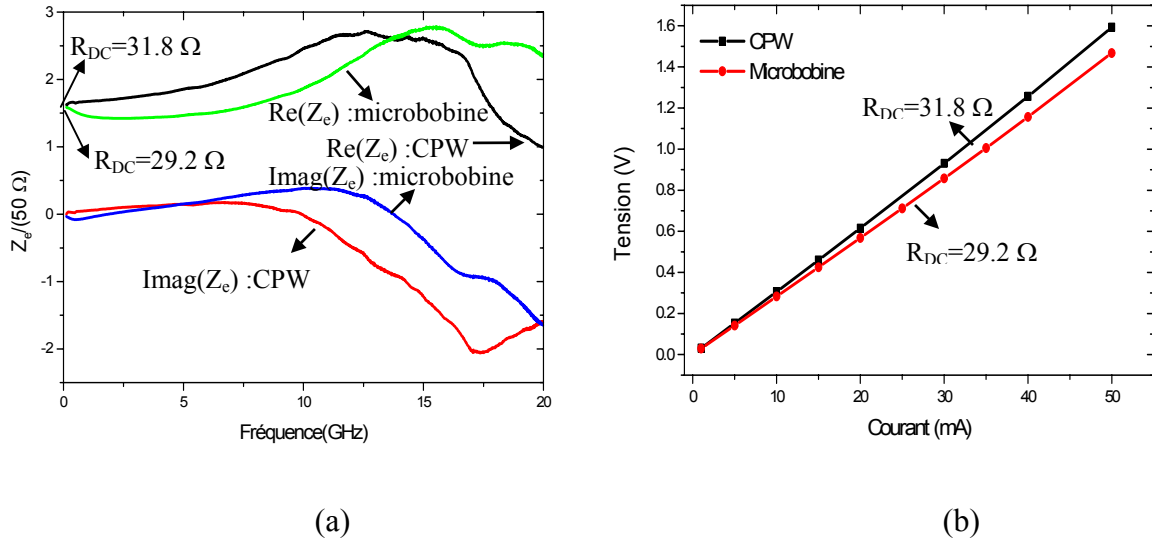


Fig. 21 : (a) partie réelle (Re) et partie imaginaire (Imag) de l'impédance d'entrée (normalisée à 50Ω) des deux types de dispositifs dont les paramètres S sont représentés sur les figures 12 et 14 ainsi que (b) leurs caractéristiques I-V (mesurées en deux pointes).

Ce modèle simplifié permet d'avoir une idée sur les valeurs des coefficients de réflexion et de transmission (S_{11} et S_{21} respectivement) en basses fréquences. Il permet également de calculer les épaisseurs des lignes nécessaires à partir d'un cahier des charges définissant les paramètres S . Leurs expressions sont données dans le chapitre III (Tableau 2 : 3^{ème} cas).

Ce modèle a été vérifié expérimentalement en comparant les valeurs des paramètres S avec celles mesurées par analyseur de réseau pour des basses fréquences (tableau 2). La différence entre les mesures et le modèle est due à la différence entre la résistance mesurée et celle obtenue à partir des paramètres S .

Echantillon	CPW	Microbobine
Module de S_{11} (mesure)	0.248	0.219
Module de S_{21} (mesure)	0.749	0.78
Résistance mesurée	31.8Ω	29.2Ω
Module de S_{11} (Tableau 2 : chapitre III)	0.241	0.226
Module de S_{21} (Tableau 2 : chapitre III)	0.758	0.774

Tableau 2 : Comparaison entre les paramètres S mesurés pour une fréquence de 320 MHz et ceux obtenus à partir de l'équation (6) et en utilisant les résistances R_{DC} mesurées (Fig. 21b).

Au fur et à mesure que la fréquence augmente, les éléments du circuit deviennent distribués et les effets des capacités et des inductances augmentent aussi. Le modèle ci-dessus n'est plus suffisant. Il est alors indispensable de passer par un logiciel de simulation numérique qui

résout les équations de la ligne en tenant en considération les pertes et la géométrie de la ligne.

La partie rétrécie de la ligne coplanaire (Fig. 6a) a un comportement plutôt inductif (voir chapitre III). En plus, d'après les figures 7b et 8b du chapitre III, les lignes du champ magnétique sont affectées par le rétrécissement au moment où ce dernier produit une discontinuité de largeur dans le plan du champ H . Donc l'énergie emmagasinée à ce niveau est de nature magnétique. Pour ces raisons, la partie centrale est inductive et les échantillons peuvent être modélisés par le circuit de la figure 22. Il s'agit d'un circuit RL , représentant la partie centrale, mis en parallèle entre deux lignes de longueur l .

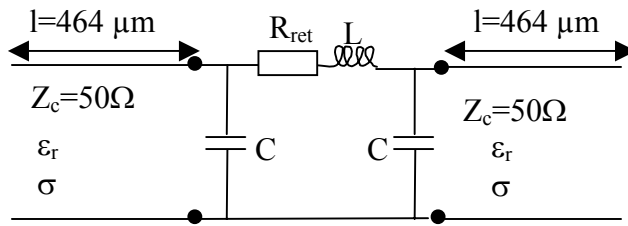


Fig. 22: Circuit électrique équivalent des échantillons à susceptibilité transverse.

J'ai utilisé le logiciel ADS qui existe au sein de département CROQ (Circuits Rapides et Optoélectronique Quantique) pour trouver les éléments du circuit électrique représenté sur la figure 22. Les résultats de simulation sont reportés dans le tableau 3. Les valeurs des capacités sont les valeurs typiques des condensateurs entre la ligne du signal et les masses. Elles sont aussi de même ordre de grandeur que les capacités de couplage entre la ligne d'impulsion et les bras de tension. La résistance DC de la partie rétrécie ($W=4 \mu m$ et longueur $l=100 \mu m$) est 1.4 fois plus grande que celle des parties normales de la ligne CPW ($W=50 \mu m$ et $l= 2 \times 450 \mu m$). Théoriquement, ceci correspond à une résistance $R_{ret}=18.5 \Omega$ pour la partie rétrécie (calculé à partir de la valeur de la résistance totale $R_{DC}= 32.8 \Omega$ mesurée). Les longueurs des lignes trouvées aussi sont assez proches des longueurs réelles ($l=450 \mu m$). Cependant la valeur de l'inductance reste 6 fois plus grande que celle calculée (138 pH) en utilisant l'équation (7) :

$$L(nH) \approx \frac{Z_c \sqrt{\epsilon_e}}{300} l(mm) \quad (7)$$

où ϵ_e et Z_c sont respectivement la permittivité diélectrique équivalente et l'impédance caractéristique du tronçon d'une ligne microruban de longueur l . Elles sont calculées par les équations (7) et (8) du chapitre III.

Dans mon cas où $h=0.5 mm$, $W=4 \mu m$, et $l=100 \mu m$, l'inductance est égale à 138 pH.

$R_{ret}(\Omega)$	$C(fF)$	$L(pH)$	$\sigma(S)$	ϵ_r
20.35	11.34	824	1.7×10^7	10.55

Tableau 3 : Eléments du circuit électrique équivalent (Fig. 22) des échantillons à CPW.

IV. Améliorations potentielles des échantillons

La caractérisation électrique a montré que la faible épaisseur des lignes induit certains problèmes de dispersion, de pertes, de désadaptation et de diminution de la bande passante des dispositifs. La partie centrale des lignes d'impulsion (le rétrécissement et la microbobe) constitue aussi une autre source pour les problèmes cités ci-dessus notamment pour la désadaptation et le crosstalk capacitif. Cette partie centrale est loin d'être une ligne coplanaire. En plus, la forte résistance des croix représente un grand obstacle pour la mesure de la tension de Hall en hyperfréquence.

Ces problèmes m'ont amené à revoir la conception des échantillons et à changer leur forme tout en me concentrant sur l'adaptation des microbobines, des bras de tension et du rétrécissement à des vraies lignes coplanaires. Les nouvelles structures sont représentées sur les figures 23 et 24. Contrairement aux anciens échantillons, les nouveaux (nouvelle conception) ne contiennent de silice qu'au centre (Fig. 23 et 24). Un plan de masse est aussi ajouté afin d'adapter le rétrécissement à une ligne coplanaire d'impédance caractéristique égale à 50Ω . Des meilleurs résultats en terme de crosstalk pourraient être atteints si le plan de masse était continu tout le long du rétrécissement. La discontinuité du plan de masse autour de la médiane à la ligne d'impulsion sert à l'adaptation des bras de tension de la croix comme des lignes coplanaires.

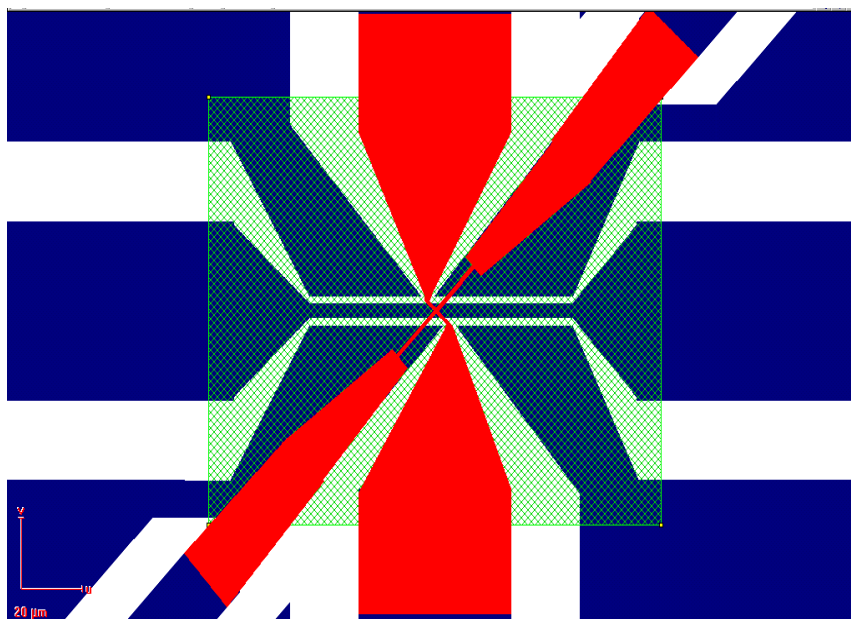


Fig. 23 : Partie centrale des nouveaux échantillons. Des plans de masse sont ajoutés pour rendre le rétrécissement et les bras de tension comme des lignes coplanaires afin de minimiser les réflexions et le crosstalk. Les niveaux en bleu, en vert et en rouge représente respectivement les lignes coplanaires, le pavé de silice et la croix de Hall.

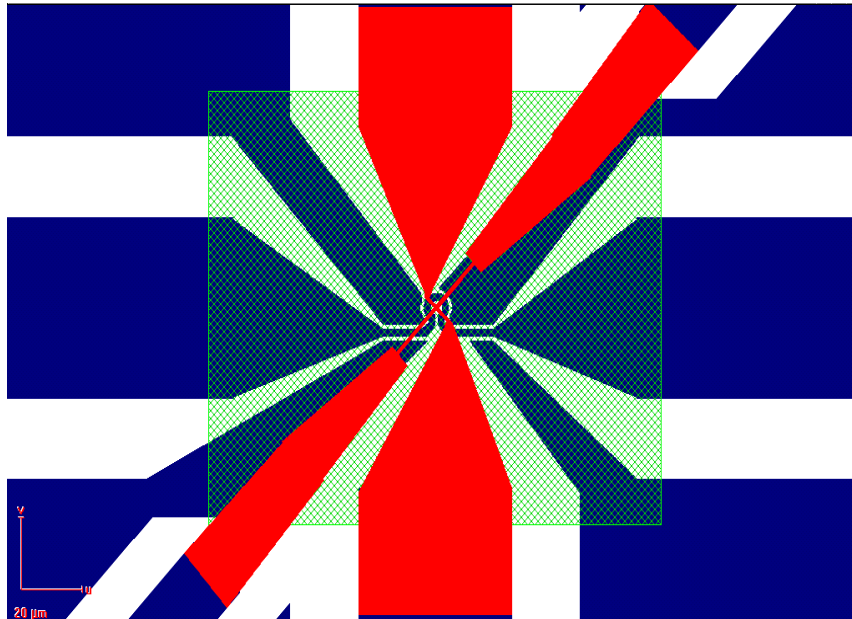


Fig. 24 : Partie centrale des nouveaux échantillons à microbobine. Des plans de masse sont ajoutés pour rendre la microbobine et les bras de tension comme des lignes coplanaires afin de minimiser les réflexions et le crosstalk. Les niveaux en bleu, en vert et en rouge représente respectivement les lignes coplanaires, le pavé de silice et la croix de Hall.

Malheureusement, la machine de pulvérisation cathodique dont on dispose au sein de notre équipe n'était plus disponible et je n'ai pas pu faire des multicouches Co/Pt. Par conséquent, je me suis limité à caractériser les deux premiers niveaux (Fig. 25a).

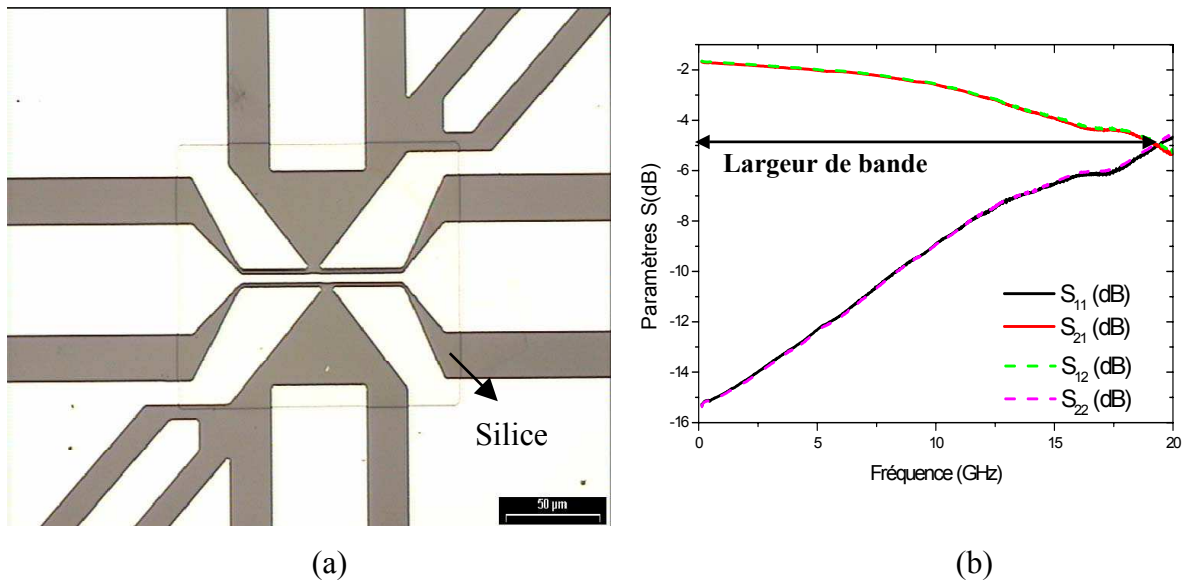


Fig. 25 : (a) Partie centrale des nouveaux échantillons et (b) leurs paramètres S . La largeur de bande correspond à la fréquence où se rencontrent les paramètres S (19 GHz)

Pour ces nouveaux échantillons, la bande passante et la transmission (Fig 25b) sont considérablement améliorées par rapport aux premiers échantillons (Fig 12). Cet effet est confirmé par la figure 26 où je compare les impulsions transmises et le crosstalk dans les nouveaux et les anciens circuits pour des échantillons ne comportant que le premier niveau. Les deux types d'échantillons (nouveaux et anciens) ainsi que les mesures correspondantes

ont été réalisés en même temps et dans les mêmes conditions. Le crosstalk a également diminué de 36 % dans les niveaux dispositifs. Ceci est dû au blindage par les deux plans de masse qui séparent les bras de tension et le centre de la ligne d'impulsion.

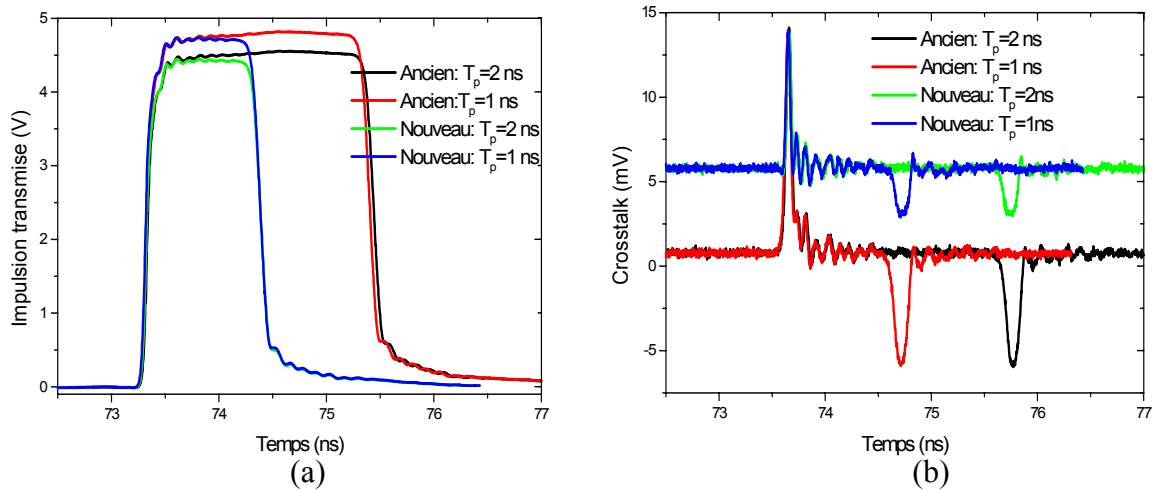


Fig. 26 : Comparaison entre (a) les impulsions transmises et (b) le crosstalk des nouveaux et des anciens échantillons. L'impulsion incidente est d'amplitude 5.6 V et de durée T_p . Le crosstalk pour les nouveaux échantillons est décalé verticalement par 5 mV.

V. Conclusion et discussion

- En conclusion, quatre procédés technologiques pour la fabrication des microcircuits hyperfréquences, dédiés à l'étude de la dynamique rapide de l'aimantation, ont été testés et comparés entre eux. J'ai opté pour un procédé utilisant la lithographie électronique pour la réalisation de la microbobine (ou la partie centrale rétrécie de la ligne coplanaire) et la croix. Ce dernier présente un taux élevé de réussite des échantillons.
- Les valeurs du champ magnétique généré par mes microcircuits, 1.9 à 3.2 Oe/mA pour les échantillons à microbobine et 1.3 Oe/mA pour ceux à CPW, sont très satisfaisantes.
- Leur largeur de bande qui varie entre 14 GHz et 20 GHz est principalement dégradée par la forte résistance DC due aux faibles épaisseurs des lignes.
- Des circuits équivalents pour les échantillons en basses fréquences ont été établis. Ils permettent d'évaluer la résistance DC (l'épaisseur des lignes) correspondante au plus petit coefficient de transmission qu'on désire avoir dans la bande de fréquence du travail. Dans les cas des dépôts d'aluminium faits par évaporation, des épaisseurs de l'ordre de 370 nm sont nécessaires pour avoir une transmission de 95%. Ces résultats ont été confirmés par les mesures représentées sur la figure 13 où on avait plus de 92% de signal transmis pour une épaisseur d'Al de 300 nm. De telles épaisseurs sont possibles pour les procédés où la croix est

enterrée, et donc la ligne d'Al générant le champ magnétique faite par dessus du circuit d'effet Hall (croix).

➤ Des nouvelles structures optimisées ont été proposées et testées. Elles améliorent significativement le crosstalk (diminution de 36%) et la transmission.

Références

- [1] T. Devolder, C. Chappert, Y. Chen, E. Cambril, H. Lunois, H. Bernas, J. Ferré and J. Jamet, *J. Vac. Soci. Technol. B* 17(6), 3177 (1999).
- [2] V. Mathet, T. Devolder, C. Chappert, J. Ferré, S. Lemerle, L. Belliard, and G. Guentherodt, *J. Magn. Magn. Mater.* 260, 295 (2003).
- [3] P. F. Combes, 'Micro-ondes', Tome 2, Dunod, Paris (1997).
- [4] D. E. Sorea Stanescu, Thèse de Doctorat de l'Université Joseph Fourier-Grenoble 1, Grenoble (2003).
- [5] T. J. Silva, C. S. Lee, T. M. Crawford, and T. C. Rogers, *J. Appl. Phys.* 85, 7849 (1999).
- [6] K. Mackay, M. Bonfim, D. Givord, and A. Fontaine, *J. Appl. Phys.* 87, 1996 (2000).

Chapitre V : Propriétés magnétiques quasi-statiques des couches minces et des nanostructures de Co/Pt

I.	INTRODUCTION.....	109
II.	FABRICATION DES MULTICOUCHES DE CO/PT	109
III.	ANISOTROPIE MAGNETIQUE DES MULTICOUCHES DE CO/PT.....	110
IV.	EFFET DE L'IRRADIATION SUR LES MULTICOUCHES DE CO/PT	112
V.	EFFET HALL	113
VI.	EFFET HALL ANORMAL DANS LES MULTICOUCHES DE CO/PT	114
VI.1	BANC DE MESURE.....	114
VI.2	MESURES ET DISCUSSIONS.....	115
VI.2.a	<i>Cycles de tension de Hall.....</i>	<i>115</i>
VI.2.b	<i>Influence de la température de dépôt de la couche de silice</i>	<i>116</i>

I. Introduction

L'étude des systèmes Co/Pt a attiré les chercheurs depuis longtemps en raison de leur forte anisotropie magnéto-cristalline perpendiculaire, de leur très forte rotation Kerr à faible longueur d'onde (de l'ordre de 400 nm et en dessous) [1,2] et de leur excellente résistance à l'oxydation et à la corrosion [3]. Bien que l'enregistrement magnéto-optique soit en train de disparaître, la forte anisotropie perpendiculaire des systèmes de type Co/Pt est prometteuse pour les futures applications de type enregistrement sur disque dur perpendiculaire.

Il est clair, toutefois, que l'utilisation future de tels supports pour l'enregistrement à haute densité passe par une compréhension précise de leur comportement aux échelles submicronique et de nanoseconde. Auparavant, il est utile de rappeler et de déterminer quelques propriétés magnétiques statiques que j'utilise au cours de cette étude.

II. Fabrication des multicouches de Co/Pt

Les échantillons en multicouches ultraminces étudiés dans le cadre de cette thèse sont des empilements de six bicouches de Co/Pt déposées sur des substrats de saphir ou sur des couches de silice. Ces échantillons doivent avoir des cycles d'hystérésis très carrés, une anisotropie perpendiculaire et doivent être stables dans l'état monodomaine afin de permettre l'étude de la précession de l'aimantation. Comparées aux sandwichs Pt/Co/Pt, les multicouches offrent un large signal car elles contiennent proportionnellement plus de matière magnétique. En plus, pour des épaisseurs appropriées des couches, les couches magnétiques de Co sont couplées entre elles à travers les couches de Pt qui les séparent. L'intensité de ce couplage qui influe fortement sur les propriétés magnétiques des échantillons dépend principalement de l'épaisseur des couches de Pt et des propriétés structurales du film.

Les conditions de dépôts de ces multicouches ont été optimisées par V. Mathet et V. Kottler sur un bâti de pulvérisation cathodique type Alcatel A610 de pression résiduelle 5×10^{-8} mbar. Dans la suite, je décris la procédure de leur fabrication. Pour plus de détails sur le choix de paramètres et leur optimisation, je renvoie à la référence [4].

1 Multicouches sur substrat saphir (Al_2O_3 (0001))

Après son nettoyage (voir annexe 2) et son introduction dans la chambre de dépôt, le substrat est porté à une température de 610°C. La cible de Pt est ensuite pré-pulvérisée en mode DC magnétron à une puissance de 40 W pendant 5 minutes en maintenant fermé le cache qui la sépare de l'échantillon. Cette opération permet le nettoyage de la cible et la stabilisation des paramètres de dépôt. Sans éteindre le plasma, on ouvre le cache et on dépose 60 Å de Pt à une pression de 5×10^{-3} mbar avec une vitesse de 1.93 Å/s. Puis, le système est refroidi à une température de 300° C (qu'il gardera jusqu'à la fin de dépôt) et la cible de Co

est pré-pulvérisée en mode diode radiofréquence (RF) sous une puissance de 100 W pendant 5 minutes. Comme les temps de dépôt de la machine ne peuvent être qu'un nombre entier de secondes, des vitesses de dépôt inférieures à 1 Å/s sont nécessaires. Par conséquent, à partir de ce stade tous les dépôts de Co ou de Pt se font en mode RF. Une couche de 5 Å de platine, sous une puissance de 25 W et à une pression de 5×10^{-3} mbar (qu'on maintient pour le reste des étapes) est ensuite déposée avec une vitesse de 0.3 Å/s. Cette couche de Pt permet de recouvrir l'éventuelle contamination de la couche tampon pendant le temps de refroidissement. Après, on dépose une couche de Co de 3 Å avec une vitesse de 0.095 Å/s suivie par une couche de Pt de 6 Å. Cette étape, (dépôt du Co3Å/Pt6Å) est répétée 6 fois et sans interruption en déplaçant l'échantillon entre les cibles du Co et Pt. Enfin, une couche de Pt d'épaisseur 34 Å est déposée afin de protéger l'échantillon.

Enfin, je signale que les vitesses de dépôt de Co et de Pt en mode RF et DC sont régulièrement déterminées par des mesures de réflectométrie X sur des films plus épais (≈ 30 nm).

2 Multicouches sur substrat silice (SiO₂)

Les conditions de dépôt des multicouches de Co/Pt sur silice sont identiques au cas sur saphir. La seule différence est que tous les dépôts sont faits à température ambiante.

III. Anisotropie magnétique des multicouches de Co/Pt

Vu la limitation en champ magnétique statique de notre banc de mesure hyperfréquence, la détermination des champs d'anisotropie des nanostructures avec la méthode décrite ci-dessous n'est pas possible. Je me suis donc limité à la détermination de l'anisotropie des films continus en supposant que les étapes technologiques de notre procédé n'affectent pas significativement cette grandeur. Les propriétés magnétiques de ces films continus de multicouches Co/Pt ont été étudiées à travers des mesures effet Kerr polaire.

1 Co/Pt sur (SiO₂)

La caractérisation magnétique consiste principalement à mesurer les constantes d'anisotropie. La méthode décrite ici est celle que Lemerle a utilisée dans sa thèse [5]. Elle consiste à appliquer un champ H transverse faisant un angle $\alpha = 10^\circ$ à 20° avec le plan du film (Fig. 1), afin d'éviter la formation d'une structure multidomaines. Les spins tournent alors de façon cohérente pour s'aligner sur le champ et il est possible d'interpréter les résultats en ne considérant que les termes d'anisotropie (K^{eff} et K_2^V) et le terme d'énergie Zeeman. La densité d'énergie totale du système s'écrit :

$$e = K^{eff} \sin^2 \theta + K_2^V \sin^4 \theta - \mu_0 M_s H \cos\left(\frac{\pi}{2} - \theta - \alpha\right) \quad (1)$$

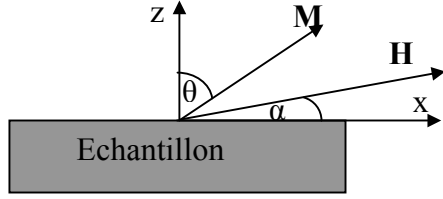


Fig. 1 : Définition des angles utilisés lors de détermination des constantes d'anisotropie.

La variation de H en fonction de θ donnée par l'équation (2) [5] est obtenue par minimisation de cette énergie par rapport à θ .

$$\mu_0 H = \frac{(2K^{eff} \sqrt{1 - \cos^2 \theta} + 4K_2^V (1 - \cos^2 \theta)^{3/2}) \cos \theta}{M_s (\cos \theta \cos \alpha - \sqrt{1 - \cos^2 \theta} \sin \alpha)} \quad (2)$$

La forme carrée du cycle d'hystérésis en champ perpendiculaire représenté en en insert de la figure 2 révèle une forte anisotropie perpendiculaire. Afin de déterminer les constantes d'anisotropie, on réalise tout d'abord un cycle d'hystérésis en prenant $\alpha=10^\circ$ (Fig. 2). Si l'on part d'un échantillon saturé en champ positif, la structure reste monodomaine pour la branche supérieure du cycle. En champ maximum, on force tous les spins à s'aligner suivant sa direction, et si l'on fait décroître H vers 0, les spins tournent de façon cohérente. Pour la partie supérieure du cycle, on est donc typiquement dans la situation décrite par l'équation (1).

Ce cycle traduit les valeurs de l'angle θ pour un champ H . Si on normalise le signal Kerr ($\alpha=10^\circ$) à sa valeur maximum correspondant au champ appliqué nul, on obtient directement les valeurs de $\cos \theta$. La courbe expérimentale $H = f(\cos \theta)$ (courbe en noir : Fig. 2) est ensuite ajustée par l'équation (2) au moyen d'un programme Matlab en prenant K^{eff} et K_2^V comme paramètres ajustables (courbe en rouge sur la Fig. 2).

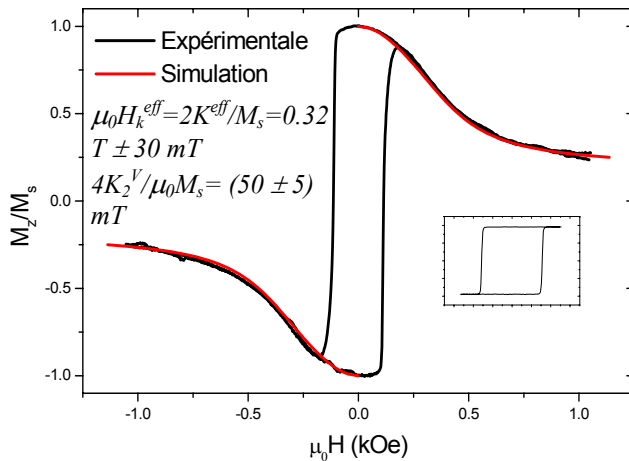


Fig. 2 : Mesure de l'anisotropie pour des films de Pt60Å/Pt5Å/(Co3Å/Pt6Å)₆/Pt20Å déposé sur SiO₂. Cycle pour $\alpha=10^\circ$ et en insert est représenté le cycle pour un champ appliqué selon l'axe facile (le champ coercitif $\mu_0 H_c = 31$ mT). La courbe en rouge représente l'ajustement des parties supérieure et inférieure du cycle par l'équation (2).

Les échantillons qu'on a faits durant la thèse, avaient des champs coercitifs variant entre 18 et 40 mT, la grande majorité avait 25 mT. Ces échantillons n'ont pas été tous déposés dans

la même période, et certains ont été même faits après avoir démonté et remonté les cibles de Pt et Co car la machine de pulvérisation cathodique est partagée entre plusieurs utilisateurs qui déposent d'autres matériaux. Sur les figures 2 et 3, je représente les résultats de mesure d'anisotropie, ainsi que les cycles correspondant à un champ appliqué selon l'axe facile, pour deux échantillons dont les conditions de dépôt sont différentes (changement de cible). La valeur de K_2^V étant faible, elle joue un rôle négligeable sauf au voisinage de la réorientation perpendiculaire-planaire de l'aimantation. Elle n'influe pas beaucoup la qualité d'ajustement des résultats expérimentaux avec l'équation (2).

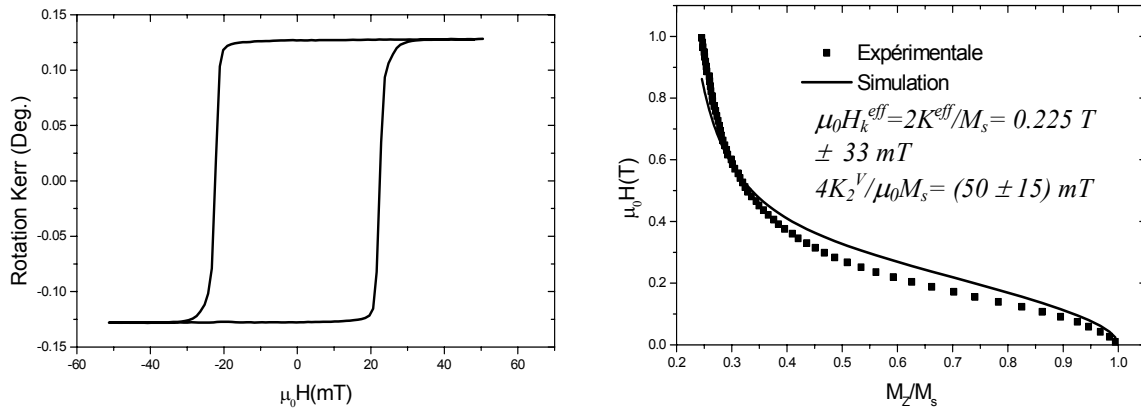


Fig. 3 : Mesure de l'anisotropie pour des films de Pt 60 Å/Pt 5 Å/(Co3Å/Pt6Å)₆/Pt20Å déposés sur SiO₂. (a) Cycle selon axe facile, (b) Ajustement de la partie supérieure du cycle d'hystérésis (obtenu pour $\alpha=10^\circ$) par l'équation (2).

2 Co/Pt sur (Al₂O₃)

La même méthode est utilisée pour la mesure des constantes d'anisotropie pour les multicouches sur alumine qui avaient principalement des champs coercitifs $\mu_0 H_c = 36 mT$. Ces dernières ont une anisotropie un peu plus faible que celles déposées sur silice ($\mu_0 H_k^{eff} = 0.18 T \pm 20 mT$). Quant à la constante K_2^V , elle reste presque inchangée ($4K_2^V/\mu_0 M_s = (45 \pm 5) mT$).

IV. Effet de l'irradiation sur les multicouches de Co/Pt

Il est connu que l'irradiation est capable de changer les propriétés structurales des couches minces ainsi que leur propriétés magnétiques [6,7,8]. Comme les propriétés magnétiques d'un film de multicouche sont fortement dépendantes des détails structuraux de l'interface, un faisceau d'ions légers peut être utilisé pour les contrôler. Cette idée a été utilisée par Chappert et al. qui ont observé une diminution graduelle de l'anisotropie de multicouches de Pt/Co/Pt et des multicouches de Co/Pt quand elles sont irradiées avec des ions de He⁺ [6]. Ceci est principalement dû au mélange des différents matériaux composant le film induit par le

transfert d'énergie cinétique du faisceau d'ions aux atomes du film. Avec des ions légers comme l' He^+ , ce mélange reste localisé sur quelques plans atomiques aux interfaces.

Cette technique a été aussi utilisée dans le cadre de ma thèse pour réduire l'anisotropie afin de surmonter le problème des faibles champs d'impulsion qu'on peut générer au sein des dispositifs. Les résultats obtenus pour le cas des multicouches de Pt 60 Å/Pt 5 Å/(Co 3 Å /Pt 6 Å)₆/Pt 20 Å déposées sur SiO_2 sont résumés sur la figure 4.

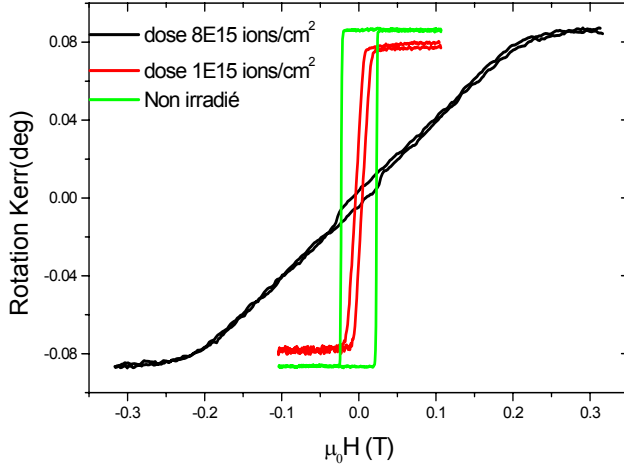


Fig. 4 : Effet de l'irradiation sur l'anisotropie des multicouches de Pt60Å/Pt5Å/(Co3Å/Pt6Å)₆/Pt20Å déposées sur SiO_2 . Les échantillons ont été irradiés avec des ions He^+ à 10 keV.

V. Effet Hall

Comme je l'avais mentionné dans le chapitre III, plusieurs techniques peuvent être utilisées pour étudier la dynamique rapide des matériaux magnétiques. Dans mon cas, j'utilise l'Effet Hall Extraordinaire (EHE) du fait qu'il est le mieux adapté pour étudier mes structures. En plus, il a été le sujet d'une étude expérimentale intensive au sein de notre groupe, ces dernières années, afin d'étudier ses origines [9,10 ,11] et de développer des techniques de mesure pour étudier la dynamique de la propagation de parois [9,10]. Cet effet possède également des applications potentielles dans les capteurs magnétiques [12].

Pour un conducteur en film mince (dans le plan xy) parcouru par un courant de densité J et soumis à une induction magnétique \mathbf{B} (selon l'axe z), le tenseur de résistivité de la loi d'Ohm est donné par :

$$\hat{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & -\rho_H \\ \rho_H & \rho_{xx} \end{pmatrix} \quad (3)$$

Les éléments non diagonaux ρ_H sont appelés résistivité de Hall. Dans un matériau ferromagnétique, cette résistivité est donnée par [13] :

$$\rho_H = R_N B + R_s M_z = \rho_N + \rho_{EHE} \quad (4)$$

Où la résistivité de Hall est donnée par :

$$\rho_H = \frac{V_{Hall}}{I} t \quad (5)$$

t est l'épaisseur totale du film et I est le courant injecté dans la croix.

Le premier terme du second membre de l'équation (4), proportionnel à l'induction magnétique, est connu sous le nom d'effet Hall normal. Quant au second terme proportionnel à la composante perpendiculaire de l'aimantation, il est appelé effet Hall extraordinaire ou anormal. Ces deux quantités sont caractérisées par leurs constantes de Hall normale (R_N) et anormale (R_S). Par une simple mesure de tension, on peut donc remonter à la composante d'aimantation perpendiculaire au film.

Si l'effet Hall normal est vu comme une conséquence directe de la force de Lorentz que subissent les porteurs, l'effet Hall extraordinaire (EHE) est dû à la diffusion dépendante du spin qui brise la symétrie spatiale de la trajectoire de l'électron diffusé. On distingue deux types de mécanismes de diffusion responsables de l'EHE : le skew scattering (mécanisme classique) [14,15] et le side jump (mécanisme non classique) [16], qui résultent tous les deux de l'interaction spin-orbite dans les ferromagnétiques. Dans les deux cas, l'effet est asymétrique par rapport aux spin-up et spin-down et les courants de spin-up et spin-down sont différents. Dans les matériaux magnétiques, ceci donne naissance à une composante du courant transverse qui correspond à l'EHE.

VI.Effet Hall anormal dans les multicouches de Co/Pt

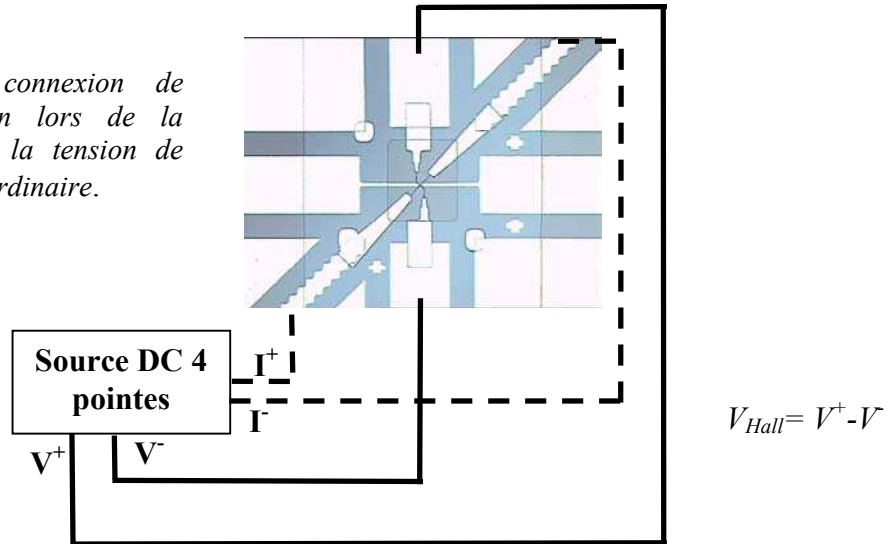
Comme je l'ai mentionné ci-dessus, l'EHE prend son origine dans l'interaction spin-orbite et il est proportionnel à la composante perpendiculaire de l'aimantation macroscopique du film. Par conséquent, un système tel que le Co/Pt, qui est connue pour sa forte anisotropie perpendiculaire due au fort couplage spin-orbite, me semble un bon candidat pour étudier l'EHE afin d'étudier la dynamique rapide de l'aimantation dans les matériaux à forte anisotropie. En plus, la résistivité de Hall mesurée dans les sandwiches Pt34Å/Co5Å/Pt45Å[10] est égale à 0.03 $\mu\Omega\text{cm}$ (18 μV à $I=500 \mu\text{A}$). Cette tension est du même ordre de grandeur que le bruit minimal dans les équipements hyperfréquences que j'utilise lors des mesures rapides (Chapitre VI). Pour ces raisons, j'ai choisi d'utiliser des multicouches de Co/Pt pour obtenir des résistances de Hall et des courants DC injectables dans la croix plus élevés.

VI.1 Banc de mesure

Un banc expérimental de haute sensibilité (rapport signal sur bruit de plus de 40 dB) a été développé pour la mesure de la tension de Hall à température ambiante. Un multimètre Keithley 2400 permettant d'injecter des courants continus et de mesurer la tension en

géométrie 4 points est connecté à la croix (Fig. 5). Le courant maximal injectable dans cette dernière sans la chauffer est plus grand que 1 mA (chapitre IV). L'échantillon est placé au centre d'un électroaimant générant un champ magnétique statique perpendiculaire à son plan (le champ maximal est de 0.12 T). Ce champ est mesuré pendant l'expérience par une sonde de Hall placée très près de l'échantillon. Les mesures sont pilotées par ordinateur.

Fig. 5 : connexion de l'échantillon lors de la mesure de la tension de Hall extraordinaire.



VI.2 Mesures et discussions

Je présente ici des mesures de la résistivité de Hall en fonction du champ magnétique statique pour des multicouches de Co/Pt déposées sur alumine ou sur silice. Cette résistivité, définie par l'équation (5), est comparée avec les résultats obtenus dans les cas des sandwiches Pt/Co/Pt [9,10,11]. Je présente aussi la variation de la résistivité de Hall en fonction de la température de dépôt de la couche de silice et des étapes technologiques utilisées (chapitres III et IV).

VI.2.a Cycles de tension de Hall

La figure 6 représente l'allure des cycles d'Hystérésis de tension de Hall à température ambiante pour des multicouches déposées sur silice et saphir. Ces allures correspondent bien à ce qui a été mesuré par magnéto-optique sur des films continus. Les cycles sont très carrés et l'effet Hall normal est négligeable devant l'EHE. Dans mes multicouches, la résistivité de Hall est 6 fois plus grande que celle mesurée dans des sandwiches Pt/Co/Pt [9,10,11]. La mesure de constante de Hall anormale donne $R_s = 3.18 \times 10^{-4} \mu\Omega cm/mT$. La constante de Hall normale est $R_N = 1.3 \times 10^{-5} \mu\Omega cm/mT$. Cette valeur correspond bien à ce qui a été trouvé par Canedy et al. dans les multicouches de Co/Pt [17]. Dans la plupart des échantillons, l'EHE

est plus grand que l'effet Hall normal. Les échantillons déposés sur Al_2O_3 ont des champs coercitifs et des résistivités de Hall plus grands que ceux des échantillons déposés sur silice.

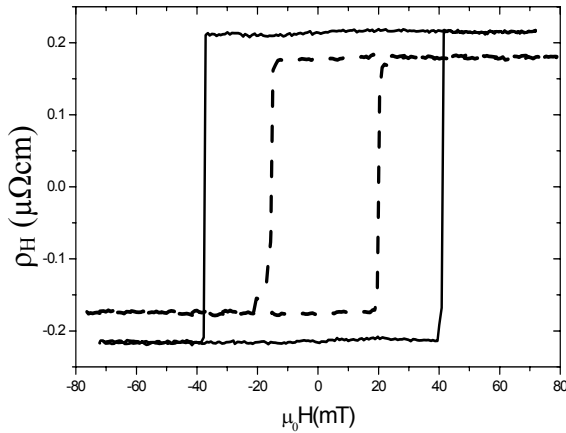


Fig. 6 : Cycle d'hystérésis de résistivité de Hall pour $Pt60\text{\AA}/Pt5\text{\AA}/(Co3\text{\AA}/Pt6\text{\AA})_n/Pt20\text{\AA}$ déposé sur SiO_2 (en pointillées) et pour $Pt60\text{\AA}/Pt5\text{\AA}/(Co3\text{\AA}/Pt6\text{\AA})_n/Pt34\text{\AA}$ déposé sur Al_2O_3 (ligne continue)

Le tableau 1 résume la gamme de variation de cette résistivité en fonction des procédés de fabrication (Chapitre IV : §II). La résistivité est significativement augmentée quand on commence par la croissance du Co/Pt (au moins 2 fois plus grande qu'en procédé tout en gravure : chapitre IV, §II.1.d), sans changer le rapport de rémanence du cycle. Pour le procédé commençant par la croissance d'Al (voir chapitre IV §II2b1), la résistivité de Hall est maximale mais la rémanence du cycle est dégradée à cause des résidus de gravure chimique de l'Al.

Procédé de fabrication	Résistivité de Hall($\mu\Omega\text{cm}$)	Rapport de rémanence
Tout en gravure	0.1-0.2	100%
Par lithographie optique	0.22	100%
Procédé commençant la croissance d'Al (voir chapitre IV §II2b1)	0.77	76%
Procédé commençant par la croissance de Co/Pt (voir chapitre IV §II2b1)	0.4	100%

Tableau 1 : Variation de la résistivité de Hall dans les multicouches de Co/Pt pour différents procédés de fabrication. Le rapport entre l'aimantation rémanente et M_s donne la rémanence du cycle.

VI.2.b Influence de la température de dépôt de la couche de silice

Pour les procédés de fabrication des échantillons à couche magnétique enterrée (Chapitre IV §II2), la température de dépôt de la couche de silice influence les propriétés magnétiques de la structure finale. Les conditions de dépôt de silice qu'on utilise au laboratoire ont été

optimisées pour des températures de 300°C. Des tests de température de dépôt de silice ont été pratiqués afin de trouver celles qui permettent de garder une bonne isolation et n'affectent pas les propriétés magnétiques de départ du Co/Pt. Ces tests représentés sur la figure 7 révèlent que des températures de l'ordre de 200°C répondent à ces contraintes.

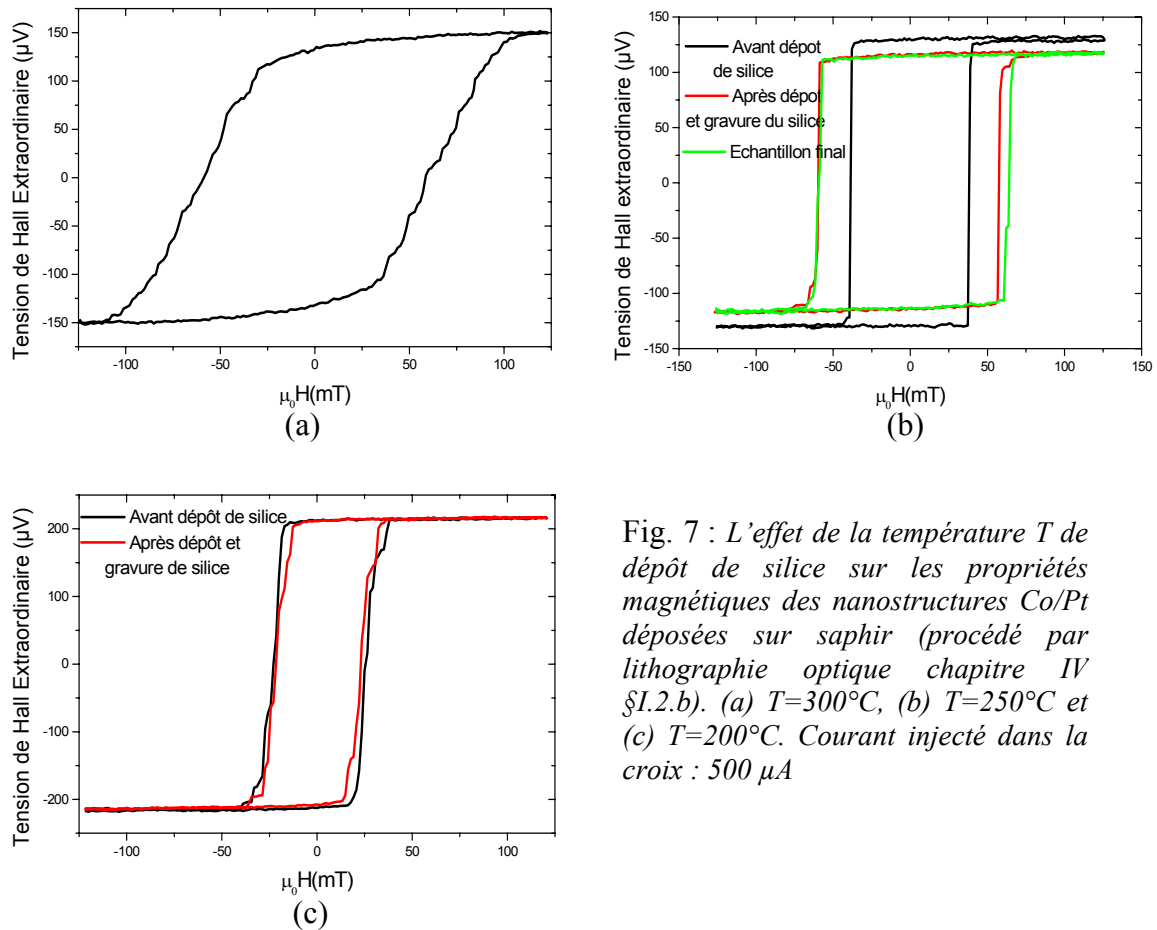


Fig. 7 : L'effet de la température T de dépôt de silice sur les propriétés magnétiques des nanostructures Co/Pt déposées sur saphir (procédé par lithographie optique chapitre IV §I.2.b). (a) $T=300^\circ\text{C}$, (b) $T=250^\circ\text{C}$ et (c) $T=200^\circ\text{C}$. Courant injecté dans la croix : $500 \mu\text{A}$

Références

- [1] D. Weller, H. Brändle, G. Norman, C-J. Lin, and H. Osary, *Appl. Phys.* 61, 2726 (1992).
- [2] E. Beaurepaire, M. Maret, V. Halté, J.-C. Merle, A. Daunois, et J.-Y. Bigot. *Phys. Rev. B* 58, 12134 (1998).
- [3] C. J. Lin et G. Gorman. *Appl. Phys. Lett.* 61, 1600 (1992).
- [4] V. Mathet, T. Devolder, C. Chappert, J. Ferré, S. Lemerle, L. Belliard, and G. Guentherodt, *J. Magn. Magn. Mater.* 260 (2003).
- [5] S. Lemerle, Thèse de Doctorat de l'Université Paris Sud, Orsay (1998).
- [6] C. Chappert, H. Bernas, J. Ferre, V. Kottler, JP. Jamet, Y. Chen, E. Cambril, T. Devolder, Rousseaux F, Mathet V, and Launois H, *Science* 280, 1919 (1998).
- [7] B. D. Terris, D. Weller, L. Folks, J. E. E. Baglin, A. J. Kellock, H. Rothuizen, and P. Vettiger, *J. Appl. Phys.* 87, 7004 (2000).
- [8] T. Devolder, J. Ferré, C. Chappert, H. Bernas, J-P. Jamet, and V. Mathet, *Phys. Rev. B* 64, 64415-1 (2001).
- [9] J. Wunderlich, Thèse de Doctorat de l'Université Paris Sud, Orsay (2001).
- [10] F. Cayssol, Thèse de Doctorat de l'Université Paris Sud, Orsay (2003).
- [11] J. Caulet, Thèse de Doctorat de l'Université Paris Sud, Orsay (1998).
- [12] R.J. Gambino, and T.R. McGuire, *IBM Tech. Discl. Bull.* 18, 4214 (1976).
- [13] L. Berger and G. Bergmann, in *The Hall Effect and its Applications*, edited by C. L. Chien and C. R. Westgate (Plenum, New York, 1980), p. 55.
- [14] R. Karplus, and J. M. Luttinger, *Phys. Rev.* 95, 1154 (1954).
- [15] A. Crépieux, and P. Bruno, *Phys. Rev. B* 64, 014416-1 (2001).
- [16] L. Berger, *Phys. Rev. B* 2, 4559 (1970).
- [17] C. L. Canedy, X. W. Li, and G. Xiao, *J. Appl. Phys.* 81, 5367 (1997).

Chapitre VI : Propriétés magnétiques dynamiques des nanostructures à anisotropie magnétique perpendiculaire

I.	INTRODUCTION.....	120
II.	DYNAMIQUE DES NANOSTRUCTURES DE CO/PT DES ECHANTILLONS A CPW.....	120
II.1	BANC DE MESURE	120
II.2	CALCUL DE LA VARIATION DE LA TENSION DE HALL	121
II.3	METHODE DE MESURE	123
II.4	CONCLUSION ET DISCUSSION	125
III.	DYNAMIQUE DES NANOSTRUCTURES CO/PT DES ECHANTILLONS A MICROBOBINES.....	126
III.1	RETOURNEMENT PAR PLUSIEURS IMPULSIONS DU CHAMP.....	126
III.1.a	<i>Effet de la durée et la fréquence de répétition d'impulsion sur le champ coercitif</i> 126	
III.1.b	<i>Effet de l'amplitude des impulsions sur le champ coercitif</i>	129
III.1.c	<i>Effet sur la tension de Hall</i>	130
III.2	RETOURNEMENT PAR UNE SEULE IMPULSION DU CHAMP	131
III.2.a	<i>Effet de la durée sur le champ coercitif</i>	131
III.2.b	<i>Probabilité de retournement par impulsion</i>	133
IV.	CONCLUSION.....	136

I. Introduction

Dans ce chapitre, je présente les résultats expérimentaux obtenus en utilisant l'effet Hall extraordinaire pour sonder la réponse résolue en temps des nanostructures de Co/Pt à des champs magnétiques (appliqués dans le plan) de très courtes durées. L'efficacité de cette technique sera discutée en tenant en compte du champ magnétique d'impulsion maximal généré par mes dispositifs. Je présente également l'étude de retournement d'aimantation assisté par des impulsions du champ appliqué perpendiculairement au plan des multicouches de Co/Pt.

II. Dynamique des nanostructures de Co/Pt des échantillons à CPW

II.1 Banc de mesure

Les mesures résolues en temps ont été réalisées sur le banc expérimental représenté sur la figure 1. Le dispositif utilisé pour les mesures dynamiques est caractérisé par 6 ports. Quant aux mesures quasi-statiques (mesure de la tension de Hall), elles utilisent les ports 3 et 4 en plus des bras de courant (Fig. 1).

Le générateur d'impulsion connecté à l'entrée de la ligne d'impulsion (P_1), à travers des câbles 40 GHz (Fig. 1b), applique une impulsion de tension d'amplitude, de durée et de fréquence de répétition variables afin de créer un champ magnétique dans le plan de l'échantillon. L'impulsion transmise est enregistrée par un oscilloscope 50 GHz à échantillonnage après avoir subi une atténuation de 20 dB (P_2 : Fig.1). La source universelle (*Keithley*) et les deux autres voies de l'oscilloscope rapide (50 GHz) sont connectées aux bras de tension (P_3 et P_4) à travers un Té de polarisation. Ce dernier est utilisé pour séparer les signaux de Hall hyperfréquence et continu dus à l'excitation par des champs d'impulsion et statique respectivement. Dans mon cas, la mesure continue (en géométrie 4 pointes avec le *Keithley*) est utilisée pour vérifier la qualité des contacts et pour faire un cycle d'hystérésis afin d'avoir une idée de sa forme et de l'ordre de grandeur de la tension de Hall. Les bras de courant sont connectés au *Keithley* pour injecter les courants DC nécessaires pour la mesure de la tension de Hall.

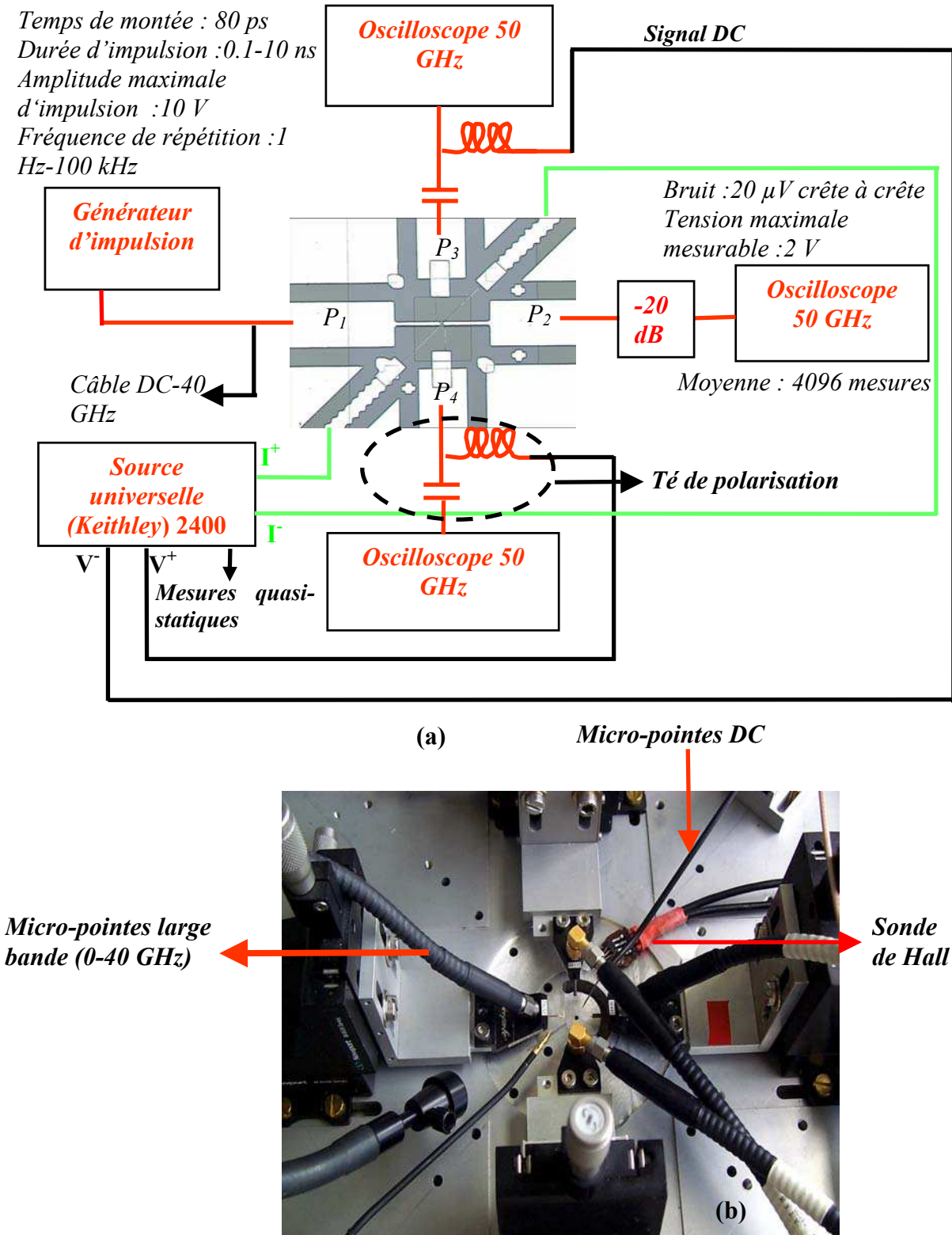


Fig. 1 : Banc de mesure : (a) schéma synoptique et (b) photo de la partie centrale du banc montrant les micro-pointes utilisées pour contacter l'échantillon.

II.2 Calcul de la variation de la tension de Hall

Dans mes échantillons, en absence du champ magnétique, l'aimantation est orientée perpendiculairement au plan de l'échantillon à cause de la forte anisotropie effective (H_k^{eff}).

Lors de l'application d'une impulsion du champ H_{Pulse} , l'aimantation tend à un nouvel état d'équilibre qui minimise son énergie totale. Si l'impulsion est suffisamment longue ($T_p \gg 1/(\gamma_0 M_s) = 0.11 \text{ ns}$ dans mon cas), l'aimantation atteint son maximum défini par l'angle θ (Fig. 2a) et donné par l'équation (1) (voir chapitre II équation (20) avec $h_{exc}=0$ et $\cos\theta=m_z$) :

$$\cos\theta = \sqrt{1 - \left(\frac{2H_{Pulse}}{H_k^{eff}}\right)^2} \approx 1 - 2 \left[\frac{H_{Pulse}}{H_k^{eff}}\right]^2 \quad (1)$$

La forme approchée de l'équation (1) correspond à des faibles champs appliqués.

D'autre part, la tension de Hall extraordinaire donnée par l'équation (2) est proportionnelle au $\cos\theta$ (Fig. 2b).

$$V_H = V_0 + V_{EHE} \cos\theta \quad (2)$$

où V_0 est la tension d'offset. Cette tension est une fonction de la résistance électrique de la croix.

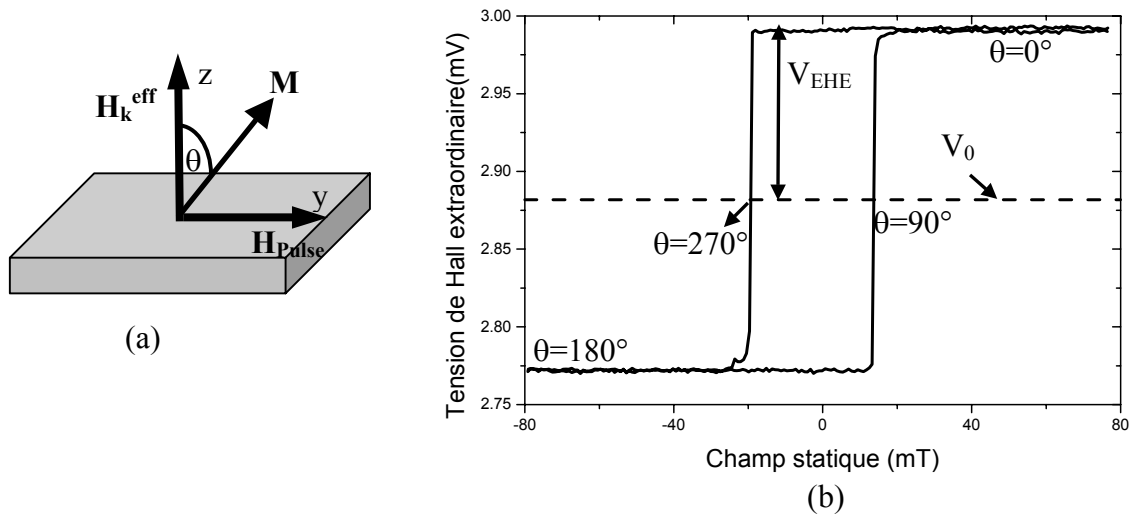


Fig. 2: (a) Configuration en champ et (b) cycle d'hystérésis mesuré par effet Hall pour des multicouches de Co/Pt déposées sur silice. Le champ statique est appliqué selon l'axe facile et le courant injecté dans la croix est égal à 0.8 mA.

Si je fais mes mesures en partant d'une saturation en champ positif par exemple ($\mathbf{M} = M_s \mathbf{z}$), la tension de Hall est : $V_H = V_0 + V_{EHE}$. La variation maximale du signal de Hall correspondant à l'application du H_{Pulse} est donnée par :

$$\Delta V = (1 - \cos\theta)V_{EHE} \approx 2 \left[\frac{H_{Pulse}}{H_k^{eff}}\right]^2 V_{EHE} \quad (3)$$

Cette tension doit être au moins plus grande que 20 μV (bruit de l'oscilloscope pour 4096 acquisitions) pour qu'elle soit détectable par l'oscilloscope. D'autre part, dans mon cas, le

champ magnétique d'impulsion correspondant à une impulsion transmise de 8 V est $\mu_0 H_{Pulse} = 21 \text{ mT}$ (chapitre IV). Pour les multicouches Co/Pt déposées sur silice où le champ effectif d'anisotropie est $\mu_0 H_k^{eff} = 0.32 \text{ T}$ et la tension de Hall est $V_{EHE} = 130 \mu\text{V}$ (tension maximale que j'ai mesurée pour ce type d'échantillon et pour un courant maximal de 1 mA), la variation de la tension de Hall est estimée à $1.1 \mu\text{V}$. Cette tension est trop faible pour être mesurée et détectée par l'oscilloscope. Pour avoir une variation de $65 \mu\text{V}$, il faudrait appliquer des champs d'impulsion de l'ordre de 0.14 T. Malheureusement, le champ maximal généré par mes structures est limité à 21 mT par le générateur d'impulsion et la largeur de la CPW. Il faut alors diminuer le champ effectif d'anisotropie par irradiation de l'échantillon [1] par exemple. Si on désire une variation de $65 \mu\text{V}$, le champ effectif d'anisotropie doit être diminué à 48 mT.

II.3 Méthode de mesure

Dans mes échantillons, la tension de Hall résulte de deux contributions : le signal de Hall DC que je mesure avec le Keithley et la composante hyperfréquence mesurée par l'oscilloscope. Les deux composantes sont séparées par un Té de polarisation (Fig. 1). En plus de la tension de Hall dynamique proportionnelle à la réponse hyperfréquence de l'aimantation, le signal enregistré par l'oscilloscope contient aussi le crosstalk qui traduit le couplage LC entre la ligne d'impulsion et les ports P_3 et P_4 . L'amplitude du crosstalk qui correspond à des impulsions incidentes d'amplitude 10 V dépasse les 70 mV (chapitre IV). Cette tension est très grande par rapporte à la variation de la tension de Hall estimée à $65 \mu\text{V}$ (si on diminue le champ d'anisotropie à 48 mT). Il faut donc trouver une technique capable de se débarrasser du crosstalk et qui ne laisse que la tension de Hall hyperfréquence (HF).

Le crosstalk peut être soustrait du signal de Hall du moment où deux valeurs égales et de signes opposés du courant DC injecté dans la croix donnent naissance à des tensions de Hall égales et de signes opposés et à un crosstalk indépendant du signe de courant injecté. Ceci est exprimé comme suit :

$$\begin{aligned} V_{HF}(I_{DC} > 0) &= V_{crosstalk} + \Delta V \\ V_{HF}(I_{DC} < 0) &= V_{crosstalk} - \Delta V \end{aligned} \quad (4)$$

Par conséquent le signal de Hall est donné par :

$$2\Delta V = V_{HF}(I_{DC} > 0) - V_{HF}(I_{DC} < 0) \quad (5)$$

La méthode de mesure consiste donc à enregistrer les signaux HF dus à l'application des impulsions d'amplitude maximale en injectant des courants $I = -0.8 \text{ mA}$, $I = 0 \text{ mA}$ et $I = 0.8 \text{ mA}$ dans la croix. Le signal HF en absence du courant ne contient que le crosstalk (pas de signal

magnétique) et il est donc utilisé comme un signal témoin. Les signaux $(V_{HF}(I_{DC}>0) - V_{HF}(I_{DC}<0))/2$ et $V_{HF}(I_{DC}>0) - V_{HF}(I_{DC}=0)$ devraient être en phase et avoir la même amplitude contrairement aux signaux $(V_{HF}(I_{DC}>0) - V_{HF}(I_{DC}<0))/2$ et $V_{HF}(I_{DC}<0) - V_{HF}(I_{DC}=0)$ qui devraient être en opposition de phase. Cette méthode de mesure est illustrée par la figure 3 pour une impulsion de 2 ns et pour 1024 acquisitions. A cause de la dérive temporelle lors de la mesure, cette méthode n'arrive pas à l'élimination totale du crosstalk. Cette dérive, qui peut être due à la variation de la température et aux contacts qui fluctuent, affectent significativement les mesures au début (durant le temps de montée) et à la fin (durant le temps de descente) de l'impulsion où celle-ci varie rapidement. En plus, cette dérive est plus importante au début de l'acquisition des signaux qu'à sa fin ($V_{HF}(I_{DC}<0) > V_{HF}(I_{DC}=0) > V_{HF}(I_{DC}>0)$ car ils étaient mesurés dans cet ordre). Ceci explique la grande amplitude des signaux au début et la différence en amplitude entre les trois signaux.

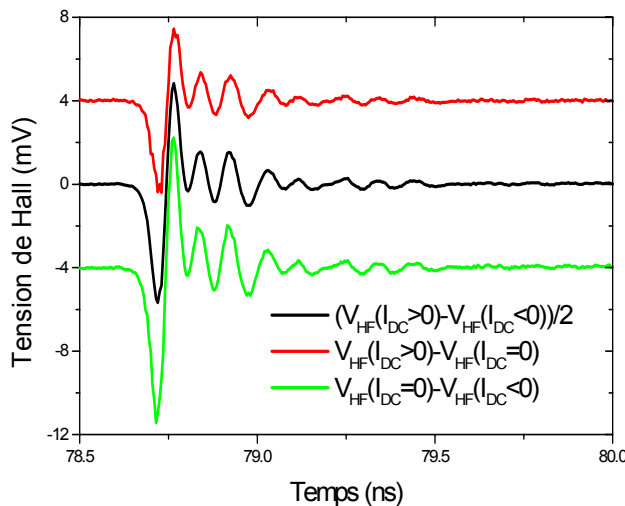


Fig. 3 : Signal HF correspondant à des impulsions du champ d'amplitude 10 V et de durée 2 ns et des courants DC nul, 0.8 mA et -0.8 mA. Les signaux en vert et en rouge sont décalés verticalement par des tensions de -4 mV et 4 mV respectivement. L'échantillon dont le cycle est représenté sur la figure 2 b a été irradié par des ions He^+ à 10 keV avec une dose de 8×10^{14} ion/cm². Le fait que les trois signaux soient en phase est dû à la dérive dans le temps.

La figure 3 montre bien que les oscillations durant l'application de l'impulsion sont propres à l'impulsion (elles existent même pour un courant nul dans la croix) pour plusieurs raisons. (i) la fréquence de ces oscillations est indépendante du champ magnétique statique appliqué perpendiculairement au plan de l'échantillon durant les mesures. (ii) l'amplitude des oscillations (plus de 400 μ V) dépasse largement la tension de Hall à laquelle on s'attendait.

Ces mesures ont été répétées pour d'autres échantillons en variant la durée des impulsions (1 ns et 500 ps) sans réussir à voir la précession de l'aimantation.

Le plateau de l'impulsion générée par le générateur contient des petites oscillations de 1 mV d'amplitude (crête à crête, voir Fig. 11 du chapitre IV). Ce sont ces oscillations, qu'on a mesurées (Fig. 3), qui masquent la précession de l'aimantation dans le cas où la procédure de soustraction (extraction du signal de Hall) ne serait pas parfaite. Un moyen pour éliminer ces

oscillations avant d'envoyer l'impulsion à la ligne coplanaire doit être utilisé (limiteur à diode par exemple ou utiliser un autre générateur de meilleur qualité).

Naturellement la question qu'on doit poser est : pourquoi on ne mesure pas les mouvements précessionnels de l'aimantation ?. La réponse de cette question est l'objet du paragraphe suivant.

II.4 Conclusion et discussion

Lors de la mesure de la tension de Hall hyperfréquence, les bras de tension et la croix peuvent être modélisés par un générateur de tension égale à ΔV en série (de part et d'autre) avec leurs résistances DC (Fig. 4) et avec les impédances d'entrées de chaque voies de l'oscilloscope (50Ω). La résistance DC qui est égale au moins à $R_{DC} = 650 \Omega$ (la plus petite valeur mesurée pour tous mes échantillons) peut être considérée localisée près du centre de la croix du fait que la résistance DC des lignes coplanaires est négligeable devant elle (chapitre IV). Pour les mesures DC de la tension de Hall extraordinaire, cette résistance élevée ne pose pas de problème quand les mesures se font en quatre pointes. Quant aux mesures hyperfréquences, la tension transmise à l'oscilloscope est donnée par (on suppose que les lignes coplanaires et les câbles sont sans pertes) :

$$V_t = \frac{Z_c}{2Z_c + R_{DC}} \Delta V \quad (6)$$

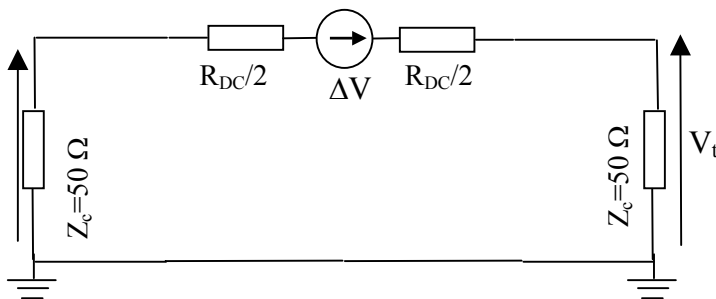


Fig. 4 : Circuit électrique équivalent à la croix et les bras de tension lors de la mesure de la tension de Hall. R_{DC} est la résistance de la croix et Z_c est l'impédance de l'oscilloscope ramenée sur les bras de la croix

Ceci correspond à une transmission de 7% de ΔV . Une grande partie de la tension est dissipée (réfléchi) dans la croix elle-même. Cette constatation est confirmée par la mesure des paramètres S des bras de tension de la croix (chapitre IV, Fig. 16) où la transmission est inférieure à -17 dB.

Dans le cas des GMR [2] et des jonctions tunnels [3] étudiées précédemment dans notre groupe, les résistances DC valaient respectivement 90Ω [2] et $1-5 \text{ k}\Omega$ [3]. A celles-ci correspondent des GMR de 6% et des TMR (Tunnel Magnetoresistance) de 10% à 20%. Malgré les valeurs très faibles des coefficients de transmission (26% pour les spins valves et 4.5%-1% pour les jonctions tunnels) le problème étaient donc moins gênant car le signal

maximal détecté dépassait le mV (pour un courant DC de 1 mA) grâce aux fortes GMR et TMR.

La seule solution pour résoudre ce problème est d'augmenter les épaisseurs des couches de Co et de Pt. A ce moment là, il faut ré-optimiser de nouveau les conditions de dépôt pour avoir des cycles d'hystérésis carrés et une anisotropie perpendiculaire.

En conclusion, tels qu'ils sont maintenant, les microcircuits ne permettent pas de faire des mesures résolues en temps du fait de leur grande résistance et le faible signal de Hall. Ceci m'a amené à faire un autre type de mesure sur les échantillons avec microbobine.

III. Dynamique des nanostructures Co/Pt des échantillons à microbobines

Dans ce qui suit, les champs statiques et les impulsions du champ sont appliquées perpendiculairement au plan de l'échantillon. Les cycles d'hystérésis sont mesurés selon l'axe facile. L'échantillon est connecté d'une façon similaire à celle représentée sur la figure 1 (les bras de tension ne sont connectés qu'au Keithley). Dans ce cas, les mesures sont faites avec le Keithley en injectant des courants DC de 0.5 mA dans la croix.

III.1 Retournement par plusieurs impulsions du champ

III.1.a Effet de la durée et la fréquence de répétition d'impulsion sur le champ coercitif

L'échantillon étudié ici a un cycle d'hystérésis très carré. Le champ magnétique généré par la microbobine perpendiculairement au plan de l'échantillon a été calibré à 1.65 Oe/mA. Initialement, l'échantillon est saturé par un champ statique perpendiculaire négatif.

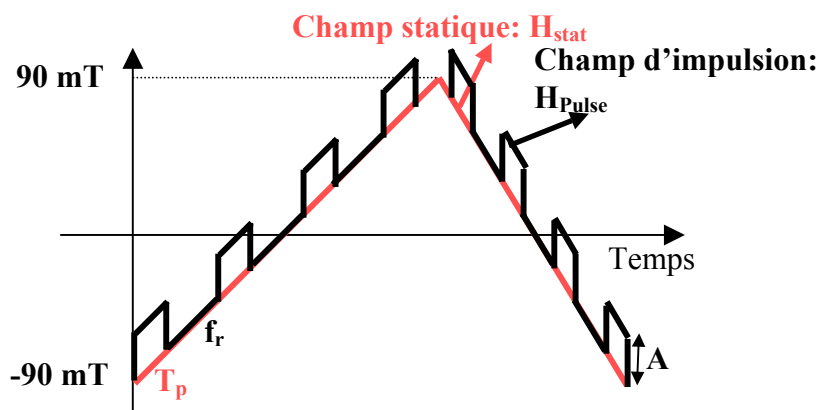


Fig. 5 : Description de la méthode expérimentale : le champ d'impulsion est appliqué durant toute la durée de mesure du cycle d'hystérésis. Le champ statique (perpendiculaire au plan de l'échantillon) est un signal triangulaire variant avec une vitesse de 1 mT/s.

L'expérience consiste à superposer des champs d'impulsion d'amplitude $A=27\text{ mT}$, de durée T_p et de fréquence de répétition f_r à un champ statique perpendiculaire qui varie à une vitesse de 1 mT/s (Fig. 5) et de relever les cycles d'hystérésis correspondants. Le champ coercitif (positif et négatif) est ensuite mesuré. Pour chaque impulsion de paramètres A , T_p et f_r , cette expérience est répétée 5 fois et on moyenne les champs coercitifs statiques mesurés.

Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 6b pour une fréquence de répétition de 100 kHz. Ces mesures montrent que les impulsions du champ assistent effectivement et

diminuent significativement le champ statique nécessaire pour le retournement. Contrairement aux courants DC injectés dans la microbobine qui provoquent un décalage global du cycle vers la gauche ou vers la droite (selon le signe du courant : Fig. 6a), les impulsions du champ n'affectent qu'un seul côté de cycle (Fig. 6b). En effet, en partant de la saturation en champ statique négatif, les impulsions du champ positif réduisent significativement le champ coercitif positif sans affecter le champ coercitif négatif et la forme du cycle.

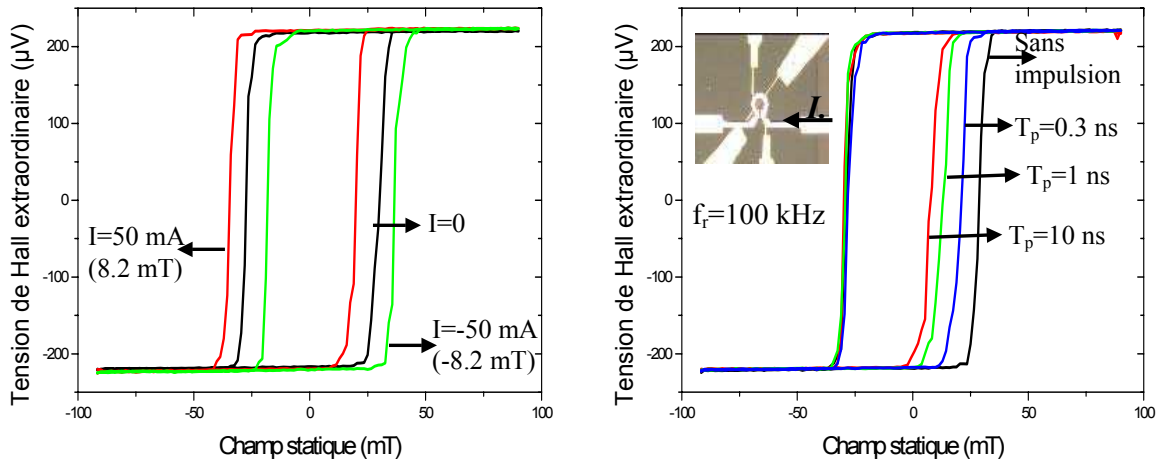


Fig. 6 : Effet (a) des courants DC (I) et (b) des impulsions de 10 V (8.2 V transmise : $\mu_0 H_{Pulse} = 27\text{ mT}$) sur le cycle d'hystérésis (le sens positif du courant DC et des impulsions est représenté en insert). L'échantillon dont le champ généré par la microbobine est 1.65 Oe/mA a été fait par le procédé décrit en §II.2.b.2 du chapitre IV. Le champ statique est appliqué perpendiculairement au plan de l'échantillon

Si on inverse la polarité des impulsions, les champs d'impulsion diminuent le champ coercitif négatif (Fig. 7) sans avoir un effet significatif sur le champ coercitif positif.

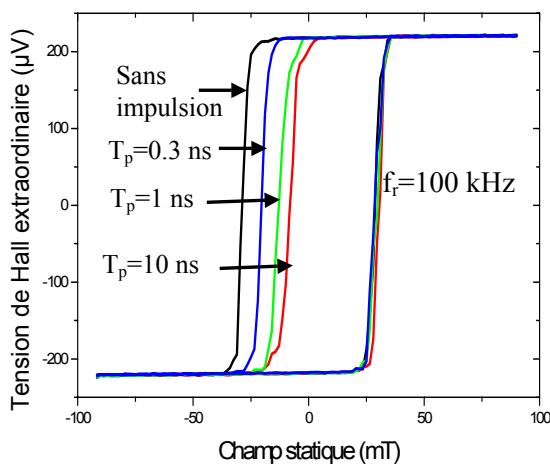


Fig. 7 : Effet des impulsions du champ généré par la microbobine ($\mu_0 H_{Pulse} = 27\text{ mT}$) sur le cycle d'hystérésis (le sens du courant des impulsions est opposé à celui représenté en insert sur la figure 6b). L'échantillon dont le champ généré par la microbobine est 1.65 Oe/mA a été fait par le procédé décrit en §II.2.b.2 du chapitre IV.

Il en résulte que les champs H_{Pulse} n'ont d'effet significatif sur l'aimantation que si et seulement si elles sont assistées par un champ statique parallèle à H_{Pulse} . De tels comportements peuvent être très probablement attribués aux nucléations des domaines

induites par les impulsions dans la croix. Il en résulte que cet effet de nucléation par H_{Pulse} est complètement masqué par le champ statique si les deux champs sont antiparallèles et favorisé dans le cas où ils sont parallèles.

La figure 8 représente la variation de décalage ($H_{c0}-H_{c+}$) en champ coercitif positif H_{c+} par rapport au champ coercitif sans impulsion H_{c0} en fonction de la durée des impulsions et pour plusieurs fréquences de répétition des impulsions. Ce décalage augmente avec l'augmentation de la durée des impulsions et la fréquence de répétition. Il varie linéairement en fonction du logarithme de la durée des impulsions et de leur fréquence de répétition (non représenté ici). On distingue deux régimes pour cette variation qui se coupent à des durées d'impulsion très proche de la nanoseconde pour les différentes valeurs de f_r (Fig. 8). Il s'agit d'un régime long correspondant à des durées $T_p \geq 1$ ns et un régime, de pente 3 fois plus grande (cas de $f_r=100$ kHz et presque 2 plus grande pour $f_r=10$ kHz), correspondant aux durées inférieures à 1 ns.

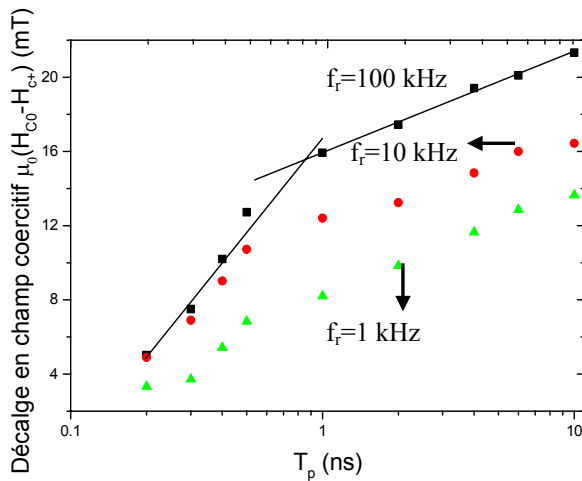


Fig. 8 : Représentation semi-logarithmique de décalage ($H_{c0}-H_{c+}$) en champ coercitif positif (H_{c+}) par rapport au champ coercitif ($\mu_0 H_{c0}=29$ mT) en absence d'impulsion en fonction de la durée T_p des impulsions et en prenant leur fréquence de répétition f_r comme paramètre.

Rizzo et al [4] ont constaté un comportement similaire pour l'aimantation rémanente dans des films granulaires $\text{CoCr}_{10}\text{Ta}_4$ (axe facile dans le plan) sur une large gamme des durées T_p des impulsions du champ appliqué (1-300 ns) dans le plan. Ils ont observé que l'aimantation décroît en exponentiel de T_p pour des durées $T_p < 10$ ns et en logarithme pour $T_p > 10$. Ceci correspond respectivement à des retournements par relaxation et thermiquement activé. Dans mon cas et en plus de l'ajustement logarithmique, les mesures de la figure 8 peuvent être ajustées par une fonction exponentielle pour $0.2 \text{ ns} \leq T_p < 1 \text{ ns}$ (équation (7)). Il en résulte que le retournement est thermiquement activé pour $1 \text{ ns} \leq T_p \leq 10 \text{ ns}$.

$$\mu_0(H_{c+} - H_{c0}) = a(1 - e^{-T_p/\tau_0}) + b \quad (7)$$

Où a , b sont des constantes et $\tau_0=1$ ns.

Ce résultat d'existence de deux régimes n'est pas un artefact de mesure. Il a été retrouvé pour un autre type d'échantillon ayant un cycle d'hystérésis similaire à celui de la figure 10a. Dans cet échantillon, le décalage en champ coercitif a été mesuré sur une large gamme de fréquence de répétition de l'impulsion (Fig. 9).

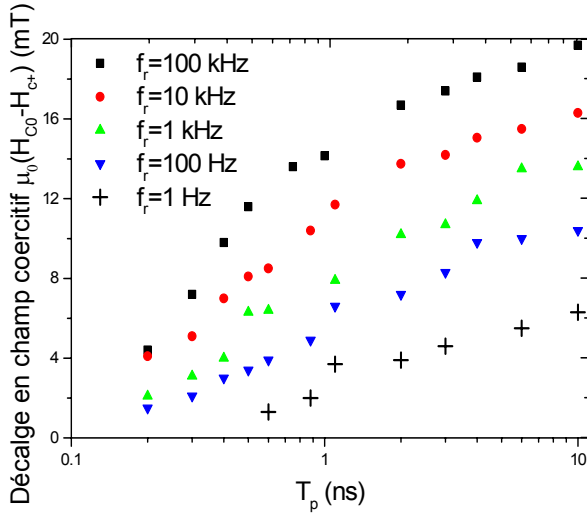


Fig. 9 : Représentation semi-logarithmique de décalage ($H_{c0}-H_{c+}$) en champ coercitif positif H_{c+} par rapport au champ coercitif H_{c0} ($\mu_0 H_{c0}=16$ mT) en absence d'impulsion en fonction de la durée T_p des impulsions et en prenant la fréquence de répétition f_r des impulsions comme paramètre. Les mesures sont faites sur l'échantillon dont le cycle est représenté sur la figure 10a (fabriqué selon le procédé décrit en §II.2.b.1 du chapitre IV).

III.1.b Effet de l'amplitude des impulsions sur le champ coercitif

L'effet de l'amplitude des impulsions sur le décalage en champ coercitif est étudié pour un échantillon dont le cycle d'hystérésis est représenté sur la figure 10a. Le champ magnétique généré a été estimé à 3.25 Oe/ mA. Il s'agit de faire le même genre d'expérience qu'en §III.1.a en ne changeant cette fois que l'amplitude des impulsions. Le décalage ($H_{c0}-H_{c+}$) en cycle d'hystérésis est représenté sur la figure 10b.

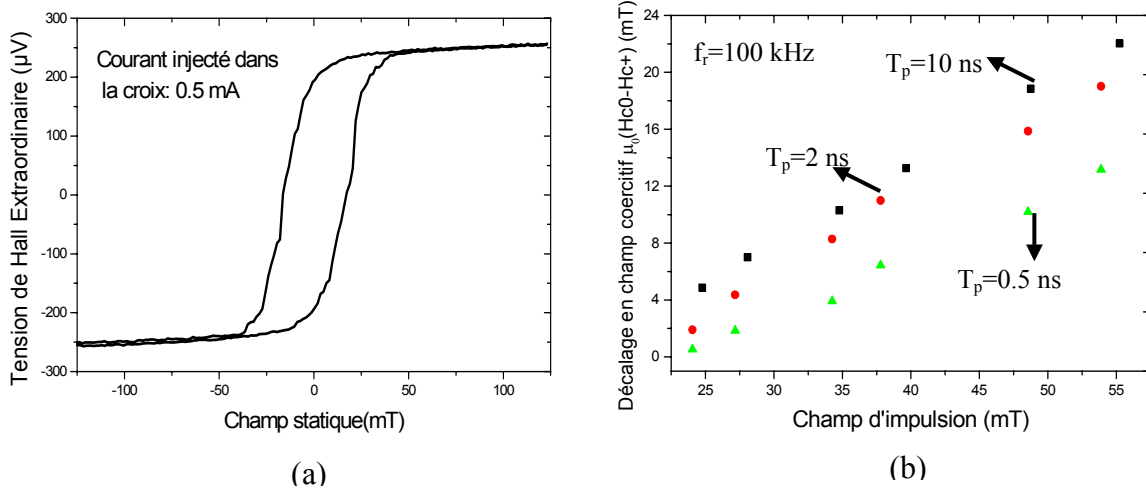


Fig. 10 : (a) Cycle d'hystérésis selon l'axe facile des multicouches Co/Pt sur saphir et (b) effet des champs d'impulsion générés par la mirobobine sur le décalage en champ coercitif positif ($H_{c0}-H_{c+}$). Ces champs sont appliqués durant toute la période de la mesure du cycle d'hystérésis. L'échantillon a été fait par le procédé décrit en §II.2.b.1 du chapitre IV.

Ce décalage augmente linéairement avec l'augmentation du champ d'impulsions montrant l'existence d'un seuil inférieur (A_{seuil}) qui augmente aussi avec la diminution de la durée T_p d'impulsion ($16 \text{ mT} \leq A_{seuil} \leq 24 \text{ mT}$ pour $0.5 \text{ ns} \leq T_p \leq 10 \text{ ns}$). Pour des fréquences de répétition $f_r = 100 \text{ kHz}$, les impulsions du champ générées par la microbobine ont un effet équivalent à des champs statiques avec un taux de calibrage variant de 1.8 Oe/mA à 1.3 Oe/mA quand T_p passe de 10 ns à 0.5 ns respectivement.

III.1.c Effet sur la tension de Hall

La méthode avec laquelle ont été faites les expériences en section (§III.1.a) rend difficile l'ajustement des résultats car plusieurs paramètres changent à la fois (champ statique, synchronisation entre les impulsions du champ et le champ statique). Les mesures de retournement avec une seule impulsion n'étaient pas possibles avec l'échantillon générant un champ de 1.65 Oe/mA (voir § III.2.a) puisque ce dernier est faible. Pour cela j'ai fait un autre type de mesure qui consiste à saturer initialement l'aimantation négativement avec $\mu_0 H_{sat} = -0.12 \text{ T}$. Un champ statique H_{stat} positif est ensuite appliqué et un train d'impulsions d'amplitude 10 V (8.2 V transmise), de durée T_p et de fréquence $f_r = 100 \text{ kHz}$ est envoyé pendant une seconde. A la fin des impulsions, la tension de Hall extraordinaire est mesurée. Cette expérience est répétée 50 fois pour chaque H_{stat} et la tension de Hall moyenne est mesurée par le Keithley (Fig. 11). Les impulsions de 10 ns et 27 mT d'amplitude, appliquées pendant une seconde, ont le même effet qu'un champ statique de plus de 18 mT (Fig. 11).

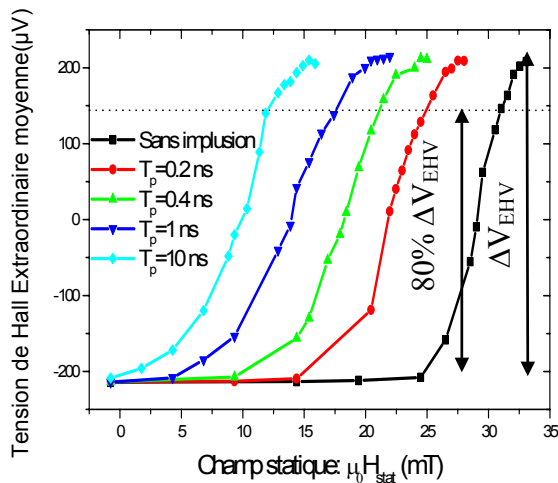


Fig. 11 : Tension de Hall extraordinaire moyenne en fonction du champ statique perpendiculaire assistant les impulsions lors de retournement. L'échantillon dont le champ généré par la microbobine est 1.65 Oe/mA a été fait par le procédé décrit en §II.2.b.2 du chapitre IV. Les champs d'impulsion de durée T_p avaient une amplitude de 27 mT.

Les champs minimaux de retournement correspondant à plus de $80\% \Delta V_{EHV}$ (pour chacune des 50 mesures, la variation de tension de Hall est supérieure à $>80\% \Delta V_{EHV}$ et non pas la tension moyenne des 50 mesures) sont représentés en fonction de la durée T_p (Fig. 12).

Comme dans le cas (§III.1.a), deux régimes de vitesses différentes et qui se coupent à $T_p=1$ ns sont distinguables.

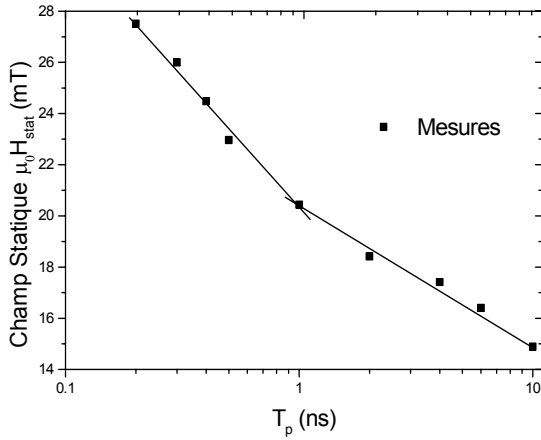


Fig. 12 : Champ statique minimal de retournement permettant d'avoir une variation de 80% de la tension de Hall qui sépare les deux états de saturation d'aimantation. Les impulsions de fréquence de répétition $f_r=100$ kHz ont été appliquées pendant 1 s.

III.2 Retournement par une seule impulsion du champ

Le faible effet du champ généré par une seule impulsion m'a limité à faire des mesures de retournement par des impulsions de durée au dessus du nanoseconde.

III.2.a Effet de la durée sur le champ coercitif

Les expériences faites ici consistent à mesurer des cycles d'hystérésis quasi-statiques avec une vitesse de balayage en champ constante (≈ 1 mT/s). A l'instant t qui correspond à un champ statique H_{stat} , un champ d'impulsion d'amplitude H_{pulse} et de durée $T_p=10$ ns est appliqué (Fig. 13). Cette expérience est répétée 20 fois et le cycle d'hystérésis moyen a été mesuré.

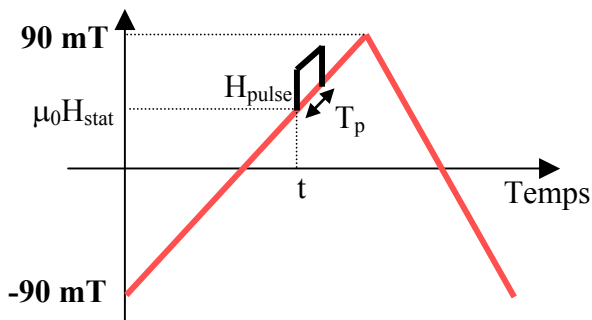


Fig. 13 : Méthode de mesure pour le retournement par une seule impulsion. Le champ H_{pulse} est déclenché à l'instant t où le champ statique atteint sa valeur H_{stat} . La vitesse de balayage en champ statique est 1 mT/s.

Pour l'échantillon où le champ généré est égal à 1.65 Oe/mA ($\mu_0 H_{pulse}=27$ mT), l'effet de l'impulsion se traduit par une faible nucléation (Fig. 14). La paroi reste ensuite piégée (se propage très lentement) jusqu'à ce que le champ statique devienne suffisamment grand pour la faire propager. Plus grand est le champ H_{stat} , plus facile est la nucléation par H_{pulse} et plus grand est le changement de la tension de Hall dû à H_{pulse} .

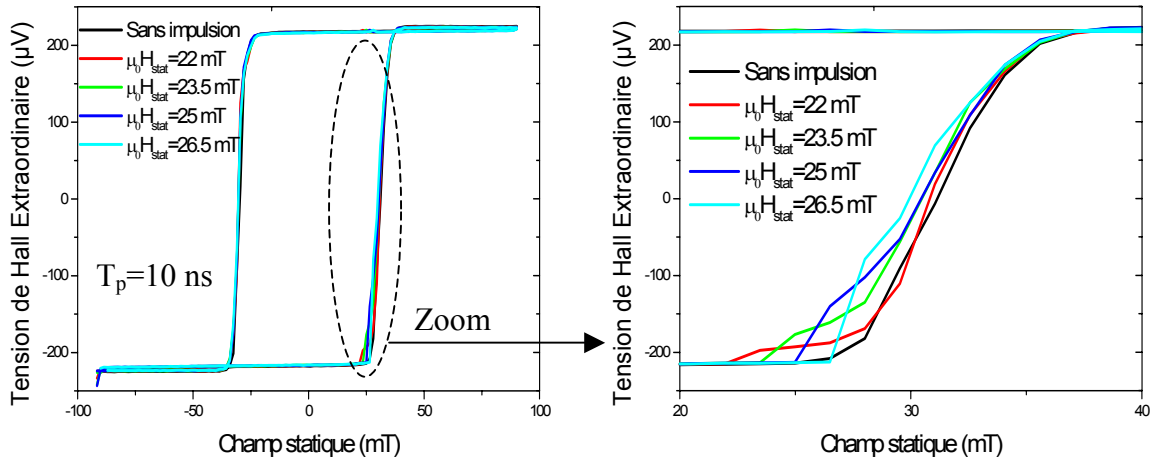


Fig. 14 : Effet du champ d'impulsion H_{Pulse} appliqué à l'instant t correspondant à H_{stat} sur le retournement. La microbobine génère un champ de 1.65Oe/mA.

Les expériences décrites ci-dessus ont été également faites sur un autre échantillon où le champ magnétique statique généré par la microbobine est égal à 1.96 Oe/mA ($\mu_0 H_{Pulse} = 32$ mT). Le décalage de la croix verticalement vers le bord intérieur de la microbobine augmente le champ mais ce dernier devient moins homogène. Les résultats obtenus pour des durées $T_p = 10$ ns et $T_p = 2$ ns sont représentés sur les figures 15 et 16 respectivement.

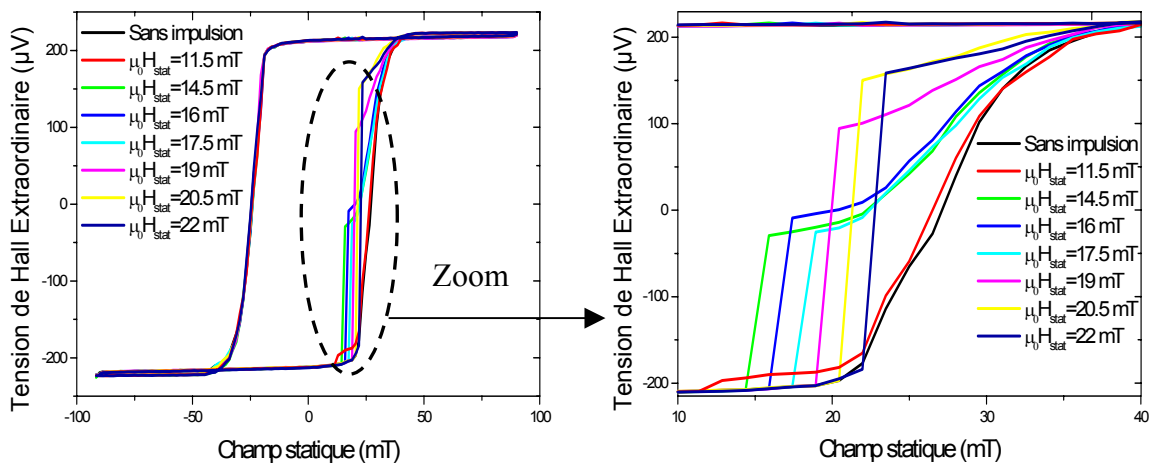


Fig. 15 : Retournement par une seule impulsion de durée $T_p = 10$ ns appliquée à l'instant t où le champ statique atteint sa valeur H_{stat} . La microbobine génère un champ de 32 mT.

Ces mesures montrent que l'impulsion provoque une nucléation dans l'échantillon (transition très abrupte). Le renversement de l'aimantation s'achève ensuite par la propagation de domaine après l'extinction de H_{Pulse} . La surface de la partie retournée augmente avec l'augmentation de H_{stat} et la durée des impulsions.

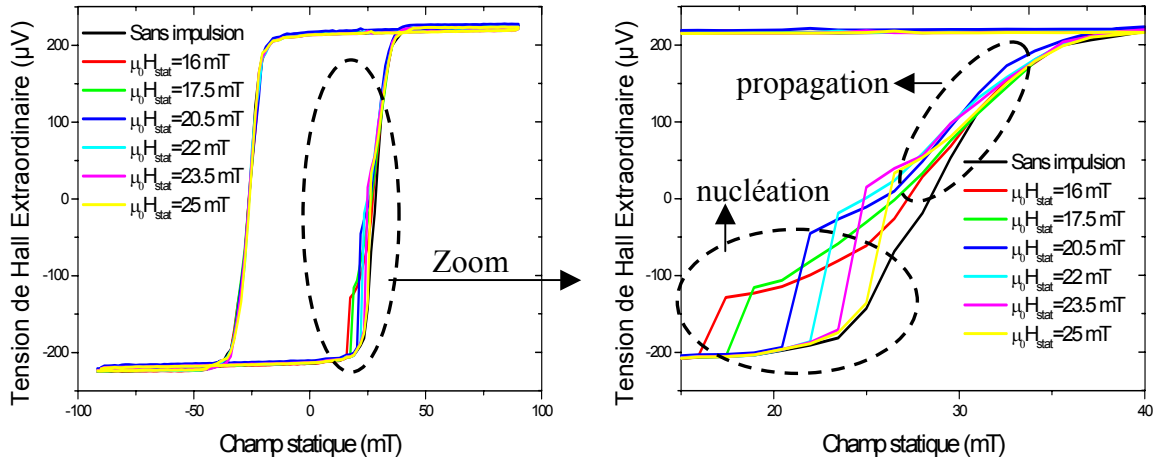


Fig. 16 : Retournement par une seule impulsion de durée $T_p=2$ ns appliquée à l'instant t où le champ statique atteint sa valeur H_{stat} . La microbobine génère un champ de 32 mT.

III.2.b Probabilité de retournement par impulsion

Dans mon cas le retournement de l'aimantation par des impulsions est probabiliste (Fig. 17). La figure 17 représente 50 mesures de la tension de Hall (dans les mêmes conditions) suite à l'application d'un champ statique $\mu_0 H_{stat}=33$ mT et une impulsion du champ de durée $T_p=10$ ns. Pour ces mesures, l'échantillon est négativement saturé avant chaque mesure et un champ magnétique statique H_{stat} positif est appliqué. Un champ d'impulsion (une seule impulsion) d'amplitude 32 mT et de durée 10 ns est ensuite déclenché et la tension de Hall est mesurée après l'impulsion. Ces expériences ont été répétées 50 fois.

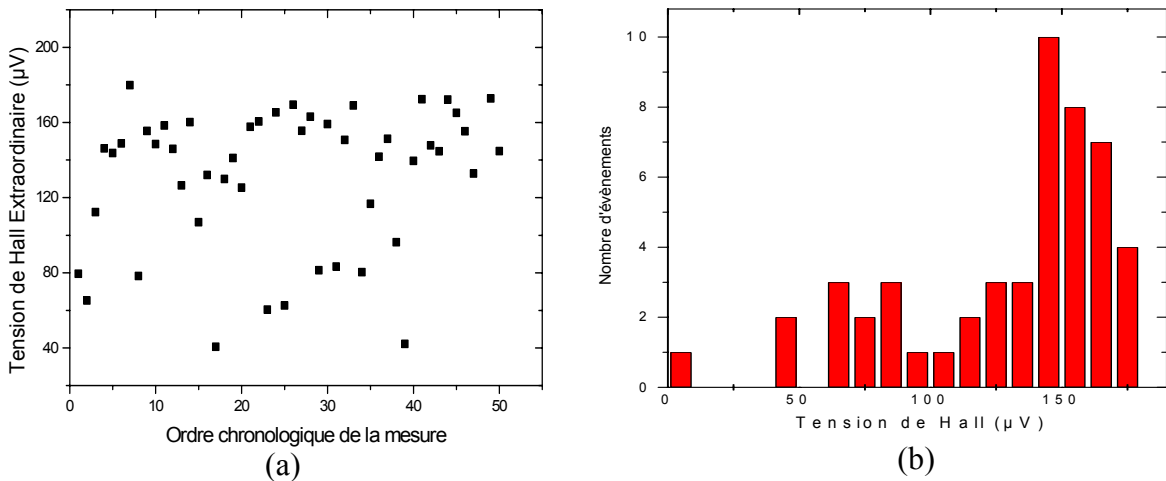


Fig. 17 : (a) Ordre chronologique et (b) histogramme de 50 mesures de la tension de Hall suite à l'application d'un champ $\mu_0 H_{stat}=33$ mT et une impulsion du champ d'amplitude 32 mT et de 10 ns de durée. Pour chaque mesure, l'échantillon est saturé négativement en champ maximum avant d'appliquer le champ statique et l'impulsion dans la direction de la saturation positive. La saturation de l'échantillon correspond à une tension de Hall de ± 215 μV .

Puisque le retournement thermiquement activé de l'aimantation est un processus aléatoire, seule la probabilité de renversement peut être définie pour certains paramètres tels que le temps, le champ magnétique et la température. Pour cela, la probabilité de retournement $P(t)$ ($P(t)$ =nombre d'évènements pour avoir une variation ΔV_{EHV} (Fig. 18) divisé par 50) est ensuite mesurée en fonction de H_{stat} . Le faible effet des champs d'impulsion pour des durées plus faibles a limité les expériences à des durées de 10 ns. Cette impulsion a le même effet que celui qui peut produire un champ statique d'environ 2 mT.

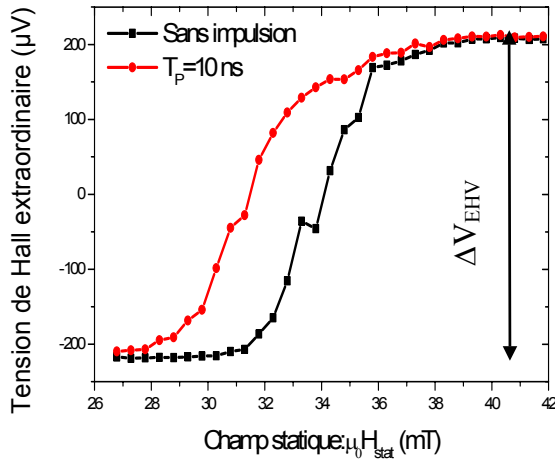


Fig. 18 : Tension de Hall extraordinaire moyenne due à l'application d'une impulsion du champ du 10 ns et d'amplitude 32 mT. La probabilité de retournement est calculée en divisant le nombre d'évènements qui correspond à une variation ΔV_{EHV} par 50.

Afin de déterminer un temps τ caractéristique de retournement, ces mesures de probabilité $P(t)$ ont été utilisées pour calculer τ en remplaçant $t=10$ ns dans l'équation (8). Cette équation est utilisée pour une description phénoménologique de mes résultats expérimentaux.

$$P(t) = 1 - e^{-t/\tau} \quad (8)$$

où t : est le temps de retournement, τ est le temps caractéristique de retournement et $P(t)$ est la probabilité de retournement pendant le temps t .

L'inverse de ce temps ($1/\tau$) varie linéairement avec le champ appliqué, comme il a été trouvé dans certaines expériences [4,5,6], selon l'équation (9) (Fig. 19).

$$\tau = \frac{S_W}{\mu_0(H_{stat} + H_{Pulse} - H_0)} \quad (9)$$

où S_W est la vitesse de retournement.

L'ajustement de la partie linéaire des résultats (Fig. 19) donne un $\mu_0 H_0 = 61$ mT et une vitesse de retournement $S_W = 23.1$ ns.mT (Fig. 23b). Comparée au permalloy ($S_W = 12$ ns.mT) [7], cobalt ($S_W = 40$ ns.mT) et au $\text{CoCr}_{10}\text{Ta}_4$ ($S_W = 37.7$ ns.mT) cette valeur est dans la marge où le retournement est dominé par nucléation.

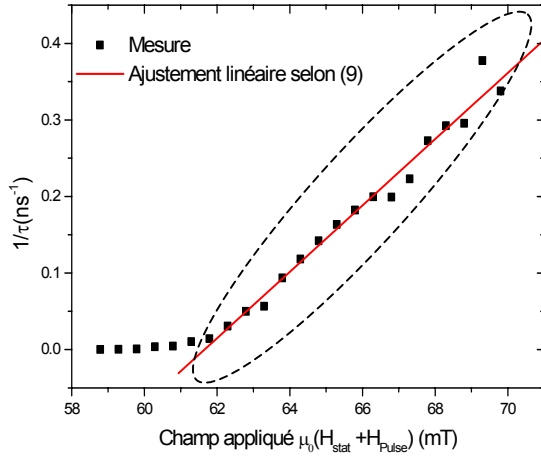


Fig. 19 : Inverse du temps caractéristique τ de retournement en fonction du champ total appliqué ($H_{\text{stat}} + H_{\text{pulse}}$). Ce temps est déterminé à partir de l'équation (8) en prenant $t=10$ ns (probabilité de retourner en 10 ns). La partie entourée par les traits en pointillés est ajustée par l'équation (9). $\mu_0 H_{\text{pulse}} = 32$ mT

Pour l'échantillon dont le cycle d'hystérésis est représenté sur la figure 10a et où le champ d'impulsion généré est égal à 53 mT, la probabilité de retournement de l'aimantation ($P(t)$ =nombre d'évènements pour avoir une variation égale à 80% de ΔV_{EHV} divisé par 50) par une seule impulsion de durée T_p ($4 \text{ ns} \leq T_p \leq 10 \text{ ns}$) a été mesurée (Fig. 20a). La procédure expérimentale est similaire à celle décrite ci-dessus sauf que l'échantillon cette fois est saturé positivement et le retournement correspond au passage vers l'état de saturation négative de l'aimantation. Cette probabilité augmente avec l'augmentation de la durée d'impulsion et du champ statique. Le champ minimal de retournement qui correspond à une probabilité certaine ($P(T_p)=1$) varie linéairement en fonction de l'inverse de la durée de l'impulsion (Fig. 20b). L'ajustement par l'équation (9) en remplaçant par $\tau=T_p$ conduit à une vitesse de retournement $S_W=15.1 \text{ ns.mT}$. Cette valeur est proche de celle mesurée ci-dessus.

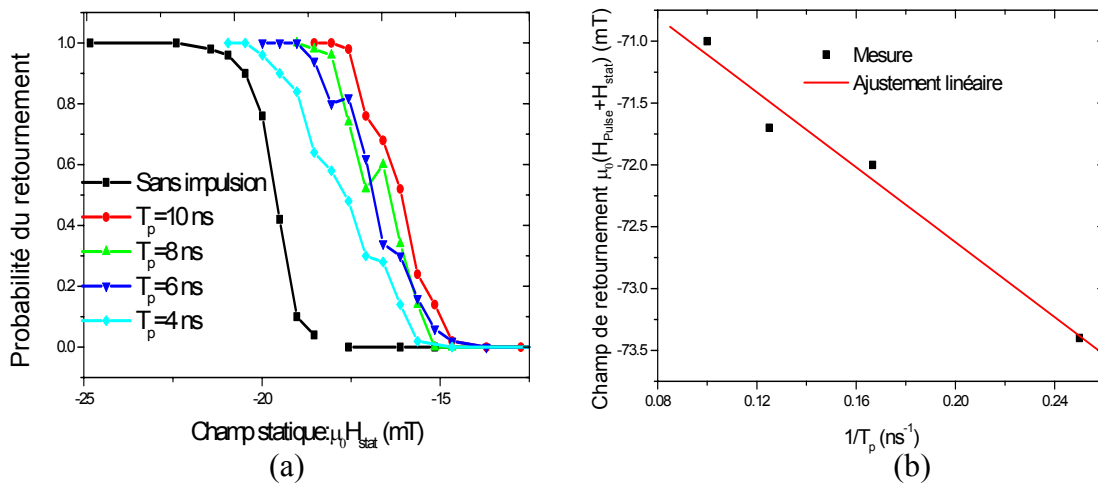


Fig. 20 : (a) Probabilité de retournement par une seule impulsion de durée T_p et d'amplitude 53 mT et (b) Champ total appliqué ($H_{\text{stat}} + H_{\text{pulse}}$) en fonction de T_p . Ce champ correspond au champ minimal pour avoir une $P(T_p)=1$. $P(t)$ =nombre d'évènements pour avoir une variation égale à $80\% \Delta V_{EHV} / 50$ (ΔV_{EHV} est la différence entre les tensions de Hall qui correspondent aux deux états de saturation).

IV. Conclusion

- Pour étudier le retournement précessionnel de l'aimantation dans des nanostructures de Co/Pt à forte anisotropie (plus de 0.32 T) avec l'effet Hall extraordinaire le champ d'anisotropie doit être diminué à 48 mT par exemple par irradiation. Dans ce cas, le signal de Hall extraordinaire hyperfréquence maximal devrait être égal à 65 μV dans le cas des échantillon à CPW.
- Les mesures résolues en temps n'ont pas permis de détecter le signal hyperfréquence, correspondant à la variation temporelle de l'aimantation, induit par le champ d'impulsion. Ceci est dû au crosstalk et à la forte résistance DC des bras de tension de la croix due à la faible épaisseur des multicouches de Co/Pt. L'augmentation de cette épaisseur nécessite la ré-optimisation de leur condition de dépôt.
- Pour les échantillons à microbobine, des mesures de retournement par des impulsions de très faibles durées assistées par des champs statiques ont été faites. Le champ d'impulsion aide au retournement en induisant des nucléations.
- Dans les expériences mesurant les cycles d'hystérésis quasi-statiques où l'impulsion du champ est appliquée en permanence durant toute la mesure du cycle, le décalage en champ coercitif augmente avec l'augmentation de la durée et de la fréquence de répétition de l'impulsion. Il varie linéairement avec l'amplitude de l'impulsion. Deux régimes de retournement qui se coupent à des durées de 1 ns ont été remarqués.
- Dans le cas des retournements avec une seule impulsion, la probabilité de retournement a été mesurée. Elle augmente avec l'augmentation de la durée de l'impulsion. Le temps caractéristique de retournement varie linéairement en fonction du champ statique et des vitesses de retournement de 23.1 ns.mT ont été obtenues. Ces vitesses sont similaires à celles rapportées pour des retournements dominés par nucléation.
- Le champ minimal H nécessaire pour avoir une probabilité de retournement égale à un varie linéairement en fonction de l'inverse de la durée des impulsions ($1/\tau \propto H-H_0$).

Références

- [1] Chappert C, Bernas H, Ferre J, Kottler V, Jamet JP, Chen Y, Cambril E, Devolder T, Rousseaux F, Mathet V, and Launois H, *Science* 280, 1919 (1998).
- [2] H. W. Schumacher, C. Chappert, P. Crosat, R. C. Sousa, P. Freitas, and M. Bauer, *Appl. Phys. Lett.* 80, 3781 (2002).
- [3] H. W. Schumacher, C. Chappert, R. C. Sousa, P. Freitas, J. Miltat, and J. Ferré, *J. Appl. Phys.* 93, 7290 (2003).
- [4] N. D. Rizzo, M. DeHerrera, J. Janesky, B. Engel, J. Slaughter, and S. Tehrani, *Appl. Phys. Lett.* 80, 2335 (1999).
- [5] R. F. M. Thornley, *IEEE Trans. Magn.* 11, 1197 (1975).
- [6] W. D. Doyle and L. He, *IEEE Trans. Magn.* 29, 3634 (1993).
- [7] M. Bonfim, G. Ghiringhelli, F. Montaigne, S. Pizzini, N. B. Brookes, F. Petroff, J. Vogel, J. Camarero, and A. Fonatine, *Phys. Rev. Lett.* 86, 3646 (2001).

Conclusions générales et perspectives

L'étude de la dynamique ultra rapide de l'aimantation dans des nanostructures de Co/Pt à forte anisotropie perpendiculaire constitue l'essentiel de ce mémoire. Il m'a paru fondamental d'aborder cette thématique sous un double aspect théorique et expérimental.

L'approche théorique m'a permis de développer un calcul macrospin pour le retournement de l'aimantation assisté par un champ d'échange dans le plan de l'échantillon. Ce champ d'échange réduit significativement le champ magnétique d'impulsion appliqué dans le plan ou perpendiculairement au plan de l'échantillon. Dans ce dernier cas où la réécriture directe est possible, le gain en champ appliqué peut être utilisé pour augmenter la densité d'enregistrement magnétique sur disques durs de 24% en ayant recours à des matériaux à plus forte anisotropie magnétique. Il a été montré aussi que cette stratégie nécessite des champs d'échange au moins égaux à 13% du champ d'anisotropie effective. Cependant, les valeurs de champ d'échange supérieures à 25% de champ d'anisotropie effectif sont sans un grand intérêt pour la densité et ne peuvent servir que pour améliorer le temps de retournement du fait des grands angles entre le champ appliqué et l'aimantation. Le grand intérêt de cette stratégie est le retournement précessionnel qui peut conduire à des retournements très rapides.

Pour des champs d'impulsion appliqués dans le plan de l'échantillon, les calculs théoriques partant de l'équation LLG (en négligeant l'amortissement) ont conduit à des solutions analytiques pour la fréquence de précession, l'évolution temporelle de l'aimantation et pour les temps de retournement. Ces derniers pourraient être inférieurs à 100 ps pour des multicouches de Co/Pt. Contrairement au champ minimal de retournement qui diminue avec la diminution de l'angle entre le champ appliqué et le champ d'échange (pour des angles compris entre 0° et 90°), ces temps de retournement sont très peu dépendants de l'angle entre le champ appliqué et le champ d'échange. Malheureusement, la ré-écriture directe n'est pas possible dans ce cas.

L'aspect expérimental peut être subdivisé en deux parties. La première concerne la conception, la réalisation et la caractérisation des échantillons. Quant à la seconde, elle est dédiée à la caractérisation de la dynamique rapide de l'aimantation dans ces structures avec effet Hall extraordinaire.

La partie conception avait pour but de proposer et de choisir les matériaux et les structures adéquats en tenant compte du matériel dont on dispose au laboratoire pour faire des échantillons qui doivent contenir les niveaux suivants :

1- Un niveau d'excitation, adapté à 50Ω , capable de générer des champs magnétiques d'impulsion (dans le plan au perpendiculairement au plan de l'échantillon) de très courte durée et d'amplitude supérieure à 10 mT.

- 2- Une couche excitée : une nanostructure magnétique de forte anisotropie perpendiculaire.
- 3- Une couche d'isolation à mettre entre les niveaux 1 et 2.
- 4- Des contacts et des lignes pour la mesure résolue en temps de l'aimantation de la nanostructure qui doivent être adaptées à 50Ω et avoir aussi une large bande.

Les échantillons adoptés utilisent des lignes coplanaires pour l'excitation et la mesure de la réponse de l'aimantation des nanostructures de Co/Pt, en forme de croix, isolées par une couche de silice par rapport au niveau d'excitation. La partie centrale du niveau d'excitation peut être une ligne coplanaire (CPW) de faible largeur ou une microbobine pour créer respectivement des champs magnétiques dans le plan ou perpendiculaire au plan de l'échantillon.

Quatre procédés technologiques, pour la fabrication de ces échantillons hyperfréquences, ont été testés et comparés entre eux. Ces tests ont montré que les procédés de gravure combinés avec la lithographie électronique pour la réalisation de la microbobine (ou la partie centrale rétrécie de la ligne coplanaire) et la croix sont nécessaires. Ce procédé présente un taux élevé de réussite des échantillons. Les épaisseurs des différents niveaux ont été choisies pour avoir un compromis entre les faibles pertes qui demandent des grandes épaisseurs et les contraintes technologiques qui visent des épaisseurs qui croissent d'un niveau à un autre sans dépasser celles des résines utilisées.

La caractérisation électrique des échantillons a révélé que les valeurs du champ magnétique généré par mes microcircuits, 1.9 à 3.2 Oe/mA pour les échantillons à microbobine et 1.3 pour ceux à CPW, sont très satisfaisantes. Leur largeur de bande qui varie entre 14 GHz et 20 GHz est principalement dégradée par la forte résistance DC due aux faibles épaisseurs des lignes. Pour des épaisseurs de 100 nm, l'atténuation due à la résistance DC dépasse 2 dB. Quant à la résistivité de Hall extraordinaire mesurée, elle varie entre 0.1 et $0.77 \mu\Omega\text{cm}$ selon les conditions de dépôt et le procédé de fabrication utilisé.

Des circuits équivalents pour les échantillons en basses fréquences ont été établis. Ils permettent d'évaluer la résistance DC (l'épaisseur des lignes) correspondante au plus petit coefficient de transmission qu'on désire avoir dans la bande de fréquence du travail. Dans le cas des dépôts d'aluminium faits par évaporation, des épaisseurs de l'ordre de 370 nm sont nécessaires pour avoir une transmission de 95%. De telles épaisseurs sont possibles pour des procédés où la croix est enterrée.

Des nouvelles structures, en guise de l'amélioration des performances des circuits, ont été proposées et testées. Elles améliorent significativement le crosstalk (diminution de 36%) et la transmission.

Pour la partie caractérisation de la dynamique ultra rapide, les calculs ont révélé que l'étude de retournement par précession de l'aimantation dans des nanostructures de Co/Pt à forte anisotropie (de 0.32 T) nécessite la diminution de celle-ci à 48 mT par irradiation par exemple. Dans ce cas, le signal Hall extraordinaire hyperfréquence maximal est égal à 65 μV . Les mesures résolues en temps ont montré qu'il est impossible de détecter le signal hyperfréquence, correspondant à la variation temporelle de l'aimantation, induit par le champ d'impulsion. Ceci est à cause de la forte résistance DC des bras de tension de la croix due au faible épaisseur des multicouches Co/Pt. L'augmentation de cette épaisseur nécessite l'optimisation de leurs conditions de dépôt.

Pour les échantillons à microbobine, des mesures de retournement par des impulsions de très faibles durées assistés par des champs statiques ont été faites. Le champ d'impulsion aide au retournement par nucléation. Dans les expériences mesurant les cycles d'hystérésis quasi-statiques où l'impulsion du champ est appliquée en permanence durant toute la mesure du cycle, le décalage en champ coercitif augmente avec l'augmentation de la durée et de la fréquence de répétition de l'impulsion. Il varie linéairement avec l'amplitude de l'impulsion. Deux régimes de retournement qui se coupent à des durées de 1 ns ont été remarqués.

Dans le cas des retournements avec une seule impulsion, la probabilité de retournement a été mesurée. Elle augmente avec l'augmentation de la durée de l'impulsion. Le temps caractéristique de retournement varie linéairement en fonction du champ total (statique+ impulsion) et des vitesses de retournement de 23.1 ns.mT ont été obtenues. Ces vitesses correspondent à un retournement par nucléation.

Le champ statique minimal nécessaire pour avoir un retournement certain (probabilité égale à 1) varie linéairement en fonction de l'inverse de la durée des impulsions.

En perspective, les nanostructures des échantillons utilisant des microbobines doivent être irradiées afin de faire des mesures de retournement avec une seule impulsion sans appliquer des champs statiques. L'ajustement des champs de retournement avec les modèles théoriques existants permettra de mieux comprendre la physique de la dynamique rapide et de déterminer la constante d'amortissement du Co/Pt.

En termes d'optimisation des échantillons, les dimensions (rayons et gap) de la microbobine et de la croix peuvent être réduites à la moitié afin de générer plus de champ et faire des mesures plus propres.

Annexe 1 : Expressions des fréquences de précession, de l'évolution temporelle de l'aimantation et de temps de retournement.

1. NOTATION	142
2. EXPRESSIONS DES TRAJECTOIRES DE L' AIMANTATION.....	142
3. EXPRESSION DE CHAMP MINIMAL DE RETOURNEMENT	143
4. EVOLUTION TEMPORELLE DE L' AIMANTATION, FREQUENCE DE PRECESSION ET TEMPS DE RETOURNEMENT	143

Cette annexe est consacrée aux expressions analytiques du champ minimal de retournement, des temps de retournement, des fréquences de précession et de la variation temporelle de l'aimantation dans le cas où $\theta=90^\circ$ et $0^\circ \leq \phi \leq 360^\circ$ (Fig. 1).

1. Notation

Pour simplifier les calculs, on se place dans le système d'axe $(x'y'z)$ où le champ \mathbf{H}_1 (résultant de la somme vectorielle de \mathbf{H} et \mathbf{H}_{exc}) coïncide avec l'axe y' par exemple. Ceci est obtenu par la rotation du système (xyz) d'un angle ψ (Fig. 1). Les composantes d'aimantation dans le nouveau système d'axe sont données par :

$$\begin{pmatrix} m_x' \\ m_y' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \psi & -\sin \psi \\ \sin \psi & \cos \psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \end{pmatrix} \text{ et } \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \psi & \sin \psi \\ -\sin \psi & \cos \psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_x' \\ m_y' \end{pmatrix} \quad (1)$$

où: $\cos \psi = \frac{h \sin \phi}{h_1}$, $\sin \psi = \frac{h_{exc} + h \cos \phi}{h_1}$

et $h_1^2 = h^2 + h_{exc}^2 + 2hh_{exc} \cos \phi$

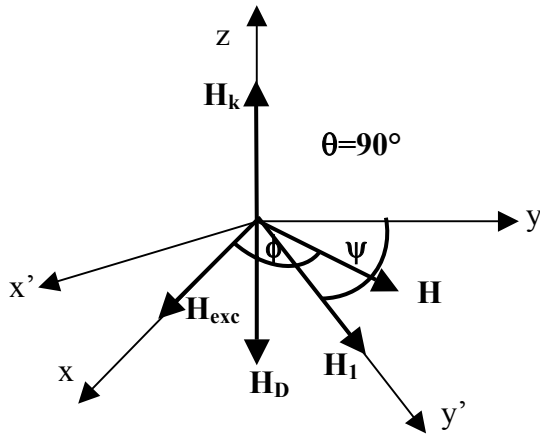


Fig. 1: Géométrie de la structure à étudier. Le champ appliqué est dans le plan (xy) faisant un angle ϕ avec l'axe x . Le système $(x'y'z)$ est la rotation du système (xyz) d'un angle ψ . H_1 est le champ résultant de la somme vectorielle de H et H_{exc} . θ est l'angle ente le champ appliqué H et l'axe z .

2. Expressions des trajectoires de l'aimantation

Le but de cette section est de tirer les expressions des trajectoires de l'aimantation pour les différentes orientations ϕ du champ appliqué. La réécriture de l'équation LLG, dans le système $(x'y'z)$, sous la condition des pertes négligeables donne:

$$\dot{m}_x' = \gamma_0 M_s (h_1 - h_k^{eff} m_y') m_z \quad (2)$$

$$\dot{m}_y' = \gamma_0 M_s h_k^{eff} m_x' m_z \quad (3)$$

$$\dot{m}_z = -\gamma_0 M_s h_1 m_x' \quad (4)$$

La trajectoire de l'aimantation dans le plan $(x'y')$ est obtenue en éliminant m_z entre les équations (2) et (3).

$$m_x'^2 = (m_y' - \frac{h_1 - h}{h_k^{eff}})(\frac{h_1 + h}{h_k^{eff}} - m_y') = (m_y' - x_1)(x_2 - m_y') \quad (5)$$

De la même façon, en utilisant les équations (3) et (4), la trajectoire de l'aimantation dans le plan (y'z) est obtenue.

$$m_z'^2 = \frac{2h_1}{h_k^{eff}} \left(\frac{h_k^{eff^2} + h_{exc}^2 + 2hh_{exc} \cos\phi}{2h_k^{eff} h_1} - m_y' \right) = \frac{2h_1}{h_k^{eff}} (x_3 - m_y') \quad (6)$$

Les trajectoires dans le système (xyz) sont obtenues en inversant les équations (5) et (6) dans (1).

3. Expression de champ minimal de retournement

Selon les équations (3) et (4), m_y' et m_z admettent des valeurs extrêmes quand $m_x'=0$. En utilisant l'équation (5) et la condition de conservation d'énergie ($1 = m_z'^2 + m_x'^2 + m_y'^2$), les minima de m_z sont (pour $h \leq h_{sw}^{min}$):

$$m_z = \pm \sqrt{1 - x_2^2} \quad (7)$$

Dans la structure étudiée ici, m_z est symétrique par rapport au plan (x'y'). Il en résulte qu'à $h = h_{sw}^{min}$, $m_z=0$ est un minimum. En égalisant l'équation (7) à 0, l'expression du champ minimal de retournement est :

$$h_{sw}^{min} = \frac{h_k^{eff^2} - h_{exc}^2}{2(h_k^{eff} + h_{exc} \cos\phi)} \quad (8)$$

4. Evolution temporelle de l'aimantation, fréquence de précession et temps de retournement

Le remplacement par les équations (5) et (6) dans (3) conduit à l'équation différentielle suivante de m_y' :

$$\dot{m}_y' = \pm \gamma_0 M_s \sqrt{2h_k^{eff} h_1 (m_y' - x_1)(x_2 - m_y')(x_3 - m_y')} \quad (9)$$

Cette équation, dont x_1 est le minimum de m_y' et x_2 ou x_3 est son maximum respectivement pour des valeurs de champ appliqué inférieures (x_2) ou supérieures (x_3) à h_{sw}^{min} , doit être réelle pour toutes les valeurs du champ appliqué.

Intéressons nous au cas de larges angles de précessions ($h > h_{sw}^{min}$). Par séparation et par un changement de variable convenable, l'équation (9) se transforme en :

$$\frac{d\varphi}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi}} = \pm \gamma_0 M_s \sqrt{2h_k^{eff} h_1 (x_2 - x_1)} dt \quad (10)$$

Pour obtenir (10), on met :

$$m_{y'} - x_1 = (x_3 - x_1) \sin^2 \varphi \quad (11)$$

$$x_3 - m_{y'} = (x_3 - x_1) \cos^2 \varphi \quad (12)$$

$$x_2 - m_{y'} = (x_2 - x_1)(1 - k^2 \sin^2 \varphi) \quad (13)$$

$$\text{où } k^2 = \frac{x_3 - x_1}{x_2 - x_1}$$

La valeur initiale, x_4 , de $m_{y'}$, dans le système $(x'y'z)$, est obtenue en remplaçant par $m_x = h_{exc}/h_k^{eff}$ et $m_y = 0$ (équation (2) du chapitre II) dans l'équation (1). Elle est donnée par :

$$x_4 = \frac{h_{exc}(h_{exc} + h \cos \phi)}{h_k^{eff} h_1}$$

Selon la référence [1] :

$$\int_0^\varphi \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi}} = sn^{-1} \left[\sqrt{\frac{m_{y'} - x_1}{x_3 - x_1}}, k \right] \quad (14)$$

sn est la fonction sinus de l'intégrale elliptique du premier type et sn^{-1} est sa fonction inverse.

L'intégration de l'équation (10) entre $t_I = 0$ ($m_{y'} = x_4$) et l'instant t ($m_{y'} = m_{y'}(t)$) et l'utilisation des équations (11), (12), (13) et (14) donnent :

$$m_{y'}(t) = (x_3 - x_1) sn^2 \left[u + sn^{-1} \left(\sqrt{\frac{x_4 - x_1}{x_3 - x_1}}, k \right), k \right] + x_1 \quad (15)$$

$$\text{où: } u = \gamma_0 M_s \sqrt{\frac{h_k^{eff} h_1 (x_2 - x_1)}{2}} t$$

L'aimantation est périodique et sa période est reliée à l'intégrale elliptique complète.

$$K = K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi}} \quad (16)$$

La période de la précession de m_z est donnée par :

$$T = \frac{4K(k)}{\gamma_0 M_s \sqrt{\frac{h_k^{eff} h_1 (x_2 - x_1)}{2}}} \quad (17)$$

Comme je l'avais mentionné dans le chapitre II, le temps de retournement est inférieur à une demi-période de la précession ($0 \neq \phi$). Pour avoir des retournements ultra rapides, l'impulsion du champ doit être coupée au moment où m_z est aux alentours de sa position d'équilibre (point C de la Fig. 9c : chapitre II, si l'aimantation est initialement en A). Ce temps est alors donné par :

$$T_{sw} = 2 \frac{K(k) - sn^{-1} \left[\sqrt{\frac{x_4 - x_1}{x_2 - x_1}}, k \right]}{\gamma_0 M_s \sqrt{h_k^{eff} h_1 \frac{x_2 - x_1}{2}}} \quad (18)$$

Pour avoir l'équation (18), il faut intégrer l'équation (10) entre $m_{y'}=x_4$ (ce qui correspond à $m_z = \sqrt{1 - \frac{h_{exc}^2}{h_k^{eff2}}}$) et $m_{y'}=x_3$ (ce qui correspond à $m_z=0$) en tenant en compte des équations (14) et (16).

Pour le cas de petites oscillations ($h < h_{sw}^{min}$) et en utilisant la même technique décrite ci dessus, l'expression de l'évolution temporelle de l'aimantation est alors donnée par :

$$m_{y'}(t) = (x_2 - x_1) sn^2 \left[u' + sn^{-1} \left(\sqrt{\frac{x_4 - x_1}{x_2 - x_1}}, \frac{1}{k} \right), \frac{1}{k} \right] + x_1 \quad (19)$$

et la période correspondante est:

$$T' = \frac{2K(1/k)}{\gamma_0 M_s \sqrt{h_k^{eff} h_1 \left(\frac{x_3 - x_1}{2} \right)}} \quad (20)$$

$$\text{où: } u' = \gamma_0 M_s \sqrt{\frac{h_k^{eff} h_1 (x_3 - x_1)}{2}} t \quad (21)$$

[1] E. P. Adams, Smithsonian mathematical formulae and tables of elliptic functions (Smithsonian, Washington 1939).

Annexe 2 : Techniques de la microfabrication

1. Nettoyage	147
2. Techniques de dépôt	147
2.a Dépôt par évaporation	147
2.b Pulvérisation cathodique.....	148
2.c Dépôt par PECVD.....	149
3. Gravure	150
3.a Gravure chimique.....	151
3.b Gravure physique	151
3.c Gravure ionique réactive (RIE).....	152
4. Lithographie	152
4.a Lithographie optique	153
4.a.1 L' enrésinement.....	153
4.a.2 Recuit et exposition.....	154
4.a.3 Développement.....	154
4.b lithographie électronique	155
4.b.1 Procédure d'alignement pour la lithographie électronique	156
5. Lift-off	157

Dans cette partie, je rappelle le principe des méthodes microélectroniques que j'ai utilisées lors de la fabrication de mes échantillons ainsi que leurs conditions et paramètres d'utilisation.

1. Nettoyage

L'étape préalable et nécessaire à toute croissance de couches, qu'elles soient métalliques, isolantes ou semi-conductrices, consiste en un nettoyage du substrat. Cette étape joue un rôle très important dans la détermination des propriétés de transport de l'échantillon. Le nettoyage permet d'obtenir des surfaces aussi exemptes que possible de matériaux indésirables qui pourraient perturber la croissance.

Dans notre cas nous utilisons des substrats saphir orientés (0001) de dimensions 1 cm^2 et d'épaisseurs $500 \text{ }\mu\text{m}$.

Les différentes étapes de nettoyage consistent en un dégraissage qui a pour but d'éliminer les résidus organiques présents sur la surface du substrat. Ces étapes sont décrites ci-dessous [1] :

- RBS (1/3) + eau desionisée (DI) (2/3) aux ultra sons pendant 1h30
- Trichloréthylène bouillant pendant 10 minutes puis aux ultra sons pendant 15 minutes
- Propanol bouillant pendant 10 minutes puis aux ultra sons pendant 15 minutes
- Méthanol bouillant pendant 10 minutes puis aux ultra sons pendant 15 minutes
- Rinçage à l'eau DI contenant des bulles d'azote pendant 30 minutes
- Changement de l'eau et passage aux ultra sons pendant 15 minutes
- Changement de l'eau et passage aux ultra sons pendant 10 minutes
- Séchage à l'azote gazeux

Avant l'introduction dans les bâtis de dépôt on les nettoie avec solution contenant NH_4OH (28%), H_2O_2 (30%) et H_2O (1 : 1 : 100) pendant 2 minutes et on les sèche à l'azote après un rinçage à l'eau DI.

2. Techniques de dépôt

2.a Dépôt par évaporation

Cette technique consiste à évaporer, sous vide, le matériau à déposer en le portant à haute température au dessus de son point de fusion de manière à le faire passer à l'état gazeux . Ce matériau est placé dans un creuset, généralement en tungstène (utilisé dans notre cas), tantale ou molybdène, en regard du substrat. Il est nécessaire que le vide soit suffisamment bon, de l'ordre de 10^{-7} mbar, pour que les atomes évaporés ne subissent pas de collisions en se déplaçant entre le creuset et le substrat.

Pour faire passer le solide à l'état gazeux, différentes méthodes peuvent être appliquées : en chauffant le creuset par un filament ou par bombardement au moyen d'un canon à électrons (méthode utilisée dans notre laboratoire). Dans le cas de la seconde méthode, le vide

doit être suffisamment bas pour éviter la dispersion du faisceau d'électron avec les atomes de gaz résiduel. Cette technique présente l'avantage d'éviter la contamination des couches déposées, alors que, par chauffage les atomes du creuset risquent de s'incorporer au matériau.

Une microbalance à quartz est présente dans le bâti, et permet de contrôler l'épaisseur de matériau déposé. Son principe est le suivant : un quartz piézoélectrique est métallisé sur deux faces pour former un condensateur. L'une de ces faces est en regard du creuset de manière à ce qu'une partie du matériau évaporé s'y dépose. Ce condensateur fait partie d'un circuit oscillant réglé à sa fréquence de résonance. Lorsque la quantité de matériau augmente, la fréquence d'oscillation du circuit est modifiée. On peut alors déduire de la variation de fréquence de résonance du quartz l'épaisseur de matériau déposé. La microbalance à quartz permet en fait de déterminer la masse de matériau déposé. Si on connaît la densité du matériau, on peut alors en déduire l'épaisseur. Un étalonnage de la balance, dans un bâti donné, à conditions de dépôt fixées est donc nécessaire.

Les couches déposées par évaporation sont généralement de très bonne qualité car elles sont peu contaminées. Les atomes évaporés sont très peu énergétiques ce qui crée peu de défaut en surface du substrat et permet d'obtenir une interface de bonne qualité, mais entraîne un mauvais accrochage des couches.

Les conditions utilisées au cours de cette thèse pour le dépôt d'aluminium par évaporation à canon électronique sont représentées dans le tableau 1 :

Pression résiduelle	Courant de filament	Courant d'émission	Pression de dépôt
5.10^{-10} bar	22 A	30 mA	$8 \cdot 10^{-9}$ bar

Tableau 1 : Conditions de dépôt d'aluminium par évaporation à canon électronique sur un bâti Riber.

2.b Pulvérisation cathodique

C'est la technique d'élaboration de couches métalliques la plus répandue. Elle est appréciée pour sa rapidité de mise en œuvre, sa flexibilité, la possibilité de faire varier rapidement un grand nombre de paramètres de dépôt. Par ailleurs, elle est utilisée industriellement ce qui facilite les transferts de technologies lorsque l'on a découvert un matériau possédant une propriété intéressante pour des applications. Elle permet le dépôt de matériaux aussi bien que d'isolants.

En pulvérisation cathodique, on travaille communément avec une pression résiduelle dans la gamme de 10^{-11} à 10^{-9} bar. Dans cette technique, un gaz inerte, le plus souvent l'Argon, est introduit dans l'enceinte par une microfuite et réglé à une pression de travail entre 5×10^{-7} et 2×10^{-5} bar. Ce gaz est ionisé sous l'effet d'un fort champ électrique. Les ions Argon sont alors

attirés vers une cible constituée du matériau que l'on veut déposer. Le bombardement par ces ions relativement lourds arrache des atomes de la cible. Ces derniers se propagent à travers le plasma et le gaz neutre et se condensent sur un substrat placé en regard de la cible.

Dans le cas des cibles métalliques, on attire les ions vers la cible en appliquant un potentiel négatif constant sur la cible (mode DC). Quant aux matériaux isolants, on ne peut pas utiliser cette technique car la surface de la cible se chargerait électrostatiquement très rapidement à un potentiel positif qui repousserait les ions positifs. On utilise alors la pulvérisation radiofréquence (RF) qui consiste à appliquer à la cible une tension radiofréquence (habituellement 13.56 MHz). Au cours d'une période RF, la cible est bombardée par les ions d' Ar^+ puis par les électrons (dans le reste de la période) qui neutralisent la charge laissée par les ions positifs. Ce mode offre des vitesses de dépôt plus faibles que le mode DC ce qui permet un bon contrôle de l'épaisseur.

Il existe de nombreuses variantes au principe très général de la pulvérisation cathodique. Certains systèmes fonctionnent en mode triodes, d'autres en modes diode ou diode magnétron. Les magnétrons sont très utilisés due de la grande vitesse de dépôt qu'ils autorisent et qui peut atteindre 10 nm/s. Leur principe consiste à concentrer le plasma au voisinage de la cible en utilisant des aimants dont les lignes de champ canalisent les charges électriques. Ceci permet d'augmenter considérablement la densité de plasma au voisinage de la cible et de renforcer ainsi le taux de bombardement de la cible.

2.c Dépôt par PECVD

Par définition, la technique de Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition (PECVD) est une technique où un ou plusieurs gaz réactifs sont utilisés pour former une couche isolante ou conductrice à la surface d'un substrat, sous assistance d'un plasma. C'est l'une des techniques dérivées du CVD. Son principe consiste à créer un flux de gaz réactifs et inertes dans la chambre de réaction. La réaction chimique de ces gaz forme le composé solide désiré. Les espèces volatiles formées lors de la réaction désorbent et sont évacuées de la chambre. La réaction chimique thermiquement activée en chauffant l'échantillon est aussi assistée par un plasma afin d'augmenter son rendement (Fig. 1). Ceci permet de garder le substrat à plus basse température et ainsi d'effectuer des dépôts sur des substrats n'ayant pas la résistance et la stabilité thermiques nécessaires.

Le plasma est généré en appliquant une tension radiofréquence à un gaz sous basse pression. Les électrons du plasma ont suffisamment d'énergie pour que lorsqu'ils entrent en collision avec les molécules de gaz, ils ionisent les gaz réactifs en phase gazeuse. Ces espèces, essentiellement des radicaux libres énergétiques, sont ensuite adsorbées par le substrat pour

former le dépôt. Cependant, le fait que des radicaux hautement réactifs soient formés peut entraîner quelques problèmes tels que la non stœchiométrie de l'échantillon. D'autres espèces chimiques indésirables telles que l'hydrogène, l'oxygène et l'azote sont incorporées aux films.

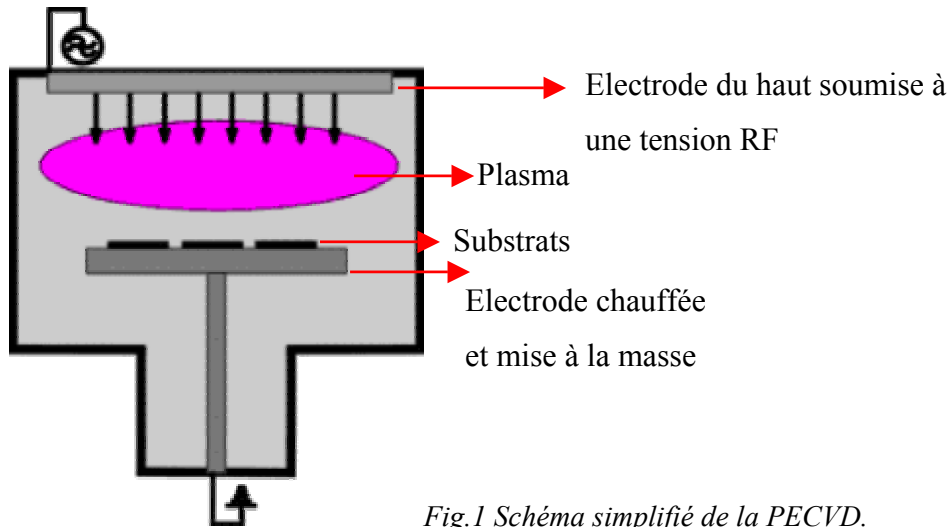


Fig.1 Schéma simplifié de la PECVD.

La PECVD présente l'avantage de pouvoir déposer des matériaux tels que le nitrure de silicium et la silice à basses températures, ce qui permet de les déposer sur des films pré-existant sur le substrat sans les affecter thermiquement. Elle est caractérisée aussi par la conformité de dépôt, c'est à dire que le film déposé recouvre bien les marches : il a la même épaisseur sur les parties verticales que sur les parties planes. Cet effet est lié à la nature chimique des dépôts par CVD. Cet aspect est d'un grand intérêt dans la fabrication de nos échantillons.

Dans notre cas nous déposons la silice (SiO_2) faisant intervenir le silane (SiH_4) et N_2O . Les conditions de dépôt sont résumées dans le tableau 2 :

Gazes utilisés	Débit de gaz	Pression du travail	Température	Puissance	Vitesse de dépôt
N_2O	330 sscm	66.5×10^{-5} bar	300 C°	60 W	500 Å/min
SiH_4	600 sscm				

Tableau 2 : Conditions de dépôt de silice par PECVD.

3. Gravure

Le terme gravure est employé pour décrire l'enlèvement d'une partie d'un matériau de manière localisée, afin de délimiter un motif particulier. En général, la partie qui ne doit pas être gravée est protégée par un masque. On distingue deux grandes familles de gravures : les gravures chimiques, isotropes et sélectives, et les gravures physiques, anisotropes et peu sélectives.

3.a Gravure chimique

C'est le type de gravure le plus utilisé. Cette technique consiste à plonger le substrat dans le bain adéquat pendant le temps nécessaire. Elle agit dans les directions horizontale et verticale. Il est alors nécessaire de connaître les vitesses de gravure dans les deux directions. Il faut également tenir compte, dans certains cas, de la vitesse de gravure du masque, qui peut modifier de manière non négligeable le motif à réaliser.

Son inconvénient est sa résolution limitée par le rapport entre la dimension latérale la plus petite de motif à graver et son épaisseur. Cette épaisseur doit être inférieure à la taille du motif vu l'isotropie de la gravure. Sa grande sélectivité est son avantage majeur. On peut aisément graver un matériau particulier sans affecter ceux qui l'environnent.

Dans mon cas, cette technique a été utilisée principalement pour graver l'aluminium. Cette gravure se fait à température ambiante par la solution commerciale 'gravure Aluminium' produite par la société 'Technic France' et disponible au sein du CEETAM. Cette solution est un mélange des acides phosphorique (73%), nitrique (3.1%) et acétique (3.3%). Mes tests de gravure ont révélé une vitesse de 8 Å/s à température ambiante.

3.b Gravure physique

Dans cette technique, un faisceau d'ions (plasma) de gaz rare, souvent l'Argon, bombarde l'échantillon pour arracher les atomes qui le composent. Ce plasma est amorcé par des électrons émis par une cathode et accélérés par le champ électrique de l'anode qui ionisent les atomes du gaz rare.

Ce type de gravure est anisotrope : elle grave dans la direction du faisceau d'ions. Elle paraît donc plus indiquée pour la réalisation de motifs de petites tailles que la gravure chimique. On peut également graver n'importe quel type de matériaux à des vitesses de gravure proches les unes des autres. Ce dernier point n'est pas forcément un avantage car un temps de gravure un peu trop long entraîne alors la destruction des couches inférieures.

Dans le cadre de ma thèse, j'ai utilisé un usinage ionique qui permet une gravure purement physique. Son principe de fonctionnement est détaillé en référence [2] et les conditions de gravure pour le Co/Pt sont données dans le tableau 3.

Pression du travail	Tension d'accélération	courant	Temps de gravure
2.10^{-7} bar	300 V	0.3mA/cm ²	2 minutes

Tableau 3 : Conditions de gravure des multicouches de Co/Pt par usinage ionique.

3.c Gravure ionique réactive (RIE)

La gravure ionique réactive est la technique de gravure sèche la plus utilisée. C'est une technique physico-chimique qui est basée sur la combinaison de l'activité chimique des espèces réactives générées dans un plasma avec les effets physiques par bombardement ionique. Le gaz le plus utilisé est le CF_4 .

L'échantillon subit un bombardement par les ions positifs, ayant des énergies entre 300 et 700 V. Ce bombardement est très fort du fait des basses pressions où se déroule l'opération de gravure (souvent 1.3×10^{-5} - 2.9×10^{-5} bar) et que la tension appliquée à l'échantillon est négative. La surface de l'échantillon est exposée simultanément aux bombardements ioniques et aux effets chimiques des radicaux existants dans le plasma. Ces derniers forment avec la surface de l'échantillon des composés volatiles.

En ajustant les paramètres du plasma, on peut passer d'une gravure isotrope à une gravure anisotrope et vice versa via la formation ou non (selon le cas) d'une couche de passivation. Cette couche se forme à priori sur toute la surface gravée mais le bombardement ionique directionnel peut permettre de la décaper en fond de gravure et pas sur les flancs ce qui entraîne une gravure anisotrope qui peut être parfaitement verticale. De même la sélectivité de la gravure est atteinte en ajoutant d'autres éléments au plasma comme l'oxygène ou l'hydrogène.

Cette technique a été utilisée dans ma thèse pour graver la silice avec les paramètres reportés dans le tableau 4 :

Gaz utilisés	Débit de gaz	Pression du travail	Température	Puissance	Vitesse de dépôt
SF_6	4 sscm	2.66 bar	20 C°	20 W	160 Å/min
CHF_3	20 sccm				

Tableau 4 : Conditions de gravure ionique réactive de la silice.

4. Lithographie

La lithographie est la reproduction d'un dessin appelé masque dans un film mince de résine, en exposant ce dernier à une source d'énergie dont il est sensible. Selon le type d'énergie utilisée pour l'insolation, il existe plusieurs types de lithographie : lithographie aux rayons X, électronique, optique, ...etc. Dans cette partie nous nous intéressons aux deux derniers types.

4.a Lithographie optique

Elle le type de lithographie le plus utilisé. Dans l'industrie, la fabrication des circuits intégrés est souvent exclusivement accomplie par la lithographie optique. Son avantage réside dans sa rapidité. Son inconvénient majeur est la faible résolution comparée à celle des lithographies par rayons X et électroniques. Les principales étapes de la lithographie optique sont :

4.a.1 L'enrésinement

La première étape en lithographie consiste à étaler un composé polymère appelé résine sur un substrat par centrifugation. L'épaisseur T de la résine déposée est donnée par [3] :

$$T = \frac{kC^\beta \eta^\gamma}{\omega^\alpha} \quad (1)$$

où : k est une constante de calibrage

C est la concentration de polymère en g/100 ml

η est la viscosité intrinsèque et ω est le nombre de tour en minutes.

A, β, γ sont des facteurs à déterminer.

La qualité de la résine déposée détermine la densité de défauts qui seront transférés aux motifs.

Les résines optiques sont principalement constituées d'un polymère, d'un solvant et d'une matière sensibilisante. Le polymère change de structure quand il est exposé aux radiations. Le solvant permet l'étalement de la résine et la construction d'une couche mince sur les substrats. La matière sensibilisante contrôle les réactions chimiques dans l'état polymère. Ces résines doivent satisfaire certains critères tels qu'une haute sensibilité, un grand contraste, une bonne résolution, une grande résistance à la gravure, une procédure d'utilisation facile et une grande température de transition vitreuse T_g . Cette dernière constitue la limite entre l'état plastique et l'état dur et fragile (comme le verre). Les résines sont considérées comme des verres pour des températures inférieures à T_g . Le solvant contenu dans la résine est facilement enlevé en la portant à des températures supérieures à T_g .

Il existe deux types de résines : négatives et positives. Dans ces dernières, la réaction photochimique durant l'exposition de la résine aux ultraviolets (UV) affaiblit la polymère en rendant la résine exposée plus soluble lors du développement. Pour les résines négatives, cette réaction durcit la polymère en le rendant moins soluble dans une solution du développement. Ces résines sont souvent obtenues en ajoutant certains produit à des résines positives (imidazole pour les familles des résines *SI8*) ou juste en ajoutant d'autres étapes au procédure d'utilisation des résines positives (*AZ5214* par exemple).

4.a.2 Recuit et exposition

Après l'enrésinement de l'échantillon, la résine contient toujours jusqu'à 15% du solvant et peut induire des contraintes sur le substrat. Ce dernier est alors recuit à des températures supérieures à T_g (75-120 C°) pendant quelques minutes afin d'évacuer le solvant et d'améliorer l'adhésion entre la résine et le substrat. Pour plus d'informations sur le recuit, je renvoie le lecteur aux références [4, 5].

Les substrats sont ensuite transférés dans un système d'exposition où ils sont bien alignés avec le masque, contenant les motifs à reproduire, en se servant des coins des substrats ou des motifs déjà existant sur le substrat. Ce dernier est insolé par une source de lumière ultraviolette (monochromatique) d'intensité fixe pendant un temps t pour reproduire les images du masque sur la résine. Selon le type de cette dernière, la lumière durcit ou affaiblit les liaisons entre les molécules de polymère. Le temps d'insolation est une fonction de la sensibilité de la résine utilisée au UV et de l'intensité des UV.

4.a.3 Développement

Le développement transforme l'image formée durant l'insolation en image en relief qui sert comme un masque pour les étapes technologiques qui suivent. Cette opération consiste à plonger l'échantillon dans un bain contenant une solution qui dissout les parties affaiblies par l'insolation. A la sortie du développeur, l'échantillon est rincé (souvent à l'eau) pour arrêter le développement. Le temps de développement est critique car un surdéveloppement se traduit par un élargissement des motifs. L'utilisation des solvants pour le développement conduit au gonflement de la résine qui diminue son adhésion avec le substrat. Le développement sec basé sur l'utilisation de vapeurs ou à un plasma [4] peut aider à surmonter ce problème.

Le problème de la lithographie optique est lié à la longueur d'onde λ du faisceau lumineux. Si la taille des motifs est proche ou inférieure à $\lambda/2$, le faisceau lumineux est alors diffracté. Ainsi, le motif inscrit dans la résine ne produit plus le motif désiré. La résolution théorique R de la lithographie optique utilisant une résine conventionnelle d'épaisseur T et un masque distant de s de la résine (est communément appelé gap de proximité) est donnée par [3] :

$$R = \frac{3}{2} \sqrt{\lambda \left(s + \frac{T}{2} \right)} \quad (2)$$

Cette équation montre clairement la nécessité d'utiliser des faisceaux de longueur d'onde de plus en plus faible afin de définir des motifs de plus petites dimensions. Les méthodes actuelles utilisent un rayonnement UV profond (λ est de 150-300 nm), qui nécessite des résines à haute sensibilité par rapport à celles utilisées en UV (λ est de 350-500 nm).

Cette limite de résolution aussi fixée par s devrait descendre à quelques dixièmes de μm en lithographie par contact (s nul) mais au prix de la contamination et de dommages inévitables du masque et devient même impossible si la surface n'est pas rigoureusement plane. Dans la lithographie par proximité, la distance laissée entre le masque et le substrat minimise les défauts qui résultent du contact mais la diffraction de la lumière transmise réduit la résolution.

Pour ma thèse, la partie de lithographie optique dans mes échantillons a été faite sur un aligneur Karl Süss où le faisceau d'insolation est principalement centré sur la raie 405 nm. Selon mon expérience et avec les résines que j'ai utilisées (voir annexe), la résolution est de 2 μm . Au début de ma troisième année de thèse, le centre de technologies de l'IEF (CEETAM), a mis au service un nouveau système de lithographie double face permettant d'atteindre des résolutions de l'ordre de 700 nm ou utilisant une lumière de longueur d'onde $\lambda=365\text{nm}$. Ce système offre plusieurs modes de lithographie (par contact et par proximité) avec des gaps de proximité réglables.

4.b lithographie électronique

La fabrication de pistes de taille nettement submicronique, inférieure à la limite accessible en lithographie optique, nécessite l'utilisation d'une autre méthode de lithographie. L'utilisation d'un système de lithographie électronique permet de descendre à des largeurs de pistes de la dizaine de nanomètres. Elle offre une grande souplesse de choix des motifs puisqu'ils sont facilement dessinés sur ordinateur et permet un bon contrôle d'énergie et de doses délivrées à la résine. Comme avec la lithographie optique, cette technique reproduit un motif, dessiné sur ordinateur, dans une résine. Lors de l'insolation, un faisceau électronique piloté par ordinateur balaie la surface de la résine en y inscrivant le motif dessiné.

Contrairement à la lithographie optique, la lithographie électronique n'est pas limitée en taille par la diffraction des électrons vu la nature quantique de ces derniers. En effet, sa résolution est principalement limitée par la diffusion des électrons. Quand ces derniers traversent la résine et le substrat, ils subissent des collisions qui entraînent une perte de leur énergie et un changement de direction. Ainsi, les électrons incidents se répandent à travers les matériaux traversés jusqu'à ce qu'ils perdent toute leur énergie ou qu'ils ressortent du matériau. Une partie d'entre eux est rétrodiffusée du substrat vers la résine entraînant une insolation autour du motif nominal. Ainsi, quand deux motifs proches sont insolés, chacun reçoit une dose supplémentaire venant du voisin. Ce phénomène est appelé effet de proximité. La résolution de la lithographie électronique dépend donc non seulement de la taille de faisceau électronique, mais également de son énergie et de la manière dont le substrat

rétrodiffuse les électrons. Par exemple, plus l'énergie du faisceau est élevée, moins on a de diffusion latérale, réduisant ainsi l'effet de proximité. Ce dernier est aussi réduit en utilisant des faibles épaisseurs de résines et de substrats.

En plus de l'effet de proximité, l'inconvénient majeur de la lithographie électronique est sa petite vitesse d'exposition. Avec cette technique, il m'a fallu tout un week-end pour faire un masque pour lithographie optique lors de la fabrication de mes échantillons. Comparée à la lithographie optique, elle utilise un dispositif complexe vu la nature des électrons qui nécessite le vide et des systèmes d'accélération et déviation.

La résine la plus couramment utilisée est une résine composée du polymère polyméthylmétacrylate (PMMA). Son bombardement par un faisceau électronique scinde les longues chaînes de polymère, entraînant une diminution de la masse moyenne moléculaire et rendant ainsi la partie insolée soluble dans le développeur. Ce dernier est le méthylisobutylcétone (MIBK) généralement dilué dans de l'isopropanol avec une proportion 1 :3. Cette résine a un très bon contraste, une bonne résistance aux procédés de gravure sèche et une température de transition vitreuse modérée. Son principal défaut est sa faible solubilité.

4.b.1 Procédure d'alignement pour la lithographie électronique

Le système de lithographie électronique disponible à l'IEF est constitué d'un microscope électronique Philips, de tension d'accélération maximale 30 kV et courant minimal ≈ 14 pA. Un logiciel (Elphy), conçu par la société *Raith*, pilote la lithographie et dessine des motifs. La procédure d'alignement qui est une option du logiciel Elphy se fait comme suit :

Sur le dessin Elphy du motif, on définit ou moins trois carrées (de taille $10 \mu\text{m}$ dans mon cas) et on les nomme comme des niveaux 63 pour que le logiciel les reconnaisse comme des marques d'alignement. Ces dernières doivent être placées dans des endroits qui ne gênent pas le bon fonctionnement de l'échantillon, parce qu'ils seront insolés lors de la procédure d'alignement. L'étape suivante consiste à déterminer les coordonnées du centre du motif à aligner. Une fois que le contraste et la luminosité sont bien réglés sur les bords des motifs, Elphy prend une image simple et rapide (afin d'éviter au maximum l'insolation de la résine) du centre de motif. Les marques d'alignement qu'on a définies sur le dessin Elphy sont ensuite placées sur l'image prise (Fig. 2). Les positions qu'ils prennent sur l'image traduisent le désalignement ou la superposition de cette dernière et le dessin Elphy. Pour affiner l'alignement, chaque marque est séparément scannée en fort grossissement. Dans le cas d'un désalignement (Fig. 3a), le logiciel déplace cette marque afin de l'aligner (Fig. 3b). Une fois que toutes les marques sont scannées, le logiciel calcule les déplacements et fait les

corrections nécessaires. Cette procédure est répétée plusieurs fois. Une fois tous les marques sont bien alignées, on lance l'insolation.

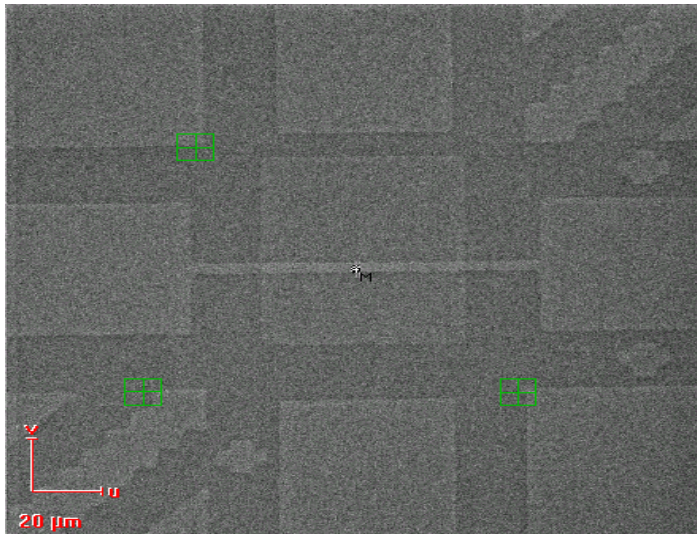


Fig. 2 : Acquisition simple et rapide de $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ de la partie centrale de l'échantillon. Les carrés verts représentent l'image des marques d'alignement placées sur le dessin Elphy et traduit l'alignement et la superposition de ce dernier et l'image prise.

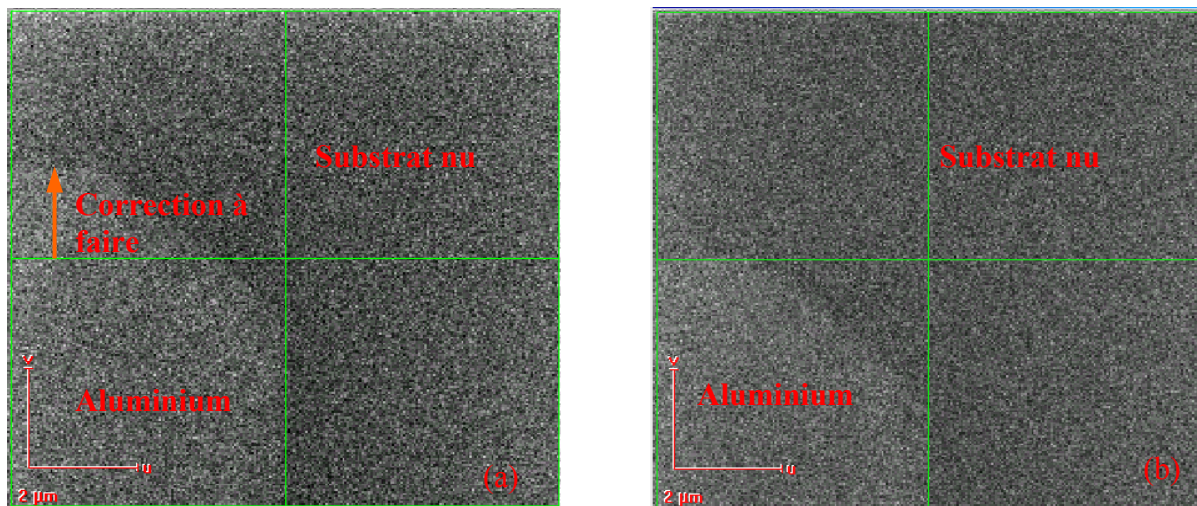


Fig. 3 : Correspondance entre les marques d'alignement sur le dessin Elphy et l'échantillon. (a) position initiale (b) après déplacement de la mark et correction du désalignement en (a).

5. Lift-off

C'est une technique permettant de réaliser des motifs sans passer par une étape de gravure. L'idée est de déposer le matériau voulu sur une couche de résine (souvent négative) contenant l'image du motif à reproduire. Le substrat est ensuite trempé dans un bain contenant une solution qui dissout la résine (l'acétone ou le trichloréthylène) pendant un certain temps. L'épaisseur de dépôt doit être inférieure à celle de la résine afin d'avoir une discontinuité de dépôt sur le bord de la résine permettant ainsi le passage des éléments chimiques contenus dans le bain du lift-off. En général, après un temps d'attente d'une heure on constate par le gonflement de dépôt son mauvais accrochage avec le substrat qui dénote le début

d'enlèvement du dépôt. Cette procédure est accélérée en envoyant un courant d'acétone ou du trichloroéthylène (pas trop fort) avec une pissette.

Différents paramètres conditionnent la réussite du lift-off [6]. Il est nécessaire d'avoir une épaisseur de résine au moins trois fois supérieure à celle du dépôt. Le second facteur est le profil des flancs de la résine. Il faut le plus possible avoir des flancs en forme de casquette (Fig 4) de façon que le film déposé ne soit pas continu. Ces profils sont souvent obtenus grâce à l'utilisation d'une résine inversible. En effet, la résine positive au départ a tendance naturellement à faire des flancs assez ronds et l'inversion permet de garder une résine en forme de casquette.

Avec la résine PMMA d'épaisseur 400 nm j'ai obtenu des lift-off de 350 nm d'aluminium d'une façon reproductible et j'ai constaté que le lift-off est facile (un taux de réussite proche de 100%). J'ai également constaté que le lift-off de l'aluminium déposé par évaporation est plus facile que celui déposé par pulvérisation cathodique, probablement parce que cette dernière technique de dépôt n'est pas unidirectionnelle.

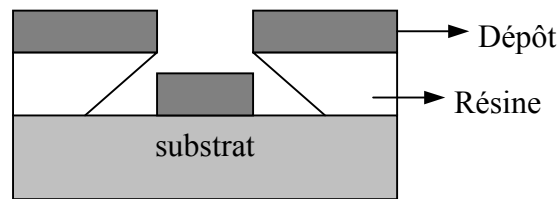


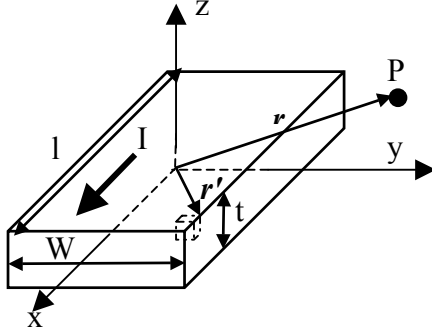
Fig. 4 : Réalisation d'un profil inversé pour un meilleur lift-off.

Référence

- [1] R. F. C. Farrow, G. R. Harp, R. F. Marks, T. A. Rabedeau, M. F. Toney, D. Weller, and S. S. P. Parkin, *J. Crystal Growth*. 133, 47 (1993).
- [2] V. Delmouly, Thèse de Doctorat de l'Université Paris Sud, Orsay (2000).
- [3] M. Madou, *Fundamentals of microfabrication*, CRC Press, New York (1997).
- [4] W. M. Moreau, *Semiconductor lithography*, Plenum Press, New York, (1988).
- [5] L. F. Thompson, C. G. Willson, and M. J. Bowden, *Introduction to microlithography*, American Chemical Society, Washington, DC, (1994).
- [6] G. Trembley, L'utilisation des résines pour le lift-off, Rapport interne (1989).

Annexe 3 : Calcul analytique du champ magnétique généré par un courant DC traversant une ligne

Les calculs présentés ici sont inspirés de la référence [4] du chapitre IV.



Vue en perspective d'un tronçon de ligne de longueur l , d'épaisseur t et de largeur W parcourue par un courant I ainsi que la notation utilisée dans le calcul du champ magnétique crée par cette ligne au point P .

Le champ magnétique crée par un élément de volume dr' au point P défini par le vecteur de position \mathbf{r} (voir figure ci-dessus) est donnée par l'équation (1) :

$$d\mathbf{H} = \frac{I}{4\pi Wt} \nabla_{\mathbf{r}} \times \mathbf{x} \frac{d\mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (1)$$

Comme :

$$\nabla_{\mathbf{r}} \times \mathbf{x} = \begin{vmatrix} \mathbf{x} & \mathbf{y} & \mathbf{z} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ 1 & 0 & 0 \end{vmatrix} = 0\mathbf{x} + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{y} - \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{z} \quad (2)$$

on obtient :

$$H_x = 0$$

$$H_y = \frac{I}{4\pi Wt} \int_{V'} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{d\mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) \quad (3)$$

$$H_z = \frac{I}{4\pi Wt} \int_{V'} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{d\mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right)$$

Ces équations deviennent :

$$H_y = \frac{I}{4\pi Wt} \int_{V'} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}} \right) dx' dy' dz' \quad (4)$$

$$H_z = \frac{I}{4\pi Wt} \int_{V'} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}} \right) dx' dy' dz'$$

Comme :

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}} \right) = -\frac{\partial}{\partial z'} \left(\frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}} \right) \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}} \right) = -\frac{\partial}{\partial y'} \left(\frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}} \right)$$

on obtient

$$H_y = -\frac{I}{4\pi Wt} \int_{x_1}^{x_2} \int_{y_1}^{y_2} \left(\frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}} \right) \Bigg|_{z'=z_1}^{z'=z_2} dx' dy' \quad (6)$$

$$H_z = \frac{I}{4\pi Wt} \int_{x_1}^{x_2} \int_{z_1}^{z_2} \left(\frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}} \right) \Bigg|_{y'=y_1}^{y'=y_2} dx' dz'$$

En suivant le même calcul analytique développé en référence [4] du chapitre IV, on obtient les expressions finales suivantes :

$$H_y = H_y^{x_2 y_2 z_2} - H_y^{x_2 y_2 z_1} - H_y^{x_2 y_1 z_2} + H_y^{x_2 y_1 z_1} - H_y^{x_1 y_2 z_2} + H_y^{x_1 y_2 z_1} + H_y^{x_1 y_1 z_2} - H_y^{x_1 y_1 z_1}$$

$$H_y^{x_l y_m z_n} = -\frac{I}{4\pi Wt} \left\{ (z - z_n) \left[\begin{array}{l} \arctg\left(\frac{x - x_l}{z - z_n}\right) - \\ \arctg\left[\frac{(x - x_l)(y - y_m)}{(z - z_n)\sqrt{(x - x_l)^2 + (y - y_m)^2 + (z - z_n)^2}}\right] \end{array} \right] \right. \quad (7)$$

$$\left. + (y - y_m) \ln(x - x_l + \sqrt{(x - x_l)^2 + (y - y_m)^2 + (z - z_n)^2}) \right\}$$

et :

$$H_z = H_z^{x_2 y_2 z_2} - H_z^{x_2 y_1 z_2} - H_z^{x_2 y_2 z_1} + H_z^{x_2 y_1 z_1} - H_z^{x_1 y_2 z_2} + H_z^{x_1 y_1 z_2} + H_z^{x_1 y_2 z_1} - H_z^{x_1 y_1 z_1}$$

$$H_z^{x_l y_m z_n} = \frac{I}{4\pi Wt} \left\{ (y - y_m) \left[\begin{array}{l} \arctg\left(\frac{x - x_l}{y - y_m}\right) - \\ \arctg\left[\frac{(x - x_l)(z - z_n)}{(y - y_m)\sqrt{(x - x_l)^2 + (y - y_m)^2 + (z - z_n)^2}}\right] \end{array} \right] \right. \quad (7)$$

$$\left. + (z - z_n) \ln(x - x_l + \sqrt{(x - x_l)^2 + (y - y_m)^2 + (z - z_n)^2}) \right\}$$

avec l, m et $n=1$ et 2

Ces champs sont calculés numériquement avec un programme en Matlab.