

THÈSE DE DOCTORAT
De l'Ecole Normale Supérieure de Cachan

Présentée par

M. Joël Moutoussamy

Pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'ECOLE NORMALE SUPERIEURE DE CACHAN

Domaine :

Electronique-Electrotechnique-Automatique

Sujet de la thèse :

**Nouvelles solutions de capteurs à effet de
magnétoimpédance géante : Principe, Modélisation et
Performances.**

Thèse présentée et soutenue le 9 décembre 2009 à l'ENS de Cachan.

M. Jean Paul Yonnet	Directeur de Recherche, G2eLab de Grenoble.	Président Rapporteur
M. Jacek Gieraltowski	Professeur, LM de Brest.	Rapporteur
M. Christophe Coillot	Ingénieur de Recherche, LPP.	Directeur de thèse
M. Gérard Chanteur	Directeur de Recherche, LPP.	Directeur de thèse
M. Francisco Alvès	Professeur, LGEP de Paris.	Directeur de thèse
M. Charles Joubert	Professeur, Laboratoire Ampère de Lyon.	Examineur
M. Richard Lebourgeois	Ingénieur de Recherche, Thalès R&T, Palaiseau	Examineur
M. Jean-Marc Decitre	Ingénieur de recherche, CEA-List, Gif sur Yvette,	Examineur

*Laboratoire de Physique des Plasmas de l'Ecole Polytechnique, LPP/CNRS/UMR7648,
route de Saclay, 91128, Palaiseau.*

Résumé : Nouvelles solutions de capteurs à effet de magnétoimpédance géante : Principe, modélisation et performances.

Parmi les principes de la mesure du champ magnétique haute sensibilité, éligibles pour l'investigation des ondes plasmas des environnements terrestre et planétaire, les capteurs à effet de magnétoimpédance géante (GMI) suscitent un intérêt certain, qui dépasse les applications spatiales. Connue comme la variation de l'impédance de micro-fils, de films ou de sandwichs ferromagnétiques provoquée par l'amplitude du champ magnétique, ils sont excités directement par un courant, de fréquence de quelques mégahertz à plusieurs dizaines de mégahertz. La modification de la profondeur de peau à travers la variation de la perméabilité provoque une atténuation géante de l'impédance. Héritant du même principe, les nouvelles solutions de GMI utilisent soit un ruban ferromagnétique sur lequel est enroulé un bobinage de N spires à la manière d'inductances planaires soit deux rubans enserrant un bobinage à la manière de sandwichs bobinés. Le bobinage isolé électriquement, réalise à la fois l'excitation magnétique et la prise de mesure et son comportement inductif permet de transposer dans les très basses fréquences (5kHz- 1MHz) la détection du champ magnétique statique ou lentement variable ($F < 1\text{kHz}$). La structure bobinée simplifie le procédé de fabrication et améliore l'excitation magnétique qui peut être dirigée dans les deux directions du plan du ruban ferromagnétique permettant ainsi d'accéder à toutes les composantes du tenseur anisotrope des perméabilités associées aux différentes directions relatives entre l'anisotropie magnétique et le champ magnétique statique tout en bénéficiant du champ démagnétisant le plus favorable. Le début des travaux concerne une étude expérimentale des GMI classiques puis des GMI bobinées utilisant différents matériaux magnétiques tels que les rubans nanocristallins recuit sous champ transverse ou longitudinal, les rubans mumetal ou encore les noyaux ferrite. Cette étude montre également l'influence principale de l'effet de la forme géométrique du ruban ferromagnétique sur la sensibilité intrinsèque et le champ de polarisation. La caractérisation des performances repose sur la mesure de l'impédance et de la sensibilité intrinsèque en lieu et place du MI ratio. Concluant sur le rôle majeur de la perméabilité différentielle, la suite des travaux concerne le calcul du tenseur des perméabilités à partir de l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert couplé à un modèle de perméabilité de décroissance monotone corrélée avec l'expérience. Le modèle proposé repose sur la combinaison d'une perméabilité transversale et longitudinale de rotation de l'aimantation d'une part et d'une perméabilité longitudinale de déplacement de parois magnétiques d'autre part. A partir d'un modèle électromagnétique tenant compte de l'effet de peau et de la parité du champ magnétique inhérente à ces structures bobinées, le concept de GMI bobiné est généralisé aux deux positions possibles du bobinage qui permet d'exploiter en plus des composantes diagonales du tenseur des perméabilités, les perméabilités croisées. Les modèles des impédances et des sensibilités intrinsèques sont comparés aux résultats associés au ruban à anisotropie transversale associé au bobinage transverse puis longitudinal.

Mots clés : Magnétoimpédance géante bobinée, films ferromagnétiques, perméabilité différentielle, sensibilité intrinsèque, effet de forme.

Abstract: New solutions of giant magnetoimpedance sensors: Principle, Modeling and Performances.

Among the high sensitivity magnetic field measurements principles that are eligible for terrestrial and planetary plasmas wave investigations, Giant MagnetoImpedance (GMI) sensors arouse interest even beyond space applications. Known as the variation of micro-wire, ribbon and sandwich impedance provoked by the magnetic field amplitude, GMI are excited with a high frequency current directly flowing through the ferromagnetic conductor element. It is known that the skin depth is the main responsible phenomenon that involves the giant impedance collapse through the variation of the differential magnetic permeability. Inheriting from the latter principle, new GMI transducers use either one ferromagnetic ribbon with a coil wounded around like planar inductor or either two ribbons gripping the N turns as wounded sandwich. The insulated coil is used both for magnetic excitation and for the measurement, and its inductive behaviour shifts at very low frequency excitation (5kHz- 1MHz), the detection of the static magnetic field or slowly dynamic magnetic field ($F < 1\text{kHz}$). Coiled GMI pattern simplify the process of transducer design and improve the magnetic excitation which can be apply in the two ribbon axis direction allowing to access to all component of the anisotropic magnetic permeability tensor corresponding to the relative directions between the static magnetic field and the magnetic anisotropy in a favourable demagnetizing field configuration. The beginning of the present study concerns an experimental investigation of the classical GMI and the coiled GMI using different magnetic material such nanocrystallin ribbon annealed under transverse or longitudinal magnetic field, mumetal ribbon and ferrite core. Results have also concerned the main influence of the demagnetizing field occurred in sample with different geometry. Performances criteria are defined by the impedance and the intrinsic sensitivity which replaced the MI ratio. Concluding on the major role of the differential permeability, the work concerns the modeling of the permeability tensor from the Landau-Lisfhitz-Gilbert dynamic magnetization equation combined with monotonous decreasing permeability which has been correlated with the experiment. The model that is proposed consists in a combination between the transverse and longitudinal permeability related to the magnetization rotation mechanism and the longitudinal permeability related to the wall displacement phenomenon. From the electromagnetic model based on the skin effect and the intrinsic parity of the magnetic excitation field appearing in coil, the coiled GMI concept is generalized with the two positions of the coil and both the diagonal component and crossed component of the permeability tensor can be exploited. In order to valid the complete model, the calculated impedance and intrinsic sensitivity are compared to the experimental results in the case of the transverse anisotropy and longitudinal and transverse coil.

Keywords: Coiled Giant Magnetoimpedance, ferromagnetic films, differential permeability, intrinsic sensitivity, shape effect.

Avant-propos

Ce mémoire de thèse de doctorat ponctue ces six dernières années partagées entre mes tâches d'enseignement au lycée Gustave Eiffel de Dijon en section de technicien supérieur en informatique industrielle (STS IRIS) et le laboratoire du CETP de Vélizy, devenu entre temps le laboratoire de physique des plasmas (LPP) de l'école polytechnique de Palaiseau. Ces travaux débutèrent par une étude approfondie (DEA) du search coil bi-bande, initiée et encadrée par Christophe Coillot dans le contexte de la future mission spatiale BEPI-COLOMBO. Dans sa première mouture, le sujet de thèse avait pour objectif de poursuivre l'amélioration technique des sensibilités des search coil pour la mesure des champs magnétiques haute fréquence ($f > 1\text{MHz}$). Entre temps et sous l'impulsion de Francisco Alvès (LGEP) et de Christophe Coillot (LPP), les nombreuses études actuelles et prometteuses sur les transducteurs à effet de magnéto impédance géante (GMI) firent dériver le sujet dans cette direction avec comme point de mire la réalisation du premier capteur de champ magnétique GMI pour applications spatiales embarquées. Si l'aventure paraissait improbable sur le papier en raison de l'éloignement géographique et du gap scientifique entre ma recherche et mes enseignements tant sur le contenu que sur le niveau, elle fut possible grâce à l'encadrement scientifique coordonné et adapté de Gérard Chanteur (LPP) pour la partie physique, de Christophe Coillot pour la partie génie électrique et de Francisco Alvès pour la partie matériaux magnétiques. A partir des premières GMI sandwich réalisées par Léna Abi-Rached (LGEP), leur caractérisation expérimentale fut réalisée au LPP avec la contribution de Siva Phisanoukanh (Stagiaire GE2II Cachan) pour la programmation en C du banc automatisé, de Dominique Alison (LPP) pour la réalisation des cartes électroniques et de Benjamin Piton (Stagiaire Master 1 de physique UPMC) pour les simulations Flux2D. Durant l'année de congés formation accordée par le Rectorat de Dijon, les résultats des travaux sur la compréhension de la physique et l'amélioration de la sensibilité des GMI furent encourageants et le travail parallèle de l'équipe instrumentale sur le design d'une électronique originale (Christophe Coillot et Dominique Alison) annonça la faisabilité d'un magnétomètre GMI. Ainsi, la valorisation de ces travaux sur les transducteurs GMI se concrétisa par la réalisation du magnétomètre tri-axe de CHARM 2 (mission NASA) accompagné de son analyseur de bord réalisé par Paul Leroy et Alexis Jeandey. Sur le plan des moyens, les choses furent simplifiées par l'encadrement professionnel de la direction, Hervé de Féraudy, Laurence Rezeau et du service de gestion des missions, Colette Jan, Marilyne Bazin et Catherine Jégu.

Merci à toutes et à tous pour votre disponibilité.

Je remercie les membres du jury et en particulier les rapporteurs du manuscrit pour leur appréciation positive des travaux. Ces travaux ont été réalisés grâce au soutien financier du CNES.

A ma famille,

« Car ne rien savoir, ce n'est rien, ne rien vouloir savoir non plus, mais ne rien
pouvoir savoir, savoir ne rien pouvoir savoir, voilà par où passe la paix dans l'âme
du chercheur incurieux »

S.Beckett, Molloy.

INTRODUCTION	15
CHAPITRE 1 LES CAPTEURS DE CHAMP MAGNETIQUE	19
1.1 LES CAPTEURS : SYSTEMES COMPLEXES	19
1.1.1 Sensibilités	19
1.1.2 Sensibilité en bruit	20
1.1.3 Structure fonctionnelle	23
1.2 LES CAPTEURS A EFFET HALL ET MAGNETO RESISTIFS	23
1.2.1 Les capteurs à effet HALL	23
1.2.2 Les magnétorésistances ordinaires	26
1.2.3 Les magnétorésistances anisotropes	28
1.2.4 L'effet Hall planaire	33
1.2.5 La magnétorésistance géante : GMR	33
1.3 LES MAGNETOMETRES A INDUCTION	35
1.3.1 Les magnétomètres à vannes de flux (fluxgates)	35
1.3.2 Les fluxmètres ou search coil	41
1.4 L'EFFET DE MAGNETO IMPEDANCE GEANTE	48
1.4.1 Principe de détection	48
1.4.2 Premières études : Les macros-fils	51
1.4.3 Les micros fils et les rubans	54
1.4.4 Les sandwiches	56
1.4.5 Tenseur d'impédance	57
1.4.6 Capteurs à effet GMI	59
CHAPITRE 2 ETUDE EXPERIMENTALE	61
2.1 TECHNIQUES EXPERIMENTALES	62
2.1.1 Bases théoriques de la caractérisation des GMI	62
2.1.2 Banc d'instrumentation	67
2.2 GMI SANDWICH ET ANISOTROPIE TRANSVERSALE	69
2.2.1 Réalisation des sandwiches	69
2.2.4 Etude de l'impédance	70
2.2.5 Etude de la sensibilité intrinsèque	73
2.2.6 Conclusion	75
2.3 GMI A BOBINAGE LONGITUDINAL ET ANISOTROPIE TRANSVERSALE	77
2.3.1 Réalisation de la GMI à bobinage longitudinal	77
2.3.2 Réponse en champ magnétique de la GMI sandwich à bobinage longitudinal	78
2.3.3 Réponse fréquentielle de l'impédance de la GMI sandwich à bobinage longitudinal	80
2.3.4 Réponse de la sensibilité de la GMI sandwich à bobinage longitudinal	81
2.4 GMI A BOBINAGE TRANSVERSE ET ANISOTROPIE TRANSVERSALE	82
2.4.1 Réalisation du transducteur	82
2.4.2 Réponse en champ magnétique de l'impédance de la GMI à bobinage transverse	83
2.4.3 Réponse fréquentielle de l'impédance de la GMI à bobinage transverse	87
2.4.4 Etude de la sensibilité intrinsèque	88
2.5 GMI AVEC RUBANS MUMETAL ET NANOCRISTALLIN A BOBINAGE TRANSVERSE	89
2.5.1 Réalisation	89
2.5.2 Etude des impédances	90
2.5.3 Sensibilités	91
2.6 INFLUENCE DE L'EFFET DE FORME SUR LES SENSIBILITES DES GMI A BOBINAGE TRANSVERSE	92
2.6.1 Réalisation	92
2.6.2 Effet du champ démagnétisant	93
2.6.3 Résultats expérimentaux	95
2.6.4 Rubans à concentration de flux	97
2.7 NOYAU FERRITE ET BOBINAGE TRANSVERSAL	100
2.8 SYNTHÈSE DES RESULTATS ET CONCLUSION	101
CHAPITRE 3 PERMEABILITES DES RUBANS FERROMAGNETIQUES	105
3.1 LES PRINCIPES DE LA MAGNETOSTATIQUE	106
3.1.1 Champ et induction magnétique dans l'air	106
3.1.2 Présence de la matière aimantée	106
3.1.3 Matériau anisotrope	108
3.1.4 Le Champ démagnétisant	108
3.2 LA MATIERE AIMANTEE	114
3.2.1 Origine des domaines magnétiques	114
3.2.2 Courbes d'aimantation	116
3.2.3 Phénomène de saturation magnétique	118
3.2.4 Régime dynamique et pertes magnétiques	120
3.3 MATERIAUX MAGNETIQUES	123

3.3.1	<i>Les amorphes</i>	123
3.3.2	<i>Les nanocristallins</i>	124
3.4	ÉNERGIE D'UN SYSTÈME FERROMAGNÉTIQUE	127
3.4.1	<i>Ferromagnétisme à l'échelle mésoscopique</i>	127
3.4.2	<i>L'énergie d'échange</i>	128
3.4.3	<i>Energie magnéto cristalline</i>	128
3.4.4	<i>Energie démagnétisante</i>	129
3.4.5	<i>Energie de Zeeman</i>	129
3.5	SUSCEPTIBILITES D'UN RUBAN FERROMAGNÉTIQUE A ANISOTROPIE TRANSVERSE.	130
3.5.1	<i>Etats d'équilibre et régime statique</i>	130
3.5.2	<i>Equation de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG)</i>	136
3.5.3	<i>Champ effectif</i>	137
3.5.4	<i>Tenseur des susceptibilités</i>	138
3.5.5	<i>Susceptibilités transversale et longitudinale</i>	139
3.5.6	<i>Influence de l'anisotropie</i>	142
3.5.7	<i>Susceptibilités croisées</i>	143
3.5.8	<i>Comparaison qualitative avec l'expérience</i>	144
3.6	SUSCEPTIBILITE D'UN RUBAN FERROMAGNÉTIQUE A ANISOTROPIE LONGITUDINALE	146
3.6.1	<i>Etude statique</i>	146
3.6.2	<i>Etude dynamique</i>	149
3.6.3	<i>Saturation magnétique</i>	150
3.7	MODELE EXPERIMENTAL DES PERMEABILITES MAGNETIQUES	152
3.7.1	<i>Perméabilité longitudinale d'un ruban à anisotropie transversale</i>	153
3.7.2	<i>Perméabilité longitudinale d'un ruban à anisotropie longitudinale</i>	156
3.7.3	<i>Perméabilité transversale d'un ruban à anisotropie transversale</i>	160
3.8	CONCLUSION	165
CHAPITRE 4 MODELISATION DU COMPORTEMENT EN CHAMP MAGNETIQUE ET EN FREQUENCE DES MAGNETOIMPEDANCES		167
4.1	ÉTUDE DU RUBAN FERROMAGNÉTIQUE CONDUCTEUR	168
4.1.1	<i>Hypothèses</i>	168
4.1.2	<i>Expression de l'impédance</i>	168
4.1.3	<i>Distribution du Champ magnétique et de la densité de courant</i>	174
4.1.4	<i>Sensibilité en champ magnétique</i>	176
4.1.5	<i>Régimes dynamiques de fonctionnement</i>	178
4.1.6	<i>Excitation magnétique longitudinale</i>	180
4.2	GENERALISATION DU MODELE DES MAGNETOS IMPEDANCES BOBINEES	182
4.2.1	<i>Matrice des impédances</i>	182
4.2.2	<i>Modèle électrocinétique basse fréquence</i>	186
4.2.3	<i>Réponse en fréquence</i>	188
4.2.4	<i>Réponse en champ magnétique</i>	189
4.3	APPROXIMATION DES GMI A BOBINAGE TRANSVERSAL ET LONGITUDINAL AVEC RUBAN FERROMAGNÉTIQUE A ANISOTROPIE TRANSVERSE	193
4.3.1	<i>Modèle des impédances</i>	193
4.3.2	<i>Comportement en fréquence de Z_{xx} et Z_{zz}</i>	195
4.3.3	<i>Comportement en champ magnétique de Z_{xx} et Z_{zz}</i>	196
4.3.4	<i>Sensibilité intrinsèque</i>	200
4.4	CONCLUSION	202
CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES		203
ANNEXE 1 : CALCUL DE LA TENSION GMI MODULEE		209
ANNEXE 2 : ECHANTILLONS MAGNETIQUES UTILISES POUR L'ETUDE EXPERIMENTALE		211
BIBLIOGRAPHIE		212

Introduction

Les magnétomètres spatiaux font partie des instruments embarqués sur les sondes et satellites d'exploration de l'environnement terrestre et des planètes du système solaire. Ces instruments sont conçus pour la mesure vectorielle haute sensibilité des champs magnétiques très faibles présents dans la magnétosphère des planètes. Dans ces régions souvent inconnues, l'environnement qui agit à travers ses gradients de température et ses radiations cosmiques, peut s'avérer très contraignant pour les systèmes de mesure embarqués. Dans la continuité du savoir faire acquis lors des nombreuses missions spatiales (CLUSTER [1]), SWARM [2], THEMIS [3]) les Search Coils et les Fluxgates demeurent les seuls magnétomètres sélectionnés en raison de leur robustesse et de leur qualité métrologique. En raison de leur principe de base, les search coils mesurent uniquement les fluctuations dynamiques (du Hz à quelques kHz) et les sensibilités affichées ne sont pas encore à la portée d'autres technologies dans cette bande de fréquence. Les fluxgates, pour leur part, sont conçus pour la mesure des champs magnétiques continus (de quelques mHz au Hz) et leur présence sur les missions futures, confirme leur fiabilité et leur performance. Cependant, leur dérive d'offset intrinsèque au principe de détection, contraint à embarquer un second magnétomètre pour leur calibration périodique suscitant un intérêt pour la recherche de solutions alternatives plus simples et moins coûteuses. Parallèlement, les progrès techniques en matière de micro fabrication des matériaux magnétiques en couches minces et micro fils, les sensibilités potentielles de certains nouveaux transducteurs et la possibilité de les intégrer au sein de structures qui ont déjà fait leur preuve amènent à investir du temps et des moyens en vue de réaliser des magnétomètres mixtes (AC/DC), pour les mesures des champs magnétiques continus et des champs magnétiques alternatifs. C'est dans ce contexte que le laboratoire de physique des plasmas (LPP) de Vélizy s'intéresse à la conception et à la réalisation de nouveaux magnétomètres spatiaux capables des meilleures sensibilités à masse et consommation réduites.

Le choix d'un principe physique pour réaliser un magnétomètre réside dans le potentiel à réunir à la fois, une sensibilité au champ magnétique très satisfaisante et une fabrication simplifiée, de taille suffisamment réduite et fiable pour être concurrentiel vis-à-vis des fluxgates. Plusieurs études sont en cours au laboratoire dans le design de futurs magnétomètres. L'effet Hall classique a déjà fait ces preuves grâce à une sensibilité très satisfaisante et une bande de fréquence étendue en l'associant à un Search Coil dans le cadre de la mission fusée CHARM 1 [4]. Moins bruyants mais moins sensibles que les puces de Hall, les magnétorésistances sont une voie d'investigation et font l'objet d'une étude doctorale au sein du LPP qui concerne l'exploitation de l'effet Hall planaire et de l'effet TMR (magnétorésistance à effet tunnel) pour le design de magnétomètres spatiaux. Pour les premiers, le caractère impair de la courbe de résistance simplifierait le design de l'électronique ainsi que l'inexistence intrinsèque du bruit $1/f$, sont autant de points positifs pour la réalisation d'un magnétomètre. Pour les seconds, c'est le caractère extraordinaire de la sensibilité qui focalise l'intérêt du concepteur, à laquelle il faut

ajouter les avantages des premiers en termes d'encombrement et de bruit intrinsèque. Une autre solution concerne les transducteurs à effet de magnéto impédance géante (GMI) dont la ressemblance avec le fluxgate et le search coil sur le plan de la constitution et du principe laisse supposer qu'il est possible de combiner ce nouveau type de détection avec l'ancienne, permettant ainsi l'héritage des compétences et des savoirs-faires acquis. Si les micro-fils GMI disposent des meilleures sensibilités et résolutions spatiales, leur fabrication est onéreuse (utilisation de Cobalt) et leur intégration mécanique demeure moins aisée que les structures en couches minces comme les sandwichs. Ces derniers sont intéressants en raison de leur simplicité de fabrication, de leur mise en œuvre et de leur sensibilité déjà satisfaisante. Le tableau ci-dessous établit un comparatif entre les différentes technologies de capteurs présentés dans le premier chapitre, avec la sensibilité des micro-fils GMI qui se situe au niveau des capteurs à induction (fluxgate et search coil).

Principe/Capteur	Plage de mesure (mT)	Sensibilité en bruit (nT/\sqrt{Hz}) @10Hz	Bande passante	Consommation (mW)
Effet Hall	0.1-3.10 ⁴	0.1	0-100 MHz	50
AMR/GMR	10 ⁻³ -5	10	0-10 MHz	50
Fluxgate	10 ⁻⁴ -0.5	8.10 ⁻³	0-10 kHz	50
Search Coil	10 ⁻¹⁰ -3.10 ⁴	2.10 ⁻³	0.1 Hz-1 MHz	0
Micro fils GMI	10 ⁻⁶ -3.10 ⁻³	2.10 ^{e-3}	0-10 kHz	5
Sandwich GMI	10 ⁻⁶ -100	10	0- 10 kHz	5

Tableau 1 : Principales caractéristiques des capteurs de champ magnétique.

Les travaux présentés dans ce mémoire concernent de nouveaux transducteurs à effet de magnéto impédance géante qui utilisent des couches minces ferromagnétiques et des bobinages d'excitation. Le début de l'étude a consisté à explorer par une méthode expérimentale originale le comportement en champ magnétique et en fréquence de l'impédance, puis de la sensibilité des GMI sous les différentes structures : rubans, micros fils et sandwichs. Le fonctionnement basse fréquence des GMI sandwichs s'est avéré encourageant, avec des sensibilités de près de 60 V/T à 400 kHz. A ces fréquences, l'effet de peau est relativement faible et la nécessité de ce dernier a été remise en cause dans le fonctionnement fondamental de ces transducteurs. De cette constatation, le comportement inductif (basse fréquence) des GMI, a semblé plus intéressant d'un point de vue design de l'électronique et la substitution du ruban de cuivre par un bobinage comportant N spires, intégré entre les deux films ferromagnétiques a permis d'obtenir des

sensibilités bien meilleures (1000V/T) et de mettre en évidence le comportement « fluxmètre » de ces nouvelles GMI bobinées et le rôle de la perméabilité différentielle transversale. Tout naturellement, les investigations se sont dirigées vers la deuxième composante du tenseur des perméabilités dans cette même structure utilisant un matériau à anisotropie transversale, en plaçant un bobinage dans le sens longitudinal entre deux films ferromagnétiques et les résultats se sont avérés tout aussi probants. En supprimant un des films ferromagnétiques, le rapprochement avec un search coil a été évident et la nécessité de l'anisotropie transversale a été remise en cause également, et le mécanisme de rotation de l'aimantation par la même occasion. Finalement, les matériaux à anisotropie transversale ont été avantageusement remplacés par des matériaux à anisotropie longitudinale où le déplacement de parois guide le processus d'aimantation. Après cette phase d'investigation sur les nouvelles structures de GMI bobinées, les travaux ont portés sur l'amélioration de la perméabilité apparente qui est dégradée par la présence du champ démagnétisant et l'expérience sur le design des noyaux des search coil [5] a été transposée au cas des rubans ferromagnétiques des GMI. Dans l'objectif de poser les bases du design du transducteur, la deuxième et troisième partie des travaux, concernent la modélisation des magnétoimpédances géantes bobinées, utilisant un matériau à anisotropie transversale. L'approximation préalable des perméabilités différentielles est réalisée dans le cas de la rotation dynamique uniforme de l'aimantation, du déplacement de parois et du cas combinant les deux mécanismes précités. Puis ces modèles sont intégrés dans l'expression générale des impédances bobinées. La validité des modèles d'impédance et de sensibilité intrinsèque par rapport au comportement réel en champ magnétique et en fréquence, est discutée pour deux types de GMI bobinées. La validation du procédé est présentée à la fin du mémoire et concerne la réalisation d'un magnétomètre hybride GMI bobinée/search coil réalisé par l'équipe instrumentale pour la mission fusée NASA, CHARM 2.

Chapitre 1 Les capteurs de champ magnétique

1.1 Les capteurs : systèmes complexes

1.1.1 Sensibilités

Un capteur est un système complexe dont le premier élément de la chaîne de mesure est constitué par un élément permettant de convertir une grandeur physique à mesurer en grandeur électrique. Cet élément essentiel est le transducteur. Il est parfois nécessaire, d'alimenter le transducteur afin d'établir les conditions préalables de la conversion. Lorsque la conversion n'est pas directe, ce sont les propriétés fondamentales du matériau comme la conductivité électrique, la perméabilité magnétique ou la permittivité électrique par exemple, qui dépendent de la grandeur à mesurer. D'autres grandeurs externes peuvent également modifier ces propriétés. Ce sont les grandeurs d'influence comme par exemple, la température ou la pression. Ces grandeurs ont pour effet de modifier également les propriétés du matériau pour une même valeur de la grandeur à mesurer [6]. Dans le cas d'une grandeur à mesurer x_m (Figure 1.1) et de n grandeurs d'influence, x_i à x_n , la variation de la sortie dF_m du transducteur autour d'un point de fonctionnement donné, défini par les valeurs x_{m0} , x_{i0} et x_{n0} , est une fonction de plusieurs variables (1.1) dont les dérivées partielles à l'ordre 1 définissent les sensibilités du transducteur par rapport à chaque grandeur physique.

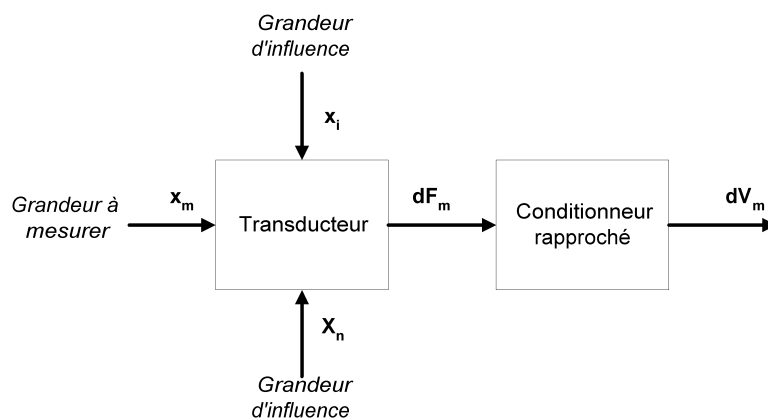


Figure 1.1 : Fonction de conversion d'un transducteur et grandeurs d'influence.

$$dF_m = \left(\frac{\partial F_m}{\partial x_m} \right)_{\substack{x_i 0 \\ x_n 0}} dx_m + \left(\frac{\partial F_m}{\partial x_i} \right)_{\substack{x_m 0 \\ x_n 0}} dx_i + \dots + \left(\frac{\partial F_m}{\partial x_n} \right)_{\substack{x_i 0 \\ x_m 0}} dx_n \quad (1.1)$$

Lorsque la sortie du transducteur dF_m est insensible aux grandeurs d'influence, seul le premier terme de la relation (1.1), est non nul et la sensibilité intrinsèque est définie par la relation (1.2) qui, dans le cas linéaire ne dépend pas de la grandeur à mesurer. Cette sensibilité caractérise la performance du transducteur indépendamment de son électronique de conditionnement. Dans le cas où elle dépendrait de la grandeur à mesurer, des techniques de linéarisation doivent être mises en œuvre [6].

$$S_{\text{int}} = \left(\frac{\partial F_m}{\partial x_m} \right)_{\substack{x_i=0 \\ x_n=0}} \quad (1.2)$$

L'accès à une grandeur électrique, ici dV_m , est rendue possible au moyen d'une électronique de conditionnement et la sensibilité équivalente de l'ensemble, illustrée par (1.3), est égale au produit de la sensibilité intrinsèque et de la sensibilité de l'électronique représentée par le deuxième terme de l'expression (1.3). Pour des transducteurs passifs, la sensibilité de l'électronique de conditionnement est directement liée au courant ou à la tension d'alimentation. Il importe également de considérer le comportement fréquentiel (f) des différents termes.

$$S_{\text{equi}}(f) = \frac{\partial F_m}{\partial x_m}(f) \times \frac{\partial V_m}{\partial F_m}(f) \quad (1.3)$$

L'optimisation du capteur consiste alors, à maximiser la sensibilité vis-à-vis de la grandeur à mesurer et à minimiser ou supprimer les sensibilités vis-à-vis des grandeurs d'influence. Dans les applications embarquées il est nécessaire d'optimiser la sensibilité du conditionneur en disposant du meilleur gain possible accompagné de la plus faible consommation électrique. Mais, il est également indispensable de réduire le bruit du capteur. Ce dernier aspect est décrit dans le paragraphe suivant.

1.1.2 Sensibilité en bruit

Dans un capteur, le signal utile est superposé à un signal indésirable, qualifié de bruit, dont les origines peuvent être diverses [7]. Le bruit est une fluctuation aléatoire de tension ou de courant, intrinsèque au capteur et/ou aux composants électroniques. Aux bornes du capteur, la tension mesurée V_{mes} est égale à la somme de la tension utile $V_m(t)$ et de la tension équivalente de bruit $V_N(t)$ illustrée par la relation (1.4).

$$V_{\text{mes}}(t) = V_m(t) + V_N(t) \quad (1.4)$$

La valeur moyenne du bruit (représenté en tension ou en courant) est nulle sur une plage d'observation temporelle significative. En revanche il présente une valeur efficace, telle que définie par (1.5), dans le cas d'une tension de bruit.

$$V_N^2 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T (V_N(t))^2 dt \quad (1.5)$$

L'analyse du bruit électronique, s'effectue au moyen de sa densité spectrale de puissance ($S_{NV}(f)$). A partir de cette densité et conformément au théorème de Wiener-Kintchine, il est possible de calculer la puissance dissipée dans une résistance de 1Ω associée à la tension de bruit (1.6).

$$V_N^2 = \frac{1}{T} \int_{f_1}^{f_2} S_{NV}(f) df \quad (1.6)$$

En général, trois sources sont à l'origine du bruit dans les capteurs, le bruit thermique, le bruit de grenaille et le bruit basse fréquence, qualifié aussi, par abus de langage, de bruit en $1/f$ (Figure 1.2). Le bruit d'origine thermique, qui est indépendant de la fréquence et du point de fonctionnement, provient de l'agitation thermique des électrons libres dans un milieu dissipatif qui heurtent les ions du cristal. Sa densité spectrale de puissance (1.7), est proportionnelle à la valeur de la résistance R , à la constante de Boltzmann (k) et à la température (T). Le bruit de grenaille apparaît dans les dispositifs où le flux des porteurs de charge émis, fluctue (tube à vide et jonction semi-conductrice), il dépend de la charge de l'électron (q) et du courant traversant la jonction (I) (cf. (1.8)). La dernière source de bruit, inversement proportionnelle à la fréquence (1.9) est fonction des conditions d'alimentation du capteur (V), du nombre de porteurs de charge N , et d'un paramètre sans dimension γ_H , appelé, paramètre de Hooge [8]. Le paramètre β est sensiblement égal à l'unité [12]. Ce bruit a pour origine les mécanismes de génération-recombinaison dans un semi-conducteur (TBC).

$$S_{VT} = 4k_B TR \quad (1.7)$$

$$S = 2qI \quad (1.8)$$

$$S_{V\gamma}(f) = V^2 \frac{\gamma_H}{Nf^\beta} \quad (1.9)$$

La densité spectrale de puissance de bruit équivalente aux bornes d'un transducteur est la somme des densités spectrales de puissance DSP (1.10) :

$$S_{NV} = S_{V\gamma}(f) + S_{VT} \quad (1.10)$$

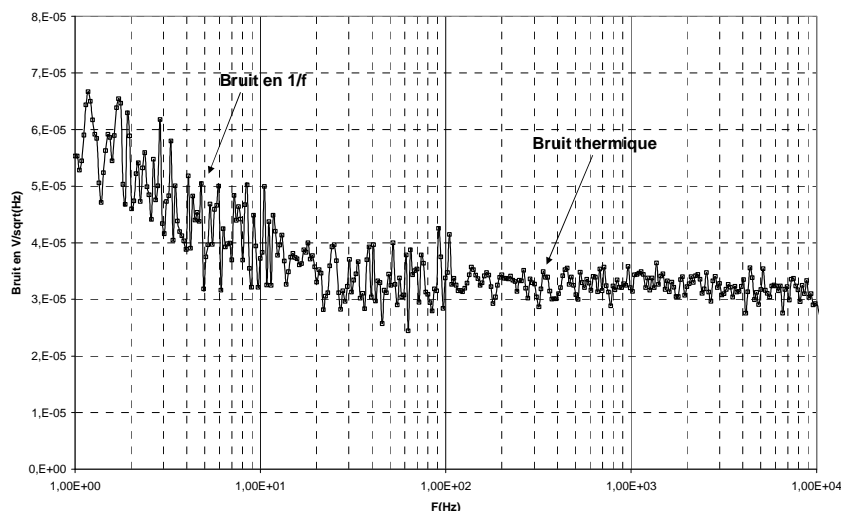


Figure 1.2 : Exemple de mesure de bruit en sortie d'un préamplificateur faible bruit d'un capteur du type search coil. Le bruit basse fréquence domine dans la bande [1 Hz-10 Hz]. Le bruit thermique domine dans la bande [10 Hz-10 kHz].

Les relations (1.3) et (1.10) permettent de définir le rapport signal sur bruit SNR (1.11) (Signal to Noise Ratio) et le bruit équivalent d'induction magnétique NEMI (1.12) (Noise Equivalent Magnetic Induction) dans le cas des capteurs de champ magnétique. Il est encore appelé sensibilité en bruit. Ces deux grandeurs sont complémentaires en termes d'analyse puisque le SNR doit être le plus grand possible tandis que la NEMI doit être le plus petit possible. Cette dernière représente la plus petite valeur de champ magnétique mesurable par rapport au plancher de bruit.

$$SNR = \frac{V_m(f)}{\sqrt{S_{NV}(f)\Delta f}} \quad (1.11)$$

$$NEMI(T / \sqrt{H_z}) = \frac{\sqrt{S_{NV}(f)}}{S_{equi}(f)} \quad (1.12)$$

La mesure de la DSP est réalisée en l'absence de source de champ magnétique et permet de déterminer ensuite le NEMI. Ainsi la tension mesurée à la sortie du

conditionneur est interprétée comme un bruit en champ magnétique. Ce champ doit être au moins égal au champ magnétique à mesurer. L'usage de l'expression « sortir du bruit » est une image correspondant à ce critère de performance instrumental.

1.1.3 Structure fonctionnelle

Les éléments de la Figure 1.1 sont essentiels à la fonction capteur et constitue la plus simple des chaînes de mesure. Cependant, dans la pratique, le principe de détection, l'environnement de la prise de mesure et les performances requises, exigent des fonctions supplémentaires destinées à optimiser l'acquisition et le traitement du signal. La Figure 1.3 présente quelques fonctions dont la conception peut être soit du type « hardware », soit du type « software », excepté pour le conditionneur rapproché qui intègre un amplificateur d'instrumentation faible bruit et faible consommation. Dépendant de la nature de la relation qui existe entre la grandeur à mesurer et la grandeur physique du transducteur sensible à cette dernière, un premier groupe de fonctions est destiné à l'extraction du signal utile du signal électrique associé à la conversion. Par exemple le type d'alimentation, d'excitation du transducteur, les techniques de démodulation en amplitude ou encore en fréquence permettront l'accès à la grandeur à mesurer. Le principe même de la conversion peut induire des offsets et nécessiter une solution de suppression de ces tensions continues, indésirables. Enfin, les signaux aléatoires et les signaux parasites dans le signal total requièrent des éléments de réduction des bruits pour les premiers et de blindage électromagnétique pour les seconds.

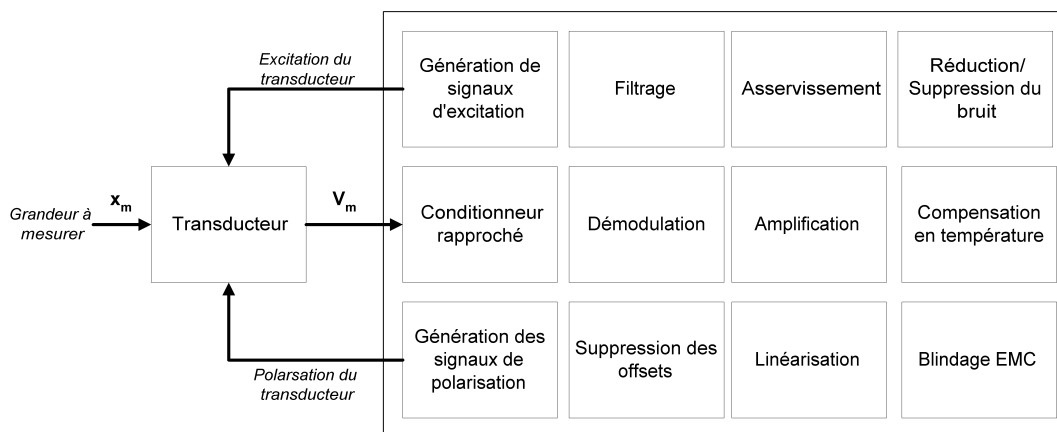


Figure 1.3 : Structure générale d'un capteur : Liste non exhaustive des fonctions à développer.

1.2 Les capteurs à effet Hall et magnéto résistifs

1.2.1 Les capteurs à effet HALL

Ce phénomène concerne l'apparition d'une différence de potentiel entre les faces latérales d'un échantillon de matériau conducteur ou semi-conducteur qui est proportionnelle au champ magnétique B à mesurer, imposé dans la direction

orthogonale à la surface de l'élément. La force de Laplace (1.13), à l'origine de cet effet, dévie les porteurs de charge de la direction longitudinale vers la direction transversale. En réaction, une force électrostatique apparaît dirigée dans la direction transversale (1.14). A l'équilibre, lorsque les porteurs de charge deviennent immobiles, la résultante des forces est nulle et le champ électrique de Hall, (1.15), s'exprime en fonction de la vitesse des porteurs et de l'induction magnétique, supposée perpendiculaire à la surface de l'élément.

$$\vec{F}_b = q\vec{v} \wedge \vec{B} \quad (1.13)$$

$$\vec{F}_e = q\vec{E}_H \quad (1.14)$$

$$E_H = -qvB \quad (1.15)$$

L'étude académique du phénomène [7] est basée sur la Figure 1.4a qui représente un échantillon de forme rectangulaire où deux contacts sont utilisés pour connecter l'alimentation en courant continu I . Les deux autres contacts permettent d'accéder à la tension de Hall V_H , associée au champ électrique de Hall E_H . L'effet Hall apparaît nettement dans des échantillons de longueur bien plus grande que les autres dimensions, la densité de courant est ainsi considérée colinéaire au champ électrique E_L . Ce qui permet de négliger l'effet de sa composante transversale, qui devient non négligeable dans le cas des AMR (cf. section 1.2.3). L'expression de la tension de Hall est illustrée par la relation (1.16) où K_H représente le coefficient de Hall, t , l'épaisseur du transducteur et G le facteur de correction géométrique dépendant de la forme géométrique de l'échantillon.

$$V_H = \frac{K_H G}{t} I \cdot B \quad (1.16)$$

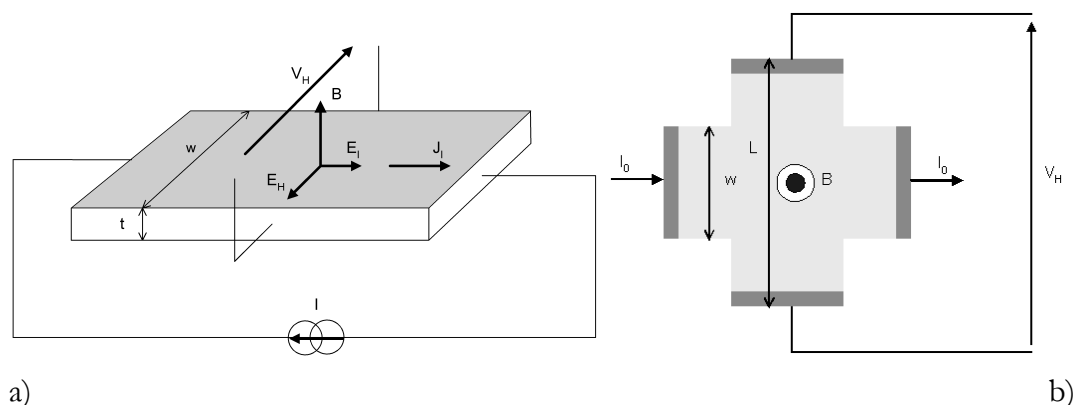


Figure 1.4 : a) Transducteur rectangulaire à effet Hall et b) Croix de Hall adaptée pour la technique de « spinning current » de suppression de l'offset et de réduction du bruit en $1/f$.

Le calcul de la sensibilité intrinsèque du transducteur (1.17) montre que la performance d'un élément de Hall est fonction du coefficient de Hall et du facteur géométrique. En pratique, les valeurs de S_I sont de l'ordre de 100V/A.T. Par exemple, pour un courant de 1 mA, la sensibilité est de 0.1 V/T.

$$S_I = \frac{K_H G}{t} \quad (1.17)$$

En première approximation, K_H est inversement proportionnel à la densité volumique des porteurs de charge et au nombre de porteurs N (1.18).

$$K_H = \frac{1}{Nq} \quad (1.18)$$

Ainsi, est-il trop faible dans les métaux [9], il devient intéressant dans le cas des semi-conducteurs. Actuellement, le choix technologique du matériau repose sur la stabilité en température de K_H . Cette instabilité est proportionnelle à la sensibilité elle-même. Par conséquent les constructeurs préfèrent le silicium Si, l'arséniure d'indium InAs ou l'arséniure de gallium GaAs dont les sensibilités sont satisfaisantes en raison de la mobilité élevée des porteurs de charge ($8\text{m}^2/\text{V.s}$), tout en garantissant des stabilités en température de l'ordre de 0,006%/°K [9]. Par ailleurs, la structure dite de puce de Hall enterrée permet de résoudre ce problème d'instabilité et facilite l'intégration du capteur au sein de microsystèmes à technologie de circuits intégrés où le transducteur et l'électronique de conditionnement peuvent cohabiter sur la même puce [8]. En général, les puces à effet Hall sont réalisées sous forme de films très fins déposés selon les techniques de jet épitaxial ou d'évaporation ou de lithographie, ce qui permet d'atteindre des tailles de l'ordre de quelques micromètres d'épaisseur. En plus de l'intégration de la puce de Hall, il est possible d'augmenter la sensibilité intrinsèque en intégrant des concentrateurs de flux dont plusieurs configurations sont présentées dans les références suivantes [7]-[12]. La première solution (Figure 1.5a) consiste à bénéficier de l'induction magnétique amplifiée en plaçant l'élément de Hall entre les deux concentrateurs. L'autre solution, qui résout le problème du contrôle de l'entrefer, utilise l'épanouissement des lignes de champ magnétique combiné à deux éléments de Hall (Figure 1.5b).

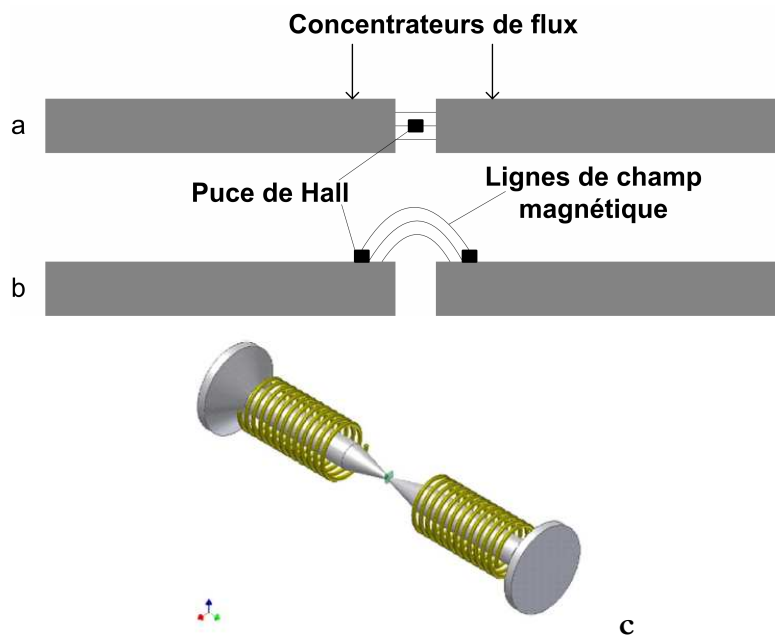


Figure 1.5 : Différentes configurations (a,b) de concentrateurs d'induction magnétique pour capteur à effet Hall (extrait de [7]). Concentrateurs optimisés (c) pour puce de Hall [13].

Cependant, les capteurs à effet Hall sont limités par leur bruit en $1/f$. Les capteurs à effet Hall étant à base de semi-conducteurs leur bruit intrinsèque est constitué d'un bruit thermique associé à un bruit en $1/f$. Typiquement le niveau de bruit est de l'ordre de $100 \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 10 Hz , tandis qu'il s'élève autour de $500 \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 Hz . A cela, il faut ajouter la tension naturelle d'offset dont l'existence est due à l'asymétrie géométrique des contacts de Hall, à l'effet piézo-électrique et aux contraintes mécaniques apparaissant lors du conditionnement en boîtier. Cet offset est d'autant plus gênant qu'il est également sensible aux variations de température, et qu'il peut correspondre, dans le cas du silicium à une induction magnétique parasite de 10 mT [12]. C'est pour pallier ces inconvénients que des techniques de suppression de l'offset comme la technique de calibration et celle utilisant deux puces ont été mises en œuvre. Elles sont concurrencées par la technique de rotation des contacts, encore appelée « spinning current », dont l'avantage est d'assurer à la fois la suppression de l'offset et la réduction du bruit basse fréquence intrinsèque au capteur Hall. Cette dernière est utilisée sur des éléments en forme de croix (Figure 1.4b). Elle consiste à alterner périodiquement l'alimentation et la prise de mesure de la tension de Hall. La référence [13] propose un capteur combiné Hall-Fluxmètre composé de deux noyaux ferrite pour la concentration de flux et d'une puce de Hall alimentée selon le principe du courant tournant et présente un NEMI de $100 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 Hz .

1.2.2 Les magnétorésistances ordinaires

C'est une famille de capteurs dont les éléments du tenseur de résistivité sont dépendants du champ magnétique. La magnétorésistance ordinaire ou géométrique (MR) est le plus simple d'entre eux et concerne plutôt des matériaux métalliques ou

semi-conducteurs comme dans le cas de l'effet Hall. Ce qui n'est pas fortuit puisque le principe physique est identique et concerne également l'action de la force de Lorentz sur les porteurs de charge créés par un courant continu. Néanmoins, alors que les éléments de Hall ont une longueur bien plus grande devant les autres dimensions, les éléments MR sont de longueur plus faible. Ainsi la densité de courant n'est plus colinéaire au champ électrique et l'angle entre ces deux grandeurs dépend alors de l'amplitude du champ magnétique appliqué perpendiculairement à la surface de l'élément. La Figure 1.6 montre la déviation schématisée des lignes de densité de courant en présence d'un champ magnétique. Sans champ magnétique, ces lignes restent colinéaires au champ électrique. La référence [7] décrit dans le détail ce phénomène physique et la référence [14] propose une expression de la résistance en fonction du champ magnétique, dans laquelle R_0 , ρ_b/ρ_0 , μ et C représentent respectivement la résistance à champ nul, le coefficient de magnétorésistance, la mobilité des porteurs et le coefficient géométrique.

$$R(B) = R_0 \frac{\rho_b}{\rho_0} (1 + \mu^2 C B^2) \quad (1.19)$$

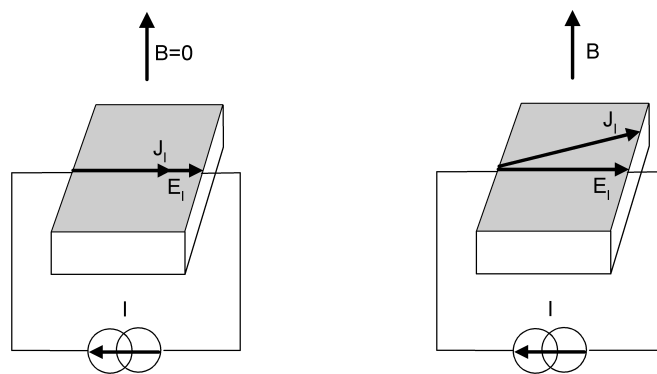


Figure 1.6 : L'effet de magnétorésistance : illustration de la déviation des lignes de densité de courant due au champ magnétique perpendiculaire au plan.

Comme le montre la Figure 1.7, ces transducteurs ont des sensibilités quasiment nulles en champ faible, leur utilisation est donc réservée au domaine des champs forts, par exemple dans la détection de position de pièces ferromagnétiques polarisés par des aimants permanents. Les courbes représentent la variation de résistance sur une plage d'induction magnétique de 1T pour des capteurs du type disque de Corbino et Feldplatte (comportant des aiguilles de Nickel noyées dans le semi conducteur) dont les structures permettent d'allonger les lignes de courants sans pour autant augmenter la longueur de l'élément, ce qui permet de rester dans un fonctionnement du type magnéto résistif.

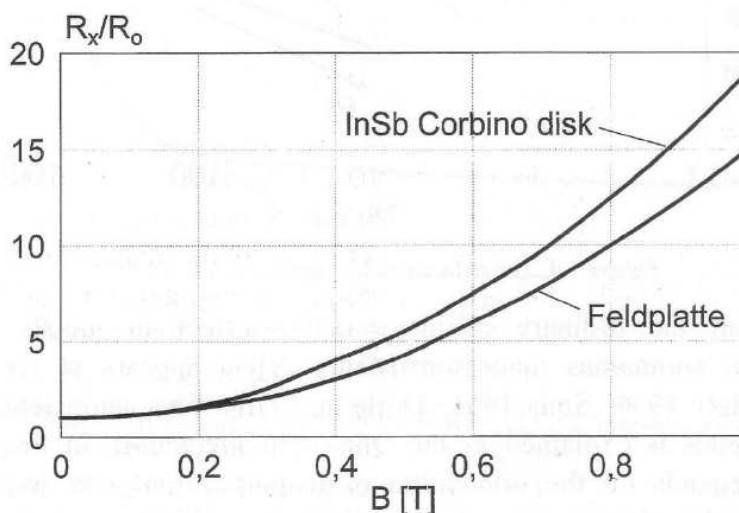


Figure 1.7 : Réponse magnétique de transducteurs MR [14] : La sensibilité est nulle en champ faible (car $(\partial R/\partial B)=0$), puis devient intéressante en champ fort.

1.2.3 Les magnétorésistances anisotropes

La réalisation de films ferromagnétiques très minces a permis le développement de nouveaux capteurs en exploitant l'effet magnéto résistif anisotrope (AMR : Anisotropic Magneto Resistance). D'encombrement très réduit, ces transducteurs bénéficient d'une excellente résolution spatiale qui leur a permis d'être de bons candidats pour la fabrication des têtes de lecture de disques durs [15]. Ils sont également utilisés pour la détection de position, la mesure de vitesse ou comme compas magnétique. Enfin ils sont utilisés pour la mesure de courant et de puissance électrique. Pour ce dernier point, un bobinage traversé par l'image du courant du récepteur est enroulé autour de l'élément, lui-même connecté à la tension image de celle du récepteur. La référence [14] décrit la théorie du phénomène AMR et propose un panorama exhaustif sur la mise en œuvre et les applications liées. Les AMR se présentent sous la forme d'un film ferromagnétique conducteur très mince, de quelques dizaines de nanomètre, déposé sur un film non ferromagnétique, conducteur (Figure 1.8). Ils sont capables de détecter un champ magnétique orienté dans leur plan grâce au changement de la résistivité du matériau. Ce changement de résistivité s'articule autour des trois principes suivants : Le premier concerne l'épaisseur des couches qui est très faible devant le libre parcours moyen des porteurs de charge rendant possible la circulation des porteurs de charge dans la couche ferromagnétique. Le deuxième, de nature quantique [16] postule la contrôlabilité de la conductivité par la direction de l'aimantation. Enfin, le troisième concerne la rotation uniforme de l'aimantation par le champ magnétique à mesurer. Dans la description simple du phénomène, le film est considéré comme mono domaine et l'aimantation, alignée dans le plan du film, est égale à sa valeur à saturation M_s .

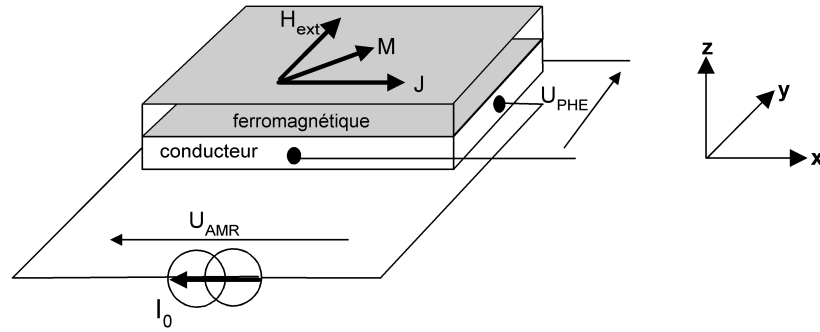


Figure 1.8 : Principe d'une magnéto-résistance anisotrope et grandeurs physiques concernées.

En l'absence de champ magnétique, l'aimantation M est orientée dans la direction de l'axe de facile aimantation (selon Ox). La force de Lorentz étant nulle, l'effet Hall classique n'apparaît pas. Les lignes de courant sont considérées parfaitement parallèles à la longueur du film. L'application d'un champ magnétique perpendiculaire à la densité de courant (selon Oy), provoque une rotation de l'aimantation dont seule la direction est modifiée. En présence d'une énergie d'anisotropie magnéto cristalline, dans le cas le plus simple, l'angle entre l'aimantation et la densité de courant est déterminée par la relation (1.20) (voir [65]) où H_k et H_{ext} représentent respectivement le champ d'anisotropie fonction de la valeur de l'aimantation M_s et le champ appliqué.

$$\theta = \arcsin\left(\frac{H_{ext}}{H_k}\right) \quad (1.20)$$

Pour décrire complètement le phénomène AMR, il faut ajouter la relation (1.21) qui relie la résistivité longitudinale ρ à l'angle de rotation de l'aimantation. Cette relation constitue un modèle phénoménologique dont les concepts fondamentaux reposent sur l'approche quantique de la matière [14].

$$\rho(\theta) = \rho_{\perp} + \Delta\rho \cos^2 \theta \quad (1.21)$$

Le paramètre ρ_{\perp} représente la valeur de la résistivité longitudinale lorsque l'aimantation est perpendiculaire à la densité de courant et le paramètre $\Delta\rho$ exprime la variation de la résistivité longitudinale pour les deux positions extrêmes de l'aimantation, ρ_{\parallel} étant la valeur de la résistivité lorsque l'aimantation est dans l'axe longitudinal.

$$\Delta\rho = \rho_{\parallel} - \rho_{\perp} \quad (1.22)$$

La résistance R_x s'exprime en fonction de la résistivité de la relation (1.21) et des dimensions du film (la longueur l , la largeur b et l'épaisseur e). En substituant également l'expression de l'angle de rotation de l'aimantation par la relation (1.20), la relation (1.23) montre le comportement de la résistance en champ magnétique. La variation de résistance est uniquement due à la variation de l'état d'aimantation de l'échantillon.

$$R_x = \frac{l}{be} \rho_{\perp} \left(1 + \frac{\Delta\rho}{\rho_{\perp}} \left(1 - \left(\frac{H_{ext}}{H_k} \right)^2 \right) \right) \quad (1.23)$$

La Figure 1.9 superpose la courbe calculée précédemment (1.23) et une courbe théorique mais plus réaliste qui se rapproche du comportement réel de la magnéto résistance anisotrope. Pour cela, l'expression de l'angle de rotation (1.20) est substituée à la relation (1.24) qui permet d'atteindre les valeurs limites des directions de l'aimantation de manière « douce » dans le cas de la rotation uniforme. La valeur du paramètre k_{θ} est déterminée en considérant égales en champs faibles, les relations (1.20) et (1.24).

$$\theta_{rel} = \frac{\pi}{2} \tanh \left(k_{\theta} \frac{H_{ext}}{H_k} \right) \quad (1.24)$$

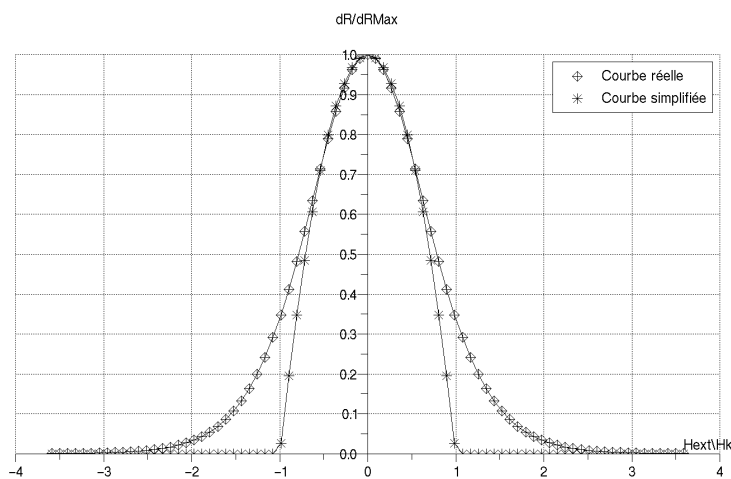


Figure 1.9 : Calcul de la variation de la résistance d'une AMR ($k_{\theta}=0.7$, $H_k=550A/m$).

Cette réponse présente trois inconvénients majeurs, le premier est son caractère non linéaire vis-à-vis du champ magnétique, le second concerne la sensibilité qui

s'annule en champ faible et enfin le caractère pair de la courbe ne permet pas de discriminer la direction du champ magnétique. Pour résoudre ces problèmes en vue de concevoir un capteur de champ magnétique, deux techniques sont mises en œuvre. La première consiste à connecter électriquement (Figure 1.10) deux AMR dont les aimantations sont opposées. Deux champs magnétiques opposés permettent alors de polariser les capteurs pour décaler le point de fonctionnement autour de la plus grande sensibilité.

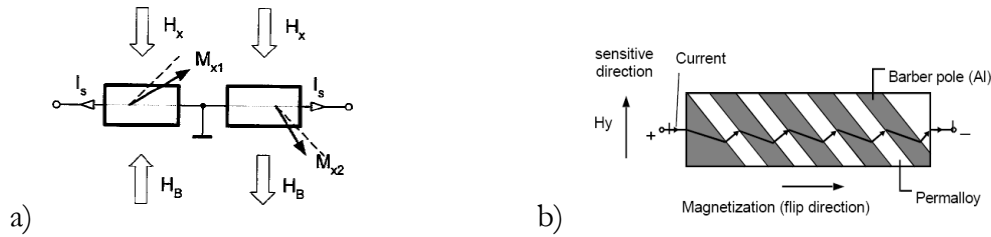


Figure 1.10 : Linéarisation avec deux AMR (a) et avec la technique dite de « Barber pole » (b) (extrait de [14]). Avec H_x , H_y , les champs magnétiques à mesurer, H_b , le champ magnétique de polarisation et M_{x1} , M_{x2} , l'aimantation dans chaque AMR.

La tension résultante est débarrassée de sa composante continue et la sensibilité à champ nul est maximale. Une autre conception ne nécessitant pas de polarisation magnétique consiste à réaliser un déphasage spatial entre l'axe de facile aimantation et le courant électrique. Cette technique dite de « barber pole » implique de déposer entre des bandes de matériau ferromagnétique, des bandes de matériau de meilleure conductivité, orientés à $\pm 45^\circ$ de l'axe de facile aimantation (Figure 1.10), créant des équipotentielles qui contraignent ainsi les lignes de courant à suivre cette nouvelle direction. En remplaçant l'angle θ par l'angle $[\theta - \pi/4]$ dans l'expression (1.21), la résistance R_{xb} , illustrée par la relation (1.25), devient une fonction linéaire sur une large plage du champ magnétique (Figure 1.11). Néanmoins il sera toujours nécessaire d'utiliser deux AMR pour supprimer l'offset persistant à champ nul.

$$R_{xb} = \frac{l}{be} \rho_{\perp} \left(1 + \frac{\Delta\rho}{\rho_{\perp}} \cos^2 \left(\theta_{rel} - \frac{\pi}{4} \right) \right) \quad (1.25)$$

Au final quatre AMR montées en pont de Wheatstone (Figure 1.12) sont nécessaires pour obtenir un capteur linéaire et compensé en température. La Figure 1.12 reprend très sommairement la structure d'un capteur AMR du type KMZ 51 [17] conçu par le manufacturier Phillips. En plus des deux paires d'AMR dont les aimantations sont opposées, ceci pour annuler l'offset, un bobinage de compensation permet d'améliorer la linéarité et d'élargir la plage de mesure. Un deuxième bobinage assure le « flipping » (technique de polarisation dynamique) de l'aimantation, prévenant son inversion aléatoire due à la présence possible de champs magnétiques indésirables dans l'axe longitudinal. Les matériaux retenus pour la fabrication des AMR doivent présenter les variations de résistance et les

sensibilités intrinsèques les plus grandes possibles. Dans le même temps ils doivent posséder une anisotropie magnétique et une magnétostriction les plus faibles possibles. Le Tableau 2 (extrait de [14]) résume ces caractéristiques pour les trois principaux alliages ferromagnétiques utilisés pour la conception des AMR. Ainsi l'alliage NiCo s'octroie la meilleure sensibilité mais reste néanmoins magnétostrictif, donc sensible aux contraintes mécaniques. L'alliage NiFeCo lui est préféré en raison de son coefficient de magnétostriction proche de zéro bien que sa sensibilité soit inférieure.

Matériau	NiFe	NiCo	NiFeCo
épaisseur/largeur/longueur (μm)	0.05/20/75	0.02/20/75	0.06/4.6/280
R(Ω)	18	45	230
$\Delta R/R(\%)$	2	4	2.5
$H_k(\text{A/m})$	2400	2800	10800
$S_{\text{int}}(\text{V/T})$	0.59 (I=2mA)	1 (I=4.5mA)	0.4 (I=1.4mA)

Tableau 2 : Matériaux ferromagnétiques utilisés pour les AMR classiques.

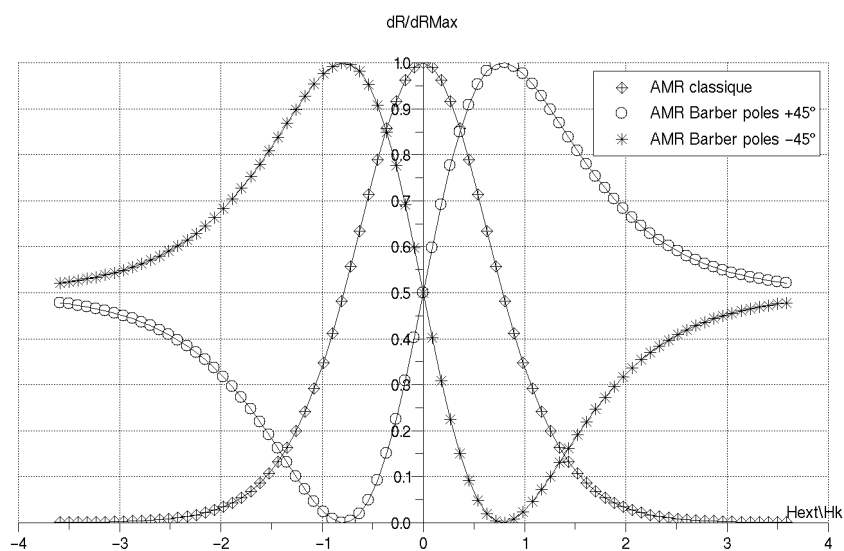


Figure 1.11 : Calcul des réponses magnétiques de 3 types d'AMR ($k_0=0.7$, $H_k=550\text{A/m}$).

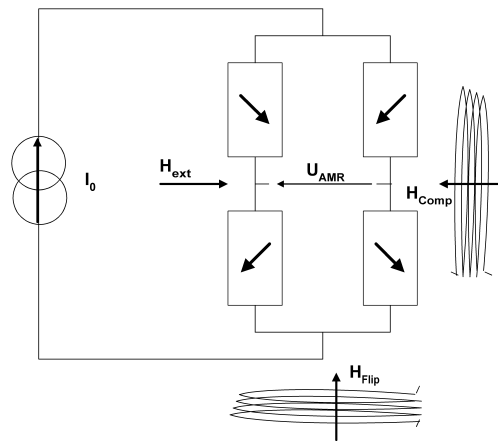


Figure 1.12 : Montage en pont de 4 AMR avec bobinage de compensation du flux et bobinage de retournement de l'aimantation.

1.2.4 L'effet Hall planaire

Pour finir, une autre prise de mesure de tension est possible sur un échantillon magnéto résistif anisotrope autre que la mesure réalisée sur l'axe longitudinal. Il s'agit de placer les contacts électriques sur les faces orthogonales à la direction du courant (Figure 1.8). Ce procédé de mesure est qualifié d'effet Hall planaire, l'origine de cette tension n'est pas à rechercher dans la description de l'effet Hall classique mais dans le champ électrique qui n'est plus colinéaire à la densité de courant dans l'échantillon. Ainsi, une composante transversale du champ électrique apparaît dans la même configuration d'alimentation et de direction du champ magnétique à mesurer que dans le cas de l'AMR classique. Par conséquent il est possible de mesurer sur ces contacts une tension électrique proportionnelle au courant longitudinal d'alimentation et à la résistivité selon l'axe transverse (1.26). Cette forme est intéressante puisqu'elle établit directement une relation linéaire entre le champ magnétique et la résistivité en substituant l'angle θ par son expression (1.20). Cependant, cette tension transversale est très inférieure à la tension longitudinale et l'exploitation de cette prise de mesure doit s'accompagner d'études permettant d'augmenter la sensibilité dans cette direction.

$$\rho_{yy} = (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \cos \theta \sin \theta \quad (1.26)$$

1.2.5 La magnétorésistance géante : GMR

Très proche du précédent phénomène AMR et plus récent, l'effet GMR ou Giant Magneto Resistance apparaît dans les structures de films minces multicouches constituées, dans leur version la plus élémentaire, de deux matériaux ferromagnétiques séparés par une couche conductrice non ferromagnétique (vanne

de spin) et alimentée par une source de courant (Figure 1.13)]. Le principe de dépendance de la résistance vis-à-vis du champ magnétique reprend les principes évoqués dans le cas de l'AMR. Les différences se situent par la présence d'une deuxième couche ferromagnétique qui exerce un couplage magnétique avec la première, modifiant ainsi les conditions de contrôlabilité de la direction de l'aimantation. L'expression de la résistance [14] s'exprime en supposant les deux couches ferromagnétiques mono domaine, d'aimantation opposée et faisant un angle θ chacune d'elle avec l'axe d'anisotropie. L'application d'un champ magnétique dans le plan de la structure permet d'obtenir une variation de résistance dont l'expression est semblable au cas de l'AMR (1.27).

$$R(H_{ext}) = R_p + \frac{(R_{ap} - R_p)}{2} (1 - \cos 2\theta) \quad (1.27)$$

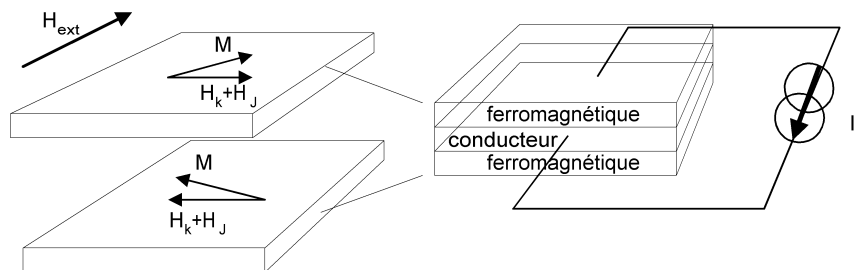


Figure 1.13 : Principe d'une GMR.

Dans le cas de la GMR la variation de résistance est contrôlée par la direction relative entre les deux aimantations, le champ magnétique à mesurer contrôlant cette direction. Les paramètres R_p et R_{ap} représentent les valeurs extrêmes de la résistance longitudinale, respectivement lorsque les aimantations sont parallèles et antiparallèles. A l'anisotropie magnétique, il faut ajouter un terme propre à l'énergie d'échange qui existe entre les deux couches ferromagnétiques, afin d'obtenir une expression dépendante du champ magnétique. Semblablement les états successifs stables des aimantations sont définis par la relation (1.20) [14], à laquelle il faut ajouter le champ magnétique de couplage H_J .

$$R(H_{ext}) = R_p + \frac{(R_{ap} - R_p)}{2} \left(1 - \frac{H_{ext}^2}{(H_J + H_k)^2} \right) \quad (1.28)$$

La forme de la réponse magnétique est semblable à celle d'une AMR mais les variations sont beaucoup plus importantes, l'ordre de grandeur pour la variation relative de résistance se situant entre 10% et 50% [15]. Cependant, le champ magnétique nécessaire pour atteindre ces performances devient prohibitif s'il s'agit de polariser ces transducteurs (entre 500 et 1000kA/m). La parité de la réponse

magnétique nécessite alors la mise en œuvre de solutions de linéarisation et de suppression des offsets identiques au cas des AMR. Le manufacturier NVE [20] propose une gamme de GMR constituée de deux transducteurs actifs et de deux inactifs. Les 4 transducteurs sont montés en pont (cf. Figure 1.14).

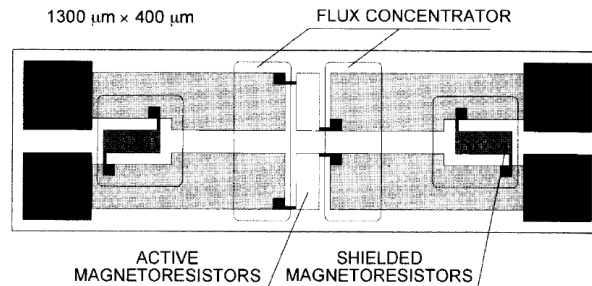


Figure 1.14 : GMR commercialisée par NVE (d'après [20]).

1.3 Les magnétomètres à induction

1.3.1 Les magnétomètres à vannes de flux (fluxgates)

Dans leur configuration de base [21], les magnétomètres du type « fluxgate » ou « vanne de flux » sont constitués d'un noyau magnétique et de deux bobinages montés sur ce même noyau. L'ensemble mesure la composante du champ magnétique à mesurer h_m sur l'axe du noyau magnétique (Figure 1.15). Trois capteurs identiques sont nécessaires pour donner une information complète en module et en direction du champ magnétique à mesurer. Le premier bobinage est alimenté par un courant alternatif ($I_{exc}(t)$), d'allure sinusoïdale ou carrée dont l'amplitude est suffisante pour saturer le matériau magnétique de haute perméabilité. Le deuxième bobinage est utilisé comme élément de détection et est plus communément appelé « pick-up coil ». A ses bornes, une tension est induite par la variation temporelle du flux du champ magnétique total. L'application d'un champ magnétique continu h_m provoque l'apparition d'harmoniques pairs dans la tension induite en raison du comportement non linéaire du matériau magnétique.

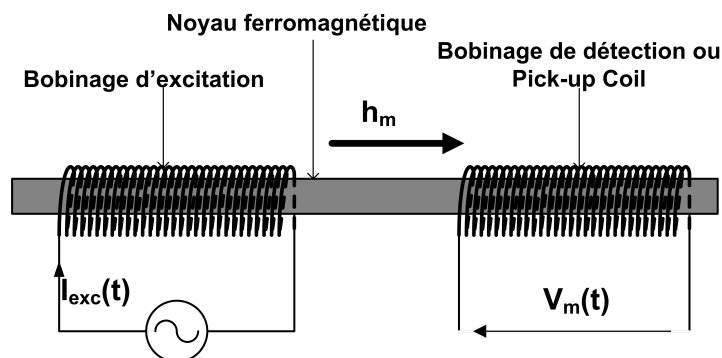


Figure 1.15 : Structure simplifiée d'un magnétomètre du type fluxgate.

Le modèle ci-dessous permet de décrire le fonctionnement de base d'un tel capteur. En considérant un matériau magnétique dont la courbe d'aimantation est modélisée selon la relation (1.29) (cf. [22]) où B_{sat} , H_k et H sont respectivement l'induction à saturation, le champ d'anisotropie et le champ magnétique imposé dans l'axe du noyau.

$$B(H) = B_{sat} \tanh\left(\frac{H}{H_k}\right) \quad (1.29)$$

Le modèle magnétique correspond à un matériau ne présentant pas d'hystérésis (Figure 1.16). Pour ce calcul, l'induction à saturation et le champ d'anisotropie sont choisis égaux respectivement à 1T et 10 A/m, ce qui correspond à une perméabilité initiale de l'ordre de 80000. Chaque bobinage est constitué de 1000 spires enroulées sur un noyau cylindrique de 10 cm de long et 1 cm de diamètre. Le bobinage d'excitation est alimenté avec un courant de 10mA et l'effet démagnétisant est négligé. A champ h_m nul, l'induction dans le noyau magnétique est proportionnelle au champ d'excitation tant que ce dernier reste inférieur au champ d'anisotropie. Puis, le comportement devient non linéaire, l'induction atteint alors sa valeur à saturation. A cette valeur, la tension induite dans le bobinage de détection, donnée par la relation (1.30) d'après la loi de Lenz, s'annule et l'allure du signal est également non linéaire faisant apparaître des pics de tension centrés sur une demi-période du signal d'excitation (Figure 1.17).

$$V_m = -N_m S \frac{d}{dt} \left[B_{sat} \tanh\left(\frac{H(t)}{H_k}\right) \right] \quad (1.30)$$

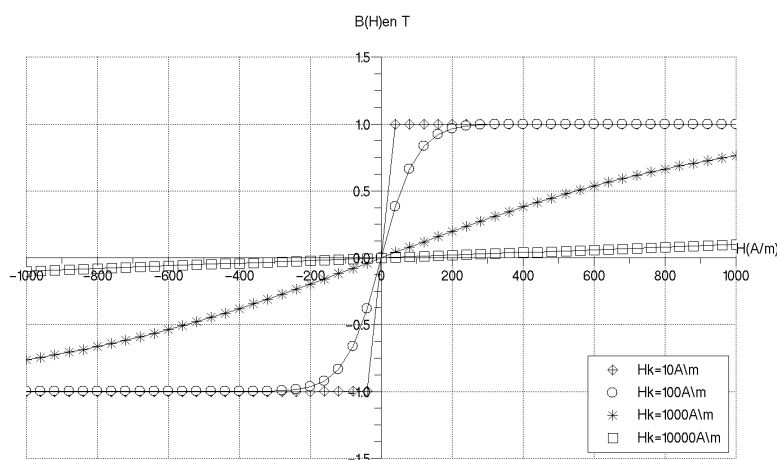


Figure 1.16 : Caractéristique d'aimantation $B(H)$ paramétrée par la valeur du champ d'anisotropie.

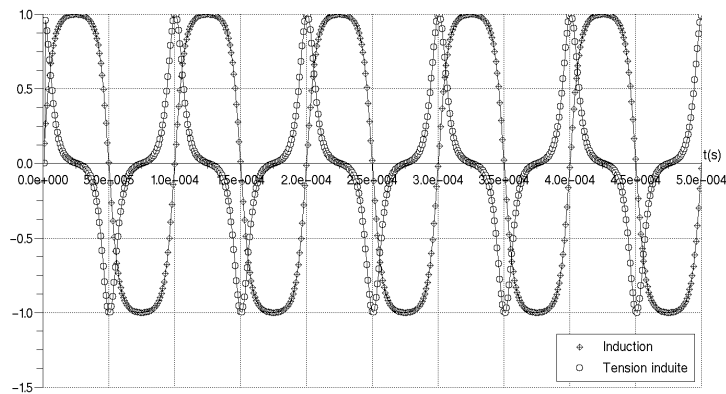


Figure 1.17 : Signaux temporels : Induction d'excitation et tension de détection en l'absence de champ magnétique continu, les pics sont centrés sur une demi-période de la tension induite.

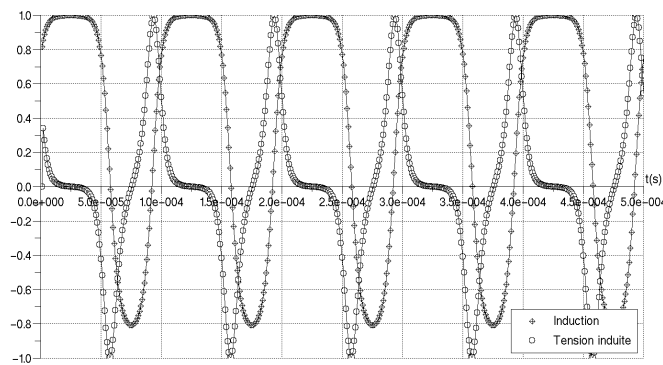


Figure 1.18 : Signaux temporels : Induction d'excitation et tension de détection en présence d'un champ magnétique, les pics de la tension induite sont excentrés.

La superposition du champ magnétique à mesurer h_m au champ d'excitation (relation (1.31)) provoque une dissymétrie temporelle (Figure 1.18) de ces pics à l'intérieur de chaque demi-période de la tension induite et conduit à l'apparition de composantes fréquentielles paires.

$$H(t) = \hat{h}_{exc} \sin(\omega_0 t) + h_m \quad (1.31)$$

Autrement dit, la phase du fondamental et de l'harmonique 2 de la tension induite par rapport au champ d'excitation, varie en fonction de h_m et leur signe renseigne sur la direction de h_m . Les démodulations d'amplitude en phase et en quadrature du fondamental puis de l'harmonique 2 permettent de tracer les courbes d'amplitude

de chaque composante fréquentielle en fonction du champ magnétique continu. Le fondamental est bien une fonction du champ continu mais la sensibilité à champ faible est quasiment nulle (Figure 1.19). En revanche la composante en quadrature du second harmonique de la tension induite, démodulée par un signal au double de la fréquence d'excitation, est une fonction linéaire du champ magnétique continu et la sensibilité (Figure 1.20) est d'autant plus élevée que le champ d'anisotropie est faible. Les matériaux à très haute perméabilité sont donc naturellement de bons candidats pour ce type d'application. Ainsi les alliages Fer-Nickel comme le Permalloy, certains ferrites à haute perméabilité et les alliages amorphes constituent les principaux ferromagnétiques utilisés.

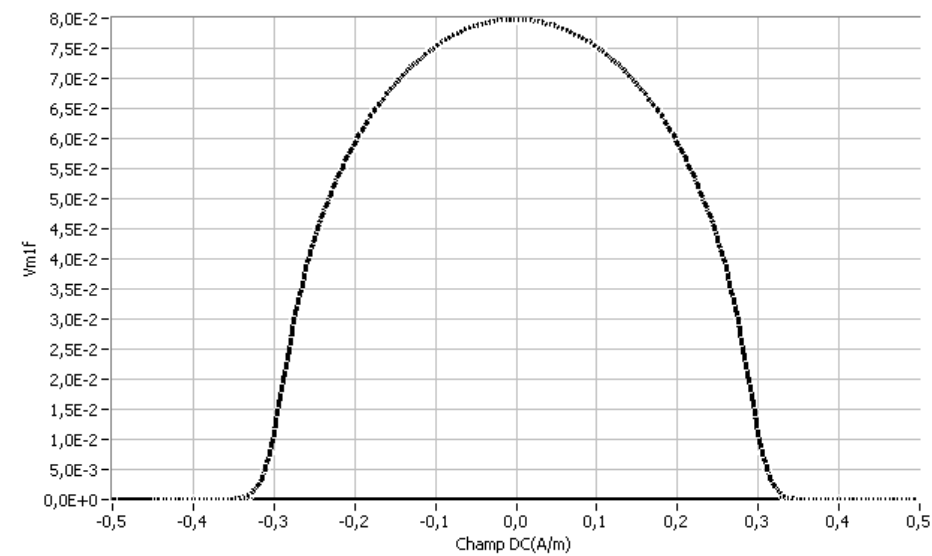


Figure 1.19 : Réponse magnétique avec une détection en phase du champ magnétique sur le fondamental de la tension induite (en Volts).

Une imperfection du principe provient du couplage magnétique entre le bobinage d'excitation et le bobinage de détection qui a pour effet de superposer au signal utile un signal proportionnel à la variation temporelle du courant d'excitation. Ce phénomène perturbateur est supprimé dans une configuration dite de « Vacquier » [23] (cf. (Figure 1.21)), où deux demi noyaux magnétiques sont excités par deux bobinages traversés par le courant d'excitation et produisent deux champs d'excitation opposés. Le bobinage de détection entoure dans ce cas les deux noyaux et le flux total est égal à la différence des flux produits par les deux champs d'excitation précédents. Les flux créés par couplage magnétique se compensent et la tension induite comporte uniquement les termes dus au champ magnétique défini par la relation (1.31).

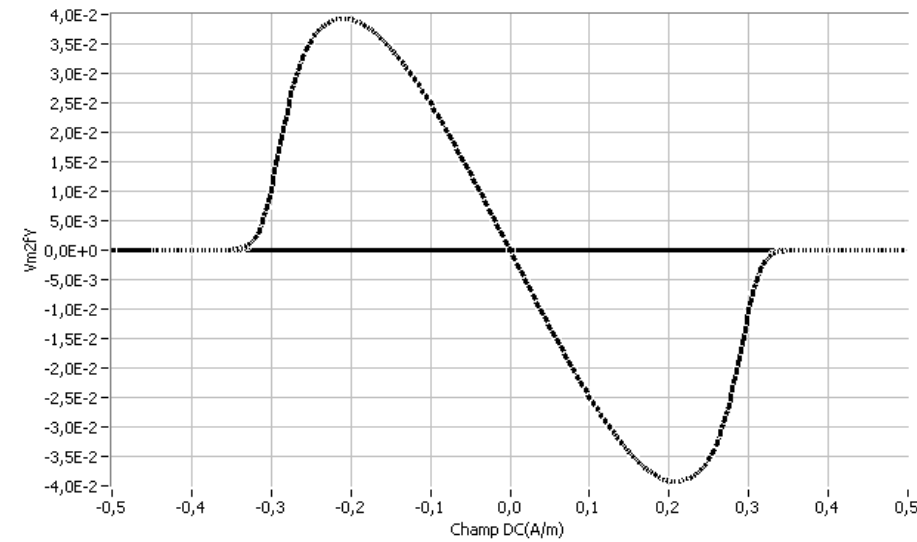


Figure 1.20 : Réponse magnétique avec une détection en phase du champ magnétique sur le second harmonique de la tension induite.

Cette solution est également mise en œuvre dans les structures dites de « Foerster » et dans les structures à base de noyau torique où la géométrie fermée augmente la sensibilité. Une autre géométrie nommée « race track » permet de réduire le courant d’excitation nécessaire au parcours du cycle d’hystérésis du matériau magnétique du capteur. Dans cette configuration, les lignes du champ d’excitation sont confinées dans le noyau. Par ailleurs, l’utilisation de films ferromagnétiques permet d’améliorer la résolution spatiale et la capacité d’intégration de ces capteurs [23]-[24].

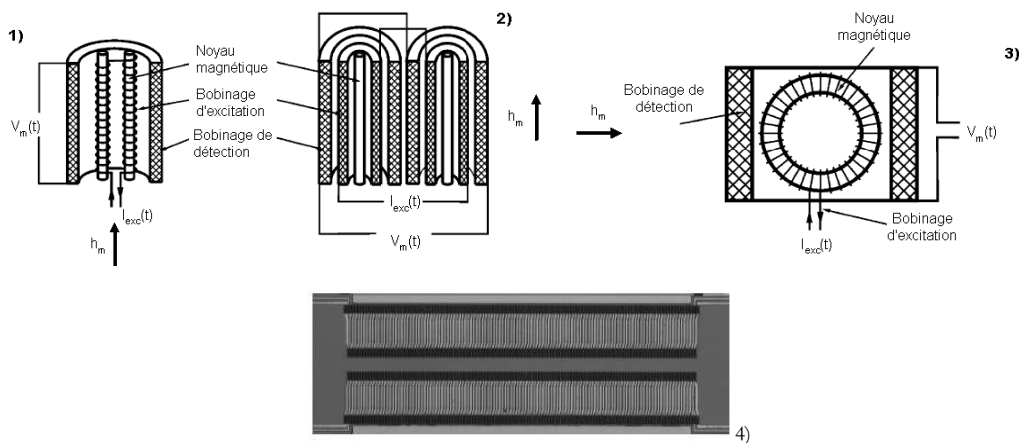


Figure 1.21 : Différentes structures de Fluxgates : 1) A double noyau de Vacquier, 2) A double noyau de Foerster, 3) A noyau torique 4) Structure Vacquier avec un film ferromagnétique « race track » [24].

L’accès au signal utile est réalisé par un dispositif électronique (décrit par le schéma-bloc de la Figure 1.22) basé sur une démodulation en amplitude du second

harmonique de la tension induite [25]. Au préalable, un premier étage permet d'amplifier le signal et d'atténuer la composante fréquentielle associée à l'excitation du noyau magnétique. Puis, un filtre passe bas supprime les composantes supérieures au second harmonique. Un convertisseur tension-courant alimente ensuite le bobinage de compensation, ce qui permet d'étendre la plage de mesure de l'instrument tout en conservant la sensibilité maximale. Ainsi, la contre-réaction du flux du champ magnétique à mesurer permet un fonctionnement linéaire en ramenant le point de fonctionnement autour de zéro et en assurant également la stabilité de la mesure.

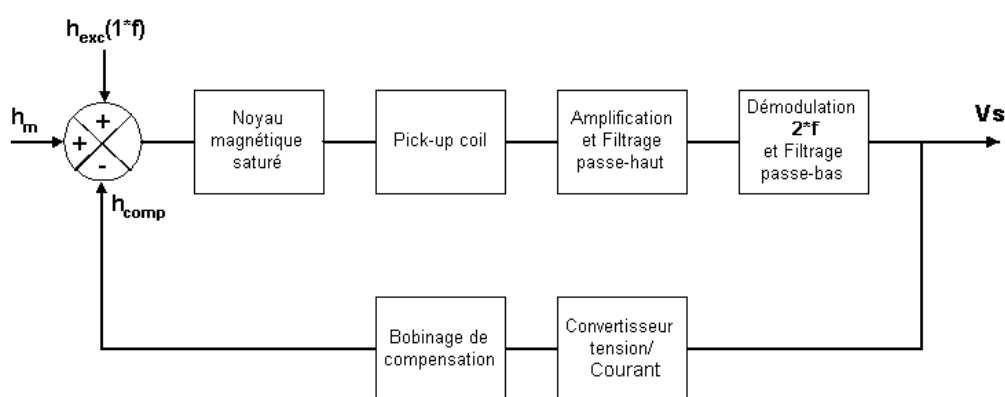


Figure 1.22 : Principe du dispositif électronique de détection du second harmonique avec compensation du champ magnétique externe.

Très largement utilisés en géophysique pour la mesure du champ magnétique terrestre depuis les années 30, les fluxgates ont trouvé d'autres domaines d'application comme l'exploration de l'Espace et la localisation par GPS [25]. Par exemple, dans le cadre de la mission spatiale THEMIS [3], chaque satellite embarque à son bord, un magnétomètre trois axes de type fluxgate dont la structure originale est présentée à la Figure 1.23. Le circuit magnétique est constitué uniquement de deux tores d'environ 20 mm de diamètre, permettant de produire le champ magnétique d'excitation selon les trois axes. Les deux bobinages de détection X et Y entourent chacun des noyaux magnétiques et le bobinage de détection Z est placé autour de l'ensemble. Un système de trois paires de bobines de Helmholtz assure la compensation du champ externe (Figure 1.22). Les bobines d'excitation magnétique sont alimentées par trois signaux carrés de fréquence $F_0=8$ kHz. Après filtrage et amplification analogique, les tensions induites sont numérisées et la valeur du champ magnétique calculée est ensuite utilisée pour générer le champ magnétique de compensation. La masse de l'instrument est inférieure à 400 g et sa consommation est de l'ordre de 800 mW, sa résolution numérique est de 3pT dans une plage de mesure de +/-25000 nT avec un NEMI de $10\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 Hz.

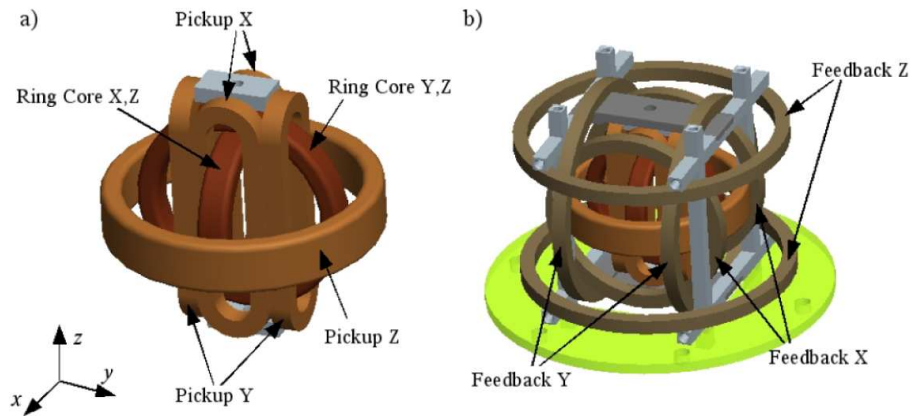


Figure 1.23 : Représentation 3D du magnétomètre tri axe de la mission multi satellite THEMIS (extrait de [3]).

1.3.2 Les fluxmètres ou search coil

Usuellement appelé « search coil », un fluxmètre est constitué d'un noyau ferromagnétique de forme cylindrique ou parallélépipédique de perméabilité initiale relative très grande sur lequel est enroulé un bobinage de N spires (Figure 1.24).

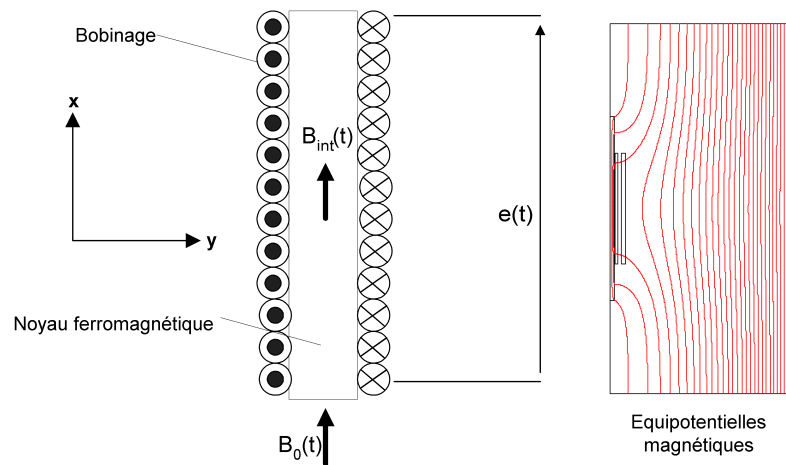


Figure 1.24 : Principe du search coil et équipotentiels magnétiques dans le noyau ferromagnétique avec les couches du bobinage de détection.

Ce sont des capteurs magnétiques dont la détection repose sur le principe de l'induction [21]. Ce qui se traduit par la relation (1.32) où la variation temporelle de l'induction à l'intérieur du noyau magnétique ($B_{in}(t)$) produit une tension induite ($e(t)$) aux bornes du bobinage proportionnelle au nombre de spires (N) et à la section S du noyau.

$$e(t) = -NS \frac{dB_{\text{int}}(t)}{dt} \quad (1.32)$$

Dans les géométries classiquement utilisées de noyaux magnétiques : barreau ou cylindre, le champ magnétique à l'intérieur n'est pas uniforme. Phénomène illustré par la Figure 1.24, représentant les différentes lignes du potentiel vecteur magnétique dans le noyau magnétique- rappelons que pour les circuits magnétiques « ouverts » le champ à l'intérieur n'est homogène que dans le cas des ellipsoïdes de révolution ou les cylindres de longueur très grande devant le diamètre- Dans ces conditions l'expression précédente doit être modifiée. Pour le cas d'un champ magnétique de nature harmonique, la tension induite dépend de la fréquence du champ magnétique B_0 à mesurer ainsi que de la perméabilité apparente moyennée sur la longueur du bobinage ($\langle \mu_{\text{app}} \rangle$) (1.33). Cette perméabilité rend compte de l'inhomogénéité du champ magnétique à l'intérieur du noyau (Figure 1.25) et de la répartition spatiale des spires sur ce dernier. La valeur efficace de la tension induite E , s'exprime alors en fonction du champ magnétique extérieur au noyau (B_0) en lieu et place du champ magnétique régnant à l'intérieur (1.32).

$$E(\omega, B_0) = -NS \langle \mu_{\text{app}} \rangle \omega B_0 \quad (1.33)$$

Il est possible de déterminer la perméabilité apparente, encore appelée effective, mais seulement au centre d'un noyau cylindrique, ainsi la perméabilité apparente moyenne doit être déduite de simulation magnétostatique dans le cas de matériaux isolants comme les ferrites. L'expression de la perméabilité apparente fait intervenir la perméabilité initiale μ_i et le coefficient de champ démagnétisant N_z qui est lui-même fonction du rapport de la longueur et du diamètre du cylindre [26].

$$\mu_{\text{app}} = \frac{\mu_i}{1 + N_z(\mu_i - 1)} \quad (1.34)$$

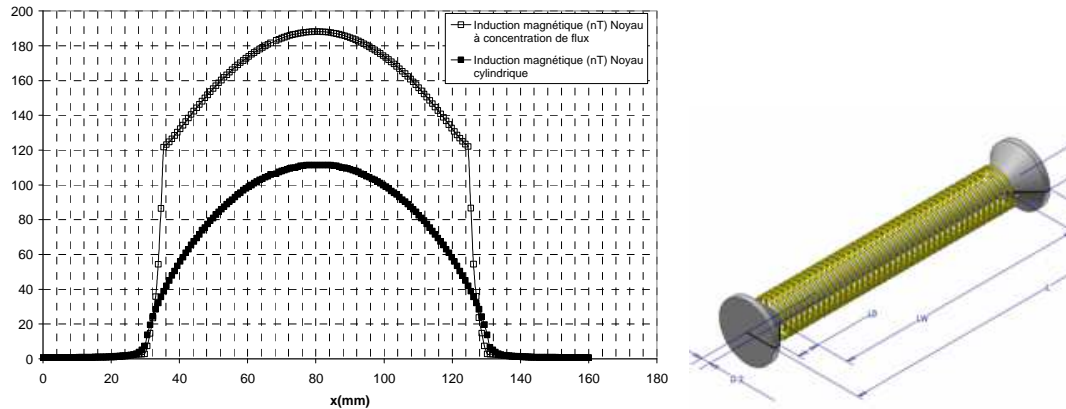


Figure 1.25 : Induction magnétique à l'intérieur d'un cylindre ferromagnétique et d'un noyau à concentration de flux avec une induction imposée dans l'air de 1nT. Au centre du noyau cylindrique, le gain magnétique (B_{int}/B_0) est de 110. Avec un noyau à concentration de flux (dessin de gauche), le gain atteint les 200.

De l'expression (1.33), la sensibilité intrinsèque est déduite et elle est illustrée par la relation (1.35). En champ statique, la sensibilité est nulle, ce qui fait de ce capteur un magnétomètre uniquement alternatif. Sa sensibilité augmente lorsque la fréquence du champ à mesurer augmente. Une autre solution favorable à la sensibilité, à masse identique, consiste à utiliser une technique de concentration de flux où les extrémités du noyau sont plus larges que la partie centrale [5] (Figure 1.25).

$$S_{int} = NS \langle \mu_{app} \rangle \omega \quad (1.35)$$

Cependant, une imperfection apparaît lorsque la fréquence augmente. Il s'agit de la présence de la capacité inter spires répartie le long du bobinage qui se manifeste par l'apparition d'une résonance, source potentielle de saturation à la sortie de l'électronique du capteur et également de limitation de la bande passante. D'un point de vue électrique, le search-coil est équivalent à un circuit résonant série constitué de la résistance DC, de l'inductance propre et de la capacité du bobinage (Figure 1.26). Le problème de la résonance propre du search-coil est contourné en utilisant un bobinage de contre réaction qui a pour rôle d'amortir la résonance et ainsi de rendre la sensibilité indépendante de la fréquence autour de la fréquence de résonance (Figure 1.27). En termes de bruit ils sont limités par le bruit thermique du bobinage de résistance R_1 (1.7) et le bruit à l'entrée du premier étage d'amplification (V_{pa}) qui résulte du bruit thermique, de grenaille et basse fréquence des transistors d'entrée du premier étage (cf 1.1.2).

$$V_N^2(f) = V_{PA}^2(f) + 4k_B TR_1 \quad (1.36)$$

Le NEMI dont l'expression est donnée par (1.32) se déduit de (1.35) et de (1.36). En raison de sa forte sensibilité dans la bande passante qui se situe dans la partie du bruit blanc (bruit thermique), la sensibilité d'un Search Coil est inférieure au pico Tesla au-delà de quelques Hz. En revanche pour les champs magnétiques lentement variables (en deçà de quelques Hz), l'apparition du bruit en $1/f$ et le comportement passe haut du capteur rend impossible la détection de tels signaux. La Figure 1.28 montre un tel comportement où la sensibilité du capteur conçu pour la mission spatiale BEPI COLOMBO [27] reste inférieure à $2\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ dans une bande de fréquence de [10 Hz-650 kHz].

$$NEMI\left(T / \sqrt{\text{Hz}}\right) = \frac{\sqrt{V_{pA}^2(f) + 4k_B TR}}{NS < \mu_{app} > \omega} \quad (1.37)$$

Traditionnellement, la bande passante d'un Search Coil couvre environ 4 à 6 décades. Elle peut être améliorée en adoptant l'utilisation d'un amplificateur de courant ou bien l'utilisation de deux bobinages montés sur le même noyau magnétique [27]. C'est cette dernière solution qui a été adoptée pour le Search Coil étudié précédemment. En effet, au bobinage basse fréquence, un bobinage haute fréquence (HF) est enroulé sur le même noyau et dans le même axe (Figure 1.29), induisant naturellement un couplage magnétique entre les deux tensions produites par les deux bobinages (Figure 1.30) néfaste pour la sortie du bobinage HF. La conception originale d'une pièce ferromagnétique appelée «découpleur magnétique» s'intercalant entre les deux bobinages à permis de réduire l'effet atténuateur du couplage magnétique entre 10 kHz et 400 kHz (Figure 1.31). Ainsi cette solution a permis de concevoir un search coil dont la bande passante s'étend de 1Hz à près de 1MHz (Figure 1.28) et ceci en conservant un NEMI identique.

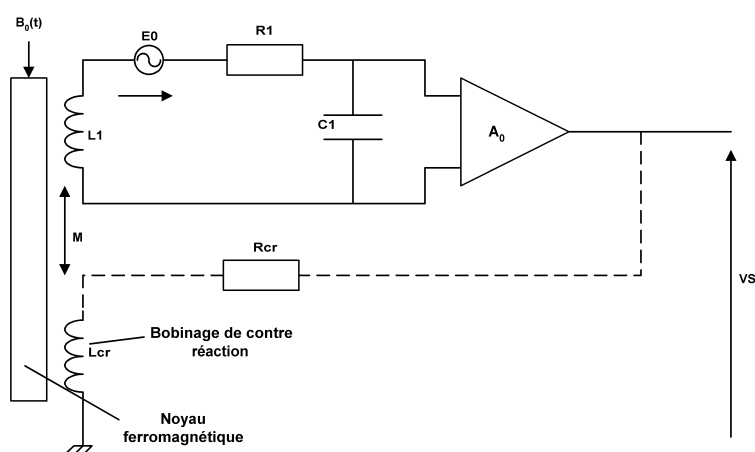


Figure 1.26 : Schéma équivalent d'un Search Coil. Avec E_0 , R_1 , L_1 et C_1 la tension induite, la résistance DC, l'inductance propre et la capacité parasite du bobinage de détection. Et R_{cr} , L_{cr} , la résistance et l'inductance propre du bobinage de contre réaction. A_0 représente le gain de l'amplificateur.

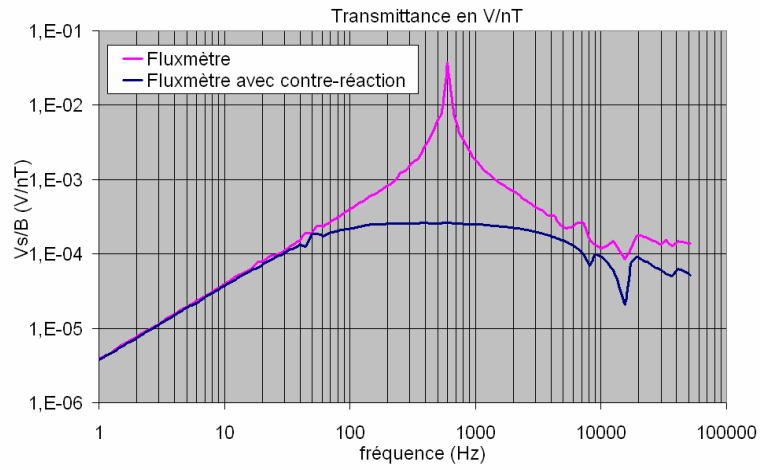


Figure 1.27 : Sensibilité avec et sans contre réaction. Sensibilité en bruit (NEMI) du Search Coil Bepi Colombo [27].

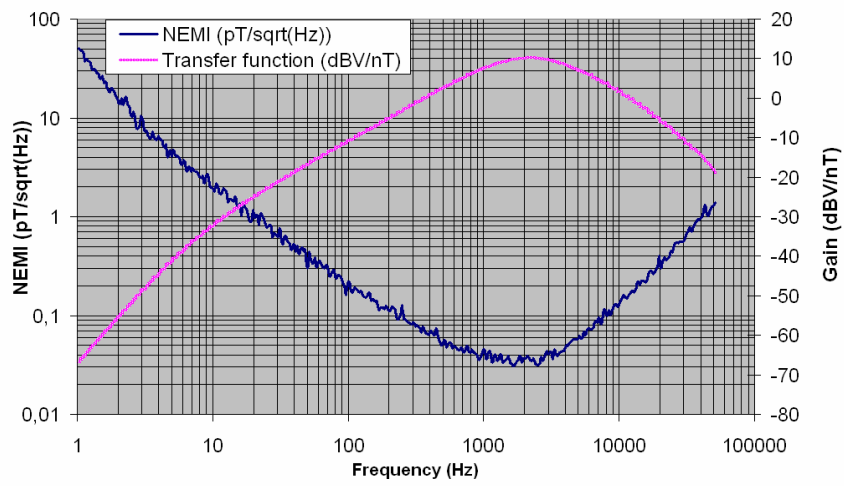


Figure 1.28 : Sensibilité en bruit (NEMI) et fonction de transfert du Search Coil Bepi Colombo [27].

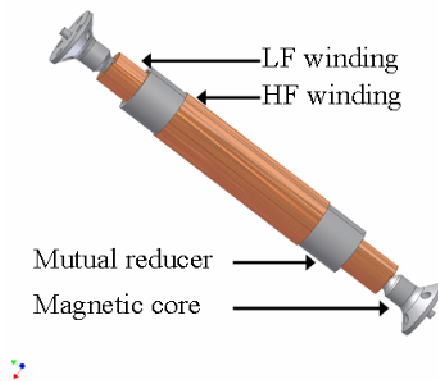


Figure 1.29 : Dessin de définition du Search coil double bande la mission BEPI COLOMBO [27].

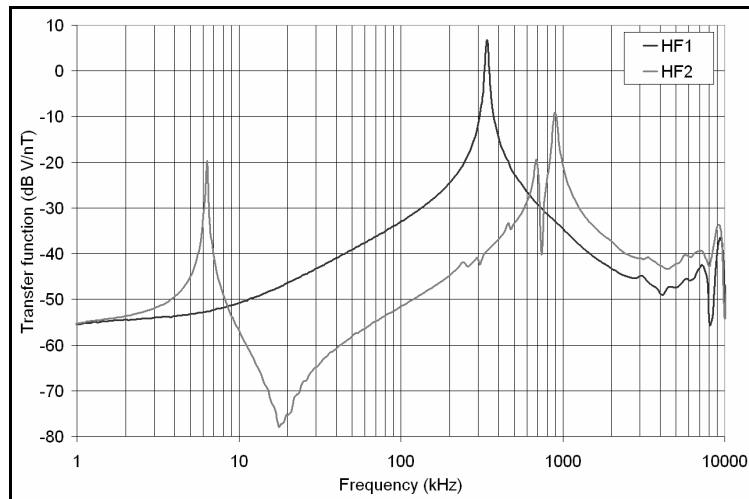


Figure 1.30 : Fonction de transfert du bobinage HF : HF1 et HF2 respectivement, sans et avec la présence du bobinage BF [27].

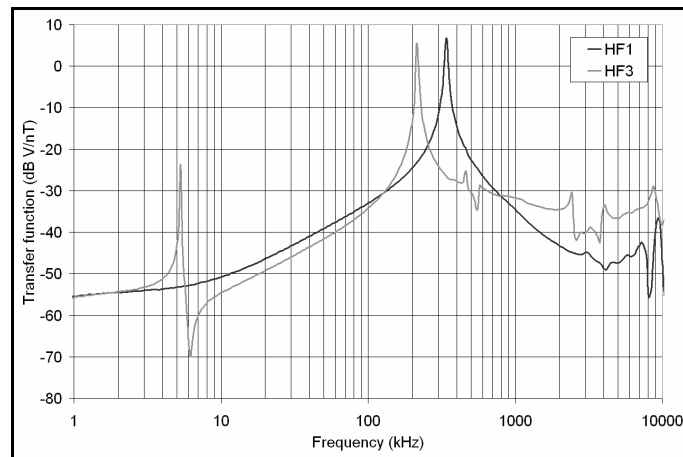


Figure 1.31 : Fonction de transfert du bobinage HF : HF1 et HF3 respectivement sans et avec la présence du bobinage BF et du découpleur magnétique [27].

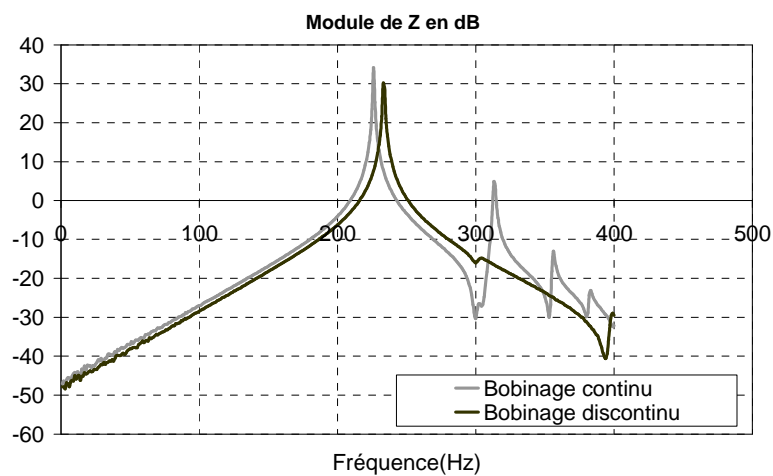


Figure 1.32 : Tracé du module de l'impédance de deux search coil sans contre réaction de flux. Suppression des résonances secondaires avec un bobinage discontinu. Les résonances apparaissent avec un bobinage continu.

En réalité les bobinages des searchs coils (mais aussi des inductances et des fluxgates) sont réalisés par superposition de couches. Ces couches sont couplées magnétiquement et la technique de bobinage dite « continue » [28] est source de résonances électriques multiples dites « secondaires » apparaissant après la résonance principale. Ce qui, dégrade la bande passante et rend délicate la contre-réaction de flux puisque la contre-réaction positive vis-à-vis de la résonance principale devient négative vis-à-vis des résonances secondaires et rend le montage très instable. Une solution pour remédier à ce défaut consiste à utiliser une technique de bobinage dite « discontinue » [28]. La comparaison entre les deux techniques de bobinage montre la très nette amélioration sur la Figure 1.32. A gain identique, notable dans la partie ascendante des courbes, les résonances et antirésonances secondaires qui apparaissaient sur le bobinage continu sont supprimées avec le bobinage discontinu.

1.4 L'effet de magnéto impédance géante

1.4.1 Principe de détection

Les transducteurs à effet magnéto impédance géante sont des échantillons ferromagnétiques conducteurs sensibles aux champs magnétiques externes continu et variable lorsqu'ils sont alimentés par un courant électrique haute fréquence. Dans leur forme la plus courante ils sont réalisés sous forme de micro fil (Figure 1.33) qui ont subi au préalable un traitement thermique et/ou mécanique sous champ magnétique leur procurant une anisotropie magnétique. A la différence des magnétorésistances, ils sont parcourus par un courant d'excitation longitudinal alternatif d'amplitude et de fréquence fixe. Initialement les matériaux magnétiques structurés en domaines magnétiques orthogonaux étaient privilégiés pour l'apparition du phénomène [44]. Le croquis Figure 1.33a illustre un modèle magnétique simple où le champ d'excitation est colinéaire à l'anisotropie magnétique et le champ statique lui est perpendiculaire. Comme pour le cas de la magnétorésistance, l'impédance varie continûment entre deux valeurs associées aux deux positions extrêmes de l'aimantation (Figure 1.33b).

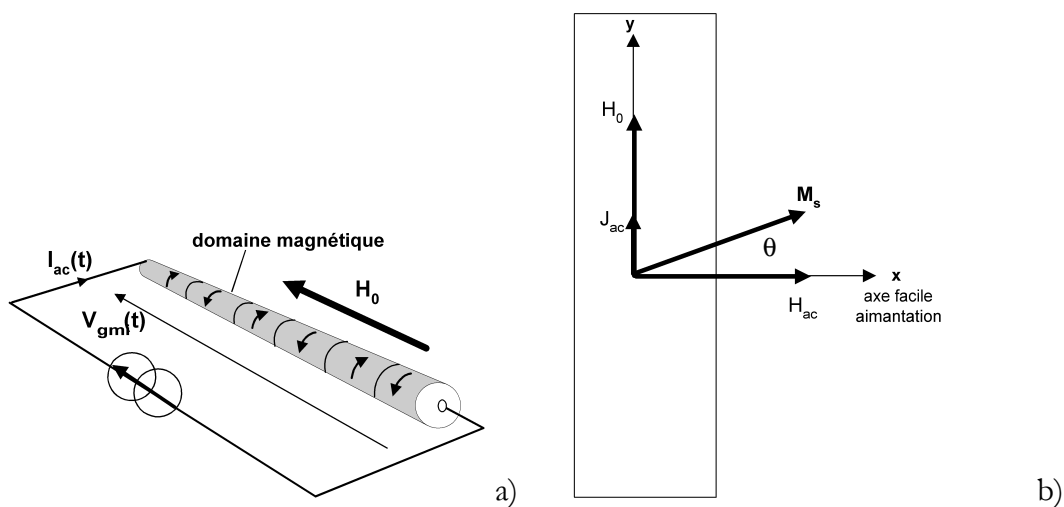


Figure 1.33 : Principe d'une magnéto impédance géante et position des vecteurs dans un domaine magnétique.

La tension est mesurée directement aux bornes du fil ferromagnétique et l'impédance est déduite de (1.38). La nature de l'impédance est complexe et à la résistance, il faut ajouter une partie imaginaire inductive.

$$\underline{Z}_{gmi} = \frac{V_{gmi}}{I_{ac}} \quad (1.38)$$

La Figure 1.33b représente les grandeurs physiques associées au phénomène pour un échantillon magnétique composé de domaines magnétiques transverses représentés par le vecteur aimantation M_s . L'approche simplifiée du phénomène consiste à considérer l'échantillon comme un unique domaine magnétique [86] composé du vecteur aimantation M de direction θ et d'amplitude M_s -comme la magnétorésistance anisotrope- sur lequel agissent deux champs magnétiques. Le premier, H_{ac} créé par le courant électrique longitudinal, est de direction transverse, et de faible amplitude. Le deuxième, H_0 correspond au champ magnétique à mesurer. Lorsque H_0 est nul et en supposant l'amplitude du champ H_{ac} sans influence sur l'état magnétique du micro fil, l'impédance est égale à sa valeur Z_0 définie par la relation (1.39). L'aimantation quant à elle, reste alignée à l'axe de facile aimantation.

$$\underline{Z}_0 = R_0(\omega) + jL_0(\omega)\omega \quad (1.39)$$

Dans le cas où la fréquence devient suffisante, la profondeur de peau devient inférieure au rayon du fil et les champs magnétique et électrique ne sont plus homogènes dans le matériau. La résistance et l'inductance dépendent alors de la fréquence, de la conductivité électrique σ et de la perméabilité transversale μ_{\perp} . La direction transversale correspondant à la direction du champ d'excitation H_{ac} .

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\sigma\mu_0\mu_{\perp}\omega}} \quad (1.40)$$

En présence d'un champ magnétique appliqué dans la direction longitudinale (i.e. colinéaire au courant d'excitation), l'aimantation effectue une rotation pour, au final, en champ fort (champ de saturation), s'aligner dans l'axe longitudinal. Le vecteur aimantation n'est alors plus colinéaire avec le champ magnétique d'excitation et les composantes du tenseur de perméabilité exprimé dans le repère de l'aimantation deviennent des fonctions du champ statique et de la fréquence (1.41). Les composantes dynamiques de l'aimantation sont reliées par ce tenseur au champ magnétique vu du repère de l'aimantation. L'étude dynamique de l'aimantation sera abordée au chapitre 3.

$$\begin{pmatrix} m_{\parallel} \\ m_{\perp} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mu_{\parallel}(H_0, \omega) & 0 \\ 0 & \mu_{\perp}(H_0, \omega) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_{\parallel} \\ b_{\perp} \end{pmatrix} \quad (1.41)$$

Dans ces conditions l'impédance (1.39) est une fonction également du champ statique (1.42) où L , représente l'inductance du micro-fil.

$$\underline{Z}(\omega, H_0) = R(\omega, H_0) + jL(\omega, H_0)\omega \quad (1.42)$$

L'impédance représente par conséquent, la grandeur électrique qui permet de mettre en évidence le changement de l'état magnétique, se produisant dans la matière ferromagnétique. Cet effet se traduit par la variation à la fois de la résistance R et de l'inductance L en présence d'un champ magnétique H_0 . La figure ci-dessous présente des résultats expérimentaux concernant la variation du module et de la phase de l'impédance d'un micro-fil (Amorphe based Cobalt) alimenté avec un courant de 5 mA à 1 MHz pour une plage de champ magnétique continu H_0 de ± 2100 A/m. Il s'agit d'une réponse typique des micro-fils avec cette décroissance très abrupte du module, une fois les pics d'impédance atteints. La valeur particulière du champ pour laquelle l'impédance est maximale correspond au champ magnétique d'anisotropie. En terme de conception de capteur, ce transducteur n'est pas utilisable directement puisqu'à champ nul le module est différent de zéro (offset), sa dépendance au champ est loin d'être linéaire et son caractère pair ne permet pas de distinguer le signe du champ magnétique. Des courbes précédentes, les parties réelle et imaginaire sont déduites et permettent d'expliquer le mode de fonctionnement du transducteur. Avant d'atteindre le champ d'anisotropie, ces deux composantes sont sensiblement identiques. Puis, elles décroissent toutes deux. Cependant, c'est la partie réelle qui subit la plus forte décroissance (500%) (cf. Figure 1.35). L'impédance devient inductive. Ainsi le détecteur est sensible via sa résistance qui ne peut varier à fréquence fixe et conductivité fixe (l'effet AMR n'est pas à l'origine de telles variations de l'ordre de $\Delta R < 3\%$) qu'à travers la variation de la perméabilité du matériau magnétique conformément à l'expression (1.40). A la Figure 1.36 est représenté le schéma électrique équivalent du micro fil soumis au champ statique dans les deux positions limites de l'aimantation. Le micro-fil est assimilable à cette fréquence à un capteur inductif.

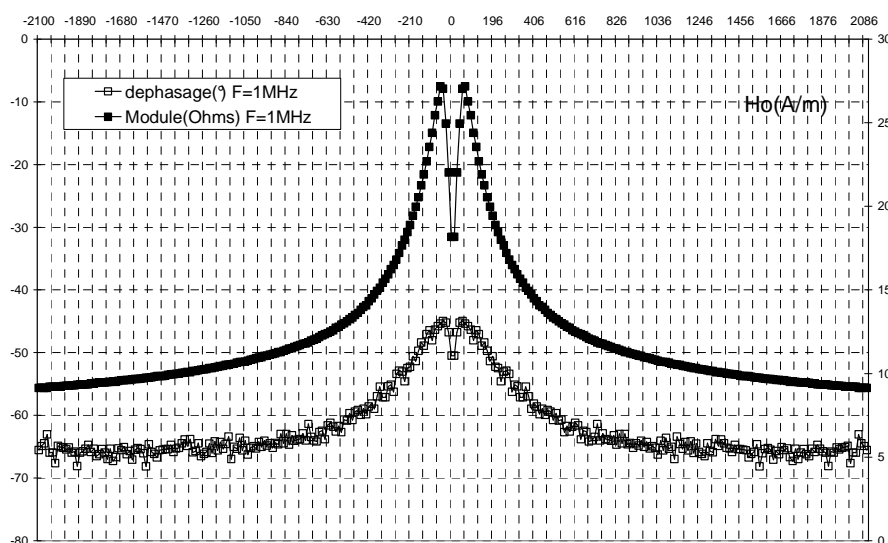


Figure 1.34 : Réponses magnétiques du module et de la phase. A gauche, l'échelle associée à la phase et à droite, au module.

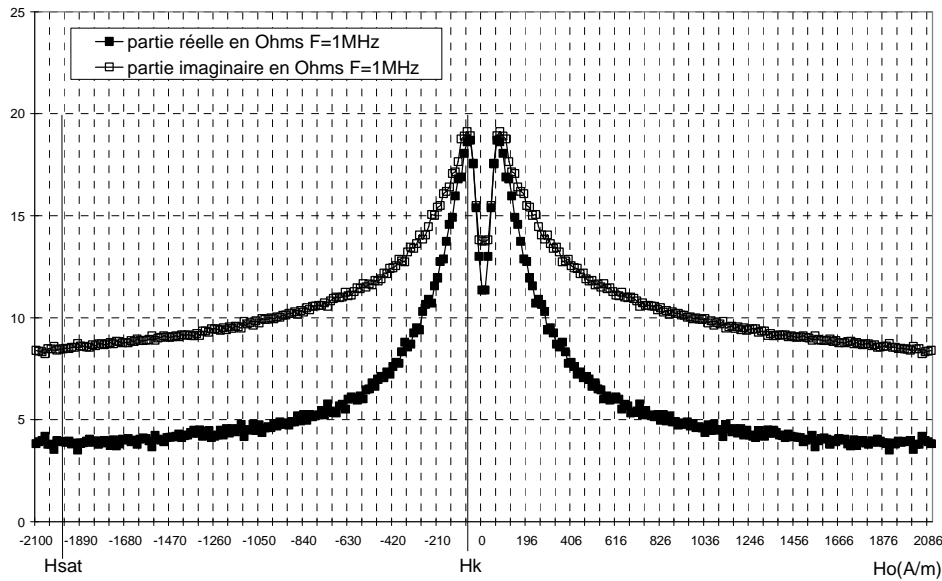


Figure 1.35 : Réponses magnétiques des parties réelle et imaginaire (partie inductive).

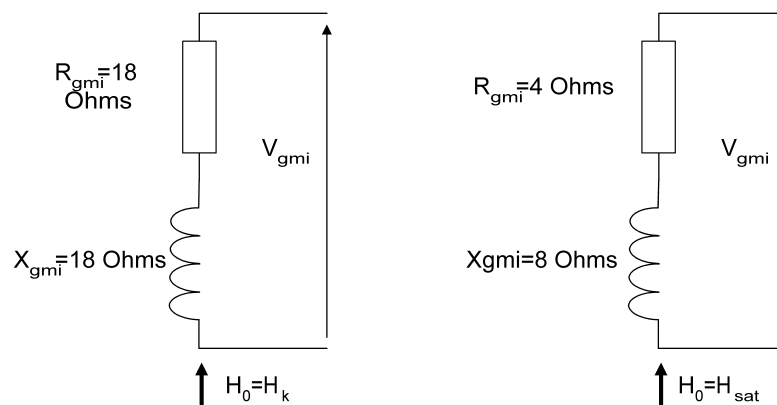


Figure 1.36 : Schéma équivalent du micro-fil au champ d'anisotropie et au champ de saturation.

1.4.2 Premières études : Les macros-fils

Les premiers transducteurs de ce type furent étudiés par Harrison & Al [29] et concernaient des fils conducteurs. Les auteurs présentent une étude publiée en 1935 sur l'effet de peau dans les fils ferromagnétiques recuits sous champ, conducteurs, en alliage FeNi, de diamètre maximum de 0.5 mm, avec des longueurs jusqu'à 40 cm (Figure 1.37). Ils constatent que les fils voient leur résistance et leur inductance varier en fonction de l'amplitude du courant d'excitation et du champ magnétique externe. Le principe physique est énoncé comme étant la variation de la profondeur de peau à travers la variation de la perméabilité magnétique du matériau. Cette variation de perméabilité est obtenue soit par variation de l'amplitude du champ magnétique d'excitation, soit par variation d'un champ magnétique externe continu parallèle à l'axe du fil. Ainsi les courbes de la Figure 1.38, extraites de l'article, présentent les graphes de variation de résistance et de réactance du fil lors d'une variation du champ magnétique continu pour plusieurs

échantillons de longueur différente. De 6 cm pour la courbe du bas à 40 cm pour la courbe du haut de chaque graphe. Pour une longueur au delà de 6 cm [29], la résistance devient sensible à la présence d'un champ magnétique appliqué, et subit une décroissance monotone tandis que la réactance présente un maximum puis décroît. A champ nul, ces deux grandeurs croissent en fonction de la longueur et sur la plage de variation du champ magnétique, leur variation s'accroît également.

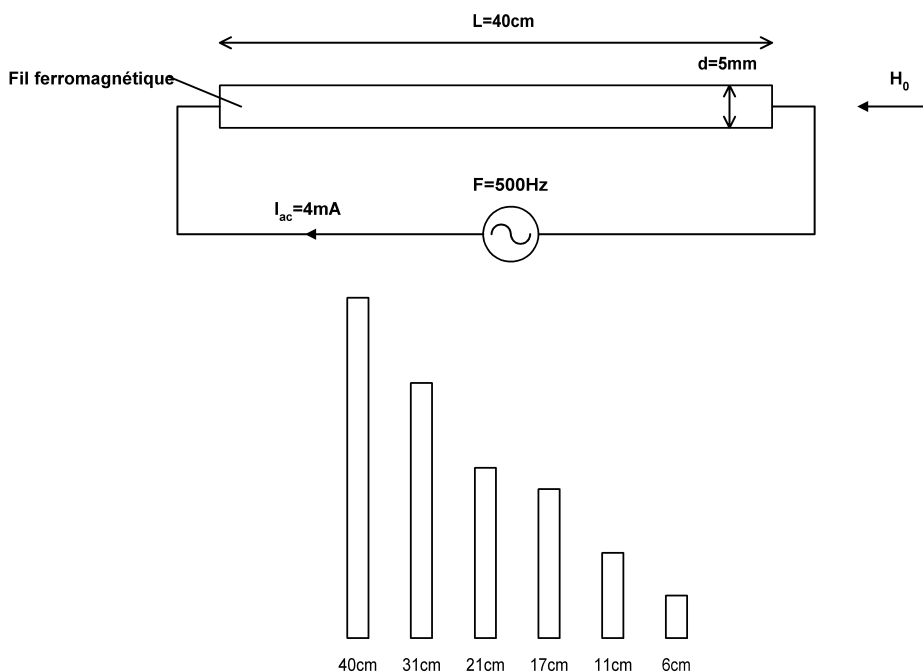


Figure 1.37 : Macros-fils de matériau FeNi recuit sous champ. Mesure d'impédance en fonction du champ statique longitudinal.

Finalement la valeur de la résistance à champ fort est nettement plus faible qu'à champ nul, contrairement à la réactance dont les valeurs sont assez proches à longueur donnée. Une valeur particulière du champ magnétique est remarquable et se situe au pic de la réactance et coïncide également au point de pente maximale de résistance. Pour caractériser ces variations, les auteurs introduisent la notion de sensibilités intrinsèques relatives aux composantes de l'impédance illustrées ici par les relations ci-dessous. Elles représentent leur variation sur une plage de champ magnétique, ramenée sur leur valeur à champ nul ((1.43) et (1.44)).

$$S_R(\%) = \frac{1}{R_0} \frac{\Delta R}{\Delta H} \quad (1.43)$$

$$S_x(\%) = \frac{1}{X_0} \frac{\Delta X}{\Delta H} \tag{1.44}$$

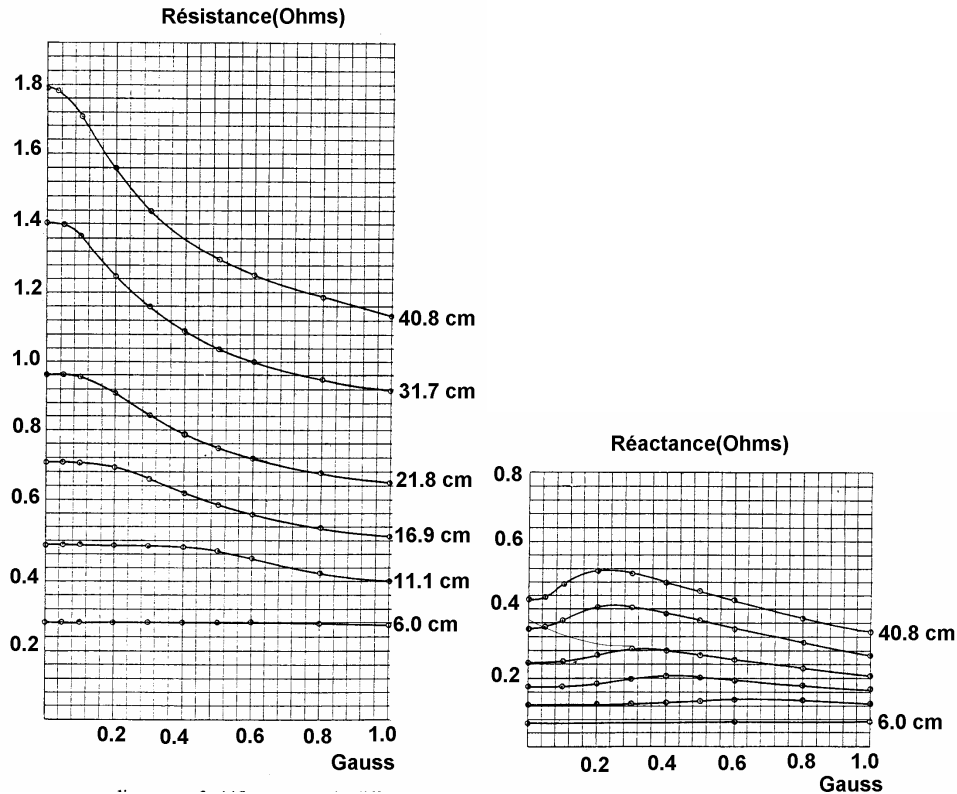


Figure 1.38 : Partie réelle et partie imaginaire de l'impédance d'un fil ferromagnétique conducteur en fonction du champ magnétique continu (extrait de [29]).

La sensibilité intrinsèque S_R en valeur absolue, est de 0.094 Ohms/A/m pour une alimentation de 4 mA à 500 Hz environ, soit 314 V/T. Par ailleurs ces fils révèlent un comportement plutôt résistif. Pour un fil de 0.183 mm de diamètre et longueur de 15.25 cm, les mesures donnent une résistance quatre fois supérieure à la réactance montrant la nécessité de favoriser l'effet de peau. D'un point de vue théorique, les auteurs [29], proposent un modèle basé sur le calcul de l'impédance d'un fil ferromagnétique, illustré ici par la relation (1.45). Cette relation concerne un fil de diamètre d , de longueur L composé d'une matière ferromagnétique considéré homogène au moins dans la direction du champ magnétique créé par le courant qui le traverse. Le coefficient complexe \underline{k} est relié à la profondeur de peau δ (1.40) par la relation (1.46).

$$\underline{Z} = R_0 \frac{\underline{k}d}{2} \frac{J_0(\underline{k}d)}{J_1(\underline{k}d)} \tag{1.45}$$

Où les J_i sont les fonctions de Bessel d'ordre zéro et d'ordre un et R_0 , la résistance à fréquence nulle.

$$\underline{k} = \frac{(1-j)}{\delta} \quad (1.46)$$

La perméabilité macroscopique (en module) est déduite des mesures de la partie réelle et de la partie imaginaire de l'impédance mesurée successivement en fonction de l'amplitude et de la fréquence du champ d'excitation. Ce qui permet de montrer que la perméabilité circonférentielle (perpendiculaire à la longueur du fil) est une fonction de l'amplitude du courant d'excitation avec une croissance, un maximum puis une décroissance. Le mécanisme de décroissance de la perméabilité est expliqué par le phénomène de rotation de l'aimantation qui apparaît à l'application d'un champ continu perpendiculaire au champ magnétique d'excitation. Ainsi cet article permettait de montrer sans le désigner les fondements théoriques de l'effet de magnéto impédance géante qui se traduit par la décroissance de la perméabilité AC du matériau en présence d'un champ magnétique perpendiculaire au champ magnétique d'excitation.

1.4.3 Les micros fils et les rubans

Puis, dans les années 1990, K.Mohri et al rapportent une étude expérimentale [30], concernant des fils ferromagnétiques de taille beaucoup plus faible (5 mm de long pour un diamètre de 20 μm du manufacturier UNITIKA).

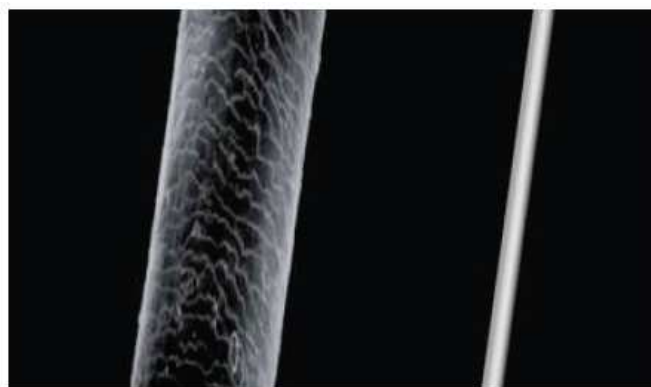


Figure 1.39 : Extrait de [31] : A gauche un cheveu de 150 μm de diamètre. A droite, un micro-fil de 20 μm de diamètre.

Ces transducteurs ferromagnétiques à base de matériaux amorphes recuits sous champ magnétique sont excités à basse fréquence ($F < 100\text{kHz}$), justifiant ainsi le nom du phénomène comme l'effet magnéto inductif. L'exploitation de la variation totale de l'inductance par démodulation d'amplitude, permet de les intégrer comme tête magnétique dans la détection de position du type « tout ou rien » d'un rotor à aimants permanents. Les travaux de R.S. Beach et A.E. Berkowitz [32] étendent

l'étude aux rubans ferromagnétiques où l'effet de peau prononcé permet également d'observer une dépendance en champ magnétique de la partie réelle. Une étude complète est rapportée sur la variation des impédances en fonction de la fréquence et du champ magnétique continu. Les fils utilisés par [32] sont identiques à l'étude de K. Mohri, leur permettant d'obtenir des variations d'impédance de l'ordre de 600% sur la partie réelle à 3 MHz. Bien que les premiers éléments théoriques, concernant la variation de l'inductance à travers celle de la perméabilité AC en présence d'un champ magnétique continu, soient évoquées qualitativement dès l'article de K. Mohri, il faut attendre la contribution des auteurs de la référence [33] pour avoir un énoncé quantitatif des mécanismes de perméabilité dans les matériaux magnétiques anisotropes, qu'ils soient conditionnés sous forme de fil ou de ruban. Le modèle proposé consiste à considérer le matériau magnétique homogène du point de vue du champ magnétique et du courant d'excitation donnant lieu à l'expression de l'impédance (1.45) pour un fil puis à l'expression (1.47) pour un ruban, dont le détail du calcul est présenté au chapitre 3. La dimension, « a », correspond à l'épaisseur du ruban.

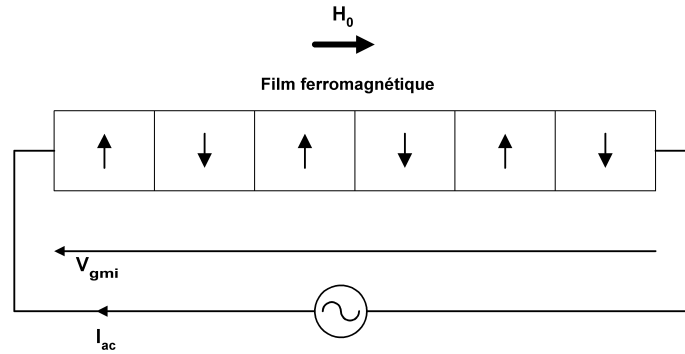


Figure 1.40 : Structure de ruban ferromagnétique à effet GMI.

$$\underline{Z} = R_0 \frac{ka}{2} \coth\left(\frac{ka}{2}\right) \quad (1.47)$$

La perméabilité suivant l'axe de facile aimantation est quant à elle calculée comme la somme algébrique (1.48) (cf. [33]) de deux contributions associées à un matériau constitué de plusieurs domaines magnétiques transverses séparés par des parois.

$$\mu_{eff} = 1 + \chi_{dw} + (\sin^2 \theta) \chi_{mt} \quad (1.48)$$

Tout d'abord la susceptibilité de parois χ_{dw} , à travers laquelle le déplacement de parois dû au champ magnétique d'excitation induit des courants microscopiques qui produisent à leur tour un champ magnétique induit dont l'effet se traduit par l'amortissement des déplacements de parois. Puis d'autre part la susceptibilité de

rotation χ_{rot} provenant du couple imposé sur l'aimantation par le champ magnétique continu. L'angle θ correspondant au décalage spatial entre l'axe d'anisotropie magnétique et l'aimantation. Les résultats de simulation permettent de distinguer deux comportements de l'impédance en fonction du champ magnétique selon le domaine de fréquence, faisant dire aux auteurs que le déplacement de parois est à l'origine du changement de l'état magnétique à basse fréquence tandis que la rotation de l'aimantation domine dans les hautes fréquences en présence d'un champ magnétique perpendiculaire à l'anisotropie. Les courbes d'impédance montrent des variations très marquées surtout pour les fils où les deux maximums constituent la signature en champ magnétique des GMI. Ces pics d'impédance sont en général nettement moins marqués dans les rubans. Pour caractériser ces variations, ces auteurs adoptent le paramètre de facteur de magnéto impédance ou *MI ratio* décrit par la relation (1.49) (voir [33]). Ce *MI ratio* représente la variation relative de ces composantes par rapport à leur valeur à champ magnétique nul. Si la courbe d'impédance présente un maximum, la relation (1.50) se substitue à la précédente.

$$MI(\%) = \frac{|Z|_{H_0=0} - |Z|_{H_0=H_{sat}}}{|Z|_{H_0=H_{sat}}} \times 100 \quad (1.49)$$

$$MI(\%) = \frac{|Z|_{\text{maximum}} - |Z|_{H_0=H_{sat}}}{|Z|_{H_0=H_{sat}}} \times 100 \quad (1.50)$$

Les résultats expérimentaux concernant des fils et des rubans montrent des MI ratio respectivement de 150% et de 45% pour des fréquences de l'ordre du MHz.

1.4.4 Les sandwiches

Alors que les fils et rubans sont traversés directement par le courant d'excitation, les sandwiches utilisent deux rubans ferromagnétiques séparés par un matériau conducteur alimenté par la source de courant. Semblablement aux structures dites homogènes (un seul type de matériau), les sandwiches sont constitués de deux rubans en matériaux à anisotropie magnétique transverse, enserrant un ruban de cuivre connecté à l'excitation (Figure 1.41). Les deux rubans ferromagnétiques constituent ainsi un circuit fermé vis-à-vis du champ d'excitation. Le champ magnétique continu est appliqué dans le sens de la longueur et la mesure de l'impédance s'effectue à travers la tension mesurée aux bornes du conducteur de cuivre. Les auteurs de la référence [34] présentent les résultats expérimentaux concernant des structures sandwich de moins de 1 μm d'épaisseur et de 500 μm de longueur constitué de deux couches d'alliage ferromagnétique Ni-Fe recuit sous champ et d'un ruban de cuivre de largeur plus faible. L'ensemble est réalisé par déposition et permettait au matériau magnétique d'entourer intégralement le ruban de cuivre. La dizaine de MHz était nécessaire pour obtenir des MI ratio élevés, de l'ordre de 200% à 50 MHz. Comparativement à un seul ruban, la structure

sandwich exploite au mieux l'excitation magnétique en réduisant le champ démagnétisant dans la direction du champ d'excitation et par conséquent, diminue le courant d'excitation à champ d'excitation identique. Les performances sont 3 à 6 fois meilleures par rapport à un ruban simple à gamme de fréquence équivalente selon les auteurs de la référence [35] qui rapportent une étude expérimentale sur des échantillons de $7\ \mu\text{m}$ d'épaisseur (conducteur+2 films ferromagnétiques), de largeur de 2 mm et de longueur 10 mm.

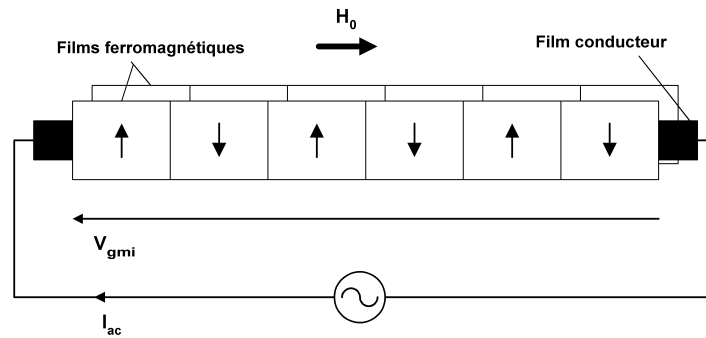


Figure 1.41 : Structure de magnétoimpédance géante de structure sandwich.

Leur étude montre des courbes d'impédance également paires dans le cas des sandwiches tout comme les fils. Cependant, deux pics d'impédance apparaissent à une valeur particulière nommée, champ d'anisotropie. Dans le cas des fils, ces pics sont très proches du champ nul. Ainsi, les courbes d'impédance présentent un maximum au champ d'anisotropie, puis décroissent en champ fort.

1.4.5 Tenseur d'impédance

L'analyse des premières études laisse penser qu'il est obligatoire d'utiliser des matériaux à anisotropie transverse (Figure 1.42a), dont l'effet est identifiable par la présence de deux maximums sur la caractéristique $Z(H_0)$. Or les auteurs de la référence [36] publient une étude expérimentale d'une GMI sandwich utilisant un matériau à anisotropie longitudinale (Figure 1.42b) où les pics de résonance apparaissent timidement à proximité du champ nul. Toutefois, la décroissance de l'impédance s'avère moins prononcée que dans le cas de l'anisotropie transverse mais la dépendance en champ existe également dans cette configuration de matériau magnétique. Les deux cas d'anisotropie présentent des courbes d'impédance paires (symétrique selon le terme employé). Ces mêmes auteurs proposent une courbe d'impédance impaire, linéaire en champ faible, en associant à une GMI sandwich, un bobinage, utilisé comme pick-up coil (Figure 1.43).

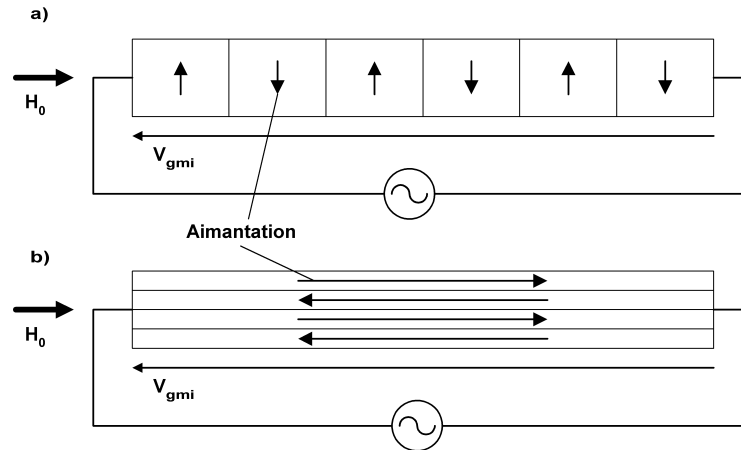


Figure 1.42 : Utilisation d'un matériau à anisotropie transverse (a) et à anisotropie longitudinale (b).

Les courants circulant dans le sandwich et le bobinage, I_z et I_b , sont alternatifs et produisent les champs alternatifs h_z et h_b . Ils généralisent alors l'étude de la magnétoimpédance avec le concept de tenseur d'impédance [37] qui relie les tensions, V_z et V_b , respectivement aux bornes du bobinage et du sandwich en fonction des courants.

$$\begin{pmatrix} V_z \\ V_b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{yy} & Z_{yz} \\ Z_{zy} & Z_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_z \\ I_b \end{pmatrix} \quad (1.51)$$

La composante diagonale Z_{yy} est accessible en réalisant l'excitation et la prise de mesure aux bornes du sandwich. La mesure des composantes non diagonales (« off diagonal », [38]) s'effectue en croisant les alimentations et la prise de mesure. Ce principe est également utilisé dans les fils excités par un courant alternatif et la prise de mesure, est réalisée à travers un bobinage qualifié de pick-up coil. La dépendance en champ magnétique obtenue est également linéaire (Figure 1.44).

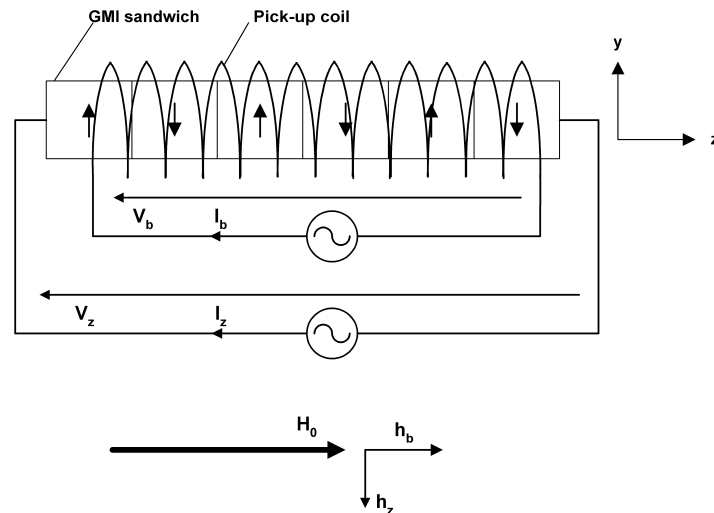
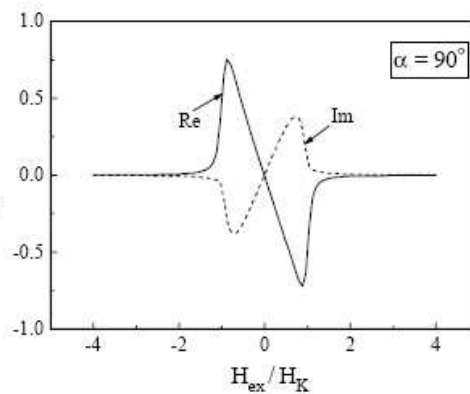


Figure 1.43 : Pick-up coil et principe d'une GMI asymétrique [38].

Figure 1.44 : Allure des impédances réduites non diagonales : partie réelle et imaginaire avec une anisotropie transverse (α), (extrait de [39]).

1.4.6 Capteurs à effet GMI

Quelques publications font référence de réalisations de capteurs utilisant des transducteurs à effet GMI pour des applications de détection de position [40], de tête de lecture magnétique [41]-[42], de mesure de courant [43] et bien entendu de magnétomètres [44]-[45]-[46]. Les structures utilisées pour l'instant concernent les micros fils et les films ferromagnétiques. La stratégie de conditionnement du signal GMI, consiste à utiliser un oscillateur pour l'excitation et une polarisation magnétique pour décaler le point de fonctionnement à la sensibilité maximum [44]. Puis un bobinage de contre-réaction permet d'étendre la linéarité et de réaliser la stabilité du capteur. L'excitation peut être soit un signal carré soit sinusoïdal. Dans les deux cas, la démodulation d'amplitude du fondamental du signal GMI permet par une détection de crête d'extraire le signal utile de l'excitation. Cependant, ces principes s'accompagnent d'un offset à champ nul et par conséquent de problème de linéarité. Pour résoudre ces problèmes plusieurs solutions héritées des capteurs à

effet Hall et à magnétorésistance ont été mises en œuvre. Les auteurs des références [45] et [46] proposent une solution usuelle pour supprimer l'offset d'un capteur GMI (et ainsi rendre leur caractéristique $V_{gmi}(H_0)$ quasi-affine). Il s'agit d'associer deux capteurs les plus identiques possibles polarisés en opposition. En termes de sensibilité en champ magnétique et bruit blanc, ils obtiennent respectivement 40V/T et 200 nT/sqrt(Hz) pour des rubans en NiFe (Permalloy) de longueur 10 cm. Ils font usage également d'une polarisation magnétique dynamique qui permet d'augmenter la linéarité de la GMI [46]. La référence [42] utilise une suppression de l'offset par soustraction de la valeur de l'impédance à champ nul. Le passage à une réalisation du type industrielle a vu le jour dans les téléphones mobiles (Vodafone 2005) avec la réalisation d'un compas électronique réalisé par une GMI 2D intégrée dans une puce électronique [44]. Le micro-fil GMI est alimenté par un courant asymétrique (polarisation intégrée au signal d'excitation) et la détection s'effectue en mesurant la tension aux bornes du pickup coil laissant penser que l'exploitation de l'effet GMI est réalisée à travers les composantes non diagonales dont les variations sont linéaires en champ magnétique. Le produit fini contient deux micro-fils pour la mesure des composantes X et Y, intégrés avec l'électronique complète dans un boîtier de taille très réduite. Le fabricant affiche des performances en sensibilité avec l'électronique de conditionnement, de 2900 V/T dans une bande passante de [10 Hz-30 kHz].

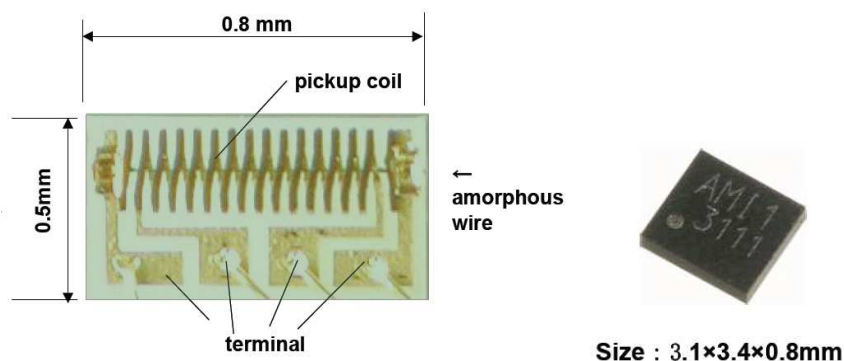


Figure 1.45 : Boussole intégrée à base d'un micro-fil ferromagnétique. Le pickup coil est bobiné autour du fil. L'excitation de la GMI est réalisée sur les boundings extérieurs et la mesure sur les deux du centre. A droite la boussole deux dimensions avec son électronique intégrée [44].

Par ailleurs, ce même constructeur propose une puce qui intègre un accéléromètre 2D associé à la boussole 2D précédente, dont le principe est basé sur la mesure de vitesse, assurée par deux micro-fils GMI supplémentaires qui détectent le mouvement de translation de deux cantilevers.

Chapitre 2 Etude expérimentale

Bien que les performances des micros fils soient supérieures aux autres structures utilisant l'effet de magnétoimpédance géante, leur fréquence d'excitation, de l'ordre de la dizaine de mégahertz, constitue un premier inconvénient pour l'électronique utilisée dans le domaine de la magnétométrie (limitation en bande passante et en variation de sortie des composants électroniques). Leur second inconvénient concerne leur fragilité mécanique ainsi que leur faible potentiel d'intégration et la possibilité restreinte de créer de nouveaux designs. Le choix s'est donc porté sur la structure en sandwich, plus robuste, dont la réalisation simple permet de disposer de plusieurs degrés de liberté d'action pour l'investigation expérimentale. Parmi ces degrés de liberté, le choix du matériau magnétique en nanocristallin à anisotropie transverse constitue un premier avantage puisque commercialisé sous forme de tore [47], il permet une découpe aisée en ruban de longueur (10-12cm), peu différente de celle des noyaux des search coils déjà conçus au laboratoire. La première étape de l'expérimentation consiste en premier lieu à caractériser l'impédance d'une GMI sandwich afin de connaître son comportement en présence d'un champ magnétique statique et d'un champ magnétique alternatif. Plus précisément, il s'agit de mesurer son impédance en module et phase en fonction du champ magnétique statique, puis, en fonction de la fréquence du champ alternatif. Au « MI ratio » couramment employé pour démontrer l'efficacité de la détection GMI, la sensibilité intrinsèque, plus pertinente en champ faible, sera directement mesurée par une méthode AM (modulation d'amplitude par un champ faible, [54]). L'influence du champ magnétique de polarisation et de la fréquence d'excitation, sera étudiée simultanément. La discussion des résultats expérimentaux s'appuiera d'abord sur un modèle basse fréquence d'impédance incluant les courants de Foucault. L'analyse des mécanismes d'aimantation sera basée sur le principe de séparation des phénomènes de déplacement des parois et de rotation de l'aimantation [51]-[52]. Puis, des études porteront sur de nouvelles structures de GMI permettant d'accroître la sensibilité intrinsèque pour des fréquences d'excitation faibles (5kHz-700kHz). Ces transducteurs utilisent un bobinage unique pour l'excitation et la prise de mesure. Les différentes positions de ce bobinage (longitudinale et transversale) ainsi, que les matériaux à anisotropie longitudinale (nanophy [47]) et les matériaux texturés (mumetal, [53]) seront explorées. L'effet du champ démagnétisant fera l'objet d'une étude dans le cas de la GMI à bobinage transversal utilisant un unique ruban ferromagnétique en mumetal ou la longueur du ruban constituera le premier paramètre de variation du coefficient de champ démagnétisant. Le second paramètre concernera l'effet d'un nouveau design des rubans mumetal par l'aminçissement au centre des rubans par rapport aux extrémités. Cette technique de bobinage unique sera étendue aux matériaux magnétiques isolants comme les ferrites. Ainsi, par comparaison des diverses sensibilités intrinsèques mesurées, il sera possible de conclure sur les éléments qui seront primordiaux pour la conception du futur magnétomètre à effet GMI. Enfin, l'étude précise des spectres en fréquence et en champ magnétique des impédances, facilitera l'identification et

l'analyse des phénomènes physiques qui constituent les principes fondamentaux du fonctionnement des magnétoimpédances géantes bobinées.

2.1 Techniques expérimentales

2.1.1 Bases théoriques de la caractérisation des GMI

L'impédance est une propriété du transducteur dont la signification n'a d'existence que dans le cas du régime harmonique. Ainsi l'alimentation du transducteur est d'abord réalisée au moyen d'une source de tension sinusoïdale (source V_g , représentée sur la Figure 2.1). La mesure de la tension aux bornes du transducteur et du courant qui le traverse permet de déterminer les caractéristiques de l'impédance en l'occurrence, son module et sa phase. Ensuite, l'application d'un champ magnétique statique d'intensité ajustable produira également une variation de l'impédance en module et en phase.

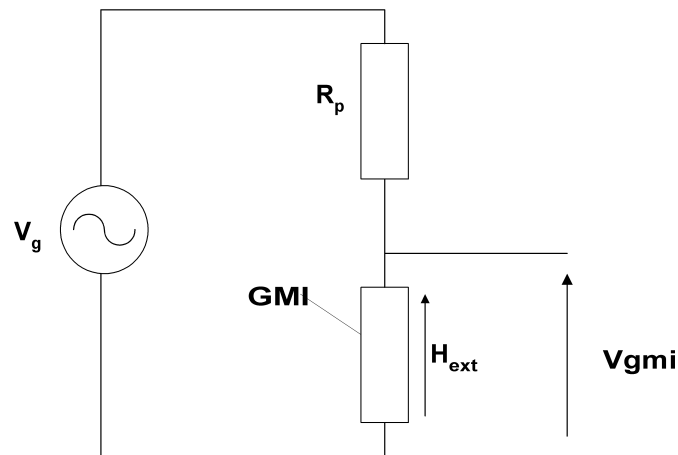


Figure 2.1 : Excitation en courant d'une GMI sandwich en présence d'un champ magnétique H_{ext} .

Lorsque le champ magnétique créé par le courant d'excitation ne sature pas le matériau magnétique, l'impédance peut être mise sous la forme (2.1). Elle dépend alors de la pulsation du signal d'excitation (générateur V_g à la pulsation ω_{hf}) et du champ magnétique longitudinal H_{ext} . L'angle ϕ représente la phase de la tension aux bornes du transducteur par rapport au courant d'excitation.

$$\underline{Z}(\omega_{hf}, H_{ext}) = \left| \underline{Z}(\omega_{hf}, H_{ext}) \right| e^{+j\phi(\omega_{hf}, H_{ext})} \quad (2.1)$$

Habituellement, le comportement des GMI est caractérisé par les courbes d'impédance en champ fort (cf. §1.4.1.). C'est l'utilisation d'un « Lock-in-Amplifier » qui permet de séparer la partie imaginaire et la partie réelle de l'impédance par détection synchrone respectivement en phase et en quadrature.

Cependant, cette technique de mesure ne permet pas d'effectuer une caractérisation pour de faibles variations de champs (dh) autour d'un point de repos, incontournable lorsque le contexte réel de l'utilisation de l'effet GMI concerne la réalisation d'un magnétomètre. Dans cet objectif, il est nécessaire d'exprimer la tension autour d'un point de repos. Dans le cas d'un champ faible statique dh , cette tension est égale à la somme de l'impédance au champ de polarisation (ou point de repos) et de sa variation qui est fonction de dh (2.2).

$$\underline{V}_{gmi} = [\underline{Z}_0 + \Delta\underline{Z}(dh)] \underline{I}_{ac} \quad (2.2)$$

Le terme $\Delta\underline{Z}$ porte l'information sur le champ magnétique faible tandis que le terme \underline{Z}_0 est associé à la valeur du champ de polarisation. Ce dernier semblable à un offset, rend difficile la détection de la variation d'impédance associée au champ magnétique faible à mesurer. Par conséquent, une méthode de modulation d'amplitude par un champ magnétique très basse fréquence supplémentaire est mise en œuvre pour séparer le terme d'offset du terme sensible (Figure 2.2) dans le but de caractériser séparément l'impédance et la sensibilité intrinsèque.

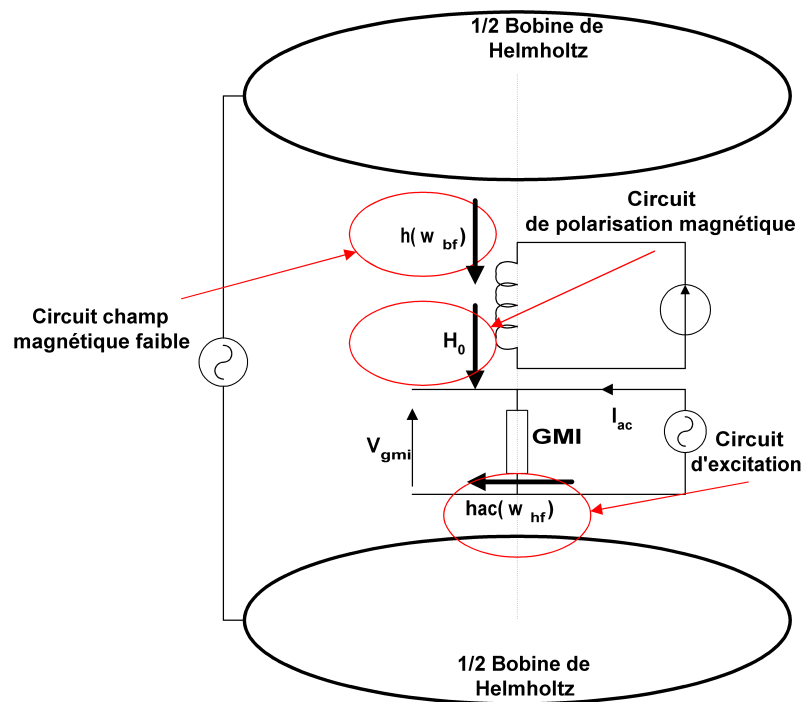


Figure 2.2 : Grandeurs physiques associées à l'étude expérimentale des GMI et méthode AM de mesure de la sensibilité intrinsèque. En plus du champ magnétique d'excitation, la GMI est traversée par un champ magnétique continu pouvant atteindre des valeurs élevées (2kA) et un champ magnétique alternatif de très faible amplitude (1A/m) et fréquence (30Hz).

Le principe de cette méthode consiste à superposer dans la même direction au champ magnétique statique H_0 , un champ magnétique \tilde{h} sinusoïdal et lentement

variable (dizaines de Hz à qq. kHz). Aux deux sollicitations, haute fréquence et basse fréquence, la réponse du transducteur, présente un signal modulé en amplitude et en phase dont les effets dépendent de la valeur du champ statique de polarisation H_0 . Le champ total H_{ext} appliqué au ferromagnétique devient la somme de H_0 et de \tilde{h} :

$$H_{\text{ext}} = H_0 + \tilde{h} \quad (2.3)$$

A partir de l'expression (2.1) et de (2.3), l'accroissement de l'impédance dû au champ magnétique \tilde{h} s'exprime comme un développement limité au premier ordre selon (2.4).

$$\underline{Z} + \Delta\underline{Z} = \left| \underline{Z}_0(\omega_{bf}, H_0) \right| e^{-j\varphi(\omega_{bf}, H_0)} + \frac{\partial \left(\left| \underline{Z}(\omega_{bf}, H_0) \right| e^{-j\varphi(\omega_{bf}, H_0)} \right)}{\partial H_0} \tilde{h} \quad (2.4)$$

Après avoir développé le deuxième terme de (2.4), l'impédance s'écrit sous la forme représentée par l'expression (2.5) où la modulation porte à la fois sur le module et sur l'argument de l'impédance.

$$\underline{Z} + \Delta\underline{Z} = \sqrt{\left(\left| \underline{Z}_0 \right| + \frac{\partial \left| \underline{Z} \right|}{\partial H_0} \tilde{h} \right)^2 + \left(\left| \underline{Z}_0 \right| \frac{\partial \varphi}{\partial H_0} \tilde{h} \right)^2} \times e^{\left(-j\varphi_0 + \text{arctg} \left(\frac{\left| \underline{Z}_0 \right| \frac{\partial \varphi}{\partial H_0} \tilde{h}}{\left| \underline{Z}_0 \right| + \frac{\partial \left| \underline{Z} \right|}{\partial H_0} \tilde{h}} \right) \right)} \quad (2.5)$$

Le Module et la phase au point de polarisation s'expriment en fonction de la fréquence du courant d'excitation et du champ magnétique de polarisation (2.6):

$$\underline{Z}_0 = \left| \underline{Z}(\omega_{bf}, H_0) \right| \quad (2.6)$$

$$\varphi_0 = \left| \varphi(\omega_{bf}, H_0) \right|$$

Si la variation de phase est très inférieure à la variation du module, l'expression de l'impédance (2.5) se simplifie selon (2.7) qui sera l'expression choisie pour la suite de l'étude expérimentale en raison d'une excitation maximum limitée aux basses fréquences ($f < 1\text{MHz}$).

$$\underline{Z} + \Delta\underline{Z} = \left(\left| \underline{Z}_0 \right| + \frac{\partial \left| \underline{Z}(\omega_{bf}, H_0) \right|}{\partial H_0} \tilde{h} \right) e^{-j\varphi_0} \quad (2.7)$$

Ainsi, l'impédance est représentée par deux termes, le module au point de polarisation qui correspond à la réponse du ferromagnétique au champ magnétique fort et la dérivée du module de l'impédance associée à la réponse en champ magnétique faible. Ce deuxième terme, représenté par l'expression (2.8) définit la sensibilité intrinsèque (unité : Ohms/A/m) du transducteur et elle est fonction de la pulsation du courant d'excitation et de l'amplitude du champ magnétique de polarisation.

$$S_{\text{int}} = \frac{\partial \left| \underline{Z}(\omega_{bf}, H_0) \right|}{\partial H_0} \quad (2.8)$$

Et la sensibilité équivalente (unité : V/T) s'exprime comme le produit de la sensibilité intrinsèque (2.8) avec le courant d'excitation (I_{ac}).

$$S_{\text{equi}} = \frac{\partial \left| \underline{Z}(\omega_{bf}, H_0) \right|}{\partial H_0} I_{ac} \quad (2.9)$$

Les mesures des réponses en champ fort et en champ faible peuvent être réalisées simultanément grâce à une mesure de spectre de puissance de la tension GMI (Figure 2.1), autour de la fréquence du courant d'excitation. En imposant un champ magnétique à mesurer lentement variable (h à la pulsation ω_{bf}) représenté par (2.10), la GMI alimentée par le courant d'excitation décrit par (2.11), présente à ses bornes une tension qui s'exprime selon la relation (2.12).

$$h(t) = \hat{h} \cos(\omega_{bf} t) \quad (2.10)$$

$$I_{ac}(t) = \hat{I}_{ac} \cos(\omega_{bf} t) \quad (2.11)$$

$$V_{gmi}(t) = \left(\left| \underline{Z}_0 \right| + \frac{\partial \left| \underline{Z}(\omega_{bf}, H_0) \right|}{\partial H_0} \hat{h} \cos(\omega_{bf} t) \right) \hat{I}_{ac} \cos(\omega_{bf} t - \varphi_0) \quad (2.12)$$

La tension mesurée équivaut ainsi à une modulation d'amplitude, dont le champ magnétique serait le modulant et le signal d'excitation la porteuse. Sa transformée

de Fourier donnée par (2.13) illustre sa représentation dans l'espace des fréquences.

$$U(f) = \frac{|Z|\hat{I}_{ac}}{2} \left(\delta(f - f_{bf}) + \delta(f + f_{bf}) \right) + \frac{1}{2} \frac{\partial |Z|}{\partial H_0} \hat{I}_{ac} \hat{b} \begin{bmatrix} \delta(f - (f_{bf} - f_{bf})) \\ +\delta(f + (f_{bf} - f_{bf})) \\ +\delta(f - (f_{bf} + f_{bf})) \\ +\delta(f + (f_{bf} + f_{bf})) \end{bmatrix} \quad (2.13)$$

La Figure 2.3 montre la répartition fréquentielle correspondante à $U(f)$ dans le cas d'une excitation à 100 kHz et d'un champ à mesurer à 20 kHz. La mesure du spectre de la tension GMI donne à la fois l'information sur le module de l'impédance au champ statique considéré par l'intermédiaire de la porteuse mais également sur la sensibilité intrinsèque à travers l'amplitude des raies latérales. Si la modulation de phase se combine à la modulation d'amplitude, la nouvelle tension GMI, calculée à partir de l'impédance (2.5), fait apparaître des harmoniques pairs du champ magnétique très basse fréquence (Figure 2.4) similaire à un phénomène de saturation du matériau magnétique.

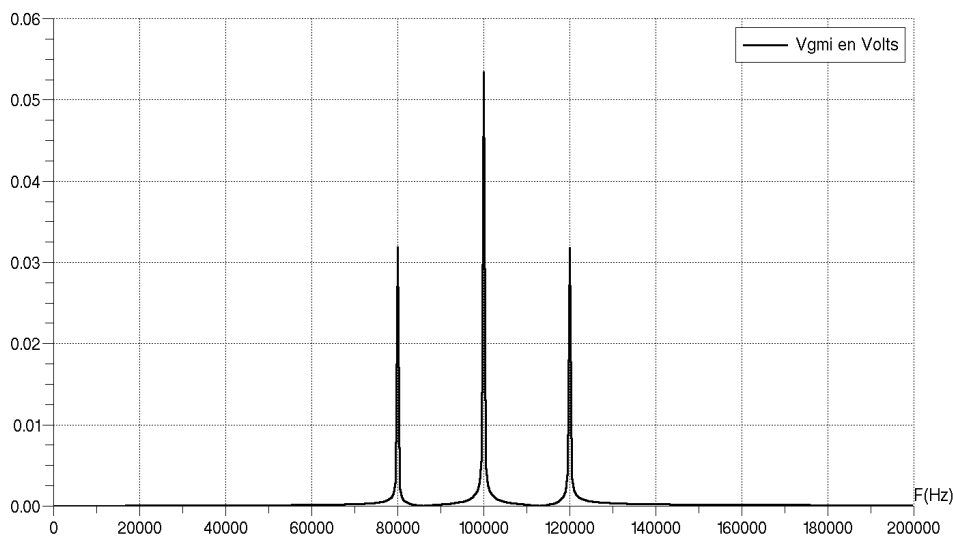


Figure 2.3 : Spectre de Fourier de la tension GMI : Modulation d'amplitude. Fréquence d'excitation à 100 kHz et fréquence du champ magnétique à 20 kHz.

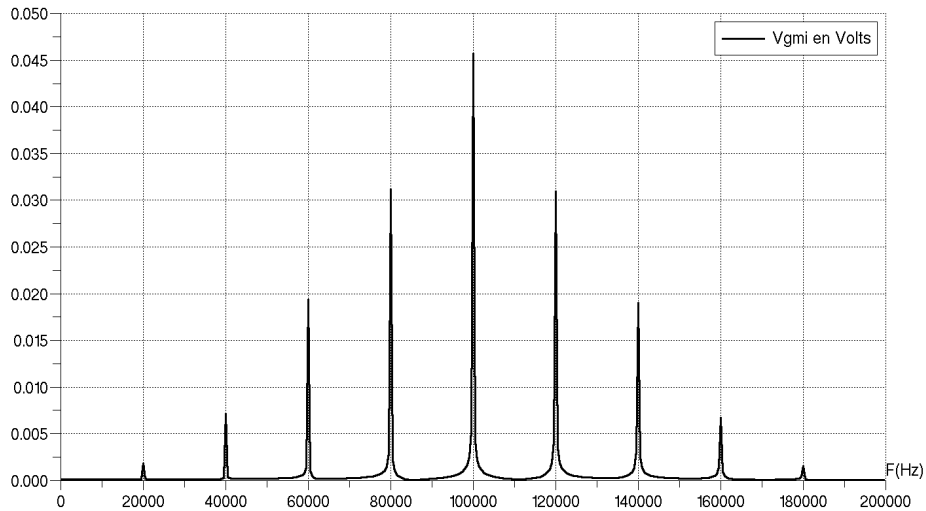


Figure 2.4 : Spectre de Fourier de la tension GMI : Modulations d'amplitude et de phase combinées. Fréquence d'excitation à 100 kHz et fréquence du champ magnétique à 20 kHz. Apparition d'harmoniques pairs.

2.1.2 Banc d'instrumentation

Les GMI sont placées à l'intérieur d'un support entouré d'un bobinage de polarisation de 400 spires alimentées par un courant continu permettant d'imposer le champ magnétique statique le long de l'axe de la GMI (Figure 2.5). L'ensemble est placé au centre de l'axe d'une paire de bobines de Helmholtz de 1m de diamètre produisant un champ lentement variable homogène de 1200 nT. La Figure 2.6 décrit le montage expérimental permettant de caractériser les transducteurs. Un générateur de signaux de laboratoire (gamme de fréquence [5kHz-1MHz]) est utilisé pour l'excitation. Le bobinage de polarisation est alimenté par une alimentation continue faisant varier le champ magnétique statique de 0 à 2100 A/m. L'analyseur de spectre mesure la densité spectrale de puissance du signal GMI autour de la fréquence d'excitation.

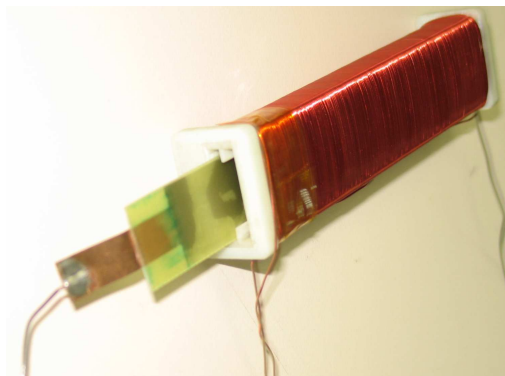


Figure 2.5 : GMI sandwich à l'intérieur du bobinage de polarisation.

L'amplitude de la porteuse donne l'information sur le module de l'impédance et celle des raies latérales est proportionnelle à la sensibilité intrinsèque (2.13). L'oscilloscope permet de déterminer à nouveau, par la méthode V/I cette fois-ci, le module de l'impédance ainsi que la phase, utile pour l'étude du comportement de l'impédance. L'analyseur de spectre basse fréquence permet de visualiser la réponse après démodulation du signal GMI. L'ensemble des appareils intègre le bus d'instrumentation IEEE 488.2 (GPIB), et plusieurs programmes ont été développés en C++. Ces programmes permettent la gestion de l'acquisition rapide des mesures (3000pts/10min), l'analyse temps réel des données ainsi que la mémorisation automatique des mesures. Le pas minimum de champ magnétique de polarisation imposé par l'alimentation continue est de 1 A/m. Deux types de routines ont été conçus. La première consiste à mesurer l'impédance et la sensibilité intrinsèque en fonction du champ statique de polarisation. Ces mesures sont réalisées à champ d'excitation fixe (courant d'excitation constant) et la valeur de sa fréquence est utilisée comme paramètre des mesures en champ magnétique. La seconde routine, effectue le complément de la précédente. Les mêmes données sont mesurées en fonction de la fréquence mais paramétrées par trois valeurs particulières du champ statique : d'abord à champ nul, puis au champ d'anisotropie préalablement déduit de mesures et pour finir à champ maximum. La séquence d'une routine consiste à configurer les appareils en fonction de la nature de la mesure. Par exemple pour la mesure de l'impédance en champ statique, la séquence se déroule de la manière suivante : Une fois les appareils configurés et pour chaque valeur du champ magnétique DC, le PC de contrôle envoie aux appareils de mesures des requêtes successives de demande des données, une fois que ces dernières soient mises à disposition par l'analyseur et l'oscilloscope.

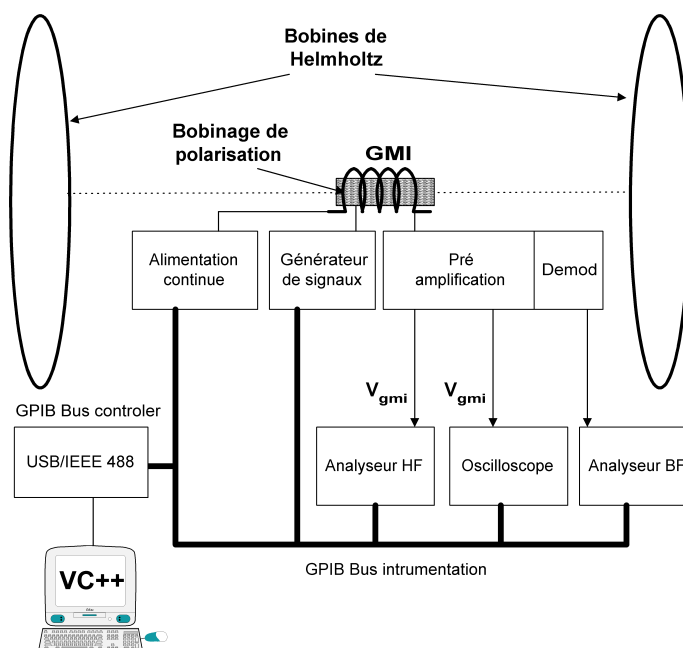


Figure 2.6 : Banc d'instrumentation automatisé GPIB. Au centre, une GMI sandwich à l'intérieur de sa bobine de polarisation et d'une paire de bobines Helmholtz.

De l'amplitude des raies de la Figure 2.3, il est possible de déduire la valeur de l'impédance et la sensibilité intrinsèque avec les relations (2.14) et (2.15) qui représente la puissance de chaque composante du signal GMI. Le terme P_p pour la puissance de la raie principale et P_{lat} pour la puissance de chacune des raies latérales, connecté à un appareil de mesure, de résistance d'entrée de 50Ω .

$$P_p = \frac{(Z^2 I_{eff}^2)}{50} \quad (2.14)$$

$$P_{lat} = \frac{\frac{1}{4} \left(\frac{\partial Z}{\partial b} \right)^2 I_{eff}^2 b^2}{50} \quad (2.15)$$

2.2 GMI sandwich et anisotropie transversale

2.2.1 Réalisation des sandwichs

Les sandwichs sont réalisés à partir de tores magnétiques en matériau Nanocristallin (nanophy, voir Annexe 2) commercialisé par la société Arcelor Mittal Steel à travers sa filiale française Mecagis [47]. Les rubans sont découpés manuellement à une longueur de 12 cm. Cette longueur constitue une référence par rapport à l'encombrement des noyaux ferrite utilisés pour les searchs coils. Leur largeur et épaisseur sont respectivement de 2 cm et $20\ \mu\text{m}$. Lors de l'élaboration de ces matériaux magnétiques, la structure en domaines transverses est obtenue par un traitement thermique opéré sous champ magnétique transverse. La perméabilité initiale longitudinale, mesurée dans une géométrie fermée est de l'ordre de 30 000 pour une fréquence de 10 kHz. La Figure 2.7 propose un aperçu schématique et idéal de la structure en domaine, de l'excitation (I_{ac}) du sandwich, et de la prise de mesure (V_{gmi}). Le champ statique H_0 , est appliqué dans l'axe longitudinal du transducteur et le courant d'excitation I_{ac} crée un champ magnétique d'excitation perpendiculaire à H_0 .

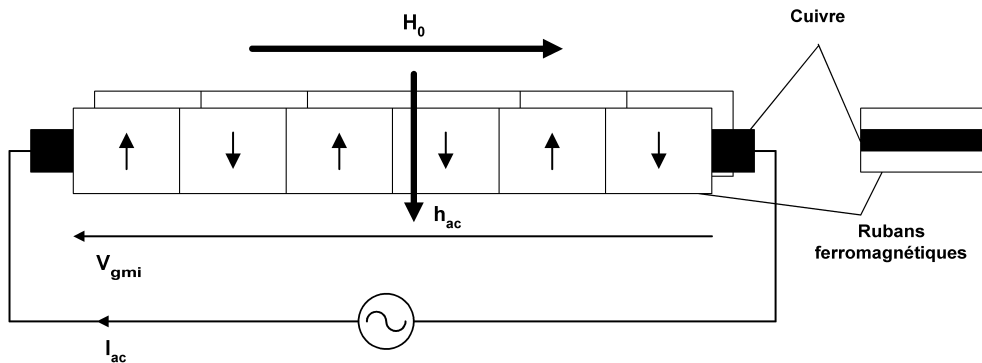


Figure 2.7 : GMI sandwich à base de ruban nanocristallin. Courant d'excitation de 65 mA ($f < 1\text{MHz}$).

2.2.4 Etude de l'impédance

A champ nul et aux basses fréquences ($f < 1\text{MHz}$), avec une phase bien supérieure à 45° (Figure 2.8b) l'impédance se comporte comme un élément inductif dans lequel des pertes par courants de Foucault sont créés dans le matériau magnétique par induction. Utile à l'analyse qui accompagne la présentation des résultats, une modélisation du matériau consiste à le décrire par sa perméabilité complexe [16] qui fait apparaître la partie réelle de la perméabilité μ' , liée au processus d'aimantation et la partie imaginaire de la perméabilité μ'' associée aux pertes par courants de Foucault et/ou ferromagnétiques.

$$\underline{\mu} = \mu' - j\mu'' \quad (2.16)$$

Dans cette situation, l'impédance en première approche, est représentée par la relation (2.17). Son comportement est défini par une partie réelle constituée de la résistance continue, R_{dc} et d'une résistance R_m image des pertes ferromagnétiques supposée pour le moment, indépendante de la partie réelle de la perméabilité. Et d'une partie imaginaire, proportionnelle à la pulsation, à un coefficient géométrique k_b et à la perméabilité magnétique μ' du matériau.

$$\underline{Z}(\omega_{hf}, H_0) = R_{dc} + R_m(\omega_{hf}, H_0) + j\omega k_b \mu'(\omega_{hf}, H_0) \quad (2.17)$$

De cette relation, la valeur de la partie réelle de la perméabilité magnétique est déduite selon (2.18):

$$\mu' \propto \frac{\Re_m(Z)}{\omega} \quad (2.18)$$

Toujours en raison de l'hypothèse des petites variations, cette perméabilité correspond aux variations localisées de l'aimantation sur un cycle d'aimantation dépendant du champ statique atteignant des valeurs élevées. Par conséquent la perméabilité différentielle est considérée comme la superposition d'une part, d'une perméabilité de paroi μ'_{dw} traduisant le déplacement de parois induit par le champ d'excitation parallèle aux domaines et d'autre part, d'une perméabilité de rotation μ'_{rot} perpendiculaire aux domaines.

$$\mu'(\omega, H_0) = \mu'_{dw}(\omega, H_0) + \mu'_{rot}(\omega, H_0) \quad (2.19)$$

La Figure 2.9a, montre la décroissance en fréquence de la perméabilité tandis que les pertes augmentent avec la fréquence (Figure 2.8d). La diminution de la perméabilité a une incidence sur la partie imaginaire de l'impédance dont l'évolution

n'est plus linéaire avec la fréquence, avec une courbe qui présente une légère concavité négative comme celle du module (Figure 2.8c). Semblablement et en considérant des pertes proportionnelles au carré de la pulsation [22], justifié par le domaine basse fréquence, il est possible de déduire l'image de la réponse de la partie imaginaire de la perméabilité à partir de la relation (2.20).

$$\mu'' \propto \frac{R_m(\omega, H_0)}{\omega^2} \quad (2.20)$$

Dès 10 kHz et conformément aux mesures du constructeur [47], la perméabilité magnétique (Figure 2.9a) commence à décroître et sa partie imaginaire (Figure 2.9b) atteint son maximum à 20 kHz. Par ailleurs, ces courbes (Figure 2.8) sont insensibles aux variations du champ magnétique appliqué tant que celui-ci reste inférieur ou égal au champ d'anisotropie H_k suggérant l'indépendance du mécanisme d'aimantation par rapport à H_0 . Ce qui laisse supposer que la perméabilité de déplacement de paroi dans l'axe transversal est seule à dicter l'aimantation du matériau avant H_k .

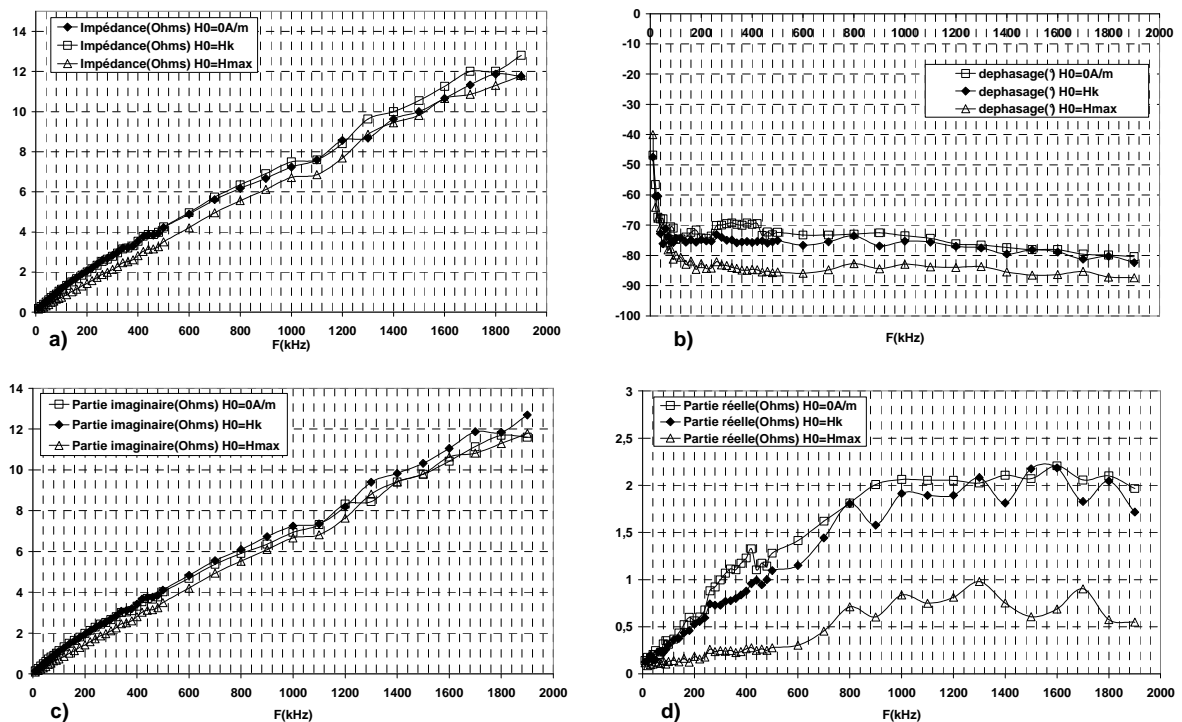


Figure 2.8 : Impédance GMI sandwich en fonction de la fréquence : a) Module, b) Phase, c) Partie imaginaire, d) Partie réelle.

En revanche, au champ maximum H_{max} , toutes les courbes sont atténuées (Figure 2.8 et Figure 2.9). Toutefois, la partie imaginaire de l'impédance ne subit pas une atténuation aussi importante que sa partie réelle. Ce qui entraîne une chute de la partie réelle de la perméabilité magnétique de 30% (20kHz) tandis que sa partie

imaginaire diminue de 80% (20kHz). L'effet principal du champ magnétique est donc de réduire la perméabilité magnétique et par conséquent les pertes par courants de Foucault.

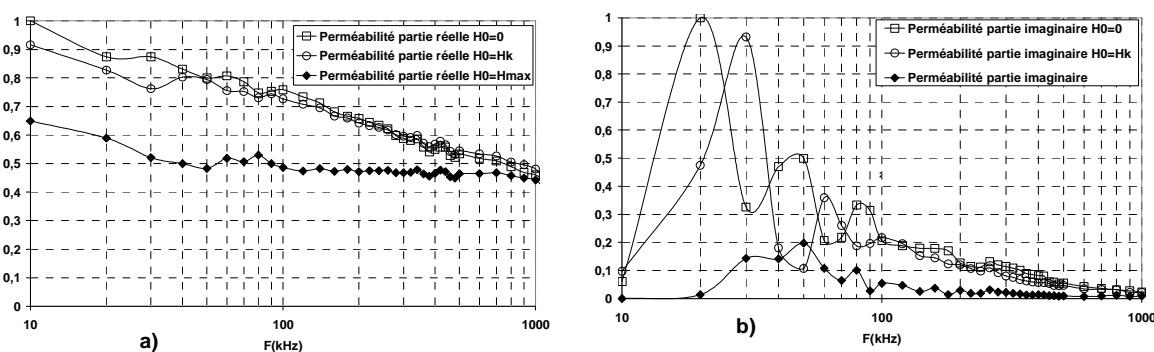


Figure 2.9 : a) Partie réelle de la perméabilité, b) Partie imaginaire de la perméabilité : Réponse en fréquence.

A l'application d'un champ magnétique variable de zéro à sa valeur maximale, l'impédance (Figure 2.10a) montre une dépendance. Avant d'atteindre le champ d'anisotropie, localisé aux maximums d'impédance, autour de 500A/m (Figure 2.10a), l'impédance croît légèrement, tandis que la phase (Figure 2.10b) reste constante signifiant ainsi que la réactance et la résistance évoluent tous deux très peu avec le champ magnétique (Figure 2.10c et Figure 2.10d).

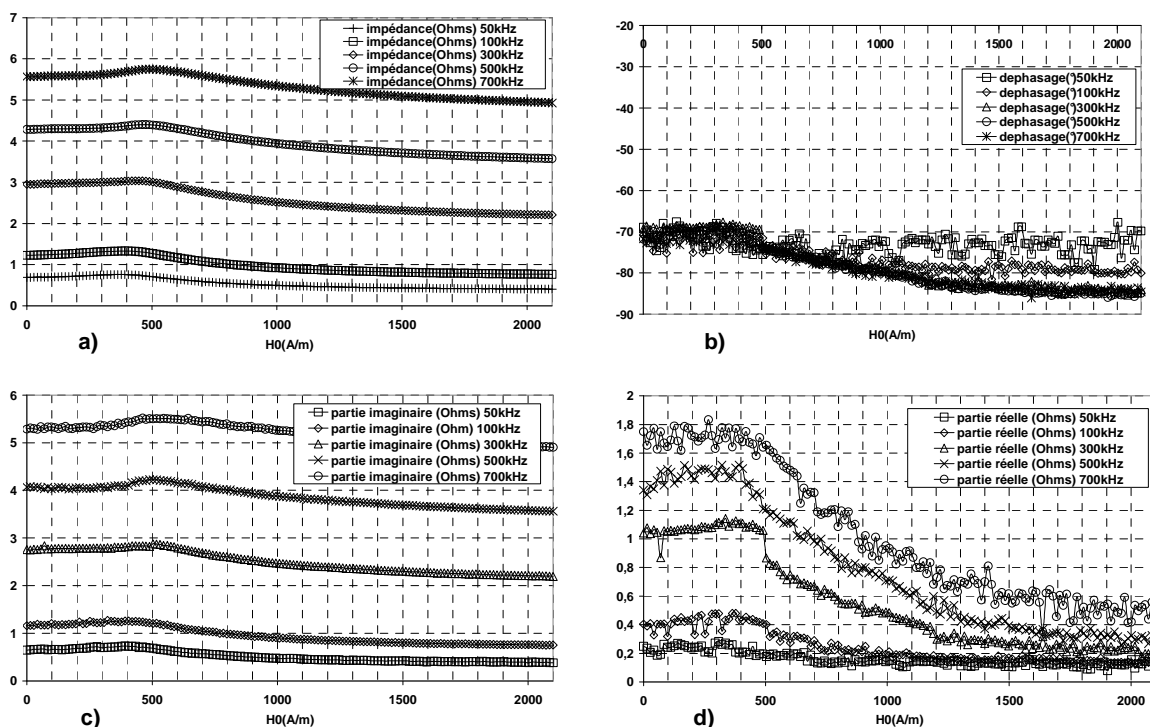


Figure 2.10 : Impédance GMI sandwich en fonction du champ statique : a) Module, b) Phase, c) Partie imaginaire, d) Partie réelle.

La déduction de la perméabilité, déduite des mesures d'impédance présentées précédemment, et l'utilisation des relations de passage (4.18) et (4.20), permettent d'obtenir les courbes de la Figure 2.11. Ces courbes montrent la partie réelle et la partie imaginaire de la perméabilité tracée en fonction du champ magnétique statique. Sa partie réelle (Figure 2.11a) présente un maximum au champ H_k et devient insensible au champ magnétique aux hautes fréquences (valeur à champ nul identique à la valeur à saturation). Après H_k et en champ fort, l'augmentation de la phase (Figure 2.10b) est induite par la plus forte diminution des pertes par rapport à la partie imaginaire (Figure 2.11b). Cependant l'impédance ne diminue que très légèrement en raison de sa nature très inductive. Comme évoqué précédemment, le champ magnétique joue le rôle d'atténuateur des courants de Foucault à travers la diminution de la perméabilité liée aux déplacements de parois. Les mesures réalisées à plusieurs fréquences rappellent le caractère basse fréquence de la perméabilité déjà illustré à la Figure 2.9a. Toujours en champ fort, la perméabilité n'est plus sensible à la fréquence et elle reste égale à une valeur constante jusqu'au champ maximum. Sa diminution provoque un décalage dans le domaine des fréquences, du développement des courants de Foucault dans le matériau ferromagnétique (Figure 2.8). Ce qui signifie un décalage de la fréquence de coupure du matériau magnétique. L'aimantation est dans ce cas une fonction linéaire du champ magnétique d'excitation. Autrement dit, le champ magnétique maximum (H_{max}) remplace le comportement de l'impédance dans un domaine inductif (linéaire avec la fréquence). En termes de mécanisme d'aimantation, le champ statique a fait tourner l'aimantation dans chaque domaine et la pression magnétique [65] sur chaque paroi a diminué faisant décroître la perméabilité de paroi.

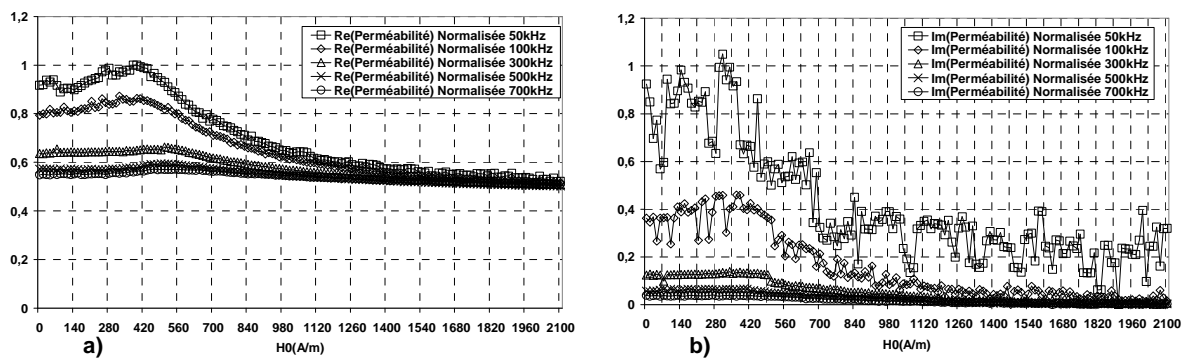


Figure 2.11 : a) Partie réelle de la perméabilité, b) Partie imaginaire de la perméabilité : Réponse en champ magnétique.

2.2.5 Etude de la sensibilité intrinsèque

Dès le champ nul, il existe une détection de l'induction magnétique de valeur $1.2 \mu\text{T}$ généré par les bobines de Helmholtz. Les courbes de la Figure 2.12 présentent les mesures de sensibilités intrinsèque et équivalente. Ces courbes révèlent une forte dépendance de la sensibilité intrinsèque avec le champ appliqué et présentent un maximum qui sera le point de fonctionnement à privilégier. Cependant, il est à noter qu'il faut dépasser légèrement la valeur maximale de l'impédance, situé vers les 500 A/m (Figure 4.8.a), pour atteindre le maximum de sensibilité (Figure 2.12a).

Avec la fréquence, ces maximums se décalent légèrement. La Figure 2.12b, représente la sensibilité équivalente (2.9) avec un courant d'excitation égal à 65 mA, sur toute la plage de mesure. A la fréquence de 700 kHz, elle atteint un maximum de 90 V/T. Ensuite, en augmentant le champ magnétique H_0 , les sensibilités finissent par s'annuler. La comparaison des réponses en fréquence (Figure 2.12c et Figure 2.12d) de la sensibilité intrinsèque S_{int} (2.8) et de cette dernière divisée par la fréquence f , définie par S_{int}' (cf.(2.21)), permettent de discriminer l'effet de la fréquence.

$$S_{int}' = \frac{S_{int}}{f} \quad (2.21)$$

Des relations (2.8) et (2.17) et en considérant négligeable, la partie réelle de l'impédance devant la partie imaginaire, la sensibilité s'exprime selon l'expression (2.22). Elle dépend alors de la variation de la perméabilité magnétique et de la fréquence.

$$\frac{\partial |Z|}{\partial H_0} = k_b \omega \frac{\partial \mu'(\omega, H_0)}{\partial H_0} \quad (2.22)$$

Soit la variation de la perméabilité image de la relation (2.21):

$$\frac{\partial \mu'(\omega, H_0)}{\partial H_0} = \frac{1}{k_b \omega} \frac{\partial |Z|}{\partial H_0} \quad (2.23)$$

A la valeur du champ d'anisotropie, si la sensibilité croît avec la fréquence jusqu'au MHz (Figure 2.12c), le terme lié à la variation de la perméabilité ne fait que décroître avec la fréquence (Figure 2.12d). Par conséquent, la meilleure sensibilité est obtenue pour l'optimum du produit entre la variation de la perméabilité (2.23) et la fréquence qui se situe autour du MHz (Figure 2.12c). Autrement dit, la coupure basse fréquence du matériau magnétique due aux courants de Foucault réduit la sensibilité mais le comportement inductif du transducteur, proportionnel par définition à la fréquence, compense cette diminution.

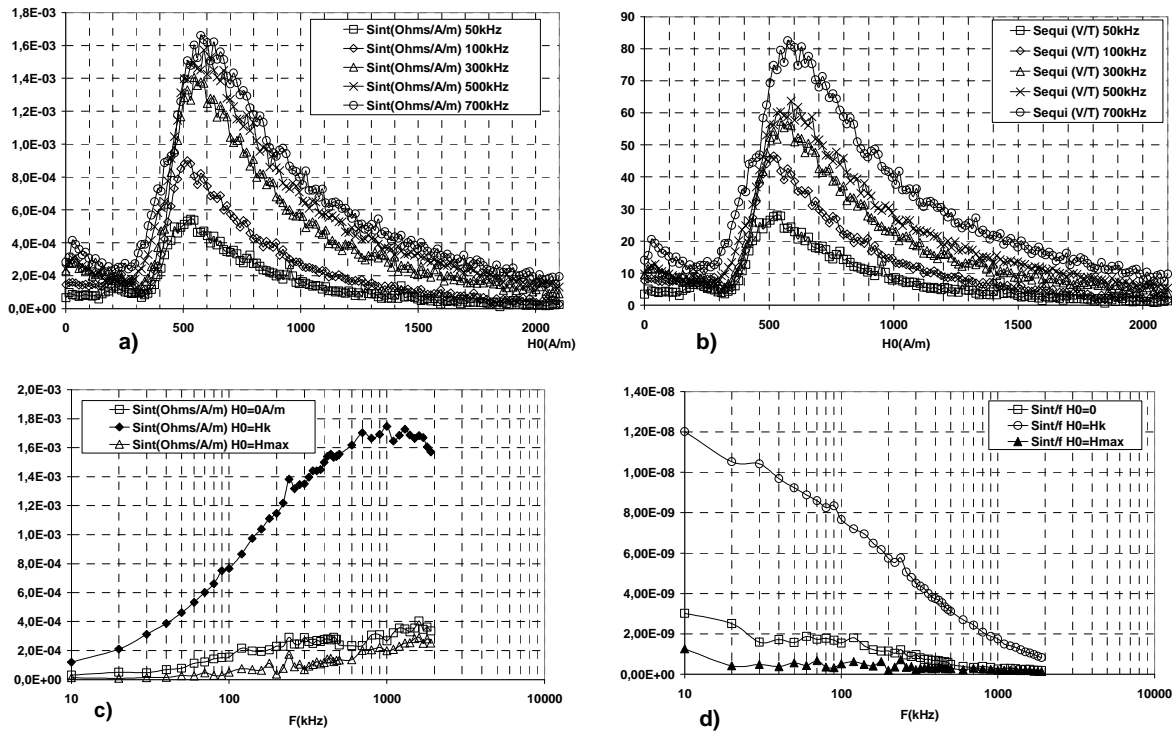


Figure 2.12 : a) Sensibilité intrinsèque S_{int} en fonction du champ magnétique, b) Sensibilité équivalente S_{equi} en fonction du champ magnétique, c) Sensibilité intrinsèque S_{int} en fonction de la fréquence, d) S_{int} en fonction de la fréquence.

2.2.6 Conclusion

Tandis que dans le cas des micro-fils, il est nécessaire de se placer à des fréquences élevées (dizaine de mégahertz) afin de compenser la valeur faible du coefficient k_b autrement dit de l'inductance, pour obtenir les meilleures sensibilités -à ces fréquences, l'effet de peau est très marqué- les GMI sandwich de dimensions centimétriques basses fréquences, présentent une profondeur de peau supérieure à l'épaisseur des rubans ferromagnétiques. Cependant dans tous les cas, le champ statique contrôle la perméabilité. Appliqué perpendiculairement aux domaines transverses, le champ statique, fait tourner l'aimantation dans chaque domaine. Avant d'atteindre la valeur du champ d'anisotropie, les domaines sont soumis à la force magnétique du champ alternatif, la perméabilité a pour origine le déplacement des parois et ce mouvement alternatif est accompagné de courants de Foucault. Dès lors que les pertes décroissent, les rubans tendent à être mono domaine dans la direction transversale et la perméabilité est alors régit par le mécanisme de rotation de l'aimantation. La sensibilité maximale et optimale dans le cas idéal, serait obtenue au moment du passage entre la structure multi domaine et la structure mono domaine. Les courants de Foucault, croissant avec la fréquence sont à l'origine de l'amortissement du déplacement des parois et serait donc une contrainte à cette transition. Cependant, il semblerait que la structure mono domaine, facilitant la rotation uniforme de l'aimantation, dépende de la valeur du champ d'excitation. Ainsi, le phénomène de magnéto impédance géante dans les sandwichs concerne la variation de la perméabilité par la présence d'un champ magnétique statique. L'excitation magnétique créée par le courant d'excitation

permet d'accéder à l'impédance dont le module varie avec le champ statique. Une simple détection synchrone suffit alors pour accéder à l'amplitude du champ appliqué. La relation (2.22) montre le caractère « Search Coil » de la GMI sandwich, qui peut-être considérée comme équivalente à une spire unique bobinée entre les deux rubans ferromagnétiques. Exprimée en fonction du flux du champ magnétique d'excitation Ψ_{ac} , la tension d'auto induction (cf. 4.23) est proportionnelle à la variation du flux du champ d'excitation qui dépend du champ statique. Le lien de parenté avec un Fluxgate apparaît également, bien que dans le cas de la GMI les directions d'excitation et de mesure soient orthogonales. Le champ statique H_0 contrôle la variation du flux dans l'échantillon à la manière d'une vanne progressive dans le cas de la GMI, par variation continue du flux du champ d'excitation par le champ magnétique statique.

$$e(t) = -\frac{d}{dt} \left(\frac{d\Psi_{ac}(H_0)}{dH_0} \right)_b \quad (2.24)$$

Cette analyse a constitué notre point de départ pour la réalisation de plusieurs nouvelles configurations exploitant l'effet GMI, avec comme objectif l'amélioration de la sensibilité par l'optimisation du facteur géométrique k_b (cf. relation (2.17)) et du type de variation de perméabilité. Ainsi, en remplaçant la spire équivalente du sandwich par un bobinage planaire de N spires, dirigé dans le sens de la longueur, il est envisageable d'augmenter la tension auto-induite, et, par voie de conséquence, le facteur géométrique et donc la capacité de rotation de l'aimantation pour annuler la perméabilité au champ maximum. Ces GMI seront appelées par la suite : GMI bobinées [49]-[50]. Leur sensibilité intrinsèque, proportionnelle à la dérivée de la perméabilité, devrait ainsi croître à condition de rester dans les basses fréquences. Par ailleurs, si deux rubans ferromagnétiques permettent de refermer le flux magnétique et ainsi d'améliorer le facteur de forme, l'utilisation d'un seul ruban sur lequel sont bobinées les N spires pourrait permettre un fonctionnement du type magnétoimpédance. Jusqu'à présent la discussion concernait la perméabilité différentielle transversale qui rend compte du phénomène de déplacement de parois dynamique combiné à une rotation statique uniforme de l'aimantation autour d'un point de polarisation. En outre, l'anisotropie magnétique de forme inhérente à la forme très fine du ruban est à l'origine d'un tenseur des perméabilités dont les composantes sont sensibles au champ magnétique. Par conséquent, afin d'explorer la détection dans l'axe longitudinal et ainsi d'accéder aux variations de la perméabilité longitudinale, il est également possible de placer un bobinage dont l'axe est parallèle à longueur du ruban. Puis aux configurations des bobinages placés sur un ruban à anisotropie transverse, deux autres configurations duales sont possibles en substituant au ruban précédent, un matériau magnétique à anisotropie longitudinale. L'étude suivante a pour but de caractériser les performances en termes de sensibilité intrinsèque, de ces différents transducteurs sur le plan du comportement en fréquence et en champ magnétique statique. Les auteurs de la référence [55] ont présenté une étude expérimentale concernant l'influence de la direction relative entre le champ statique et le champ d'anisotropie d'une part et entre le champ magnétique d'excitation et le champ d'anisotropie d'autre part, afin d'identifier les processus d'aimantation, l'utilisation de ruban amorphe traversé par

un courant de direction longitudinale permettait d'accéder uniquement à la perméabilité transversale. Les résultats expérimentaux concernaient deux rubans amorphes dont le recuit sous champ avait permis de développer des domaines magnétiques longitudinaux pour le premier et des domaines transverses pour le second (Figure 2.13). Dans une configuration LMI visible sur le cas n°1 et le cas n°3 (préférés à la configuration TMI en raison de l'effet démagnétisant moins favorable dans cette direction), les courbes d'impédance étaient tracées et montraient l'apparition de deux maximums d'impédance dans les deux cas. En raison de la forme rectangulaire des échantillons, le ruban à anisotropie transversale présentait le MI ratio le plus faible. De 160% pour le cas avec anisotropie longitudinale dans une configuration LMI et 100 % pour l'anisotropie transversale dans la même configuration.

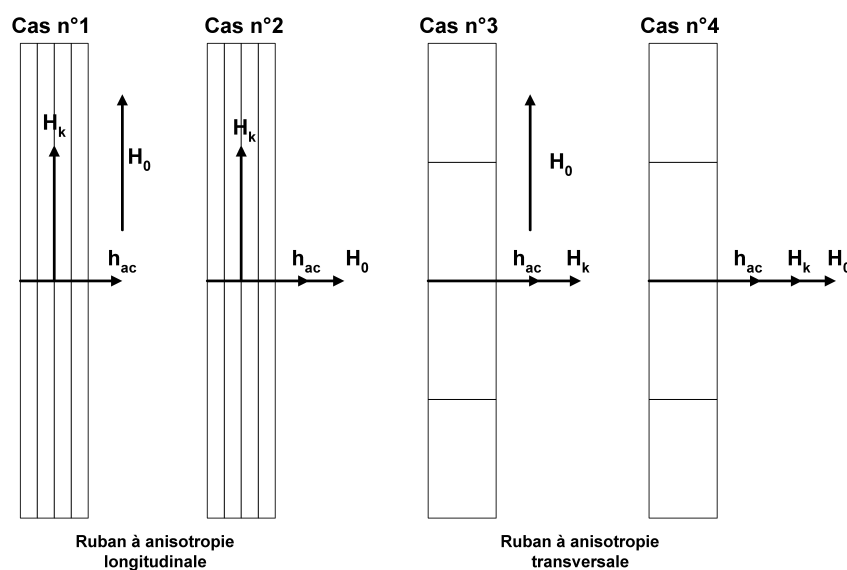


Figure 2.13 : GMI à rubans amorphe selon plusieurs configurations de l'anisotropie et de la direction du champ magnétique statique. Structures étudiées par [55].

2.3 GMI à bobinage longitudinal et anisotropie transversale

2.3.1 Réalisation de la GMI à bobinage longitudinal

Les deux transducteurs sont réalisés avec un ou deux rubans ferromagnétiques en matériau nanocristallin identiques à ceux utilisés pour la réalisation de la GMI sandwich étudiée à la section précédente (cf. §2.2). Pour le premier transducteur (Figure 2.14), c'est la structure sandwich, caractérisée expérimentalement au paragraphe précédent, qui est reprise et modifiée en remplaçant le ruban de cuivre par un bobinage de 60 spires enroulées dans le sens de la longueur du film. L'excitation est connectée au bobinage ainsi que la prise de mesure. Pour le second transducteur, un seul ruban est utilisé et les connexions électriques restent identiques au premier. Le champ magnétique statique H_0 est appliqué dans le sens de la longueur et le courant d'excitation circulant dans le bobinage crée le champ

magnétique h_{ac} . La prise de mesure est réalisée directement aux bornes du bobinage par l'intermédiaire de la tension V_{gmi} . Les dimensions des rubans sont identiques au cas de la GMI sandwich.

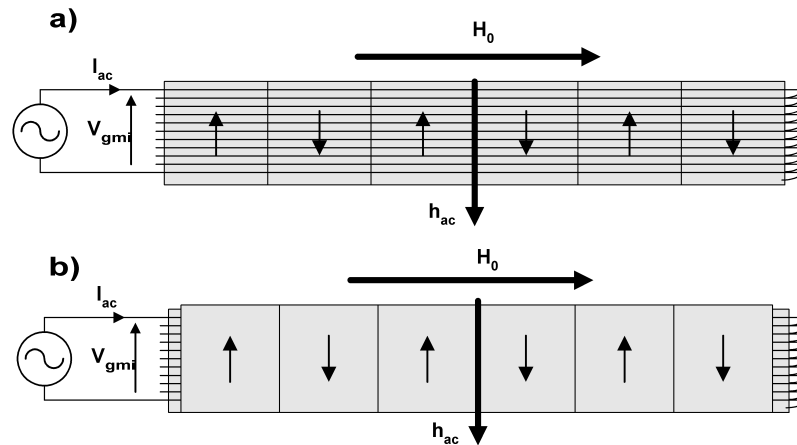


Figure 2.14 : GMI à bobinage longitudinale et ruban ferromagnétique à anisotropie transversale. Type sandwich (a) et ruban simple (b).

2.3.2 Réponse en champ magnétique de la GMI sandwich à bobinage longitudinal

Si, sur le principe, la solution à un seul ruban ferromagnétique améliore la sensibilité par rapport au sandwich classique (cf. section 2.2), elle reste moins performante que la solution à deux rubans. Par conséquent, l'étude expérimentale présente les mesures réalisées avec la GMI à 2 rubans ferromagnétiques. Les mesures montrent que le phénomène de magnéto impédance est fortement accentué dans cette structure bobinée. Les maximums sont très marqués sur la courbe du module (Figure 2.15a) et de la partie imaginaire (Figure 2.15c). Ces maximums sont situés au même champ d'anisotropie que dans le cas du sandwich. Sur la plage de variation du champ magnétique, le module de l'impédance passe de 465Ω à 70Ω (soit 565% en termes de MI ratio d'après (1.50)). Tant que le champ reste inférieur à H_k , la partie imaginaire augmente plus vite que la partie réelle (Figure 2.15d). La phase (Figure 2.15b) atteint alors un maximum à H_k et le transducteur devient davantage inductif. Contrairement au sandwich où la réactance conservait une valeur bien supérieure à la partie réelle fortement diminuée en champ fort (Figure 2.10d), la GMI bobinée tend à être davantage résistive et correspond donc à une forte décroissance de la réactance en champ fort.

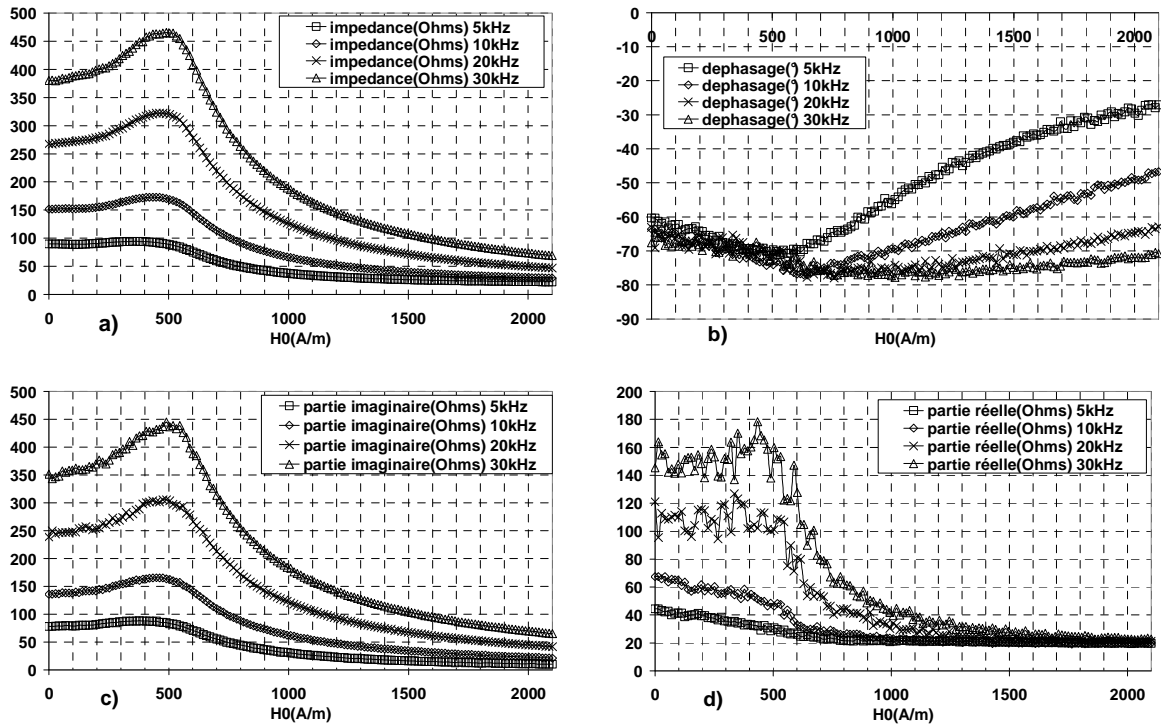


Figure 2.15 : Impédance GMI sandwich bobinée en fonction du champ statique : a) Module, b) Phase, c) Partie imaginaire, d) Partie réelle.

En faisant l'hypothèse d'une impédance représentée par l'expression (2.17), les perméabilités μ' et μ'' sont déduites et tracées à la Figure 2.16. Toutes deux, au-delà de H_k , décroissent rapidement jusqu'à s'annuler comme la partie imaginaire. De la même façon, les courants de Foucault disparaissent dans cette plage et la partie réelle devient égale à sa valeur en régime continu.

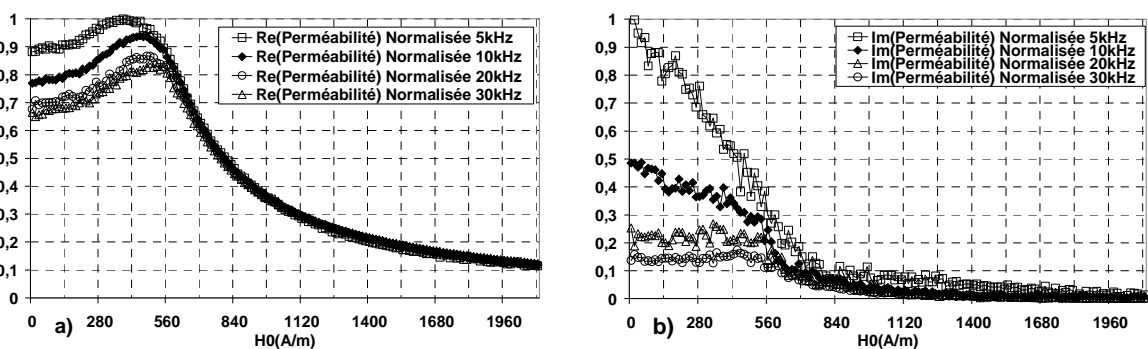


Figure 2.16 : Réponse des perméabilités en fonction du champ magnétique. GMI à bobinage longitudinal.

Avant H_k , la perméabilité devient sensible au champ magnétique mais au vu de sa variation en fréquence dans ce domaine lentement variable, le déplacement de paroi peut être identifié comme dominant le processus d'aimantation. En revanche, après

H_k , les courbes se superposent signifiant le blocage du déplacement de parois et le rôle dominant de la rotation de l'aimantation qui opère jusqu'à réduire de 90 % la valeur de la perméabilité.

2.3.3 Réponse fréquentielle de l'impédance de la GMI sandwich à bobinage longitudinal

Toujours avec cette incurvation du module (Figure 2.17a) de forme convexe (concavité négative), observée dans la GMI sandwich classique, d'autant justifiée ici que les fréquences sont passées de la centaine de kHz à la dizaine de kHz, l'effet de peau est supposé négligeable dans ces structures.

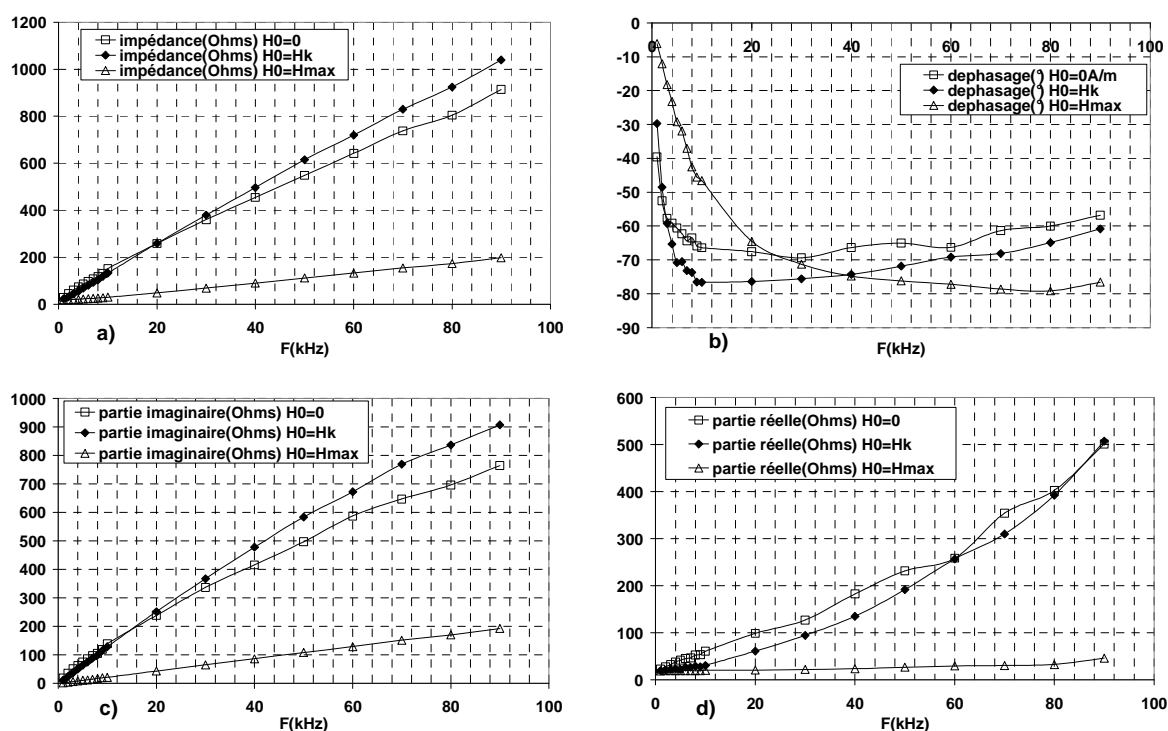


Figure 2.17 : Impédance GMI sandwich à bobinage longitudinal en fonction de la fréquence : a) Module, b) Phase, c) Partie imaginaire, d) Partie réelle.

A champ statique nul, les courants de Foucault croissent suivant une courbe de concavité positive (Figure 2.17d). Pour sa part la réactance n'est pas une fonction linéaire (Figure 2.17c) de la fréquence car la perméabilité (Figure 2.18a) décroît avec la même pente que dans le cas du sandwich (Figure 2.9a).

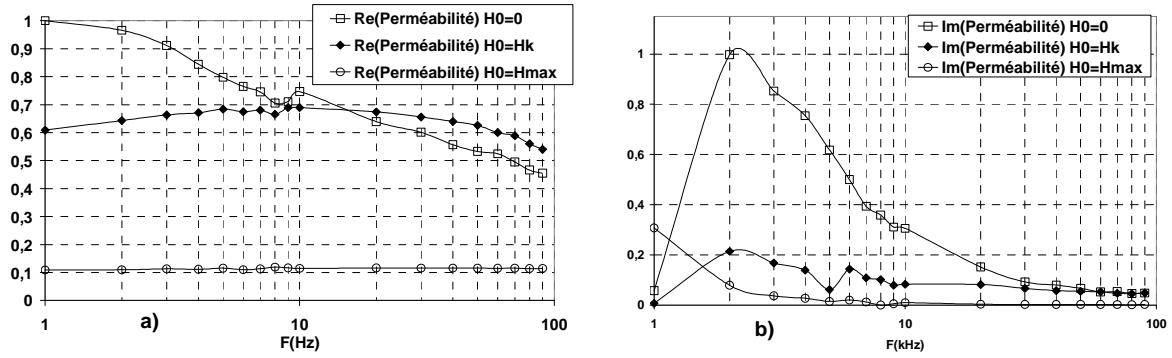


Figure 2.18 : Réponses des parties réelle et imaginaire de la perméabilité en fonction du champ magnétique et de la fréquence déduites des mesures d'impédance de la GMI sandwich à bobinage longitudinal.

Le changement de régime de perméabilité entre le champ nul et le champ d'anisotropie est plus net dans le cas bobiné. Ainsi à H_k , la perméabilité correspond à μ'_{rot} puisqu'elle devient indépendante de la fréquence (Figure 2.18a) et le phénomène est accentué au champ maximum avec une valeur constante dans toute la plage de fréquence. Le transducteur est ainsi devenu, avec la disparition des courants de Foucault (Figure 2.18b), une inductance pure qui correspond à l'inductance à air du bobinage.

2.3.4 Réponse de la sensibilité de la GMI sandwich à bobinage longitudinal

D'allure similaire aux courbes obtenues dans le cas de la GMI sandwich classique, les sensibilités (Figure 2.19a) correspondent encore une fois, parfaitement avec la pente la plus abrupte des perméabilités. Les maximums de sensibilité sont situés immédiatement après le champ d'anisotropie et aux maximums de l'impédance correspondent des sensibilités minimales. Comme précédemment, l'expression de la sensibilité (2.23) traduit l'optimum à trouver entre la bande passante de la variation de la perméabilité (Figure 2.19d) et la fréquence d'excitation qui doit être la plus élevée possible (Figure 2.19c). En termes de performances, la sensibilité intrinsèque de la GMI sandwich à bobinage longitudinal est améliorée d'un facteur 6 et la fréquence optimum est égale à 30 kHz. Néanmoins, le résultat est un peu décevant car la réponse de la variation de la perméabilité est bien supérieure au cas du sandwich. En effet entre la GMI sandwich classique (Figure 2.12d) et la GMI sandwich bobinée (Figure 2.19d), le gain du terme (S_{int}/f) (cf.(2.21)) à 10 kHz est de 1700. Le courant d'excitation est limité par la valeur de l'impédance et entraîne une diminution de la sensibilité équivalente (Figure 2.19b). En effet, lorsque l'alimentation est effectuée au moyen d'une source de tension (i.e. tension constante égale à V_g , quel que soit le courant) la sensibilité équivalente s'exprime selon (2.25), en faisant l'hypothèse que les deux configurations (pour le sandwich classique, Figure 2.7 et pour la GMI à bobinage longitudinal, Figure 2.20a) sont identiques en ce qui concerne la direction du champ d'excitation.

$$S_{equi} = \frac{V_g}{Z_0(\omega, H_0)} N^2 k_b \omega \frac{\partial \mu(\omega, H_0)}{\partial H_0} \quad (2.25)$$

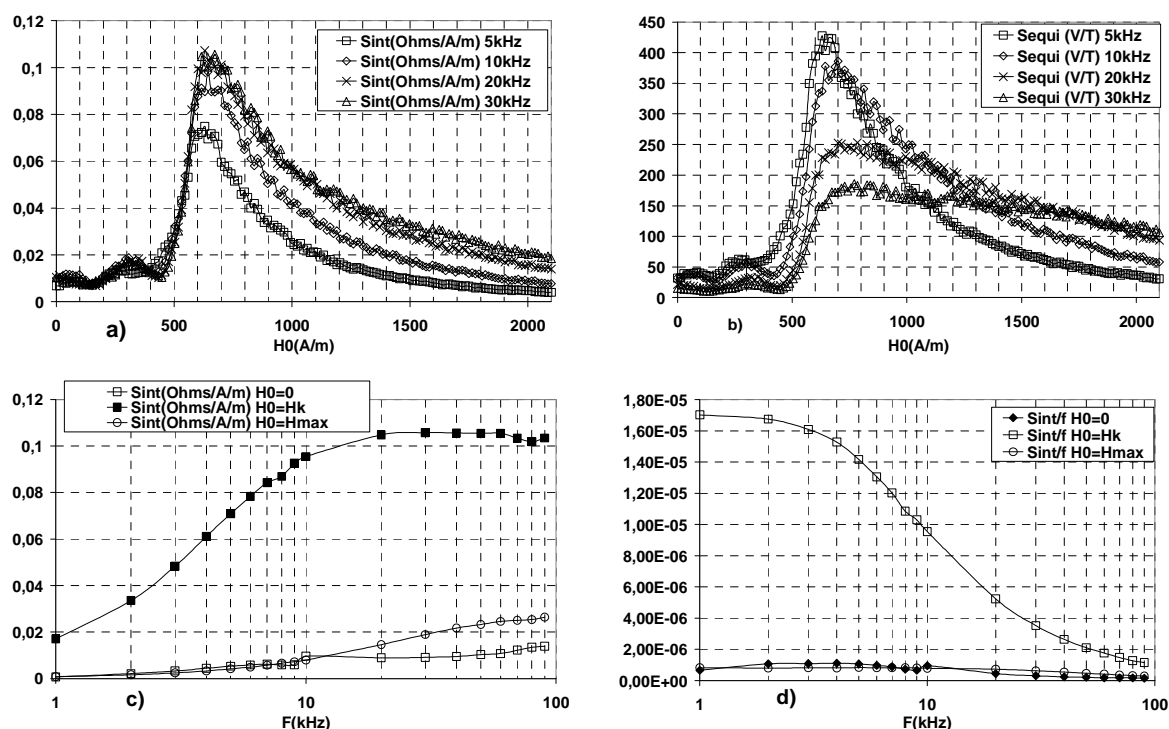


Figure 2.19 : a) Sensibilité intrinsèque fonction du champ magnétique, b) Sensibilité équivalente fonction du champ magnétique, c) Sensibilité intrinsèque fonction de la fréquence, d) Sensibilité intrinsèque ramenée à la fréquence en fonction de la fréquence.

L'optimum est atteint pour une fréquence de 5 kHz avec un courant de 5 mA. Ainsi, pour un gain en sensibilité 6 fois supérieur, la consommation serait divisée par 13. Ce qui sous-entend un gain théorique de 80 avec un courant équivalent au sandwich. Par ailleurs, la faible valeur de fréquence d'excitation permet d'exploiter de manière plus efficace la bande passante du matériau. Cependant le champ de polarisation, égal au champ d'anisotropie, est identique en valeur par rapport au sandwich classique et demeure un inconvénient majeur en terme de contrainte de consommation du futur capteur, puisqu'il faudra créer un champ de polarisation de valeur au moins égale au champ d'anisotropie pour « polariser » magnétiquement le transducteur GMI.

2.4 GMI à bobinage transverse et anisotropie transversale

2.4.1 Réalisation du transducteur

Cet autre transducteur est réalisé avec un ruban nanocristallin structuré en domaines transverses glissé dans un bobinage (Figure 2.20), dont les 60 spires sont maintenant enroulées transversalement à la longueur du ruban, identique au cas de la GMI à bobinage longitudinale. L'alimentation par une source de tension permet

d'exciter le matériau magnétique avec un champ magnétique h_{ac} colinéaire au champ statique appliqué, H_0 . Tout deux sont alors perpendiculaires au champ d'anisotropie. La réalisation d'un sandwich est également possible, cependant le gain avec un deuxième ruban n'est pas aussi marqué que dans le cas du bobinage longitudinal. Les résultats expérimentaux présentés, concernent la solution à un seul ruban.

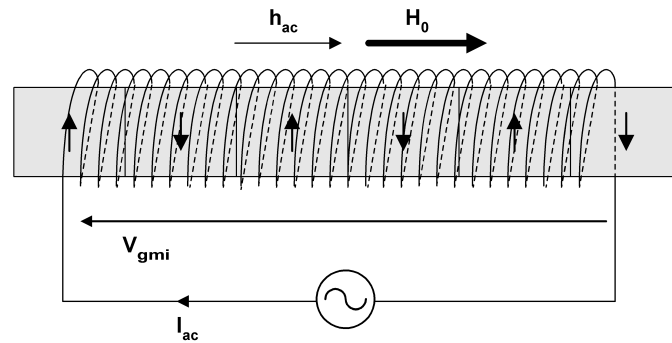


Figure 2.20 : GMI avec bobinage et anisotropie transversale (Ruban de longueur 12 cm, de largeur 2cm et d'épaisseur 20 μm avec un bobinage de 60 spires).

2.4.2 Réponse en champ magnétique de l'impédance de la GMI à bobinage transverse

Le même phénomène de variation géante de l'impédance est constaté. Sur la plage de variation du champ magnétique, le module (Figure 2.21a) décroît d'une manière monotone sans présenter de maximum que précédemment même aux fréquences élevées. Comparativement au cas précédent (GMI à bobinage longitudinal), la variation d'impédance est moins importante (MI de 425% à 700kHz), mais le changement de nature de l'impédance apparaît au même champ d'anisotropie, autour de 560 A/m (Figure 2.21). Avant d'atteindre cette valeur, l'impédance est très inductive (Figure 2.21c), la partie réelle (Figure 2.21d) moins importante que dans le cas longitudinal, est proche de sa valeur continue à basse fréquence et devient significative à partir de 300 kHz correspondant à l'augmentation des courants de Foucault. Après H_k la réactance subit la plus grande variation, visible sur la phase qui décroît de 70° à 25° à 50 kHz (Figure 2.25b). En champ fort, la partie réelle tend vers sa valeur équivalente à la résistance continue du bobinage seul et la partie inductive atteint une valeur proportionnelle à la fréquence. Finalement pour les basses fréquences, le transducteur est plutôt résistif puis devient inductif lorsque la fréquence croît. La perméabilité (Figure 2.22a) est atténuée de 85 % et les courbes se superposent avant et après H_k quelque soit la fréquence d'excitation. Ce comportement est différent du cas longitudinal où deux mécanismes d'aimantation coexistaient en raison des directions différentes du champ alternatif et du champ statique, le premier était perpendiculaire à l'axe facile et le deuxième parallèle. Dans le cas présent, la direction perpendiculaire des deux champs magnétiques par rapport à l'axe de facile d'aimantation induit l'hypothèse d'une rotation de l'aimantation seule, sans déplacement de parois. Hypothèse corroborée par la décroissance monotone de la perméabilité (valeurs relatives) et

l'absence de dispersion avec la fréquence (Figure 2.22a). La relation (2.19) se simplifie selon l'expression (2.26).

$$\mu' = \mu'_{rot}(\omega, H_0) \quad (2.26)$$

Cette perméabilité voit sa bande passante s'étendre jusqu'au MHz et confirme le mode d'aimantation suggéré plus haut. Ainsi avec le même matériau magnétique (anisotrope), la direction de l'excitation permet de choisir le domaine fréquentiel de travail du matériau.

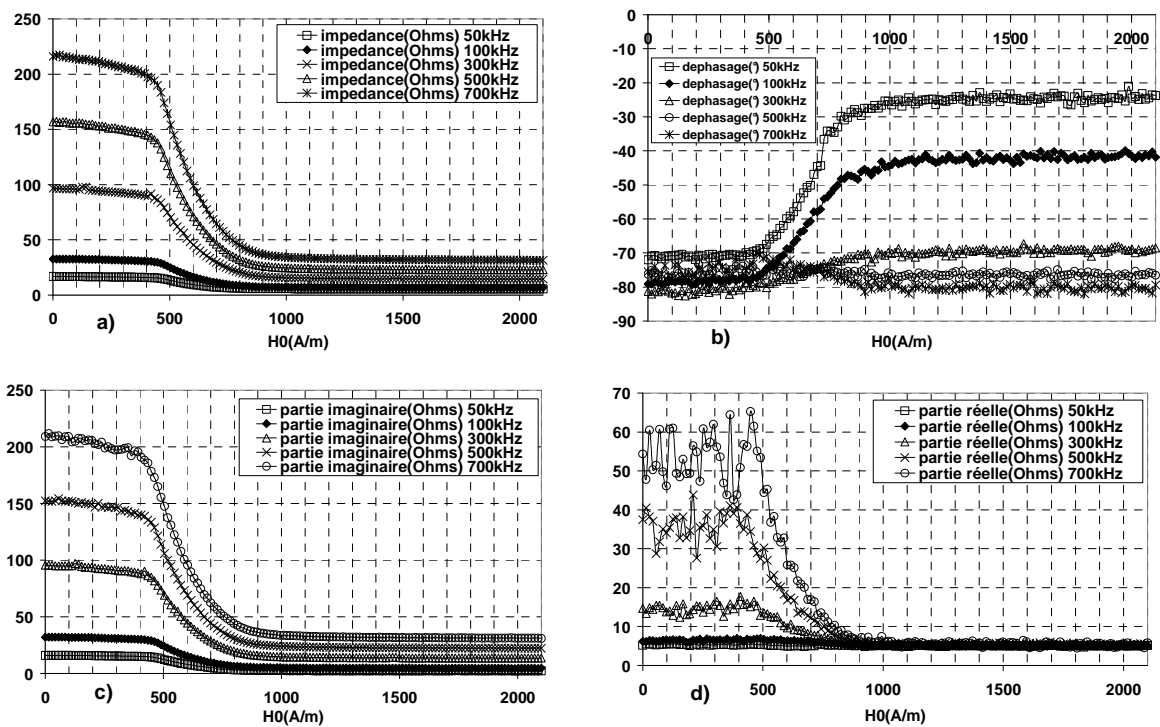


Figure 2.21 : Impédance GMI à bobine transversale en fonction du champ statique : a) Module, b) Phase, c) Partie imaginaire, d) Partie réelle.

Cependant le produit perméabilité/bande passante est constant et de fortes perméabilités signifie une réduction de la bande passante et inversement. L'effet du champ magnétique est par ailleurs effectif sur toute la plage de fréquence.

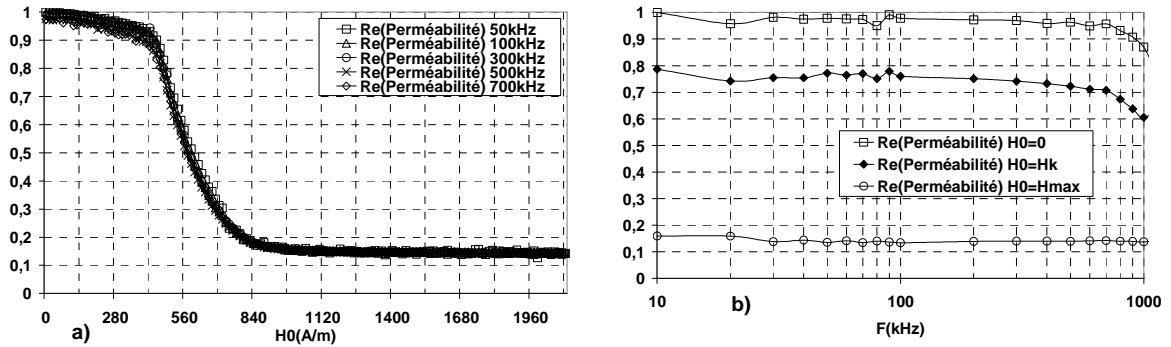


Figure 2.22 : Partie réelle de la perméabilité : a) Réponse en champ magnétique, b) Réponse en fréquence.

Le calcul des valeurs absolues de la perméabilité est réalisé à partir de l'expression de l'inductance du transducteur (cf. Figure 2.20) illustrée par la relation (2.27) où d , et e_p , représentent respectivement, la largeur et l'épaisseur du ruban ferromagnétique et N et L_r , le nombre de spires et la longueur du ruban ferromagnétique. En raison de la géométrie ouverte de l'échantillon ferromagnétique, la perméabilité μ' est une perméabilité apparente moyenne qui tient compte de la géométrie ouverte du circuit ferromagnétique et de la répartition des spires sur la longueur du film ferromagnétique dans lequel le flux du champ magnétique n'est pas uniforme [5].

$$L(\omega, H_0) = \frac{N^2 d e_p \langle \mu'(\omega, H_0) \rangle \mu_0}{L_r} \quad (2.27)$$

Cette perméabilité se déduit de la relation précédente ou le coefficient κ_b (cf. (2.17)) est calculé (2.28) avec les paramètres précédemment indiqués:

$$\kappa_b = \frac{N^2 d e_p \mu_0}{L_r} \quad (2.28)$$

Avec une valeur de κ_b égale à $15 \cdot 10^{-9}$, la perméabilité apparente de rotation se déduit de la première courbe de la Figure 2.21c et elle présente une indépendance vis-à-vis de la fréquence jusqu'à 700kHz (Figure 2.22b). A champ nul sa valeur est de 3216 (Figure 2.23) et au champ maximum elle décroît jusqu'à la valeur de 480 qui correspond à une perméabilité fictive de saturation μ_{sat} (Figure 2.23). En réalité, la relation (2.27) n'est plus valable lorsque la perméabilité du matériau décroît fortement avec le champ statique. En effet, à la décroissance de la perméabilité, le flux du champ magnétique est distribué à la fois dans le matériau magnétique et dans l'air. Ce qui a pour effet de surestimer la valeur de la perméabilité en champ fort. Rigoureusement, il faudrait compenser le flux dans l'air produit par le bobinage seul pour réaliser la mesure de la perméabilité lorsque cette dernière tend

vers l'unité [48]. Cependant, la valeur mesurée de la perméabilité apparente moyenne reste correcte tant que le coude de saturation n'est pas atteint. Ce coude de saturation est illustré sur la Figure 2.23 au champ magnétique dit de saturation H_s qui est identifié ici, comme l'intersection de la tangente de la courbe au champ d'anisotropie H_k et la droite horizontale associée à μ_{sat} .

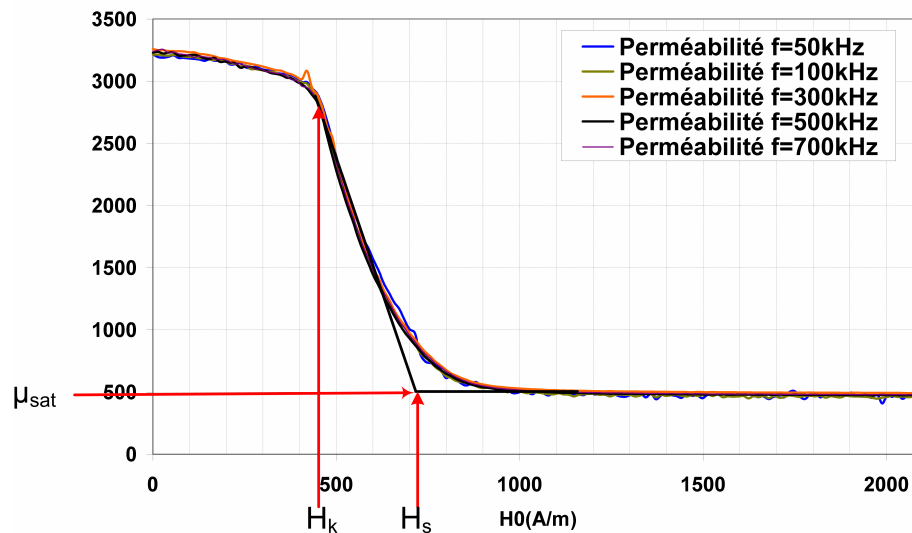


Figure 2.23 : Réponse magnétique de la perméabilité apparente de rotation.

Il est possible d'estimer la valeur du coefficient multiplicateur du à la différence des entre les sections du bobinage et du ferromagnétique (Figure 2.24).

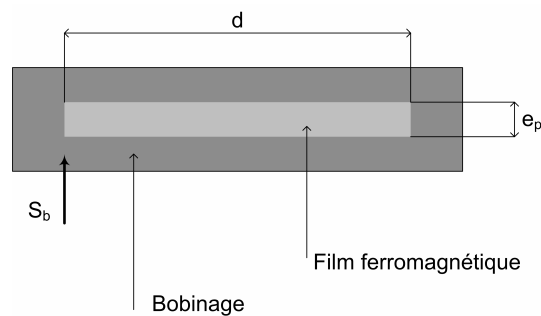


Figure 2.24 : Coupe transversale de la GMI à bobinage transversale.

En effet, l'inductance du bobinage seul s'écrit en considérant que le flux du champ magnétique traverse la section S_b du bobinage :

$$L_{bmes} = \frac{N^2 S_b \mu_0}{L_r} \quad (2.29)$$

Or, d'après la relation (2.27), l'inductance dans le cas des champs forts où la perméabilité vaut l'unité, s'écrit en fonction de la section du film ferromagnétique :

$$L_{bcnl} = \frac{N^2 de_p \langle \mu_{sat} \rangle \mu_0}{L_r} \quad (2.30)$$

Le coefficient multiplicateur μ_{sat} est déduit des relations (2.29) et (2.30) en les considérant égales, d'où :

$$\langle \mu_{sat} \rangle = \frac{S_b}{de_p} \quad (2.31)$$

2.4.3 Réponse fréquentielle de l'impédance de la GMI à bobinage transverse

Similaire à la structure longitudinale, la réponse de l'impédance est caractérisée par un fonctionnement très inductif. Néanmoins, les courbes associées au champ d'anisotropie (Figure 2.25) se situent en dessous de celles à champ nul en raison de l'absence de maximum de perméabilité (Figure 2.22). La partie réelle de l'impédance (Figure 2.25d), image des pertes dans le ruban augmentent également avec le carré de la fréquence jusqu'à la fréquence de coupure de la perméabilité. Dans le même temps la réactance s'incurve, s'éloignant de son comportement linéaire en fréquence (Figure 2.25c). La phase (Figure 2.25b) tend alors vers la valeur de $|60^\circ|$, illustrant un comportement à courants de Foucault. Puis, la fréquence de coupure de la perméabilité (Figure 2.22b) est repoussée pour le champ maximum lorsque les moments magnétiques deviennent parallèles au champ magnétique. La perméabilité très atténuée (divisée par 6) décale l'apparition des pertes par courants de Foucault et situe le fonctionnement dans un domaine purement inductif. Au champ maximum H_s , les pertes s'annulent et le module (Figure 2.25a) est égal à la partie imaginaire. Si le déplacement de parois n'est pas à l'origine des pertes dans le matériau, elles ont tout de même comme origine des courants de Foucault qui se développent naturellement dans les conducteurs. Ce sont des courants macroscopiques. En revanche le champ magnétique de ces courants n'agit pas sur les parois magnétiques permettant ainsi d'éloigner la fréquence de coupure du matériau magnétique qui reste identique aux mesures associées pour le champ d'anisotropie et pour le champ nul.

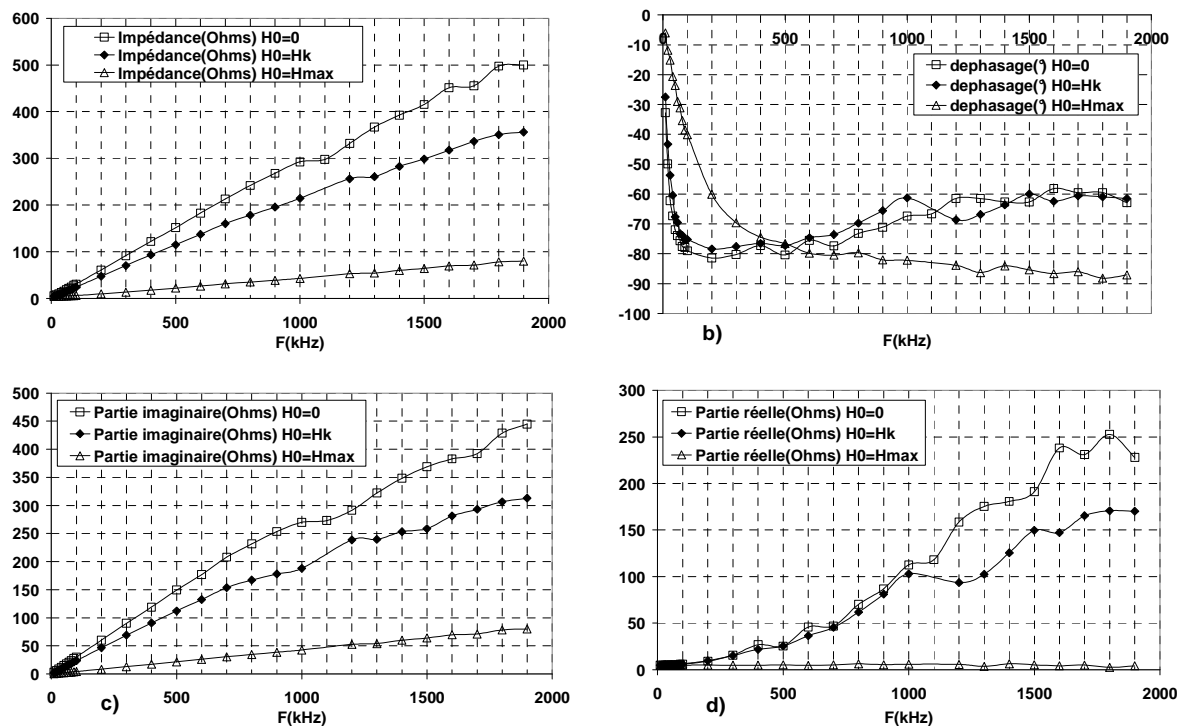


Figure 2.25 : Impédance GMI à bobine transversale en fonction de la fréquence : a) Module, b) Phase, c) Partie imaginaire, d) Partie réelle.

2.4.4 Etude de la sensibilité intrinsèque

Alors que les sensibilités du sandwich classique (Figure 2.12a) et du sandwich bobiné (Figure 2.19a) présentaient une forme identique avec un maximum d'impédance faiblement marqué avant le champ d'anisotropie et une décroissance lente vis-à-vis du champ magnétique, la GMI à bobinage transverse présente une sensibilité nulle en dehors de la plage de champ magnétique [450-1000A/m] avec un maximum aux environs de 500 A/m et puis une décroissance très brutale. La sensibilité équivalente (Figure 2.26b) peut atteindre 900 V/T pour un courant d'excitation de 8 mA de fréquence égale à 300kHz. La sensibilité intrinsèque (Figure 2.26a et Figure 2.26) croît avec la fréquence jusqu'à 1 MHz puis décroît. En référence à la relation (2.25), la Figure 2.26d représente toujours la dérivée de la perméabilité par rapport au champ magnétique. Sa réponse en fréquence est également prolongée et le mécanisme de changement de l'état magnétique opère après la centaine de kHz. Dans cette configuration de bobinage, la sensibilité intrinsèque est multipliée par deux par rapport au cas longitudinal (Figure 2.19c). En utilisant un bobinage transversal, le champ d'excitation et le champ statique sont dirigés dans la direction favorable du champ démagnétisant. Similaire au cas n°2 de la Figure 2.13 dont les directions de H_0 et h_{ac} étaient dirigées mais dans la direction défavorable. Cependant, le champ statique nécessaire à la polarisation reste inchangé et les fréquences de fonctionnement, relativement élevées par rapport au cas précédent représentent plutôt un inconvénient pour le design de l'électronique.

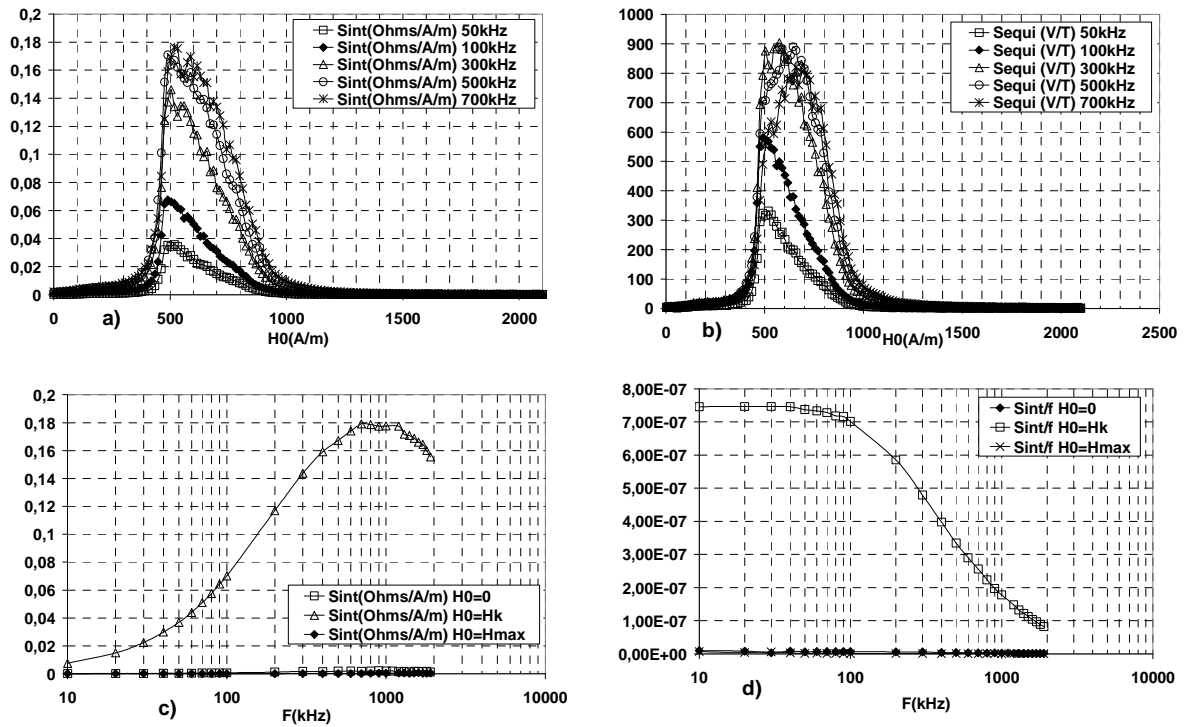


Figure 2.26 : Réponse des sensibilités en fonction du champ magnétique et de la fréquence d’une GMI ruban à bobinage transverse.

2.5 GMI avec rubans Mumetal et Nanocristallin à bobinage transverse

2.5.1 Réalisation

Maintenant, le ruban nanocristallin de largeur de 2 cm à domaines transverses est remplacé successivement par deux types de matériaux magnétiques différents dont les anisotropies magnétiques sont considérées longitudinales en raison d’une anisotropie de forme plus faible (Figure 2.27). Le premier d’entre eux est formé en lamelle d’alliage Fer-Nickel commercialisé sous le nom de « mumetal » [53]. Le second est découpé à partir d’un tore magnétique standard en nanocristallin Nanophy [47]. Pour le ruban de mumetal d’épaisseur 100 μm et de largeur 5 mm, utilisé, la perméabilité à 10 kHz est de 10 000.

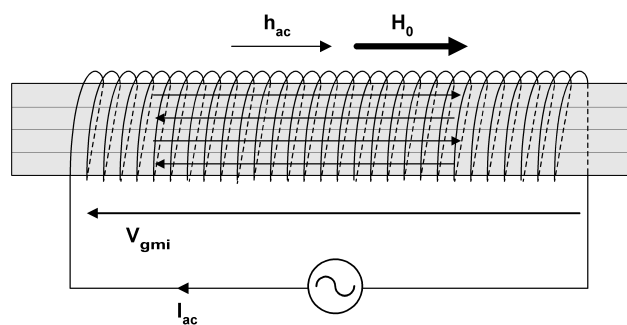


Figure 2.27 : GMI avec bobinage transversal et anisotropie longitudinale.

Pour le nanocristallin, l'épaisseur reste égale à 20 μm mais la largeur passe de 2 cm à 5 mm avec une perméabilité de plus de 70 000 (10kHz). Chaque matériau à une longueur de 10 cm et est inséré dans un support sur lequel ont été enroulées les 500 spires du bobinage transversal. Les connexions de l'excitation et de la prise de mesure s'effectuent aux bornes de ce dernier. Dans cette situation, le champ magnétique statique et le champ magnétique alternatif sont colinéaires au champ d'anisotropie supposé dans l'axe de la longueur des rubans.

2.5.2 Etude des impédances

Attendu logiquement dans les matériaux où l'anisotropie est orthogonale au champ magnétique statique, le phénomène MI apparaît d'une manière surprenante dans les matériaux testés dans cette section où l'anisotropie est en moyenne dans la direction du champ statique. La décroissance des impédances (Figure 2.28a) est abrupte dès les champs magnétiques faibles. Plutôt de nature inductive (Figure 2.28b) en champ faible, les parties imaginaires (Figure 2.28c) sont similaires aux modules associés. Lors de la transition, les parties réelles (Figure 2.28d) diminuent également et deviennent égales à la résistance continue du bobinage. Comportement identique aux transducteurs déjà étudiés où le domaine des basses fréquences favorise le comportement inductif et l'utilisation de matériaux magnétiques conducteurs favorise le développement des courants de Foucault dès les basses fréquences. Le champ magnétique atténue inexorablement la perméabilité et par conséquent les courants de Foucault.

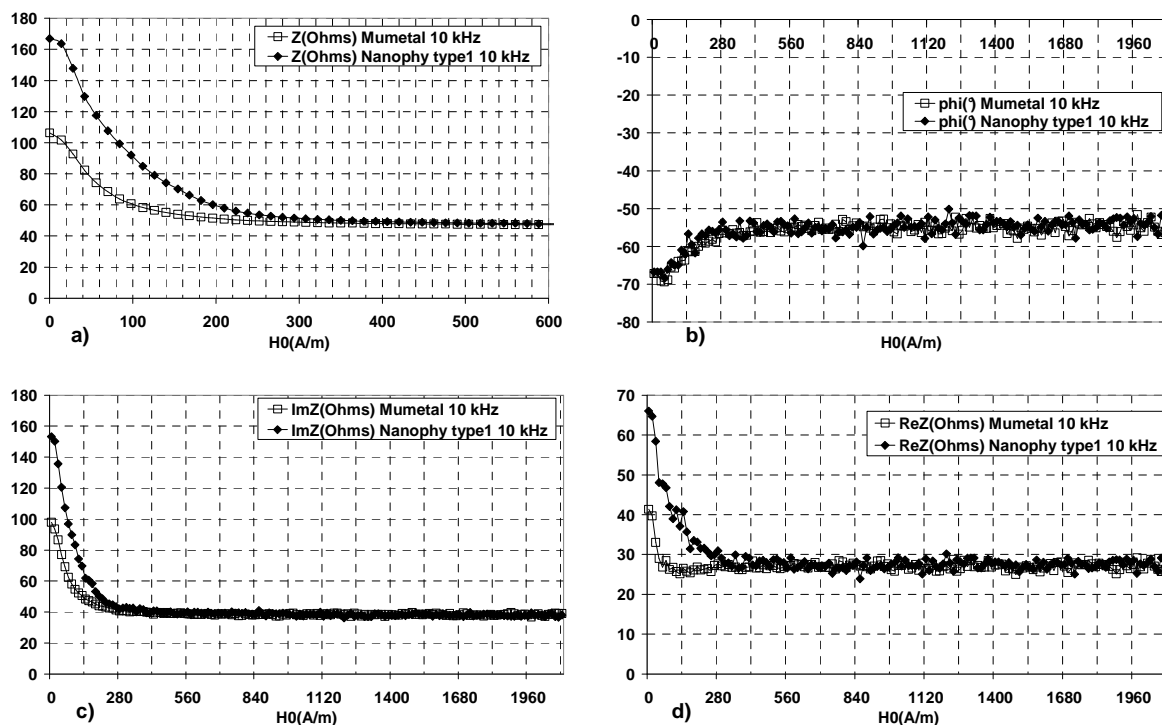


Figure 2.28 : Impédance de GMI à bobine transversale et d'anisotropie longitudinale en fonction du champ statique : a) Module, b) Phase, c) Partie imaginaire, d) Partie réelle.

Déduite de la relation (2.17), les inductances (Figure 2.28) sont du même ordre de grandeur à champ nul pour les deux types de matériau. Néanmoins, le champ démagnétisant, plus favorable dans le cas du nanocristallin (moins épais), permet à ce dernier de présenter une inductance supérieure au mumetal (Figure 2.29). En champ fort, les inductances à saturation sont parfaitement identiques et correspondent à l'inductance de la bobine à air en raison de la forte diminution de la perméabilité. La présence d'un seul maximum dans les deux cas situé à champ nul permet d'attribuer le mécanisme d'aimantation dominant, au déplacement de parois.

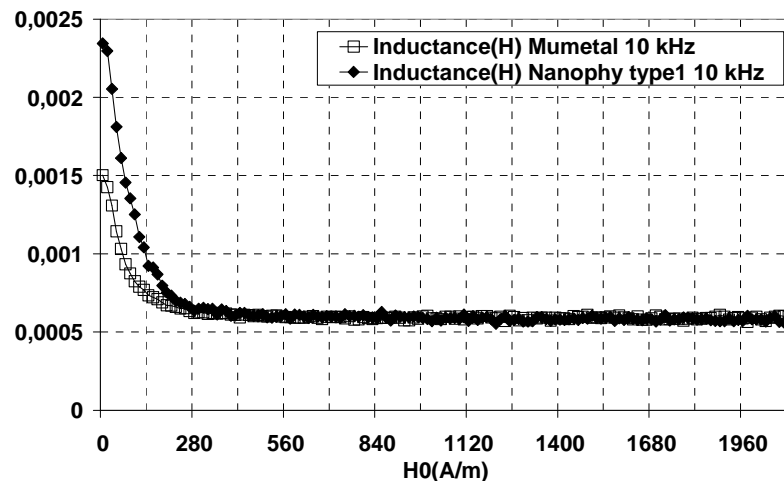


Figure 2.29 : Inductances GMI à bobinage transversale et ruban mumetal et nanocristallin à anisotropie longitudinale tracées en fonction du champ magnétique statique.

2.5.3 Sensibilités

Associées aux variations d'impédance apparaissant pour une plage réduite de champ magnétique statique par rapport aux rubans larges (2 cm), les sensibilités (Figure 2.30) présentent des maximums situés à des valeurs de H_0 , bien plus faibles que dans le cas des matériaux à anisotropie transversale. Pour les deux matériaux, les valeurs sont localisées autour de 56 A/m soit 10 fois moins que les cas précédents (cf. section 2.3 et section 2.4). Les sensibilités dépassent 1000 V/T et les formes de courbe sont assez similaires. En outre un courant d'excitation de seulement 1 mA permet d'atteindre les sensibilités présentées. L'effet GMI est démontré pour des matériaux dont l'anisotropie est dirigée dans le sens des champs magnétiques dynamique et statique tout en bénéficiant du champ démagnétisant le plus faible. L'utilisation d'un bobinage transversale pour l'excitation du ruban permet de diriger le champ magnétique d'excitation dans la direction la plus favorable. Chose qui n'était pas possible par excitation directe du ruban dont le champ d'excitation est toujours transversal à la longueur du ruban (Cas n°4, Figure 2.13).

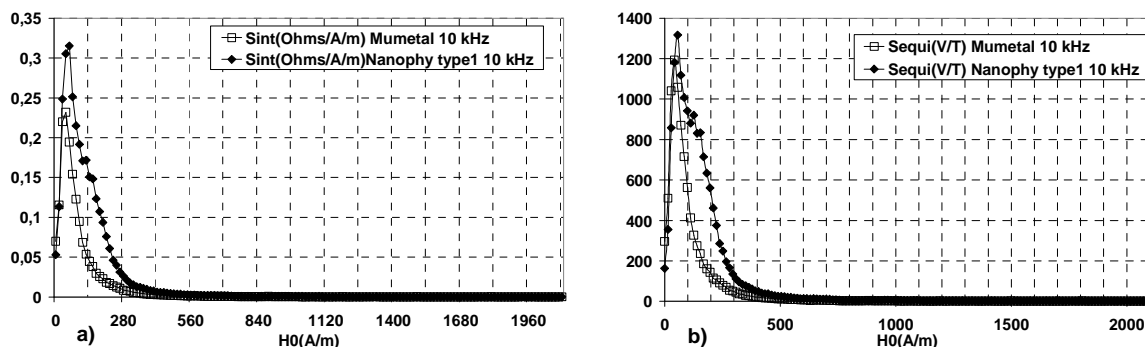


Figure 2.30 : a) Sensibilité intrinsèque et b) Sensibilité équivalente fonction du champ magnétique statique.

Finalement, l'association d'un matériau ultra doux et d'un bobinage, à la manière d'une inductance, permet d'obtenir des performances en termes de sensibilité bien supérieures aux cas des échantillons à anisotropie transverse. Cependant, les géométries n'étant pas identiques, l'influence du champ démagnétisant est à affiner pour toute comparaison. Pour des échantillons où le champ démagnétisant n'est pas négligeable et dans le cas de matériaux à haute perméabilité, cette dernière est calculée en fonction du coefficient de champ démagnétisant. Les mesures comparées entre le ruban mumetal et le ruban nanophy semble confirmer le rôle du facteur démagnétisant dont la valeur semble diminuer lorsque le rapport longueur sur la section augmente.

2.6 Influence de l'effet de forme sur les sensibilités des GMI à bobinage transverse

2.6.1 Réalisation

Cette étude découle du phénomène MI apparaissant dans les structures à anisotropie longitudinale vues à la section précédente. Au ruban de 6 cm de mumetal, les rubans de longueurs de 4, 8 et 10 cm (Figure 2.31), sont étudiés afin de dégager l'influence et le rôle joué par le champ démagnétisant sur les courbes d'impédance et bien entendu sur la sensibilité intrinsèque et le champ effectif d'anisotropie associé. Chaque ruban est découpé à partir de lamelles de mumetal de 10cm de longueur maximum [53], 5 mm de largeur et 100 μm d'épaisseur. Le bobinage transversal de 500 spires est utilisé pour l'excitation magnétique et la prise de mesure. Ce dernier est alimenté directement par une source de tension d'amplitude et de fréquence variable. Le champ statique est appliqué dans le sens de la longueur des rubans.

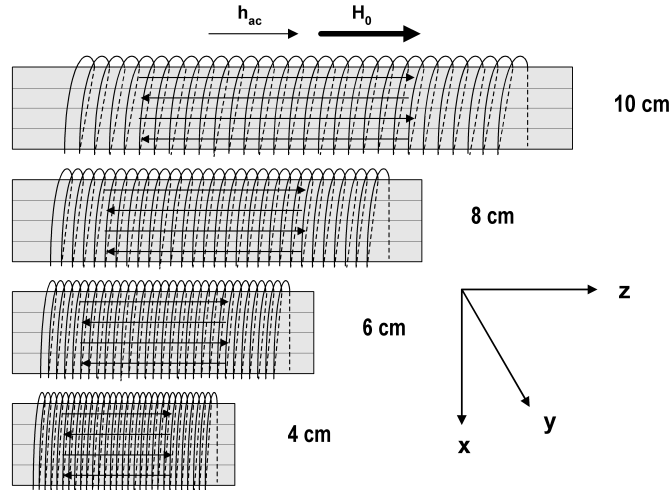


Figure 2.31 : Plusieurs transducteurs mumetal de longueurs différentes.

2.6.2 Effet du champ démagnétisant

Pour discuter des résultats expérimentaux liés à l'effet de forme sur la sensibilité des magnétoimpédances géantes bobinées basses fréquences, le modèle de la courbe d'aimantation anhystérétique, permet d'expliquer qualitativement le phénomène. Le modèle proposé (2.32), assez proche de la fonction de Langevin [57], mais calculé pour les matériaux ultra doux [22], permet d'obtenir une susceptibilité maximale à champ nul.

$$M(H_0) = M_s \tanh\left(\frac{H_0}{H_k}\right) \quad (2.32)$$

En considérant uniquement l'anisotropie de forme, définie par le coefficient de champ démagnétisant N_z , suivant l'axe de la longueur du ruban (Figure 2.31), le champ d'anisotropie s'écrit selon la relation (2.33) [65].

$$H_k = N_z M_s \quad (2.33)$$

En considérant une valeur de susceptibilité très supérieure à l'unité, la perméabilité différentielle se déduit de la dérivation de la relation (2.32) par rapport à H_0 .

$$\mu = \frac{1}{N_z \cosh\left(\frac{H_0}{N_z M_s}\right)^2} \quad (2.34)$$

Ainsi la perméabilité à champ nul s'écrit selon (2.35), où le champ démagnétisant associé à l'anisotropie de forme, est seul à dicter sa valeur.

$$\mu = \frac{1}{N_{\zeta}} \quad (2.35)$$

La transition entre la structure multi domaine et la structure mono domaine s'effectue au champ de saturation qui, jusqu'à présent, était nommé champ d'anisotropie. La sensibilité intrinsèque se calcule à partir de (2.22) en dérivant deux fois l'expression (2.32).

$$|S_{\text{int}}| = \frac{2k_b \omega}{M_s N_{\zeta}^2} \frac{\sinh\left(\frac{H_0}{N_{\zeta} M_s}\right)}{\cosh\left(\frac{H_0}{N_{\zeta} M_s}\right)^3} \quad (2.36)$$

En choisissant quatre valeurs de coefficient de champ démagnétisant de valeur croissante, de N_{z1} à N_{z4} , la courbe d'aimantation (Figure 2.32) évolue de la pente la plus raide à la plus douce et, dans le même temps, le champ d'anisotropie se décale vers les champs croissants. Comme attendu, la valeur de la perméabilité (2.35) à champ nul est inversement proportionnelle au coefficient de champ démagnétisant qui contrôle également son évolution vers zéro. Plus ce dernier est faible, plus elle atteint rapidement sa valeur nulle. L'expérience montre que la perméabilité ne s'annule pas totalement, ce qui rend le modèle de la relation (2.32) obsolète dès le coude de saturation. Néanmoins, dans un contexte qualitatif, la sensibilité intrinsèque maximale (Figure 2.33), apparaît lors de ce changement de structure, du multi domaine au mono domaine. Tous les maximums correspondent ainsi au point d'inflexion de la perméabilité et sont inversement proportionnels au carré du coefficient de champ démagnétisant. Ils se décalent vers les champs forts lorsque l'anisotropie de forme croît.

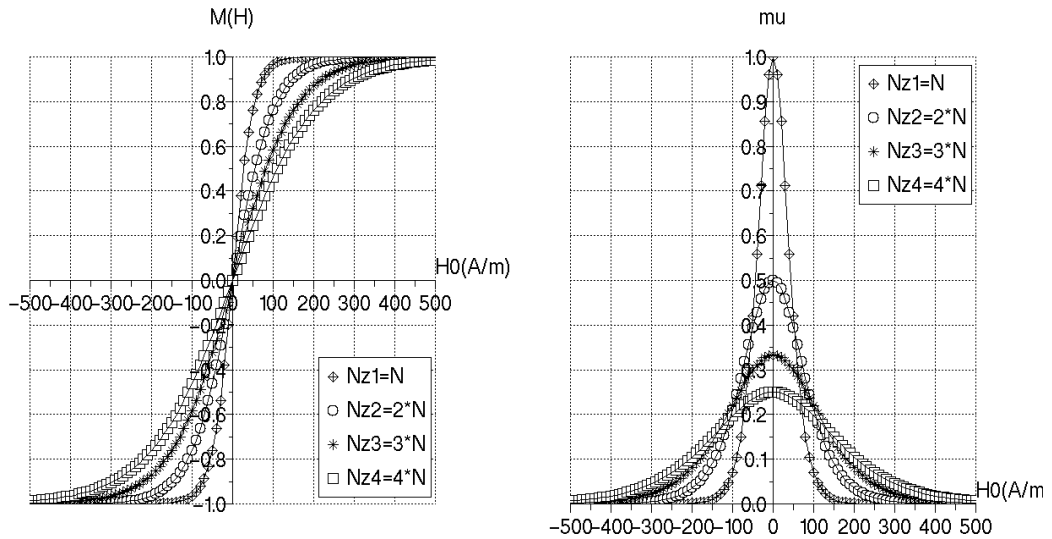


Figure 2.32 : Courbes d'aimantation et perméabilités différentielles normalisées d'un matériau très doux paramétrées par le coefficient de champ démagnétisant de l'échantillon.

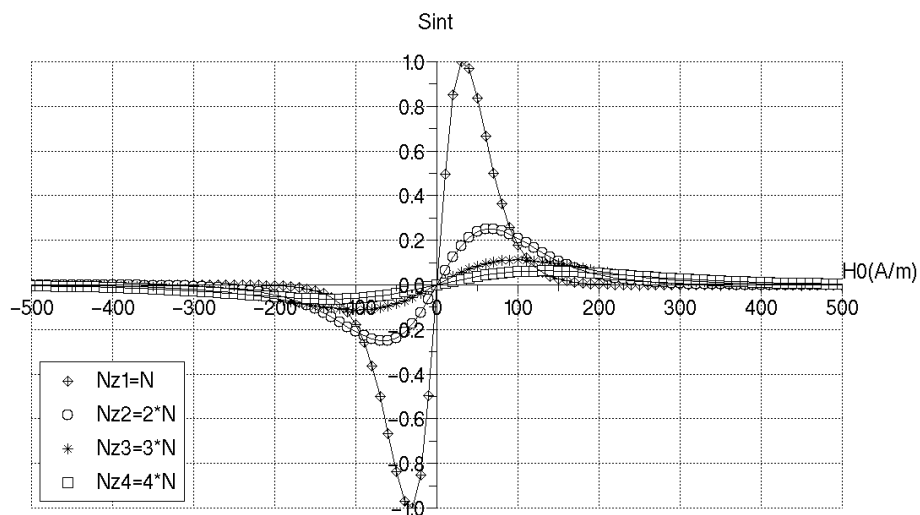


Figure 2.33 : Sensibilités intrinsèques normalisées paramétrées par la valeur relative du coefficient de champ démagnétisant de l'échantillon.

2.6.3 Résultats expérimentaux

La première remarque concerne la forme des impédances à champ nul (Figure 2.34). C'est à partir du ruban de 4 cm qu'apparaît un maximum -non pris en compte par le modèle précédent- associé à un champ d'anisotropie qui diminue avec l'augmentation de la longueur. Le pic est accentué avec le ruban de 10 cm tandis que l'impédance du ruban de 4 cm montre une décroissance monotone. Pour les perméabilités initiales élevées, ce qui est le cas à champ statique nul, et d'après la relation (2.35), la partie imaginaire devient proportionnelle à la longueur du ruban, à largeur et épaisseur fixée. Bien que l'analyse précédente trouve une cohérence avec

les mesures de la Figure 2.34 concernant les rubans de 4 à 8 cm, le modèle ne fonctionne pas pour le ruban de 10 cm. La présence d'un pic accentué, traduit un régime de perméabilité plus complexe.

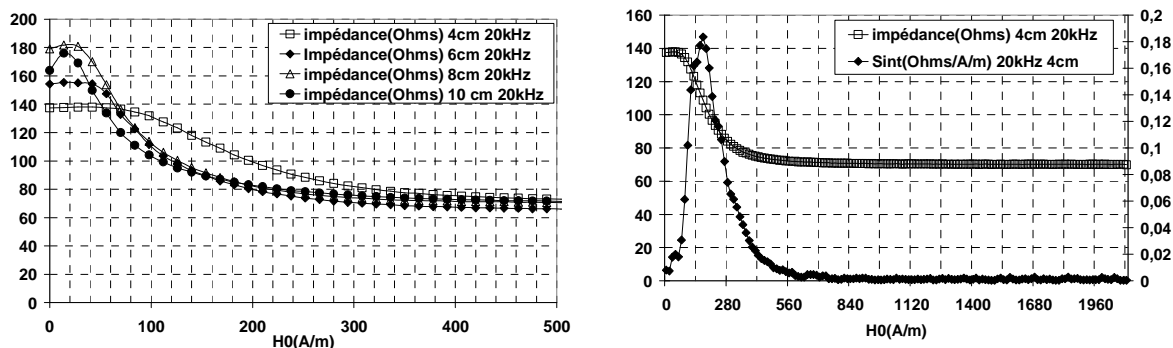


Figure 2.34 : Réponse de l'impédance au champ magnétique (à gauche) et superposition de l'impédance et de la sensibilité intrinsèque (à droite).

Comme le montrent les relevés de la Figure 2.35, l'augmentation de la longueur s'avère très efficace pour améliorer la sensibilité. En multipliant par 1,5 la longueur du ruban, la sensibilité équivalente est multipliée par 3. Ainsi elle est de 1200 V/T pour un ruban de 4 cm et atteint 3200 V/T pour le ruban de 10 cm. La localisation des maximums suit les différentes valeurs du champ d'anisotropie dont la tendance consiste à diminuer avec la longueur, sauf pour le ruban de 10 cm. Ces maximums correspondent aux pentes les plus abruptes des impédances mesurées. La présence d'un pic d'impédance même faible est confirmée à travers les sensibilités intrinsèques qui présentent un minimum à cet endroit. Excepté pour la longueur de 4 cm, les courbes de sensibilité présentent un premier maximum associé au champ nul, puis un creux correspondant au pic d'impédance. Finalement, la pente maximum des impédances est liée directement aux sensibilités maximums.

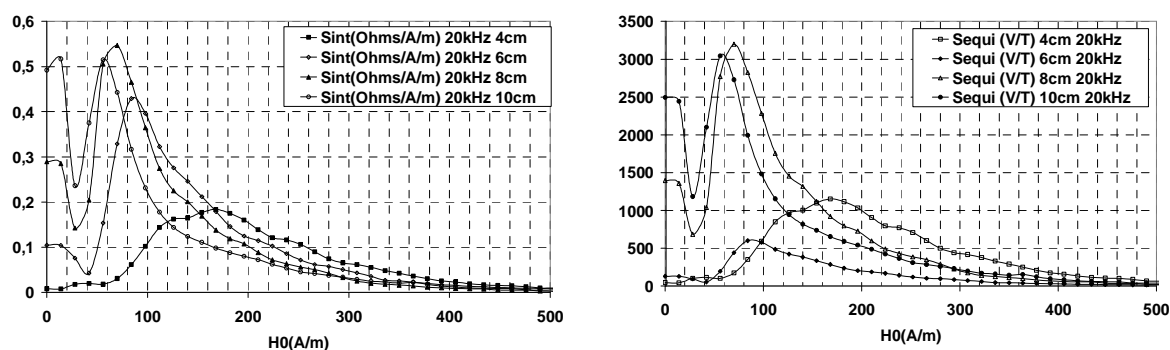


Figure 2.35 : Réponse des sensibilités intrinsèque et équivalente en fonction du champ magnétique.

2.6.4 Rubans à concentration de flux

Les résultats précédents ont permis de confirmer la dépendance forte des performances (en termes de sensibilité intrinsèque et de champ de polarisation) de la magnéto impédance vis à vis de la forme géométrique du ruban ferromagnétique qui permet l'amélioration de la sensibilité intrinsèque mais également de la réduction du champ magnétique pour lequel cette dernière est maximale facilitant ainsi la polarisation du transducteur. Si l'augmentation du rapport entre la longueur et la section du ruban permet de diminuer le coefficient de champ démagnétisant, une autre technique existe [5] et permet de conserver l'encombrement initial du transducteur. Elle consiste à tirer parti de la concentration de flux magnétique au centre du ruban en amincissant son centre par rapport à la largeur initiale. Des transducteurs en mumetal de 1 cm de longueur et 100 μm d'épaisseur ont été réalisés grâce à une technique d'électroérosion (mise en œuvre par la société JMS à Clamart) qui permet d'usiner le centre des rubans jusqu'à 200 μm de largeur.

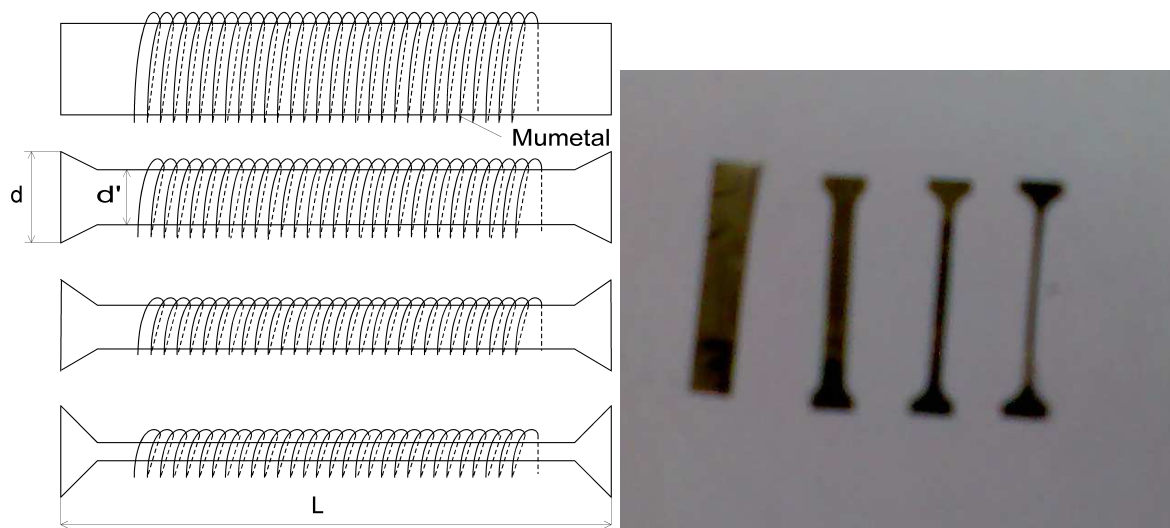


Figure 2.36 : Amélioration de la forme du transducteur par concentration de flux, la largeur extérieur d est égale à 4 mm et la largeur intérieur d' varie de 4 mm à 200 μm pour une longueur $L=10$ mm. Photo des spécimens.

Ainsi, le coefficient de champ démagnétisant résultant s'avère être plus favorable dans le cas du ruban aminci. Les références [26]-[56] proposent des formules analytiques pour des rubans très aplatis sans amincissement, valables au centre des échantillons. Il est possible de quantifier le gain de réduction du facteur démagnétisant dans le cas du ruban aminci en exprimant le flux du champ magnétique au centre du ruban et ce, en l'absence et en présence du principe de concentration de flux. La largeur extérieure est prise identique dans les deux cas et égale à d . Au centre du ruban rectangulaire, Les sections S_1 et S_2 au centre des 2 rubans s'expriment selon les relations (2.37) et (2.38) dans lesquelles la dimension « d » représente la largeur aux extrémités des rubans amincis et la dimension « d' », la largeur au centre de ces derniers.

$$S_1 = d.e_p \quad (2.37)$$

$$S_1 = d'.e_p \quad (2.38)$$

Au centre du ruban rectangulaire, le flux s'exprime en fonction du nombre de spires N , de la section définie par (2.37), de la perméabilité apparente μ_{app1}) et du champ magnétique h_{ac} .

$$\phi_1 = NS_1\mu_{app1}h_{ac} \quad (2.39)$$

Le flux au centre du ruban aminci s'exprime en fonction de N , de S_2 , de h_{ac} ainsi que de la perméabilité apparente propre à cette géométrie définie par μ_{app2} .

$$\phi_2 = NS_2\mu_{app2}h_{ac} \quad (2.40)$$

Or dans l'hypothèse d'une conservation de flux les relations (2.39) et (2.40) peuvent être considérées égales. La perméabilité μ_{app2} s'exprime en fonction de μ_{app1} et du rapport des dimensions à travers la relation (2.41) :

$$\mu_{app2} = \frac{d}{d'}\mu_{app1} \quad (2.41)$$

La relation (2.35) permet d'exprimer le coefficient de champ démagnétisant N_{z2} en fonction de N_{z1} . Ainsi avec l'augmentation du rapport d/d' , vient la réduction de N_{z2} .

$$N_{z2} = \frac{d'}{d}N_{z1} \quad (2.42)$$

Le principe d'amélioration de la sensibilité intrinsèque et de minimisation par le principe de concentration de flux est démontré à travers les mesures illustrées à la Figure 2.37. Pour quatre valeurs d'amincissement, les valeurs normalisées de sensibilité ainsi que le champ de polarisation ont été tracés. L'échelle de gauche et l'échelle de droite indiquent respectivement le gain relatif en sensibilité obtenu par rapport à la géométrie initiale et la diminution relative du champ. Avec un rapport d'amincissement égal à 8, le gain en sensibilité intrinsèque est multiplié par 5 pour un champ de polarisation divisé par 10.

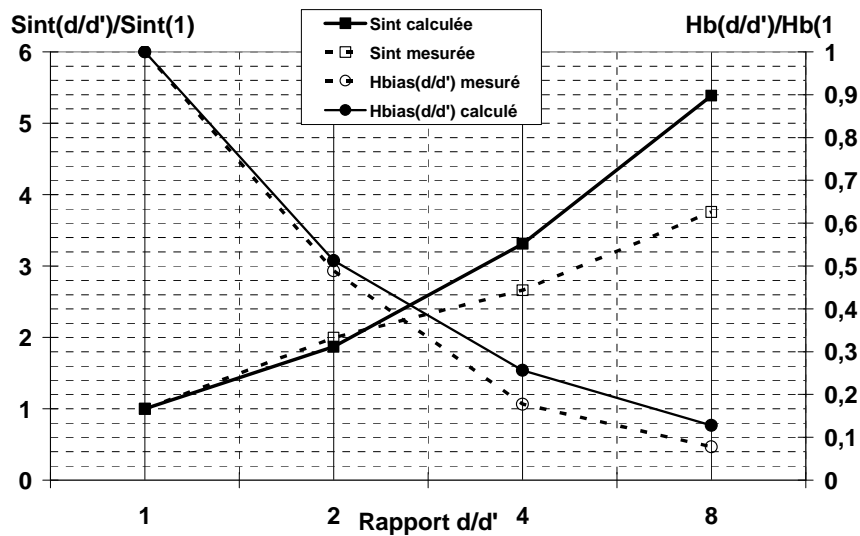


Figure 2.37 : Mesure de la sensibilité intrinsèque normalisée et du champ de polarisation normalisé en fonction du rapport d'amincissement des rubans mumetal.

En appliquant cette technique d'amincissement au ruban de 8 cm dont la sensibilité était de 3000 V/T (cf. section 2.6.3), la nouvelle sensibilité serait de 15 000 V/T. Au premier abord, les micros fils semblent présenter toutes les qualités pour finaliser le choix d'un transducteur GMI, mais en réalité, bien qu'il soit supérieur aux rubans, ils nécessitent, une fois le matériau qualifié en température et en radiations, obligatoires pour les missions spatiales, une mise en œuvre mécanique délicate. En ce qui concerne les rubans mumetal, déjà qualifiés pour une utilisation spatiale, leur mise en œuvre mécanique ne pose aucune difficulté. Pour finir sur l'effet de forme, une dernière géométrie, inspirée du fluxgate type « racetrack » permet de s'affranchir du rayonnement électromagnétique du champ magnétique d'excitation qui pourrait être vu comme une source de perturbations électromagnétiques pour les autres instruments embarqués. Toujours conçu par une technique d'électroérosion, la partie centrale du ruban mumetal est enlevée pour obtenir un circuit magnétique fermé et un bobinage transversal est enroulé sur une des longueurs. Dans cette géométrie, le champ démagnétisant relatif au champ d'excitation est nul.

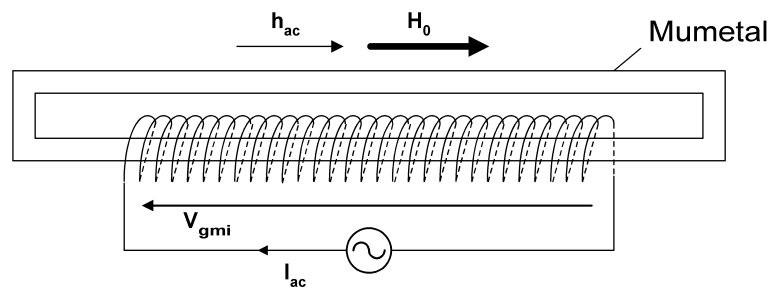


Figure 2.38 : Transducteur GMI à bobinage transversal et à circuit magnétique fermé type « racetrack ».

2.7 Noyau Ferrite et bobinage transversal

Si les matériaux magnétiques conducteurs constituent les matériaux les plus utilisés pour la réalisation de magnétoimpédance, les ferrites ont fait l'objet d'études expérimentales démontrant l'effet GMI [58]. Cependant les fréquences d'excitation dépassent largement le mégahertz et le champ statique provoquant l'effondrement de l'impédance est l'ordre du millier d'Oersted. L'étude suivante concerne une magnétoimpédance à base de noyau ferrite, usuellement utilisé pour la fabrication des searchs coils, sur lequel la technique du bobinage transversal est mise en œuvre. Contrairement aux nanocristallins et aux alliages amorphes, les ferrites doux en Mn-Zn [60], ont des conductivités très faible, de l'ordre de 10^{-7} S/m. Par conséquent, leur perméabilité initiale relative μ_i est quasi-constante (pas de pertes par courants de Foucault) dans une large gamme de fréquence qui s'étend du Hertz au MégaHertz. La Figure 2.39 présente la structure du transducteur composé d'un noyau fin de 2 mm de diamètre et 10 cm de longueur. L'excitation et la prise de mesure sont effectuées avec le bobinage transversal. Le champ magnétique statique H_0 est appliqué dans la direction du champ d'excitation.

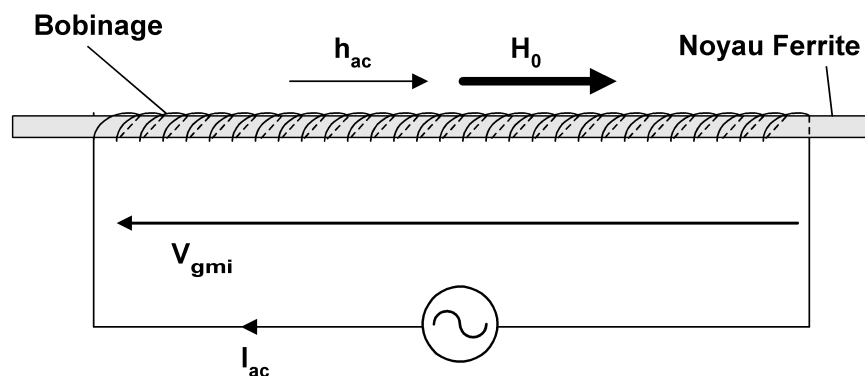


Figure 2.39 : Transducteur GMI à bobinage transversal et noyau ferrite.

Avec un courant d'excitation de 10 mA et de fréquence 20kHz, l'impédance (module, partie réelle et partie imaginaire) et les sensibilités (intrinsèque et équivalente) sont tracées à la Figure 2.40. Ainsi, tout comme les matériaux conducteurs, la GMI à noyau ferrite voit son impédance décroître à partir d'un champ égal à 300 A/m. Avec une partie réelle constante et égale à la résistance du bobinage, son comportement est équivalent à une inductance pure (Figure 2.40c). Le maximum de sensibilité est localisé au champ d'anisotropie et les valeurs sont au niveau des transducteurs mumetal et nanocristallin vus auparavant. Confirmant le rôle de la variation de la perméabilité différentielle comme étant à l'origine de la sensibilité intrinsèque des transducteurs à effet magnétoimpédance géante, l'utilisation d'un matériau magnétique isolant comme le ferrite démontre qu'il n'est pas obligatoire de se situer dans un domaine de fréquence favorisant l'effet de peau [59]. Par ailleurs, l'échantillon de forme très allongée favorise d'une part, l'augmentation de la sensibilité intrinsèque et la réduction du champ effectif d'anisotropie d'autre part.

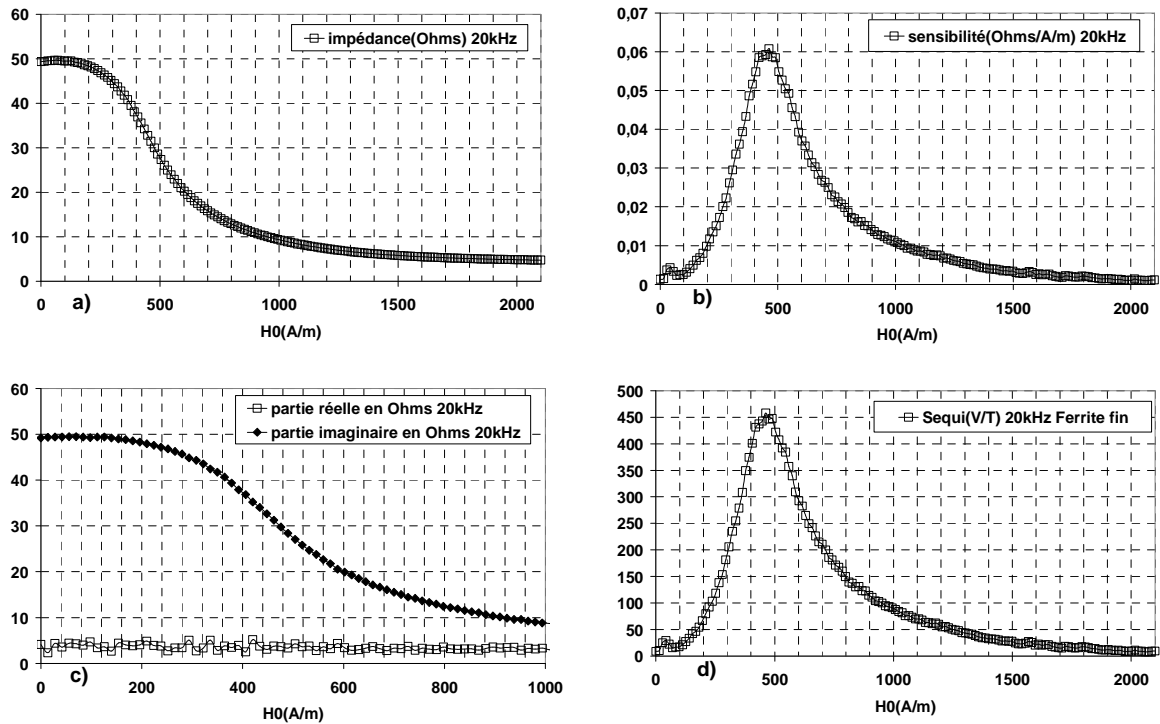


Figure 2.40 : GMI basse fréquence à noyau ferrite : a) Module de l'impédance, b) Sensibilité intrinsèque, c) Partie réelle et imaginaire de l'impédance.

2.8 Synthèse des résultats et conclusion

Le point de départ de l'étude expérimentale s'intéressait au phénomène de magnéto impédance géante qui apparaissait dans les structures sandwich classiques, plutôt de taille macro, dont la simplicité de fabrication constitue l'avantage principal. Si les performances étaient honorables par rapport à d'autre principe de mesure du champ magnétique (Effet Hall, magnétorésistance), elles restaient en deçà des micros fils. En se plaçant dans un domaine basse fréquence inhérent à la taille de ces premiers transducteurs, les bases du principe physique ont été dégagées et la nature inductive de l'impédance a aiguillée les premières conclusions sur l'origine de la détection comme étant la variation de la perméabilité différentielle par l'application d'un champ magnétique statique, sans qu'il soit nécessaire de se situer dans un domaine d'effet de peau prononcé. Le paramètre habituel « MI ratio » permettant de caractériser les GMI a été délaissé au profit de la sensibilité intrinsèque qui est bien plus pertinente pour une application de capteurs linéaires. Vu comme une inductance, la GMI basse fréquence s'est vu adjoindre un bobinage de N spires permettant d'améliorer cette dernière tout en diminuant la fréquence de travail et le courant d'excitation, donc la consommation. En outre si la variation d'inductance apparaissait dans les rubans à anisotropie transverse, il était invraisemblable qu'elle apparaisse dans les rubans à anisotropie longitudinale. Et ce fut le cas avec des sensibilités encore améliorées. Si les cas $n^{\circ}2$ et $n^{\circ}4$ de la Figure 2.13 de la référence [55] n'ont pas fait l'objet d'une présentation des résultats

expérimentaux invoquant la configuration défavorable du champ statique dirigé dans l'axe du champ démagnétisant le plus important, les nouvelles GMI bobinées ont permis de contourner le problème. En effet, le cas n°2 préconisait d'aligner le champ statique et le champ d'excitation dans une configuration à anisotropie longitudinale. C'est ce que réalise la GMI à bobinage transversale enroulé sur un ruban à anisotropie longitudinale. Avantagusement le champ statique et le champ d'excitation sont dirigés dans l'axe longitudinal. Semblablement le cas n°4 est équivalent à la GMI à bobinage transverse et anisotropie longitudinale associé également au même champ démagnétisant, plus favorable. Le cas n°3 trouve également une équivalence avec la GMI à bobinage longitudinal utilisant un ruban à anisotropie transverse. La possibilité de modifier la position relative du champ d'excitation en plaçant le bobinage dans l'axe de longitudinale par rapport à l'axe d'anisotropie et l'exploitation de la perméabilité associé à la direction du champ démagnétisant le plus faible a permis d'augmenter la sensibilité intrinsèque. Par conséquent, l'affiliation de ces GMI bobinées avec les capteurs à induction fut évidente et les concepts liés au caractère démagnétisant des géométries ouvertes a permis d'obtenir des sensibilités équivalentes à celles des micros fils, bien que la taille des rubans reste à un ordre de grandeur de ces derniers. Deux tableaux font la synthèse des résultats. Le premier (Tableau 3) représente les valeurs des MI ratio, des sensibilités intrinsèques, des champs de polarisation, de la consommation et de la fréquence d'excitation concernant les GMI bobinées utilisant le ruban nanocristallin de 10 cm de long et 2 cm de large et le noyau ferrite de 10 cm de long et 2 mm de diamètre. Il donne une première indication sur le rôle joué par le MI ratio comme critère de performance des GMI. En effet et paradoxalement, un MI ratio élevé ne garantit pas une sensibilité intrinsèque maximum. La deuxième information concerne le courant d'excitation dont la valeur est réduite par l'utilisation des bobinages.

	MI %	$S_{int}(V/T)$	H_k	$I_{ac}(mA)$	$F(kHz)$
Sandwich Classique	18	90	560	65	700
Micro fil	200	1300	0	4	1000
GMI longitudinale	400	450	560	5	5
GMI transversale	400	900	560	8	300
Ferrite	900	450	462	10	20

Tableau 3 : Comparaison des caractéristiques de GMI avec ruban nanocristallin et noyau ferrite.

Le deuxième (Tableau 4), résume les résultats expérimentaux concernant les rubans mumetal et le ruban nanophy à bobinage transverse uniquement. De perméabilités plus grandes, justifiées par la faible valeur de la fréquence, ces transducteurs voient leur sensibilité croître avec l'augmentation de la longueur, tout comme le MI ratio qui, dans ce cas, suit une variation semblable à celle de la sensibilité. L'influence de

la fréquence d'excitation apparaît pour le ruban mumetal alimenté par un courant de fréquence égale à 10 kHz comparativement à celui excité à 20 kHz. En effet, en doublant la fréquence, les MI ratio ne sont pas multipliés par deux et les champs d'anisotropie sont assez proches. En revanche, la sensibilité est multipliée par 2.5.

	MI %	$S_{int}(V/T)$	H_k	$I_{ac}(mA)$	$F(kHz)$
Mumetal 4 cm	90	1150	168	1	20
Mumetal 6 cm	134	2300	84	1	20
Mumetal 8 cm	150	3200	70	1	20
Mumetal 10 cm	145	3042	56	1	20
Mumetal aminci 1 cm	40	1500	67	1	100
Nanophy 10 cm	250	1317	56	1	10
Mumetal 10 cm	125	1200	42	1	10

Tableau 4 : Comparaison de GMI à bobinage transversal et ruban mumetal et nanophy (nanocristallin de largeur 5 mm).

Chapitre 3 Perméabilités des rubans ferromagnétiques

Le chapitre précédent a permis de montrer le rôle essentiel joué par les matériaux magnétiques en tant que détecteur et amplificateur de champ magnétique dans les magnétomètres. Le choix du matériau obéit le plus souvent à un objectif de performances magnétiques les plus élevées possibles dont les limitations sont imposées par les contraintes d'intégration et d'environnement. Dans le domaine spatial, la masse, le volume d'encombrement, la consommation en énergie électrique, l'immunité aux radiations et la stabilité en température sont autant de critères à définir dans le choix et le design final du matériau magnétique qui permettront d'atteindre une sensibilité optimale. La réponse à une sollicitation magnétique d'un matériau magnétique est entièrement définie par sa courbe d'aimantation et les performances de détection sont caractérisées par la valeur de la perméabilité magnétique. Or, cette perméabilité répond à plusieurs définitions selon le type de sollicitation magnétique qui peut être continue ou variable dans le temps, d'amplitude faible ou élevée mais aussi de directions multiples par rapport à l'anisotropie magnétique de l'échantillon ou une composition de tous les cas énoncés précédemment. Le début de ce chapitre rappelle tout d'abord les principes fondamentaux du ferromagnétisme comme la structure en domaines magnétiques, les courbes d'aimantation avec ou sans hystérésis et les pertes dans les matériaux conducteurs. Vient ensuite une présentation des matériaux amorphes et nano cristallin utilisés dans la fabrication des films ferromagnétiques. Le propos essentiel de ce chapitre concerne le cas des transducteurs à effet de magnétoimpédance géante dans lesquels les sollicitations magnétiques sont multiples. Le micromagnétisme à travers l'équation de Landau, Lifshitz et Gilbert [61], apparaît alors comme un formalisme approprié pour modéliser le principe de la détection de tels transducteurs. En effet, les conditions d'une détection par effet GMI nécessitent, en plus du champ à mesurer, l'application d'un champ magnétique d'excitation de nature harmonique et d'un champ de polarisation statique. Les auteurs [33]-[62]-[63], ont proposé cette approche pour modéliser les impédances des fils et des sandwichs à effet magnéto impédance géante. La structure magnétique à anisotropie transversale (transverse s'entend par rapport au champ à mesurer) était présentée comme un paramètre important pour expliquer l'origine de la détection et justifier les meilleures sensibilités. Or l'étude expérimentale (cf. Chapitre 2) a permis de dégager un principe de détection plus général basé sur le changement brutal de la valeur de la perméabilité différentielle en présence d'un champ statique et ceci pour des matériaux variés grâce à l'utilisation très avantageuse d'un bobinage comportant N spires qui réalise dans le même temps l'excitation magnétique et la prise de mesure. La deuxième partie de ce chapitre est donc consacrée à la modélisation de ce phénomène qui a lieu aussi bien dans les structures à anisotropie transversale que dans les structures à anisotropie longitudinale à base de films nanocristallin mais également dans les matériaux de structures moins régulières comme les rubans en alliage Ni-Fe (Mumetal).

3.1 Les principes de la magnétostatique

3.1.1 Champ et induction magnétique dans l'air

Ces principes concernent le calcul des champs magnétiques en présence de leurs sources. Ces sources sont des courants électriques traversant des circuits. L'air est considéré identique au vide et la relation de Maxwell-Ampère (3.1) [64] permet, à partir des sources de densité de courant \vec{J} , de déterminer le champ magnétique dans tout le volume, conducteur compris. L'induction, quant à elle, se déduit de l'équation du milieu (3.2) où μ_0 est la perméabilité magnétique du vide.

$$\text{Rot} \vec{H}_{\text{ext}} = \vec{J} \quad (3.1)$$

$$\vec{B}_{\text{ext}} = \mu_0 \vec{H}_{\text{ext}} \quad (3.2)$$

Le croquis de la Figure 3.1a représente un solénoïde parcouru par un courant électrique produisant un champ et une induction magnétique.

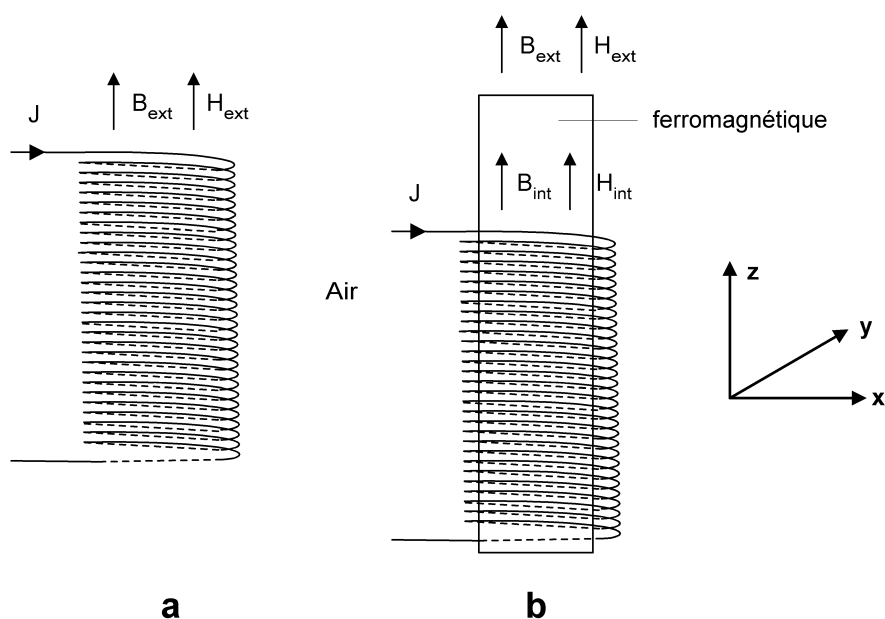


Figure 3.1 : Champs et inductions magnétiques dans l'air (a) et en présence d'un matériau ferromagnétique (b).

3.1.2 Présence de la matière aimantée

En remplaçant le volume d'air à l'intérieur du solénoïde par un matériau magnétique d'axe principal $0z$ (Figure 3.1b), la réponse de la matière aimantée modifie les valeurs de B et H . Dans l'approche ampérienne, la matière est représentée par des micros courants fictifs responsables des moments

magnétiques. La relation (3.3) donne, pour une répartition spatiale de l'aimantation \vec{M} , la densité de courants liés \vec{J}_m .

$$\vec{J}_m = \text{Rot} \vec{M} \quad (3.3)$$

La limite de (3.3) aux surfaces de l'échantillon s'exprime en fonction de la densité surfacique des courants fictifs \vec{J}_{ms} , de l'aimantation \vec{M} et de la composante n , normale aux surfaces :

$$\vec{J}_{ms} = \vec{M} \wedge \vec{n} \quad (3.4)$$

Ces courants n'interviennent pas directement dans l'équation (3.1) car, pour une géométrie fermée ou un cylindre infiniment long, le champ magnétique à l'intérieur n'est aucunement modifié par rapport au cas de l'air (3.5). Ces courants interviennent lorsqu'il s'agit d'une modification de l'induction magnétique dans la matière, la relation (3.1) est alors remplacée par la relation (3.6) dans laquelle l'induction magnétique est déduite des courants réels \vec{J} et des courants liés \vec{J}_m , exprimés au moyen de l'expression (3.3).

$$\vec{H}_{\text{int}} = \vec{H}_{\text{ext}} \quad (3.5)$$

$$\text{Rot} \vec{B}_{\text{int}} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \text{Rot} \vec{M} \quad (3.6)$$

Par conséquent, la contribution du matériau magnétique consiste à augmenter l'induction magnétique à l'intérieur de l'échantillon. En considérant le champ magnétique identique dans le volume d'air et dans le volume de matière aimantée, la relation (3.7) déduite de (3.6) fait apparaître la contribution du matériau dans le calcul de l'induction magnétique.

$$\vec{B}_{\text{int}} = \mu_0 (\vec{H}_{\text{ext}} + \vec{M}) \quad (3.7)$$

Considérés, le plus souvent, linéaires et homogènes les matériaux magnétiques présentent dans ces conditions une aimantation uniforme, la densité volumique de courants liés est alors nulle (cf. relation (3.3)). L'aimantation \vec{M} est reliée au champ magnétique \vec{H}_{ext} par le tenseur de susceptibilité magnétique χ conformément à la relation (3.8).

$$\vec{M} = \mu_0 \overline{\chi} \vec{H}_{ext} \quad (3.8)$$

En combinant les deux dernières relations ((3.7) et (3.8)), le tenseur de perméabilité magnétique apparaît comme le tenseur des coefficients d'amplification magnétique de l'induction associé au matériau magnétique.

$$\vec{B}_{int} = \mu_0 \overline{\mu} \vec{H}_{ext} \quad (3.9)$$

Et la perméabilité est déduite de la susceptibilité (3.10).

$$\overline{\mu} = 1 + \overline{\chi} \quad (3.10)$$

3.1.3 Matériau anisotrope

Dans les matériaux dits massifs, les tenseurs des susceptibilités et de perméabilités sont diagonaux et l'échantillon est isotrope si les coefficients de ce tenseur sont égaux. Chaque composante de l'aimantation est proportionnelle au champ magnétique appliqué le long de l'axe associé. En revanche, lorsque l'une des dimensions de l'échantillon approche l'ordre de grandeur de la maille cristalline, le matériau est considéré anisotrope. La sollicitation d'un champ magnétique ne correspond plus à une réponse équivalente sur les trois axes du repère des champs et les composantes de l'aimantation deviennent dépendantes de la direction du champ magnétique. Le tenseur des susceptibilités n'est plus diagonal et dans le cas général, il s'exprime selon la relation (3.11).

$$\overline{\chi} = \begin{bmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & \chi_{xz} \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} & \chi_{yz} \\ \chi_{zx} & \chi_{zy} & \chi_{zz} \end{bmatrix} \quad (3.11)$$

3.1.4 Le Champ démagnétisant

A l'amplification magnétique propre aux ferromagnétiques, il faut ajouter un effet purement géométrique qui est l'effet démagnétisant des échantillons à géométrie ouverte. Dans l'exemple de la sphère uniformément aimantée, les courants ampériens volumiques sont nuls (cf. (3.3)) et en l'absence de courants réels, l'aimantation M crée une induction, au centre, dont l'expression (3.12) se déduit aisément en utilisant la relation (3.4) et la loi de Biot et Savart [64]-[65].

$$\vec{B}_{\text{int}} = \frac{2}{3} \mu_0 \vec{M} \quad (3.12)$$

L'expression du champ magnétique à l'intérieur de l'échantillon se déduit de la relation (3.7) dans laquelle H_{ext} est substitué à H_{int} :

$$\vec{H}_{\text{int}} = -\frac{1}{3} \vec{M} \quad (3.13)$$

Ainsi, l'aimantation, elle-même et ceci en raison de la géométrie ouverte, crée un champ interne, de nature démagnétisant, noté H_d . Dans le cas général, le champ démagnétisant s'exprime en fonction du tenseur des coefficients de champ démagnétisant (3.14) et de l'aimantation.

$$\vec{H}_d = -\vec{N} \vec{M} \quad (3.14)$$

Il est à noter que la somme des coefficients de champ démagnétisant est toujours égale à l'unité (3.15) [56]. Pour la sphère isotrope, les composantes sont égales. Alors, $N_x = N_y = N_z = 1/3$.

$$N_x + N_y + N_z = 1 \quad (3.15)$$

Simple à calculer en utilisant le formalisme des courants ampériens ou des masses magnétiques dans le cas de la sphère, le calcul exact mais compliqué de ces coefficients est rendu possible dans d'autres cas, par l'utilisation de la relation (3.16) [67] qui s'applique dans le cas général, à l'ellipsoïde de révolution de dimensions définies par les valeurs de ses demi axes, a, b et c (Figure 3.2).

$$N_x = \frac{a \cdot b \cdot c}{2} \int_0^\infty \frac{d\xi}{\left(\begin{array}{c} a^2 \\ \xi + b^2 \\ c^2 \end{array} \right) \sqrt{(\xi + a^2)(\xi + b^2)(\xi + c^2)}} \quad (3.16)$$

D'autres auteurs [26]-[56] proposent des formules analytiques, pour des géométries du type ellipsoïde allongé (Prolate) et du type ellipsoïde aplati (Oblate). Par exemple le cylindre (utilisé dans la conception des search coils) peut être assimilé à un

ellipsoïde allongé et le coefficient de champ démagnétisant N_x est déterminé par intégration de (3.16) en considérant $a \gg b = c$:

$$N_x = \frac{1}{m^2 - 1} \left[\frac{m}{\sqrt{m^2 - 1}} \operatorname{arg} \operatorname{ch}(m) - 1 \right] \quad (3.17)$$

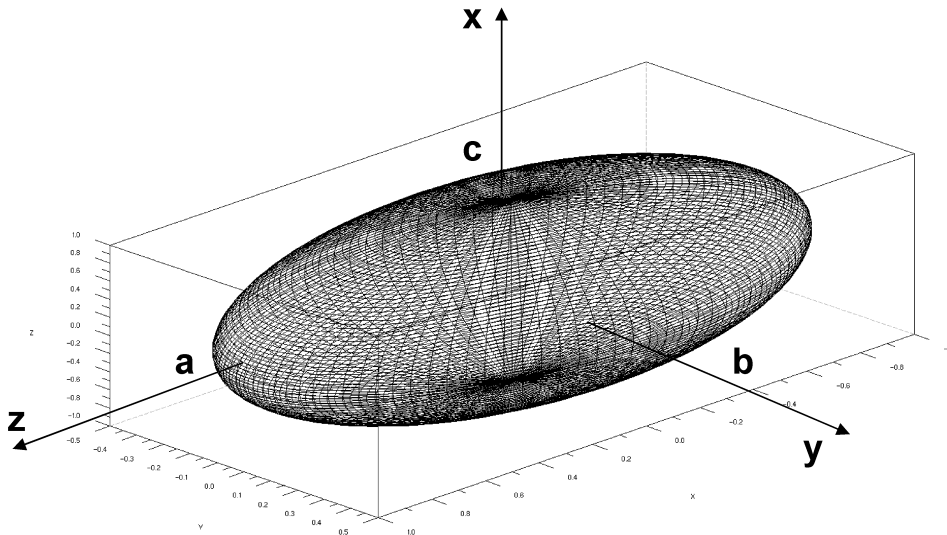


Figure 3.2 : Ellipsoïde de révolution.

Avec m , le rapport entre la longueur et le rayon du cylindre.

$$m = \frac{a}{c} \quad (3.18)$$

De la même manière, le disque très fin, peut être assimilé à un ellipsoïde aplati où $a = b \gg c$. Les coefficients N_y et N_z situés dans le plan du disque, s'expriment selon (3.19).

$$N_y = N_z = \frac{1}{2} \left[\frac{m^2}{(m^2 - 1)^{\frac{3}{2}}} \arcsin \left(\frac{\sqrt{m^2 - 1}}{m} \right) - \frac{1}{m^2 - 1} \right] \quad (3.19)$$

Dans le cas des rubans ou des films minces, la référence [68] propose les formules analytiques (cf.(3.20) et (3.22)) permettant de calculer les coefficients N_x , N_y et N_z

d'un échantillon parallélépipédique en calculant la fonction $F(a,b,c)$ par permutation circulaire des variables a, b et c .

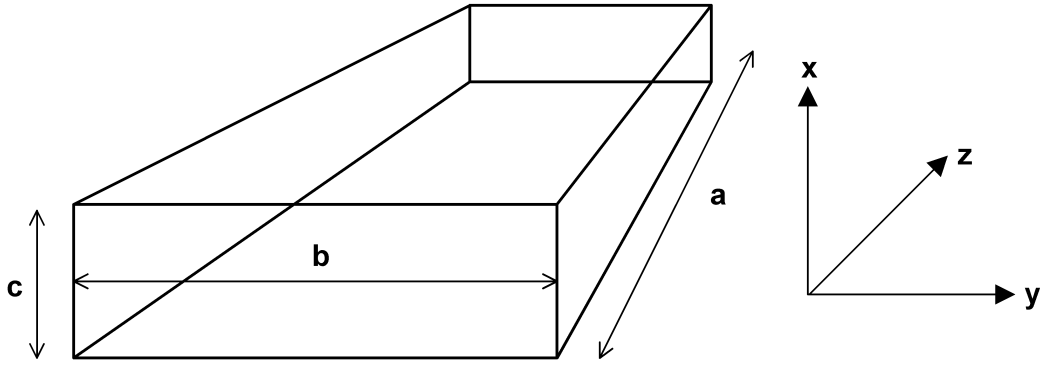


Figure 3.3 : Echantillon ferromagnétique parallélépipédique.

$$N_x = \frac{F(a,b,c)}{\pi} \quad N_y = \frac{F(b,c,a)}{\pi} \quad N_z = \frac{F(c,a,b)}{\pi} \quad (3.20)$$

$$\begin{aligned} F(a,b,c) = & \frac{c^2 - a^2}{2ca} \ln \left(\frac{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2} - b}{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2} + b} \right) + \frac{b^2 - a^2}{2ba} \ln \left(\frac{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2} - c}{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2} + c} \right) \\ & + \frac{c}{2a} \ln \left(\frac{\sqrt{b^2 + c^2} + b}{\sqrt{b^2 + c^2} - b} \right) + \frac{b}{2a} \ln \left(\frac{\sqrt{b^2 + c^2} + c}{\sqrt{b^2 + c^2} - c} \right) + \frac{a}{2b} \ln \left(\frac{\sqrt{a^2 + c^2} - c}{\sqrt{a^2 + c^2} + c} \right) \\ & + \frac{a}{2c} \ln \left(\frac{\sqrt{a^2 + b^2} - b}{\sqrt{a^2 + b^2} + b} \right) + 2 * \operatorname{arctg} \left(\frac{bc}{a\sqrt{a^2 + b^2 + c^2}} \right) + \frac{b^3 + c^3 - 2a^3}{3abc} \\ & + \frac{b^2 + c^2 - 2a^2}{3abc} \sqrt{a^2 + b^2 + c^2} + \frac{a}{bc} \left(\sqrt{b^2 + a^2} + \sqrt{c^2 + a^2} \right) \\ & - \frac{(b^2 + c^2)^{\frac{3}{2}} (a^2 + c^2)^{\frac{3}{2}} (b^2 + a^2)^{\frac{3}{2}}}{3abc} \end{aligned} \quad (3.21)$$

L'utilisation bénéfique de la relation (3.15) restreint le calcul aux deux premières composantes. Ainsi pour un ruban très mince de largeur $b=20$ mm, le champ démagnétisant (Figure 3.4) est minimum dans le sens de la longueur et maximum dans le sens de l'épaisseur. En effet, en choisissant des échantillons plus longs et plus fins, le coefficient N_z décroît vers zéro tandis que N_x croît pour tendre vers l'unité. Le coefficient N_y , reste, quant à lui, sensiblement constant, pour une épaisseur plutôt faible.

Si l'épaisseur du ruban diminue mais devient moins large (de $b=20$ mm à $b=5$ mm), les composantes N_x et N_y augmentent et favorisent ainsi la diminution de la composante N_z (Figure 3.5).

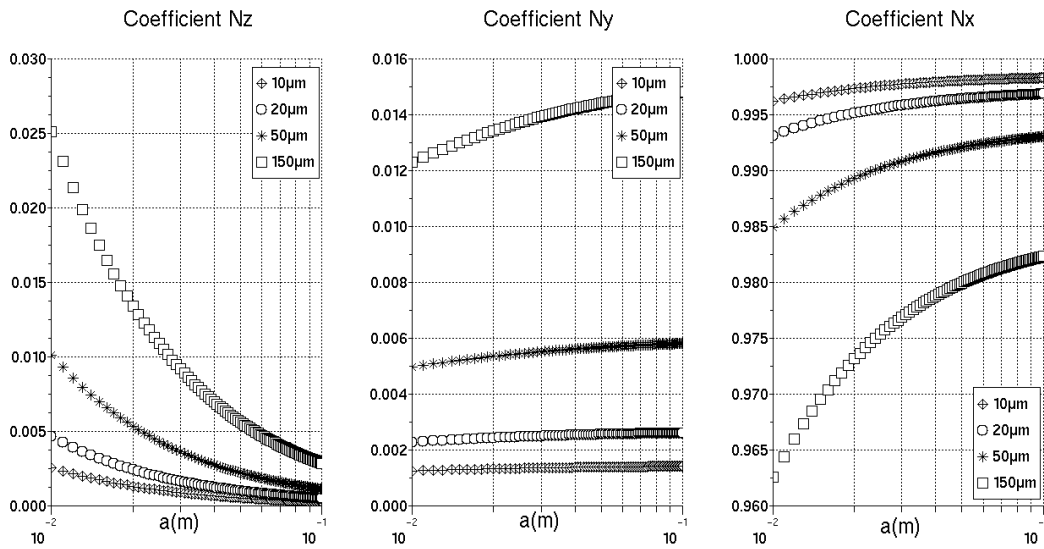


Figure 3.4 : Variation des coefficients de champ démagnétisant fonction de la longueur de l'échantillon (a évoluant de 1cm à 10cm) pour différentes épaisseurs. Largeur $b=20\text{mm}$.

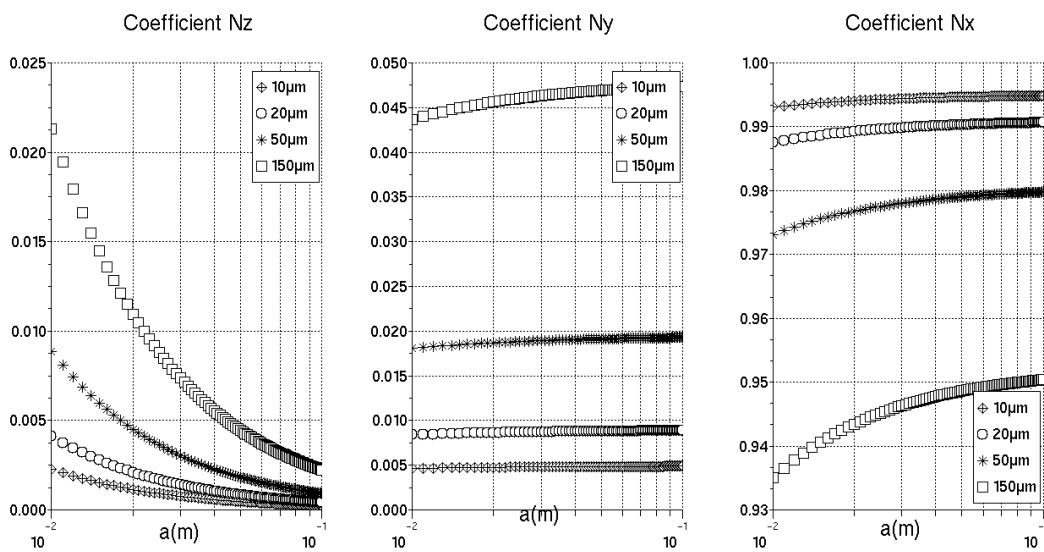


Figure 3.5 : Variation des coefficients de champ démagnétisant fonction de la longueur de l'échantillon (a évoluant de 1cm à 10cm) pour différentes épaisseurs. Largeur $b=5\text{mm}$.

Lorsque l'échantillon est également soumis à un champ externe H_{ext} , le champ total à l'intérieur du matériau est réduit par le champ démagnétisant (3.22).

$$\vec{H}_{int} = \vec{H}_{ext} - \vec{NM} \quad (3.22)$$

Comme l'aimantation est proportionnelle au champ magnétique à l'intérieur de l'échantillon, en utilisant la relation (3.8) et en substituant H_{ext} par le nouveau champ H_{int} , l'aimantation s'exprime en fonction du tenseur des susceptibilités magnétiques, du tenseur des coefficients de champ démagnétisant et du champ extérieur (3.23).

$$\vec{M} = \frac{\vec{\chi}}{1 + N\vec{\chi}} \vec{H}_{ext} \quad (3.23)$$

Et l'induction est déduite de (3.7) en remplaçant H_{ext} par H_{int} , combinée avec l'expression (3.23). Ainsi la relation (3.24) fait apparaître la perméabilité apparente (3.25), qui constitue le nouveau facteur d'amplification du champ magnétique extérieur, valable au centre de l'échantillon.

$$\vec{B}_{int} = \mu_0 \frac{\vec{\mu}}{1 + N(\vec{\mu} - 1)} \vec{H}_{ext} \quad (3.24)$$

$$\vec{\mu}_{app} = \frac{\vec{\mu}}{1 + N(\vec{\mu} - 1)} \quad (3.25)$$

Pour les matériaux très doux, l'expression (3.25) se simplifie et la perméabilité apparente dépend uniquement des coefficients de champ démagnétisant (3.26).

$$\vec{\mu}_{app} = \frac{1}{N} \quad (3.26)$$

Les cas du tore magnétique et du cylindre infini représentent également un cas limite où le coefficient de champ démagnétisant associé à la direction ortho radiale tend vers 0 ($N=0$).

3.2 La matière aimantée

3.2.1 Origine des domaines magnétiques

Dans les matériaux ferromagnétiques, chaque atome (d'après le modèle de Bohr) est porteur d'un moment magnétique, principalement représenté par le moment magnétique du spin des électrons. La quantification énergétique des électrons permet de déterminer le moment magnétique équivalent d'un atome isolé en fonction de la structure électronique de l'atome. D'après [69], le moment magnétique d'un atome est :

$$M = gJM_B \quad (3.27)$$

Où le paramètre g , est le facteur de Landé, fonction du moment cinétique orbital et de spin, respectivement noté L et S . Le nombre J est le moment cinétique total ($J=L+S$) et M_B le magnéton de Bohr. A plus grande échelle, les moments magnétiques de chaque atome interagissent entre eux et donne lieu à un arrangement ordonné (Figure 3.6). L'énergie d'interaction d'échange, est responsable de cet ordre et pour un ensemble de N moments magnétiques [65], elle s'exprime par la relation (3.28), en fonction du coefficient d'échange n_{ij} et du produit scalaire entre deux moments magnétiques voisins.

$$U_{\text{écb}} = -\frac{1}{2} \mu_0 \sum_{i,j \neq i}^N n_{ij} (\vec{m}_i \cdot \vec{m}_j) \quad (3.28)$$

Ainsi l'alignement parallèle constitue un état minimal d'énergie, de sorte que l'aimantation peut être considérée uniforme et de valeur M_s dans ce volume.

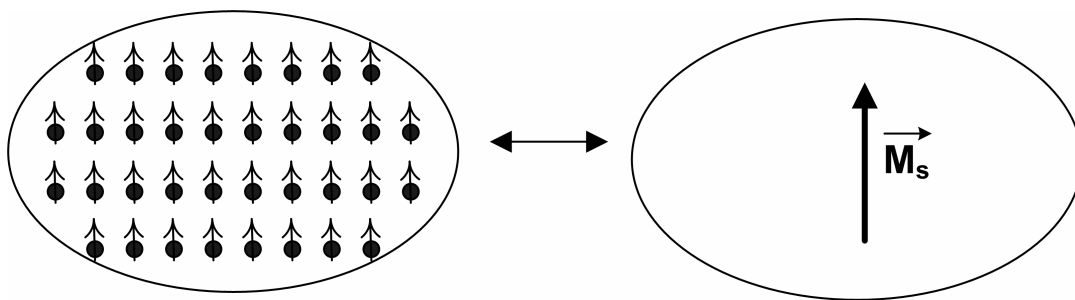


Figure 3.6 : Ordre ferromagnétique.

Cependant, l'état uniformément aimanté crée un champ démagnétisant (cf. 3.1.4) qui élève l'énergie du système et l'annulation de ce dernier correspondrait à une situation antiparallèle des moments magnétiques. Or, la configuration antiparallèle est défavorable en termes d'énergie d'interaction d'échange. Il y a donc une

compétition entre ces deux énergies. Le compromis est trouvé par la formation de domaines magnétiques, à l'intérieur desquels l'interaction d'échange favorise l'ordre ferromagnétique, puis au niveau de tout l'échantillon où, à cette échelle, l'énergie démagnétisante permet d'obtenir une valeur moyenne de l'aimantation égale à zéro. Cette situation est illustrée par le croquis de la Figure 3.7 qui représente un échantillon constitué de deux domaines aimantés à saturation dont la moyenne est nulle sur tout le volume à champ nul.

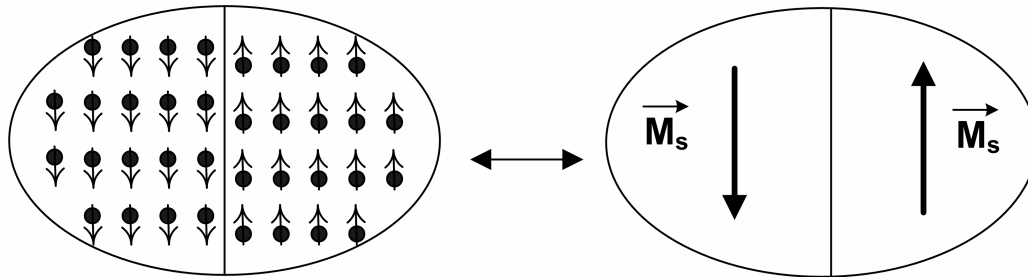


Figure 3.7 : Compromis entre l'interaction d'échange et l'énergie démagnétisante : Formation de domaines magnétiques.

Néanmoins, le passage brutal d'une aimantation M_s à $-M_s$ signifie une discontinuité de l'aimantation au niveau de la paroi qui ne constitue pas un état d'énergie minimale. La minimisation de l'énergie est obtenue grâce à une répartition progressive des directions des moments magnétiques dans la largeur de la paroi (Figure 3.8).

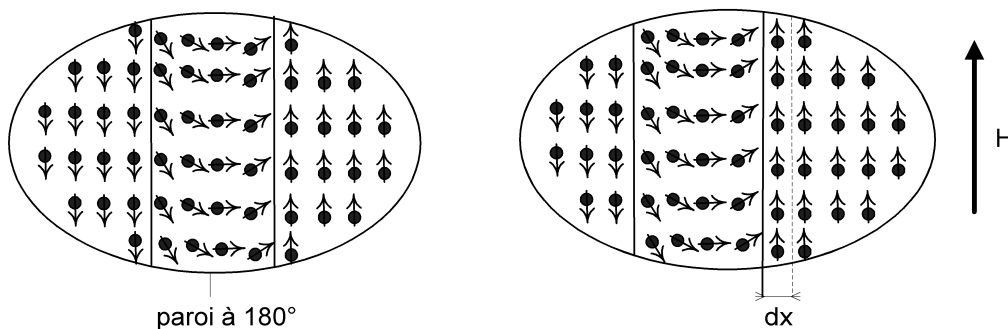


Figure 3.8 : Paroi de Bloch entre deux domaines magnétiques à 180° et déplacement de la paroi « dx » en présence d'un champ magnétique.

Lorsque l'échantillon magnétique est sollicité par un champ magnétique H , le volume du domaine de même direction s'étend proportionnellement à H , au détriment de celui situé de l'autre côté de la paroi (Figure 3.8). Néanmoins, si le processus d'aimantation paraît simple dans cette présentation schématique et qualitative, il s'avère être plus complexe lors de la confrontation expérimentale, le matériau pouvant présenter des configurations magnétiques très diverses.

3.2.2 Courbes d'aimantation

Schématiquement, à l'état désaimanté, le matériau est constitué de deux domaines magnétiques respectivement parallèle et antiparallèle au champ appliqué et séparés par une paroi de 180° (Figure 3.9). Bien que l'aimantation locale ou microscopique soit égale à M_s dans chaque domaine, sa moyenne sur l'ensemble du volume est nulle et les domaines transverses séparés par des parois à 90° , constituent les domaines de fermeture permettant de respecter cette condition.

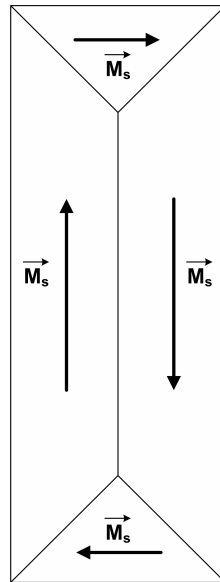


Figure 3.9 : Structure schématique d'un échantillon ferromagnétique désaimanté.

Dans cette situation de départ, l'augmentation du champ magnétique provoque le déplacement de parois correspondant à un comportement linéaire réel, identifiable au début de la courbe de première aimantation expérimentale. La loi expérimentale de Rayleigh [65] définit le modèle de l'aimantation (cf.(3.29)) en champs très faibles, où la susceptibilité initiale χ_i correspond à la pente de la courbe $M(H)$ à l'origine et R représente la constante de Rayleigh identifiée comme la dérivée [22] de la susceptibilité initiale (3.30).

$$M = \chi_i H + R H^2 \quad (3.29)$$

$$R = \left(\frac{d\chi_i}{dH} \right)_0 H^2 \quad (3.30)$$

Dans ce domaine, le déplacement des parois est réversible. Ainsi, lors de la décroissance du champ magnétique, l'aimantation décroît suivant la même courbe. En champ fort, la réponse magnétique est très différente puisqu'elle traduit le

comportement complet du matériau dont les phases de fonctionnement dépendent de l'amplitude du champ appliqué mais également de ses états aimantés précédents associés à l'histoire des différentes configurations magnétiques du matériau. Il faut alors rapporter les phénomènes de variations prononcées de l'aimantation puis de la saturation du matériau pour décrire intégralement le comportement de l'échantillon ferromagnétique. Pour rendre compte de ces phénomènes, les auteurs de la référence [70], propose un modèle (cf.(3.31)), basé sur la fonction de Langevin, réservé classiquement à l'aimantation des paramagnétiques. La spécificité des ferromagnétiques est prise en compte par le champ magnétique effectif H_e (3.31) qui est substitué au champ magnétique H .

$$H_e = H + \alpha M(H) \quad (3.31)$$

Ce nouveau champ (H_e) est fonction de l'aimantation M_{an} et du coefficient d'échange α , dont le rôle est de rendre compte de l'énergie d'interaction d'échange entre les moments magnétiques. La relation (3.32) représente le comportement anhystérétique (M_{an}) du matériau [57]. Le paramètre « a », contrôle la susceptibilité réversible du matériau. Cette dernière se calcule en dérivant l'expression de l'aimantation par rapport au champ magnétique (3.33).

$$M_{an}(H_e) = M_{sat} \left[\coth\left(\frac{H_e}{a}\right) - \frac{a}{H_e} \right] \quad (3.32)$$

$$\chi_{rev} = \frac{dM_{an}(H)}{dH} \quad (3.33)$$

La réponse anhystérétique expérimentale est obtenue en appliquant simultanément un champ statique d'amplitude fixe et un champ alternatif très basse fréquence et de forte amplitude capable de saturer le matériau. Puis l'amplitude du champ variable est réduite progressivement jusqu'à zéro. Ainsi, de l'état saturé où l'énergie du système est maximale, les parois vont franchir les barrières de potentiels sans coût d'énergie supplémentaire. Ainsi, la courbe anhystérétique correspond à la courbe de première aimantation débarrassée du coût du déplacement des parois. Ces équations couplées (cf (3.32) et (3.33)) montrent un comportement de type « système asservi » dans lequel, la contre-réaction est de signe positif, entraînant un premier effet d'avalanche qui se traduit par une amplification magnétique supérieure au cas paramagnétique ($\alpha=0$). Puis l'effet d'avalanche est jugulé par la limite finie de la courbe anhystérétique en champ fort. Le second phénomène concerne un effet mémoire lors de la décroissance du champ magnétique H lorsqu'il devient égal ou inférieur au terme d'échange. Ainsi, dans une zone où cette condition est remplie, l'aimantation est déviée de sa courbe anhystérétique faisant apparaître le phénomène d'hystérésis propre aux matériaux magnétiques. Ce qui

permet d'identifier le champ coercitif comme la valeur du champ magnétique permettant d'annuler l'aimantation. La valeur de ce dernier, augmente avec le coefficient d'échange et les cycles d'hystérésis sont de plus en plus larges et rectangulaires.

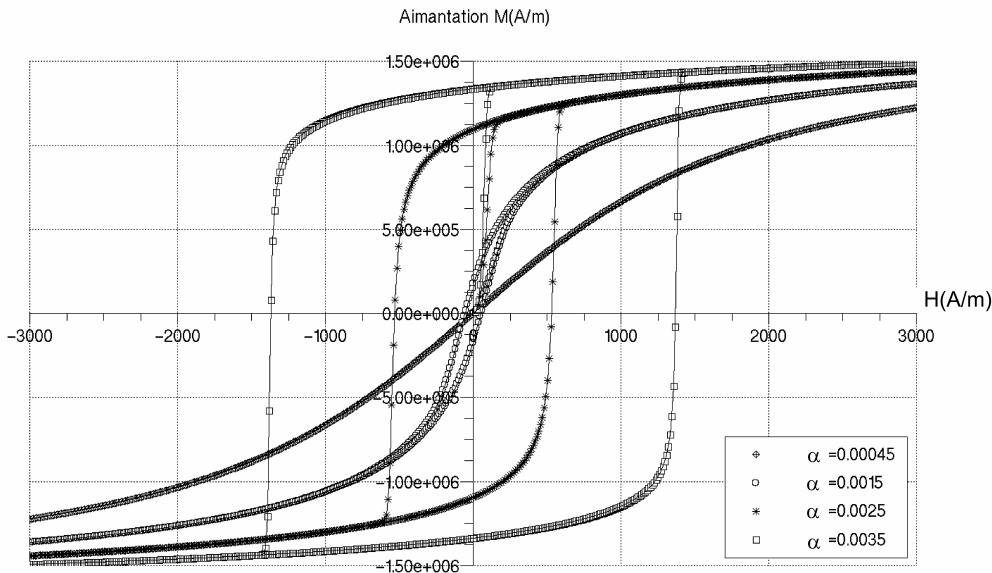


Figure 3.10 : Hystérésis magnétique. Modèle du champ effectif avec $M_s=1.5 \cdot 10^{-6}$, $a=1000$. Avec H , le champ magnétique statique.

Bien que le modèle du champ effectif permette de tracer d'esthétiques hystérésis, il paraît peu fidèle à l'expérimentation, notamment les zones ascendantes et descendantes (entre les valeurs $+M_s$ et $-M_s$) présentent des variations trop brutales. Les auteurs fournissent sur cette base, le modèle phénoménologique d'hystérésis, nommé modèle de Jiles-Atherton dont l'élaboration repose sur les variations d'énergie associées aux deux mécanismes réels des parois dont le premier concerne l'irréversibilité du déplacement, causée par des défauts microscopiques du matériau sur lesquels les parois s'ancrent (processus de pinning). En effet, lorsque le champ magnétique croît, dépassant la zone de Rayleigh, les parois se déplacent par sauts brusques (sauts de Barkhausen) entre deux sites d'ancrages. Le second est associé à un processus de réversibilité qui se manifeste par la courbure progressive des parois sur les points d'ancrage (processus de Bending).

3.2.3 Phénomène de saturation magnétique

Le comportement anhystérétique a permis de montrer un type de comportement non linéaire d'un matériau magnétique en présence d'un champ magnétique élevé. En effet, l'aimantation maximum d'une substance magnétique ne peut dépasser théoriquement la valeur de l'aimantation à saturation M_s . A l'échelle des domaines, ce phénomène apparaît lorsque l'échantillon, devenu mono domaine, voit tendre la direction de son moment magnétique vers la direction du champ appliqué (Figure

3.11). Après le déplacement de parois vient alors une rotation infinitésimale du moment magnétique pour s'aligner avec le champ extérieur. Sa modélisation [57] consiste à considérer un développement limité (ici restreint à l'ordre 2) de l'aimantation autour de l'angle $\theta=0$, satisfaisant au passage, à la condition d'équilibre stable de l'énergie libre du système (cf. 3.5.1). La projection de l'aimantation sur l'axe du champ magnétique H_0 donne la relation (3.34) où M_s désigne l'aimantation à saturation.

$$M(H_0) = M_s \cos(\theta) = M_s \left(1 - \frac{\theta^2}{2} \right) \tag{3.34}$$

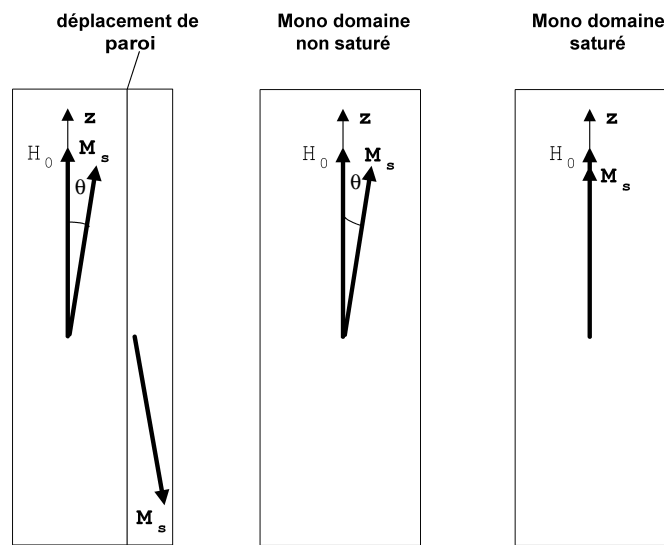


Figure 3.11 : Déplacement de paroi et phase de saturation magnétique.

L'expression de θ est déduite lorsque le couple exercé par l'anisotropie et le couple exercé par le champ magnétique appliqué H_0 [65] sont égaux. Avec k_a , la constante d'anisotropie magnétocristalline [57].

$$\theta = \frac{k_a}{M_s H_0} \tag{3.35}$$

En substituant θ dans (3.34), l'aimantation en champ fort est définie par la relation (3.36).

$$M(H_0) = M_s \left(1 - \frac{k_a^2}{2M_s^2 H_0^2} \right) \tag{3.36}$$

Cependant, l'expérience montre qu'il faut ajouter au modèle précédent, un terme en $1/H_0$. Les paramètres a et b sont à déterminer expérimentalement.

$$M = M_s \left(1 - \frac{a}{H_0} - \frac{b}{H_0^2} - \dots \right) \quad (3.37)$$

Sur la Figure 3.12 sont tracées l'aimantation et la susceptibilité associées au modèle (3.34), auquel il a été ajouté le terme lié à la susceptibilité de saturation de (3.37). L'augmentation de l'anisotropie dont l'origine peut être soit magnéto cristalline ou démagnétisante, retarde l'approche de la zone de saturation (Figure 3.12, de gauche). Dans le même temps la susceptibilité décroît d'autant moins rapidement vers sa valeur à saturation qui est considérée indépendante de l'anisotropie (Figure 3.12, de droite).

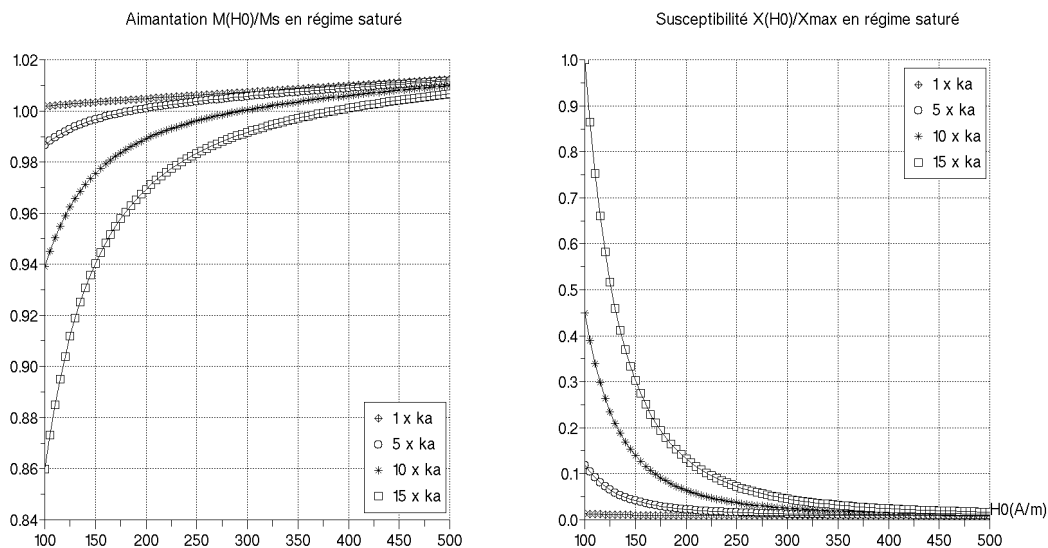


Figure 3.12 : Effet de l'anisotropie sur l'aimantation (à gauche) et sur la susceptibilité différentielle (à droite) à l'approche de la saturation.

3.2.4 Régime dynamique et pertes magnétiques

Jusqu'à présent, la réponse de l'aimantation était considérée sans retard temporel par rapport à l'instant d'application du champ magnétique, correspondant ainsi au domaine statique. Or, quelque soit la nature du processus d'aimantation (déplacement de parois ou rotation de l'aimantation), l'augmentation de la pulsation produit des phénomènes de dissipation d'énergie dans la matière aimantée conductrice. Dans ce cas, l'aimantation subit à la fois un retard temporel à la sollicitation magnétique et une atténuation d'amplitude. Ceci justifie qu'en régime

sinusoïdal et linéaire, la susceptibilité est complexe et elle relie l'aimantation complexe \underline{m} au champ magnétique h , pris ici comme la référence des phases (3.38).

$$\underline{m} = \underline{\chi} h \quad (3.38)$$

La relation (3.39) traduit son comportement en fréquence où la partie réelle correspond à la susceptibilité initiale et la partie imaginaire rend compte du phénomène de dissipation d'énergie par effet Joule.

$$\underline{\chi}(\omega) = \chi'(\omega) - j\chi''(\omega) \quad (3.39)$$

La perméabilité complexe est déduite de la relation (3.10).

$$\underline{\mu}(\omega) = \mu'(\omega) - j\mu''(\omega) \quad (3.40)$$

En plus des pertes dues aux mécanismes d'aimantation, il faut ajouter les pertes par courants induits ou courants de Foucault se développant au sein des matériaux conducteurs magnétiques ou non. Deux types de courant peuvent coexister selon la structure microscopique de l'échantillon (cf. Figure 3.13). En premier lieu, les courants de Foucault macroscopiques qui sont répartis dans l'ensemble du matériau considéré d'aimantation homogène (partie gauche de la Figure 3.13). Cependant, lorsque le matériau magnétique présente une structure en domaine, des courants de Foucault microscopiques apparaissent par réaction au niveau des parois (partie droite de la Figure 3.13) lorsque ces dernières sont excitées alternativement autour d'un point de référence [71]. Ces courants créent à leur tour un champ magnétique en réaction dont l'effet est de réduire la mobilité des parois et par conséquent d'atténuer la susceptibilité magnétique. Au niveau expérimental et usuellement, les manufacturiers de matériaux magnétiques englobent dans la partie imaginaire de la perméabilité complexe, toutes les sources de pertes, quelle que soit l'échelle d'observation. Au niveau théorique, le calcul des pertes par courants de Foucault macroscopiques montre qu'elles sont proportionnelles au carré de la fréquence.

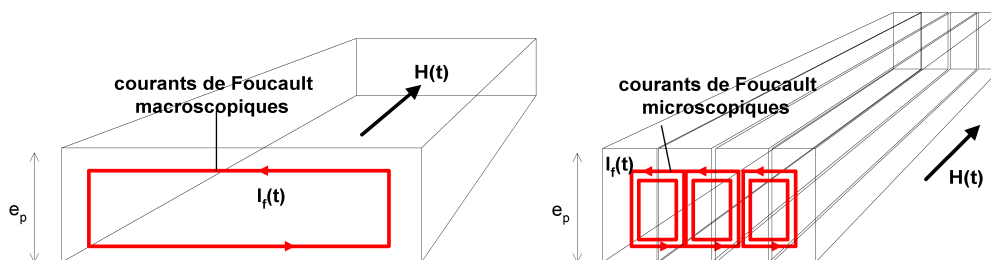


Figure 3.13 : Courants de Foucault macroscopiques et microscopiques.

La relation (3.41) issue de la référence [72] donne les pertes classiques, volumiques, P_{cl} , dans un ruban ferromagnétique d'épaisseur e_p dans lequel l'effet de peau n'apparaît pas et où la perméabilité est considérée homogène. Avec les paramètres, ρ , la résistivité du matériau et B , l'induction magnétique. Si l'effet de peau est prononcé, ces dernières deviennent proportionnelles à la racine carrée de la fréquence [22].

$$P_{cl} = \frac{(\pi e_p B) f^2}{6\rho} \quad (3.41)$$

En ce qui concerne les pertes par courants de Foucault microscopiques, souvent nommées, pertes supplémentaires ou en excès P_{exc} , elles sont proportionnelles également au carré de la fréquence [16] et elles dépendent de la perméabilité magnétique. A ces pertes s'ajoutent les pertes par hystérésis dues à l'irréversibilité du déplacement des parois qui sont proportionnelles à la fréquence et à l'aire (A) du cycle d'hystérésis parcouru (3.42).

$$P_{hyst} \propto A.f \quad (3.42)$$

Les pertes totales résultent de la contribution de chacune de ces pertes (3.43). Le détail des pertes repose sur un procédé expérimental qui consiste à séparer les pertes en fonction de leur dépendance en fonction de la fréquence et de l'induction.

$$P_{tot} = P_{hys} + P_{cl} + P_{exc} \quad (3.43)$$

La Figure 3.14 illustre qualitativement ce principe de la séparation des pertes fréquemment adopté pour la détermination des pertes fers dans les matériaux magnétiques massifs. La première courbe de concavité positive (ou convexe) croît avec le carré de la fréquence alors que la deuxième augmente selon la racine carrée (concavité négative) illustrant un fonctionnement en présence d'un effet de peau.

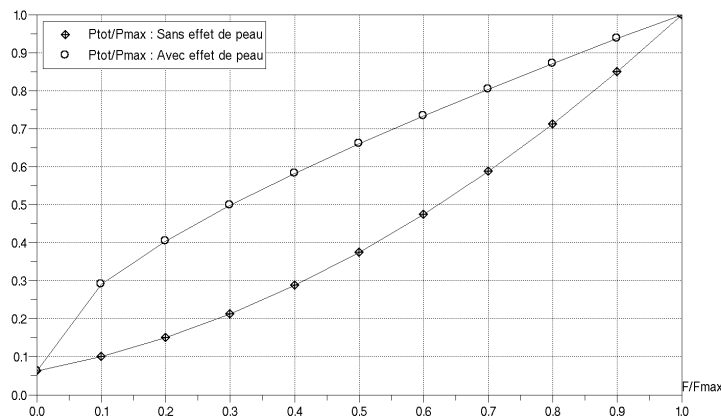


Figure 3.14 : Allure qualitative des pertes sans effet de peau et avec effet de peau dans un matériau ferromagnétique.

3.3 Matériaux magnétiques

3.3.1 Les amorphes

Ce sont des alliages ne présentant aucun ordre atomique dans lesquels Les molécules ne sont pas organisées sous forme de cristaux. L'énergie magnéto cristalline est quasi-nulle, ils sont donc facilement polarisable si le champ démagnétisant est nul également et ils ne présentent pas de direction de facile aimantation. Ce sont des alliages métalliques dont l'état amorphe est obtenu par un refroidissement rapide depuis la phase liquide jusqu'à la phase solide. Le procédé de trempe ultra rapide est réalisé selon 2 techniques [73]-[74]. Trempe par la méthode du jet libre ou par la méthode du flot planaire. Dans les 2 cas, il s'agit de déposer sur un substrat enroulé autour d'une roue en rotation, l'alliage en fusion. Les 2 techniques se distinguent par le type d'injecteur permettant la dépose de l'alliage sur le substrat. Dans le jet libre la buse d'injection est cylindrique, l'alliage liquide est déposé sous forme de flaque, le mouvement de la roue permet d'obtenir un ruban de la largeur de la flaque. Dans le flot planaire, l'extrémité de la buse a une forme rectangulaire très étroite très proche du substrat. La largeur du ruban est fixée par la largeur de la buse. Dans le cas des ferromagnétiques doux, les alliages de non-métaux et de métaux de transition sont les principaux candidats pour l'élaboration des amorphes. L'adjonction de matériaux non métalliques s'accompagne d'une diminution de l'induction à saturation B_s et la température de Curie augmente pour les alliages à base de fer. Un recuit modéré (en dessous de la température de recristallisation) sous champ ou sous contrainte leur confère une anisotropie induite k_u ou k_s . Effectué parallèlement, il donne une structure en longs domaines à 180° et permet d'atteindre des perméabilités élevées. Réalisé perpendiculairement, une fine structure transverse apparaît. Dans ce dernier cas, les rotations réversibles constituent le mécanisme d'aimantation prépondérant. Néanmoins ils ont l'inconvénient de présenter une forte magnétostriction d'où des perméabilités réduites. L'apport de Cobalt ou de Nickel dans l'alliage réduit la magnétostriction et

les perméabilités atteignent des valeurs élevées (pour 70% de Cobalt $\lambda_s=0$ et pour 65% de Nickel, $\lambda_s=0$).

3.3.2 Les nanocristallins

Les nanocristallins [73] sont obtenus à partir d'un ruban de matériau amorphe auquel on fait subir un recuit de recristallisation à 500/600°. On obtient ainsi grâce à la composition en Cuivre et en Niobium un matériau à structure mixte où une matrice amorphe enrobe des grains cristallins de FeSi (80% du volume). La taille des grains détermine les qualités douces du nanocristallin. Les nano cristaux (ou cristallites) cubiques centrées qui constituent la phase FeSi montrent une anisotropie magnéto cristalline de l'ordre de $K_1=1.10^4 \text{ J/m}^3$. Cette valeur est beaucoup trop grande eu égard aux faibles champs coercitifs de ces alliages. Pour expliquer ce paradoxe, le modèle d'anisotropie aléatoire permet de montrer comment à partir de grains à anisotropie magnéto cristalline élevée, il est possible d'obtenir une anisotropie résultante bien plus faible, et ainsi des valeurs de perméabilité élevées et des champs coercitifs très faibles. Ce modèle rend compte au niveau microscopique, de la compétition entre l'énergie d'anisotropie magnéto cristalline locale et l'énergie d'interaction d'échange pour une assemblée de nano cristaux dont les axes de l'anisotropie magnéto cristalline fluctuent en fonction de leur position. Alors que l'énergie d'interaction force les moments des cristallites à s'aligner entre elles, l'énergie magnéto cristalline locale contraint ces derniers à s'aligner sur l'axe de facile aimantation locale. L'énergie magnéto cristalline effective est donc une moyenne prise sur l'ensemble de la population de nano cristaux. La référence [75] présente le principe de la modélisation à travers le calcul de l'anisotropie moyenne déjà appliqué aux matériaux amorphes.

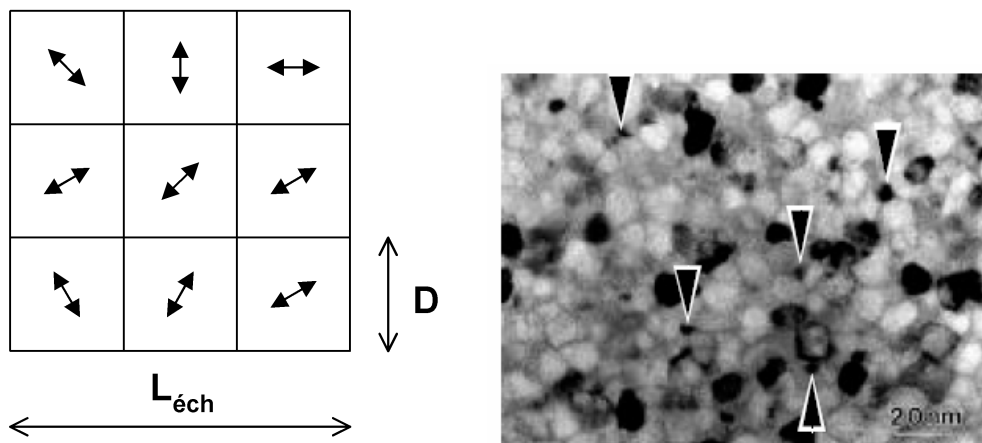


Figure 3.15 : A gauche, modèle de distribution aléatoire de l'axe d'anisotropie magnéto cristalline pour un ensemble de cristallites avec une micrographie de la texture à droite [75].

Dans le modèle d'anisotropie aléatoire, l'échantillon est supposé cubique (Figure 3.15) de longueur, $L_{\text{éch}}$. Il est composé de grains de dimension D portant un moment magnétique orienté aléatoirement. La traduction du compromis

énergétique s'exprime à travers la longueur d'échange $L_{éch}$, fonction du coefficient d'échange $A_{éch}$ et de l'anisotropie magnétocristalline locale K_1 .

$$L_{éch} = \sqrt{\frac{A_{éch}}{K_1}} \quad (3.44)$$

L'anisotropie moyenne s'exprime alors comme une fonction de l'anisotropie locale, du diamètre des grains et de la longueur d'échange selon l'expression (3.45). Valable cependant, dans le cas où l'interaction d'échange est supérieure à l'anisotropie locale. Dans le cas contraire, elle reste égale à l'anisotropie locale K_1 .

$$\langle K \rangle = K_1 \left(\frac{D}{\sqrt{A_{éch} / K_1}} \right)^6 \quad (3.45)$$

Les mêmes auteurs calculent le champ coercitif et la perméabilité initiale en fonction de la taille des grains avec les relations (3.45) et (3.46) dans lesquelles, J_s représente la polarisation à saturation d'un moment magnétique et les paramètres ρ_c et ρ_μ ont des valeurs proches de l'unité.

$$H_c = \rho_c \frac{\langle K \rangle}{J_s} = \rho_c \frac{K_1^4 D^6}{J_s^2 A_{éch}^3} \quad (3.46)$$

$$\mu_i = \rho_\mu \frac{J_s^2}{\mu_0 \langle K \rangle} = \rho_\mu \frac{J_s^2 A_{éch}^3}{K_1^4 D^6} \quad (3.47)$$

Les grandeurs ci-dessus, sont représentées aux Figure 3.16, Figure 3.17 et Figure 3.18. En choisissant une anisotropie locale de 8000 J/m³, une polarisation à saturation, $J_s=1$ T et un coefficient d'échange $A_{éch}=10.10^{-11}$. Pour des tailles de grains bien inférieures à la longueur d'échange, les propriétés magnétiques sont ultra douces. L'anisotropie moyenne est très faible, le champ coercitif également et la perméabilité est par conséquent maximale. En revanche, si la taille des grains augmente, la perméabilité diminue drastiquement. Pour les tailles plus grandes, la loi de variation du champ coercitif est en 1/D (non étudié ici). En résumé, les nanocristallins n'ont pas ou peu d'anisotropie magnétique et l'anisotropie de forme domine. Il n'y a pas de structure en domaine périodique mais une structure aléatoire. En revanche, il est possible de modifier la courbe d'aimantation en faisant subir un traitement thermique sous contrainte ou sous champ. Dans ces conditions, les auteurs [76]-[77]-[78]-[79] montrent qu'il est possible d'obtenir des domaines

transverses dans des films nanocristallins FeCuNbSiB par un traitement de recuit rapide sous contrainte.

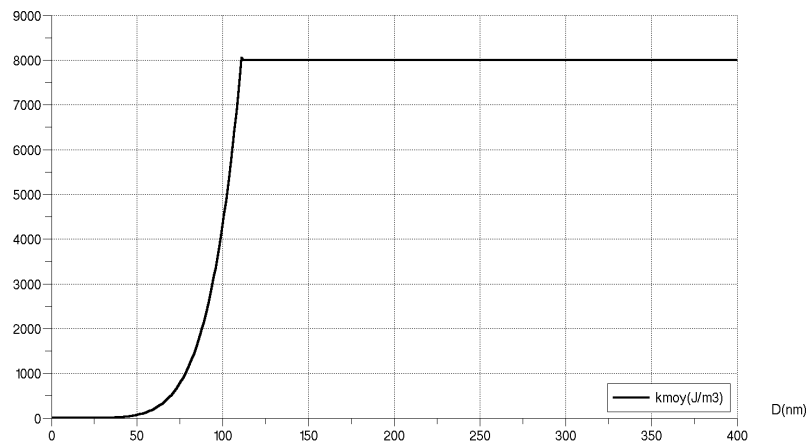


Figure 3.16 : Valeurs de l'anisotropie moyenne dans le modèle de l'anisotropie effective.

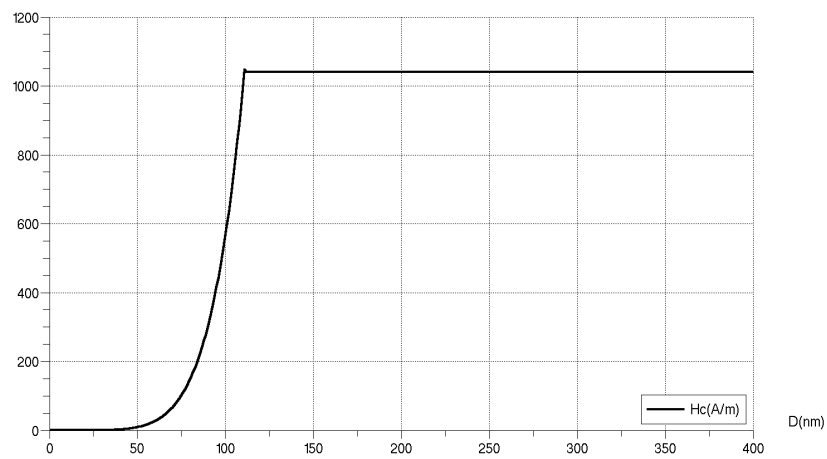


Figure 3.17 : Valeurs du champ coercitif dans le modèle de l'anisotropie effective.

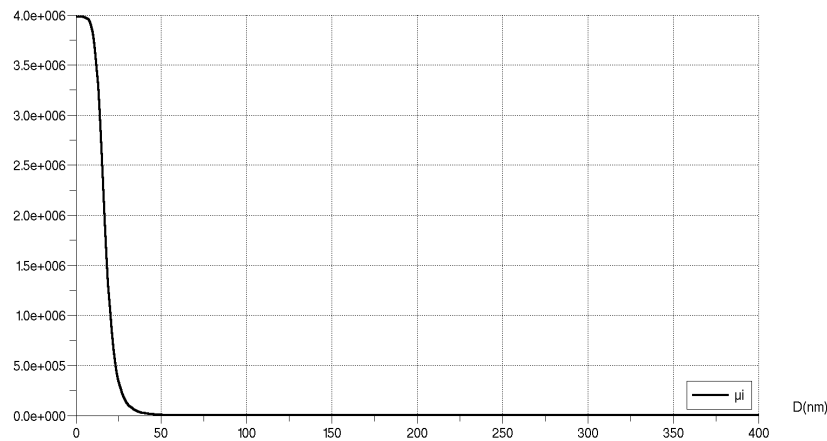


Figure 3.18 : Valeur de la perméabilité initiale dans le modèle de l'anisotropie effective.

Sur des rubans longs, la contrainte est imposée selon l'axe longitudinal et l'anisotropie uniaxe transversale apparaît. Cette anisotropie varie de 0 à 8000J/m^3 lorsque la contrainte varie de 0 à 850 MPa. De la même manière, il est possible de favoriser une anisotropie longitudinale. L'autre effet du recuit est de réduire considérablement le coefficient de magnétostriction à saturation λ_s . La teneur en silicium permet de l'annuler.

3.4 Energie d'un système ferromagnétique

3.4.1 Ferromagnétisme à l'échelle mésoscopique

Les calculs de perméabilités magnétiques utilisent la théorie du micro magnétisme introduite par Brown qui concerne l'étude du comportement des matériaux magnétiques à l'échelle des domaines magnétiques. Cette théorie permet de décrire le comportement d'un échantillon ferromagnétique constitué de moments magnétiques individuels de norme constante. Ainsi, au niveau local, seul les orientations des moments magnétiques provoquent la variation d'aimantation macroscopique. C'est une approche thermodynamique où les valeurs successives de l'aimantation sont déduites des états stables du système. Ces derniers sont déterminés par la minimisation de l'énergie libre du système. A température et pression constante, cette énergie libre est équivalente à l'énergie interne qui est égale à la somme des moyennes dans tout le volume des différentes énergies d'interaction. La relation (3.48) donne le détail de cette énergie interne.

$$U = U_{ex} + U_d + U_a + U_\sigma + U_\zeta \quad (3.48)$$

Ces énergies peuvent être classées selon trois catégories. Tout d'abord, celles qui font interagir les moments magnétiques entre eux, ce sont les énergies d'échange

U_{ex} et magnétostatique U_d . Viennent ensuite, les énergies magnétocristalline U_a et magnétoélastique U_σ (ignorée par la suite) qui concernent les couplages avec le réseau cristallin. Et enfin, l'interaction avec le milieu extérieur représenté par une excitation magnétique, constitue l'énergie de Zeeman U_z .

3.4.2 L'énergie d'échange

En théorie, les interactions d'échange sont à l'origine d'une aimantation spontanée non nulle car les moments magnétiques dans le cas des ferromagnétiques ont intérêt à s'aligner de proche en proche afin de minimiser cette énergie. Dans l'approximation du champ moléculaire [65], chaque moment magnétique est soumis à un champ interne qui est la contribution des autres moments magnétiques. Ce couplage est proportionnel au coefficient d'échange λ . Ce coefficient est unique pour chaque paire de moments magnétiques, il devient faible lorsque la distance augmente. L'énergie potentielle U_i de chaque moment M_i , est la somme d'un terme fonction de l'induction B imposée et du champ moléculaire proportionnel au coefficient λ et à la polarisation J .

$$U_i = -M_i (B + \lambda_i J) \quad (3.49)$$

Ainsi à température ambiante, la polarisation magnétique présente une valeur non nulle. A l'échelle des domaines, la distribution spatiale de l'aimantation est considérée comme continue et son module est égal à la densité volumique d'aimantation à saturation M_s . En dessous de la température de Curie, l'énergie d'échange s'écrit :

$$U_{ex} = A \int (\text{grad } \overline{M}(\vec{r}))^2 dV \quad (3.50)$$

Où A est le coefficient d'échange et M est le vecteur aimantation défini dans tout le volume. Cette énergie favorise l'ordre ferromagnétique et peut être vue comme le travail d'une force de rappel qui maintient deux spins voisins dans la même direction.

3.4.3 Energie magnéto cristalline

A l'exception des matériaux amorphes, tous les matériaux utilisés en Génie électrique ont des structures cristallines. C'est à dire que les atomes forment des réseaux organisés en structures géométriques particulières. Les éléments simples tels que le fer, le nickel et le cobalt s'organisent respectivement en réseau cubique, et hexagonal lorsqu'ils sont utilisés dans la fabrication de composants magnétiques. Selon la nature du cristal, les moments magnétiques occupent une position dite de facile aimantation lorsqu'ils sont dans la direction des axes de plus haute symétrie du cristal et de difficile aimantation pour les axes de plus faible symétrie. Ce

phénomène est encore appelé anisotropie magnéto cristalline. Par exemple dans le cas de la structure cubique, les axes de plus haute symétrie, au nombre de trois, sont des axes quaternaire, ce qui veut dire que l'énergie est minimale selon une période spatiale de $\pi/4$. En revanche pour la structure hexagonale, il y a un seul axe de haute symétrie de période approchée à 2π . Dans cette dernière configuration la symétrie est qualifiée d'uniaxe. Toujours en postulant que l'aimantation est une grandeur continue cette énergie s'écrit, dans le cas uniaxe, selon la relation phénoménologique (3.51).

$$U_a = K \int 1 - (\vec{a}(r) \overline{M}(r))^2 dV \quad (3.51)$$

Où \vec{a} est un vecteur unitaire décrivant la dispersion des axes de facile aimantation dans l'échantillon et K représente la constante d'anisotropie magnétocristalline.

3.4.4 Energie démagnétisante

Elle représente l'interaction entre l'aimantation et le champ démagnétisant de l'échantillon ferromagnétique. Dans le cas général où l'aimantation n'est pas uniforme dans le matériau, le champ démagnétisant est déterminé avec les relations (3.3) et (3.4) et l'énergie associée s'écrit selon l'expression (3.52) [65].

$$U_d = -\frac{1}{2} \mu_0 \int \overline{H}_d(\vec{r}) \overline{M}(\vec{r}) dV \quad (3.52)$$

Si l'aimantation est uniforme, le champ démagnétisant s'exprime en fonction des coefficients de champ démagnétisant (cf. 3.1.4) et l'expression précédente devient :

$$U_d = \frac{1}{2} \mu_0 \int \overline{N} \overline{M} \overline{M} dV \quad (3.53)$$

3.4.5 Energie de Zeeman

Elle représente la contribution énergétique du champ magnétique externe H_{ext} à l'aimantation. De signe opposé aux énergies précédentes, elle diminue l'état énergétique global du système et permet à l'aimantation d'acquiescer des positions d'équilibre. Elle est minimale lorsque le champ magnétique est de direction identique à l'aimantation.

$$U_{\zeta} = -\mu_0 \int_{ext} \vec{H} \cdot \vec{M}(r) dV \quad (3.54)$$

3.5 Susceptibilités d'un ruban ferromagnétique à anisotropie transverse.

3.5.1 Etats d'équilibre et régime statique

La détermination de la susceptibilité magnétique du ruban ferromagnétique à base de nanocristallin est réalisée en considérant ce dernier équivalent à un domaine unique d'aimantation uniforme M_s . Hypothèse valide lorsque le matériau subit un recuit sous champ transverse [47]-[76]. Sous-entendu qu'il se situe une fois la disparition des parois (Haute fréquence). Par conséquent le mécanisme de déplacement de parois est ignoré et seul le mécanisme de rotation uniforme de l'aimantation est pris en compte dans le calcul des susceptibilités.

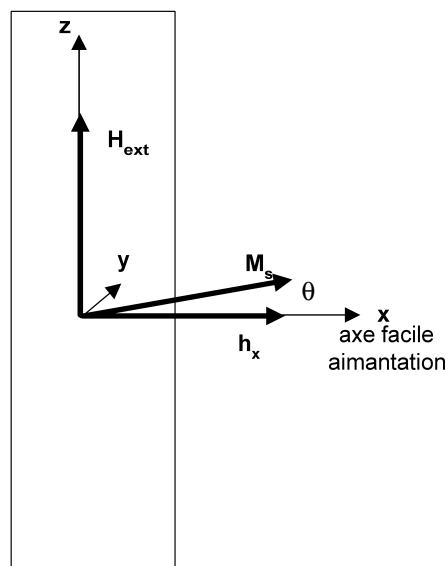


Figure 3.19 : Echantillon mono domaine de symétrie uniaxe. Champ magnétique appliqué perpendiculairement à l'axe de facile aimantation.

Ce processus constitue la base du mécanisme d'aimantation d'un échantillon ferromagnétique qu'il soit mono domaine ou multi domaine [57], le déplacement d'une paroi correspondant à l'origine à une succession de rotation d'aimantation dans la largeur de la paroi. Pour illustrer ce phénomène, le choix d'un film ferromagnétique d'épaisseur très faible devant les autres dimensions et considéré aimanté selon son axe transversal, permet de fixer les principes (Figure 3.19). L'aimantation M (cf. (3.55)) est choisie égale à sa valeur à saturation M_s à l'intérieur du mono domaine, représentée par un vecteur faisant un angle θ par rapport à l'axe de facile aimantation.

$$\vec{M} = \begin{bmatrix} M_s \cos(\theta) \vec{e}_x \\ 0 \\ M_s \sin(\theta) \vec{e}_z \end{bmatrix} \quad (3.55)$$

Le film mince est assimilé à un ellipsoïde aplati dont le tenseur des coefficients de champ démagnétisant est représenté par la relation (3.56). La deuxième composante est supposée négligeable en raison de la très faible épaisseur du film par rapport aux autres dimensions. Cette dernière hypothèse permet de négliger la composante de l'aimantation M_y (cf. (3.55)).

$$N = \begin{bmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{bmatrix} \quad (3.56)$$

Un champ magnétique H_{ext} de valeur H_0 , est appliqué perpendiculairement à l'axe de facile aimantation (3.57).

$$\vec{H}_{\text{ext}} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ H_z \end{bmatrix} \quad (3.57)$$

Les énergies d'anisotropie magnéto cristalline, démagnétisante et de Zeeman contribuent à la variation de l'énergie libre du système. Les dérivées première de l'énergie libre et seconde déterminent les états possibles et stables de l'aimantation. Ainsi le cas des régimes statiques ou lentement variable permet d'écrire la variation d'énergie libre du système comme étant la somme algébrique de l'énergie interne et de l'énergie échangée avec l'extérieur (3.58).

$$U = K \sin^2 \theta + \frac{1}{2} \mu_0 (N_x M_s^2 \cos^2(\theta) + N_z M_s^2 \sin^2(\theta)) - \mu_0 M_s H_z \sin(\theta) \quad (3.58)$$

Sa dérivée première détermine les extrema d'énergie interne :

$$\frac{\partial U}{\partial \theta} = (2K \sin(\theta) + \mu_0 (N_z - N_x) M_s^2 \sin(\theta) - \mu_0 M_s H_z) \cos(\theta) = 0 \quad (3.59)$$

Et sa dérivée seconde détermine la stabilité du système, si cette dernière est strictement positive :

$$\frac{\partial^2 U}{\partial \theta^2} = \left(2K + \mu_0 (N_{\tilde{x}} - N_x) M_s^2 \right) (1 - 2 \sin^2(\theta)) + \mu_0 M_s H_{\tilde{x}} \sin(\theta) > 0 \quad (3.60)$$

Les valeurs de θ appartenant au domaine $[0, \pi/2]$ vérifie (3.59). La substitution de ces valeurs dans l'équation (3.60) permet de déterminer les valeurs de H_z .

• La valeur $\theta = \pi/2$, annule la dérivée première et donne une condition sur H_z :

$$\frac{\partial^2 U}{\partial \theta^2} = - \left(2K + \mu_0 (N_{\tilde{x}} - N_x) M_s^2 \right) + \mu_0 M_s H_{\tilde{x}} > 0, \quad H_{\tilde{x}} > H_k \quad (3.61)$$

Avec le champ équivalent d'anisotropie H_k défini par la relation suivante (3.62) constituée de deux termes relatifs à l'anisotropie magnéto cristalline (3.63) et à l'anisotropie de forme (3.64).

$$H_k = \frac{2K}{\mu_0 M_s} + (N_{\tilde{x}} - N_x) M_s \quad (3.62)$$

$$H_a = \frac{2K}{\mu_0 M_s} \quad (3.63)$$

$$H_d = (N_{\tilde{x}} - N_x) M_s \quad (3.64)$$

• La dérivée première s'annule également pour la valeur de θ donnée par la relation (3.65). Cette valeur implique une nouvelle condition sur le champ magnétique H_z représentée par l'expression (3.66).

$$\theta = \arcsin \left(\frac{H_{\tilde{x}}}{H_k} \right) \quad (3.65)$$

$$H_{\tilde{x}} < |H_k| \quad (3.66)$$

• Enfin pour $\theta = 0$ soit $H_z = 0$, la dérivée seconde est positive, cette position constitue également une position stable.

$$\frac{\partial^2 U}{\partial \theta^2} = 2K + \mu_0 (N_z - N_x) M_s^2 > 0$$

L'analyse reste vraie pour des valeurs négatives du champ H_z , l'aimantation évolue dans ce cas entre 0 et $-\pi/2$. La fonction $\theta=f(H_{\text{ext}})$ (Figure 3.20) représente la rotation uniforme de l'aimantation. L'évolution est progressive jusqu'au champ d'anisotropie.

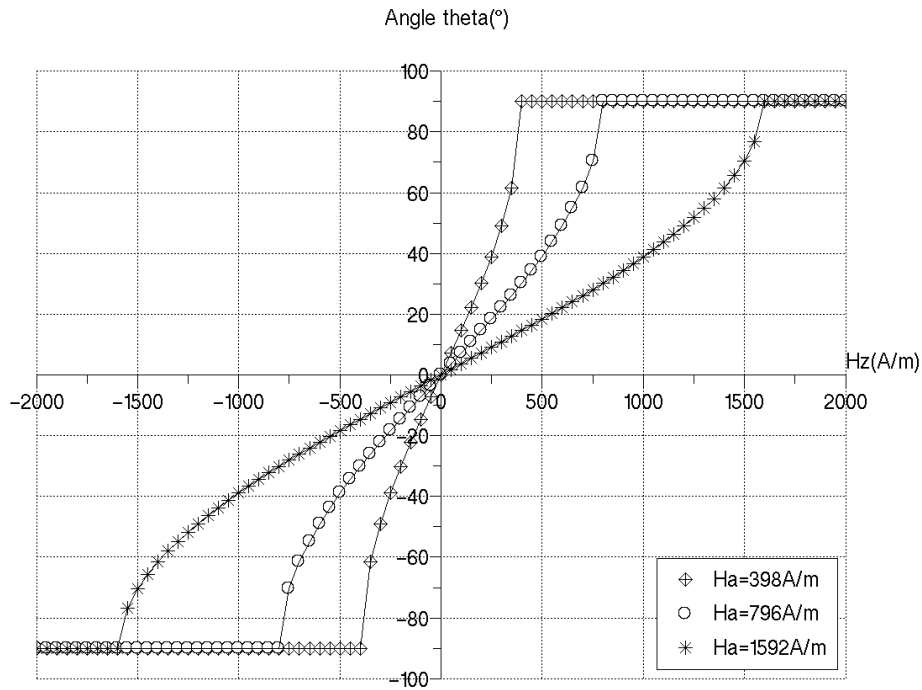


Figure 3.20 : Angle θ définissant la position du vecteur aimantation.

En substituant θ par l'expression (3.65) dans (3.55), les aimantations statiques M_x et M_z sont calculées en fonction du champ statique longitudinal H_z respectivement représentées par les relations (3.67) et (3.68), valables tant que H_z reste inférieur à H_k . Au-delà, elles atteignent la valeur nulle pour la première et la valeur de l'aimantation à saturation pour l'autre.

$$M_x = M_s \sqrt{1 - \left(\frac{H_z}{H_k} \right)^2} \quad (3.67)$$

$$M_z = M_s \frac{H_z}{H_k} \quad (3.68)$$

Les dérivées de M_x et M_z par rapport au champ statique H_z permettent de déterminer les susceptibilités statiques, longitudinale (3.69) et croisée (3.70).

$$\chi_{zz}^0 = \frac{dM_z}{dH_z} = \frac{M_s}{H_k} \quad (3.69)$$

Dans un premier temps les susceptibilités sont tracées en tenant compte seulement de l'anisotropie magnéto cristalline représentée par H_a (3.63). L'anisotropie de forme est négligée ($H_d=0$). Le coefficient K prenant les valeurs successives de 5 kJ/m³, 10 kJ/m³ et 20 kJ/m³ avec $M_s=2.10^6$ A/m. La susceptibilité longitudinale χ_{zz} (Figure 3.21) est constante et paire tant que le champ magnétique n'a pas atteint le champ d'anisotropie ($H_k=H_a$), traduisant le principe du processus d'aimantation par rotation uniforme. L'aimantation sur l'axe de facile aimantation M_x montre une décroissance non linéaire depuis sa valeur à saturation jusqu'à zéro (Figure 3.22) et le caractère impair de la susceptibilité croisée χ_{xz} permet de déterminer le signe du champ magnétique mais avec une sensibilité moindre. En champ faible l'expression (3.71) fait apparaître une dépendance linéaire entre l'aimantation et le champ magnétique :

$$\chi_{xz}^0 = \frac{dM_x}{dH_z} = \frac{-M_s H_z}{H_k^2 \sqrt{1 - \left(\frac{H_z}{H_k}\right)^2}} \quad (3.70)$$

$$\chi_{xz}^0 = \frac{dM_x}{dH_z} = \frac{-M_s H_z}{H_k^2} \quad (3.71)$$

Ainsi, le mécanisme de rotation apparaît lorsque le champ appliqué est perpendiculaire à l'axe de facile aimantation de l'échantillon. Les susceptibilités associées aux deux composantes de l'aimantation montrent une dépendance vis-à-vis du champ magnétique statique. Si le champ est colinéaire à l'aimantation, cette dernière se renverse brutalement de 0° à 180° et ceci au champ d'anisotropie, conformément au modèle de Stoner-Wolfart [65]. Cependant l'approche à saturation de l'échantillon est une inconnue et le modèle présenté contient une singularité qui ne permet pas aux différentes susceptibilités d'atteindre leur valeur finale progressivement.

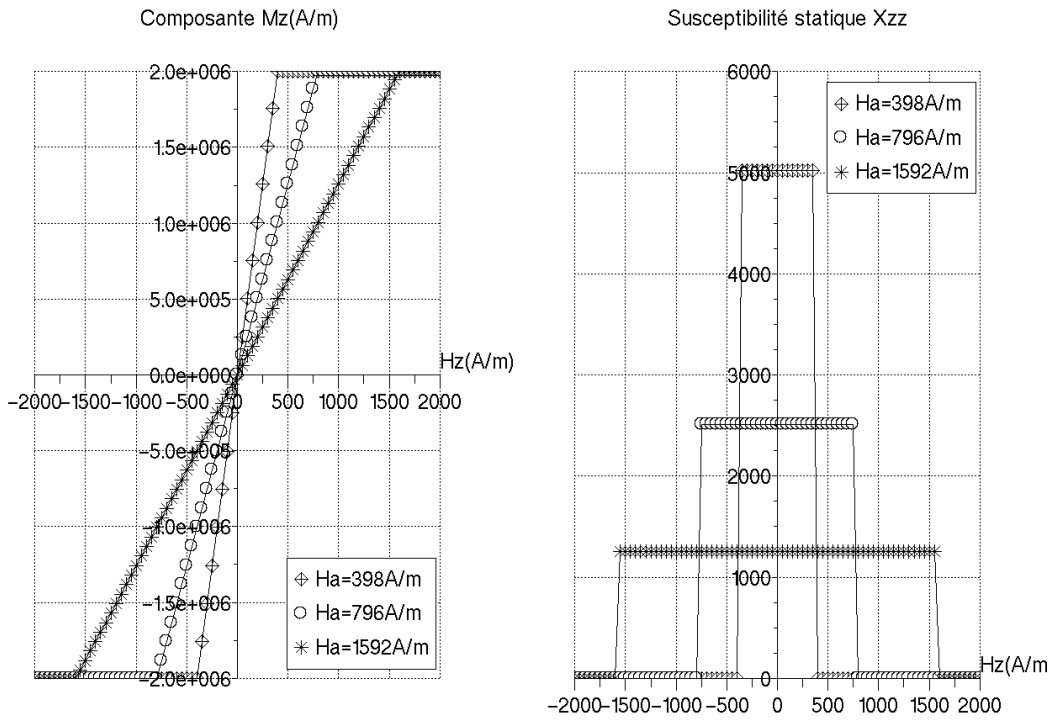


Figure 3.21 : Aimantation perpendiculaire à l'axe de facile aimantation et susceptibilité magnétique associée. Effet de l'anisotropie magnéto cristalline.

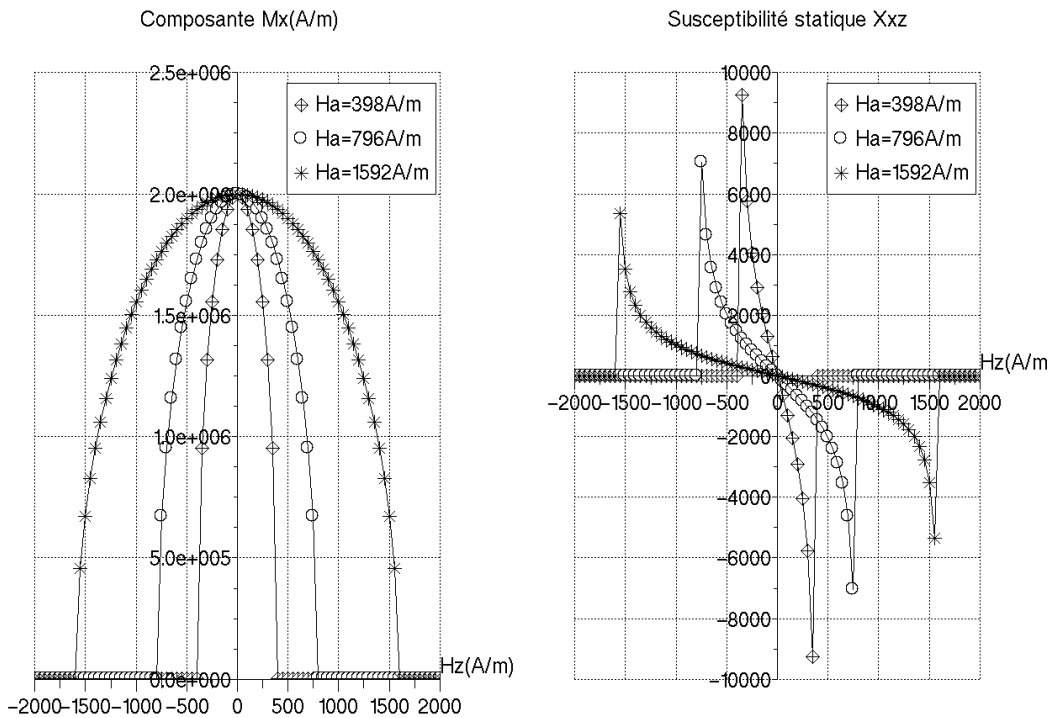


Figure 3.22 : Aimantation parallèle à l'axe de facile aimantation. Effet de l'anisotropie magnéto cristalline.

Si maintenant, l'anisotropie de forme est ajoutée ($H_d=1940$ A/m pour $N_x=97.10^{-5}$, $M_s=2.10^6$ A/m et $N_z \ll N_x$) à l'anisotropie magnéto cristalline, les courbes (Figure 3.23) présentent peu de dispersion vis-à-vis de celle-ci. L'aimantation du film est régie essentiellement par le champ démagnétisant, et cela, indépendamment du type de matériau utilisé.

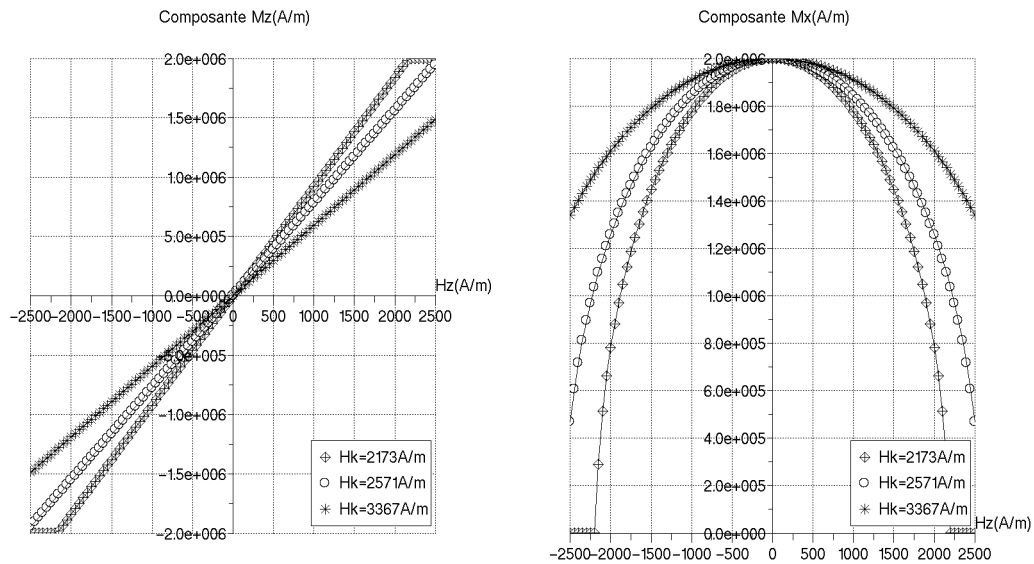


Figure 3.23 : Aimantation parallèle à l'axe de facile aimantation. Effet minime du champ démagnétisant.

3.5.2 Equation de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG)

Lorsque la sollicitation magnétique varie dans le temps, le modèle statique est complété avec le modèle phénoménologique de Landau, Lifshitz et Gilbert (3.72) [61] qui rend compte de la phase transitoire concernant la trajectoire de l'aimantation. Ainsi, entre deux positions successives d'équilibre, l'aimantation subit deux mouvements combinés. Le premier est un mouvement de précession autour du champ magnétique et le second est un mouvement de relaxation qui provoque au final l'alignement de l'aimantation sur le champ magnétique. Par conséquent, dans la matière aimantée, les moments magnétiques sont assujettis à un mouvement un peu plus complexe que celui de la simple aiguille aimantée d'une boussole puisqu'il s'agit d'un mouvement gyroscopique.

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\mu_0 \vec{M} \wedge \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \wedge \frac{d\vec{M}}{dt} \quad (3.72)$$

Le rapport gyromagnétique γ est associé au moment magnétique équivalent de l'élément de matière considérée, il est fonction de la charge (e), de la masse de l'électron (m_e) et du facteur de Landé (g) représentatif de la configuration atomique

du matériau magnétique et il est très peu différent de 2 pour de nombreux matériaux magnétiques (Permalloy : 2.07-2.14, Fer : 2.12-2.17, Cobalt : 2.22, voir [80]). En revenant à l'équation (3.72), le premier produit vectoriel correspond au couple gyroscopique et fait intervenir l'aimantation à saturation M_s et le champ magnétique effectif H_{eff} . Le deuxième est lié au phénomène de relaxation qui contraint l'aimantation à tendre vers la direction du champ appliqué.

$$\gamma = g \frac{|e|}{2m_e} \quad (3.73)$$

Le coefficient d'amortissement α est quant à lui, un facteur phénoménologique qui rend compte du caractère dissipatif de la matière. Pour sa détermination expérimentale, deux méthodes sont privilégiées. La première concerne le domaine fréquentiel où le facteur d'amortissement est déduit de la largeur de la raie associée à la fréquence de résonance. La deuxième concerne le domaine temporel (méthode inductive) et sa valeur est déduite de l'amortissement temporel de la tension induite, en réponse à un pulse très bref de champ magnétique. Dans le cas des matériaux ferromagnétiques usuels, la valeur de ce coefficient n'est pas constante et peut dépendre de l'aimantation. Des études [81]-[82] ont permis de montrer que sa valeur pouvait s'étendre entre 0.01 et 1. Cependant, lorsque les variations du champ magnétique sont lentes, certaines références [57]-[83] adoptent des valeurs de α , tels que $\alpha^2 \gg 1$.

3.5.3 Champ effectif

Ce dernier correspond au couple mécanique qui agit réellement sur l'aimantation M_s . Il est déduit de la variation d'énergie libre entre deux positions d'équilibre conformément à la méthode des travaux virtuels.

$$\bar{C}_{\text{eff}} = -\frac{\partial U}{\partial \theta} \quad (3.74)$$

En régime permanent, l'égalité de (3.72) et (3.74) permet de déduire l'expression du champ magnétique effectif H_{eff} .

$$\bar{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{\gamma \mu_0 M_s} \frac{\partial U}{\partial \theta} \quad (3.75)$$

Le terme de relaxation introduit une non-linéarité. Tout comme le champ effectif H_{eff} qui dépend de l'aimantation. L'équation admet néanmoins une solution constituée de la réponse temporelle de l'angle définissant la position de l'aimantation à saturation correspondant au module du vecteur. La projection de M_s

sur les axes (Figure 3.19) permet de déterminer les composantes M_x , M_y et M_z en fonction du temps. Afin d'introduire la notion de susceptibilité magnétique dynamique, un champ magnétique alternatif h de faible amplitude, est appliqué dans la même direction du champ statique. Le champ effectif (cf. (3.76)) est égal à la somme d'une composante statique H_{eff0} et d'une composante sinusoïdale h . L'aimantation (cf. (3.77)) est par conséquent la somme d'une composante statique M_0 (de module M_s et de direction θ) et d'une composante sinusoïdale m donnant lieu également à une composante dynamique de l'aimantation m en plus de la composante statique décrit par M (3.76).

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H}_{eff0} + \vec{h} \quad (3.76)$$

$$\vec{M} = \vec{M}_0 + \vec{m} \quad (3.77)$$

Dans ces conditions, la relation (3.75) permet de calculer le champ effectif :

$$\vec{H}_{eff} = \left(\left(\frac{2K}{\mu_0 M_s} + (N_x - N_z) M_s \right) \cos \theta + \tilde{h}_x \right) \vec{e}_x + (H_z + \tilde{h}_z) \vec{e}_z \quad (3.78)$$

3.5.4 Tenseur des susceptibilités

Les variations de l'aimantation m étant considérées très faibles, il est alors possible de donner une formulation linéaire de l'équation (3.72) en négligeant les termes du second ordre :

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\gamma \mu_0 (\vec{M}_0 \wedge \vec{h} + \vec{m} \wedge \vec{H}_{eff0}) + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M}_0 \wedge \frac{d\vec{m}}{dt} \quad (3.79)$$

Avec la configuration des grandeurs vectorielles définies dans le repère Oxyz (Figure 3.19), le système d'équation concernant les composantes dynamiques de l'aimantation permet de déterminer le tenseur des susceptibilités magnétiques χ défini par la relation (3.11) pour un champ magnétique dynamique appliqué dans le plan du film. Ces susceptibilités sont calculées avec les relations (3.78) et (3.79) et sont illustrées par les relations (3.81), (3.82), (3.83) et (3.84). Ces susceptibilités sont fonctions du champ d'anisotropie, du champ statique, de la position d'équilibre définie par l'angle θ (cf. (3.65)) et de la variable de Laplace définie par (3.80).

$$p = j\omega \quad (3.80)$$

$$\chi_{xx} = \frac{(\gamma\mu_0 M_s \sin \theta)(\gamma\mu_0 H_z + \alpha p \sin \theta)}{\left(p^2 + (\gamma\mu_0 H_k \cos \theta + \alpha p \cos \theta)^2 + (\gamma\mu_0 H_z + \alpha p \sin \theta)^2\right)} \quad (3.81)$$

$$\chi_{zz} = \frac{(\gamma\mu_0 M_s \cos \theta)(\gamma\mu_0 H_k \cos \theta + \alpha p \cos \theta)}{\left(p^2 + (\gamma\mu_0 H_k \cos \theta + \alpha p \cos \theta)^2 + (\gamma\mu_0 H_z + \alpha p \sin \theta)^2\right)} \quad (3.82)$$

$$\chi_{xz} = \frac{(-\gamma\mu_0 M_s \cos \theta)(\gamma\mu_0 H_z \cos \theta + \alpha p \sin \theta)}{\left(p^2 + (\gamma\mu_0 H_k \cos \theta + \alpha p \cos \theta)^2 + (\gamma\mu_0 H_z + \alpha p \sin \theta)^2\right)} \quad (3.83)$$

$$\chi_{zx} = \frac{(-\gamma\mu_0 M_s \sin \theta)(\gamma\mu_0 H_k \cos \theta + \alpha p \cos \theta)}{\left(p^2 + (\gamma\mu_0 H_k \cos \theta + \alpha p \cos \theta)^2 + (\gamma\mu_0 H_z + \alpha p \sin \theta)^2\right)} \quad (3.84)$$

La suite de l'étude concerne le comportement en fréquence et en champ magnétique des susceptibilités transversale (χ_{xx}) et longitudinale (χ_{zz}) associées respectivement aux GMI à bobinage longitudinal et transversal.

3.5.5 Susceptibilités transversale et longitudinale

Les courbes des susceptibilités χ_{xx} et χ_{zz} (Figure 3.24 et Figure 3.25) sont tracées pour un champ d'anisotropie H_k de 540A/m et pour un champ magnétique statique évoluant de 0 A/m à 200 % de H_k , dans une bande de fréquence de 1GHz. Toutes deux présentent un caractère fréquentiel du type passe-bas observable sur les parties réelles (cf.(3.39)) et un comportement dissipatif illustré par les parties imaginaires à travers une résonance magnétique. Une résonance magnétique associée à la précession de Larmor apparaît également sur les parties réelles lorsque le coefficient d'amortissement devient faible. Dans ce modèle dynamique de Landau, Lifshitz et Gilbert, le comportement dissipatif trouve son origine dans le phénomène d'aimantation seul, lié à la relaxation des moments magnétiques et non dans les courants de Foucault microscopiques ou macroscopiques. Le comportement en fréquence est différent selon la valeur du champ magnétique relativement à la valeur de l'anisotropie magnétique. Lorsque le champ magnétique est inférieur au champ d'anisotropie, l'angle θ est dans ce cas, égal à l'expression (3.65), la fréquence de résonance est déterminée uniquement par l'anisotropie magnétique conformément aux susceptibilités (3.86) et (3.87), exprimées pour ce domaine des champs magnétiques ($H_z < H_k$).

$$\chi_{xx} = \frac{\frac{M_s}{H_k^3} H_\zeta^2 \left(1 + \frac{\alpha}{\mu_0 H_k} p \right)}{\frac{1 + \alpha^2}{(\mu_0 H_k)^2} p^2 + \frac{2\alpha}{\mu_0 H_k} p + 1} \quad (3.85)$$

$$\chi_{zz} = \frac{\frac{M_s}{H_k} \left(1 - \frac{H_\zeta^2}{H_k^2} \right) \left(1 + \frac{\alpha}{\mu_0 H_k} p \right)}{\frac{1 + \alpha^2}{(\mu_0 H_k)^2} p^2 + \frac{2\alpha}{\mu_0 H_k} p + 1} \quad (3.86)$$

Par la suite, lorsque l'aimantation devient colinéaire au champ statique, c'est-à-dire à $\theta = \pi/2$, la fréquence de résonance devient une fonction de l'amplitude de ce dernier (3.87). Ainsi, lorsque le champ magnétique croît, la bande passante de la susceptibilité transversale augmente mais son amplitude décroît. La susceptibilité longitudinale quant à elle devient nulle au-delà de H_k .

$$\chi_{xx} = \frac{\frac{M_s}{H_\zeta} \left(1 + \frac{\alpha}{\mu_0 H_\zeta} p \right)}{\frac{1 + \alpha^2}{(\mu_0 H_\zeta)^2} p^2 + \frac{2\alpha}{\mu_0 H_\zeta} p + 1} \quad (3.87)$$

$$\chi_{zz} = 0$$

La réponse en champ magnétique montre des susceptibilités dont les comportements sont très différents mais complémentaires (Figure 3.26 et Figure 3.27). Les lois de variation des susceptibilités obéissent aux deux régimes de fonctionnement situés de part et d'autre du champ d'anisotropie. Le premier concerne le mouvement de rotation de l'aimantation et le second, la position colinéaire de cette dernière par rapport au champ appliqué. Ainsi, avant H_k , la susceptibilité χ_{xx} , nul à champ nul croît rapidement jusqu'à son maximum localisé à H_k tandis que la composante χ_{zz} reste constante et s'annule à H_k . Puis, après H_k , la susceptibilité longitudinale décroît vers une valeur nulle en champ fort. Comme attendu, un amortissement plus élevé, équivalent à une diminution de la fréquence de résonance (cf. (3.87)), produit une atténuation des susceptibilités et un décalage des maximums de χ_{xx} au-delà du champ d'anisotropie. Ces maximums ne sont plus localisés à H_k mais s'éloignent de ce dernier lorsque la fréquence augmente. Aux basses fréquences, correspondent des résultats équivalents au régime statique évoqué à la section 3.5.1. Finalement et en raison du phénomène de rotation dynamique qui est à l'origine du mécanisme d'aimantation, les susceptibilités χ_{xx} et χ_{zz} sont appelées susceptibilités de rotation.

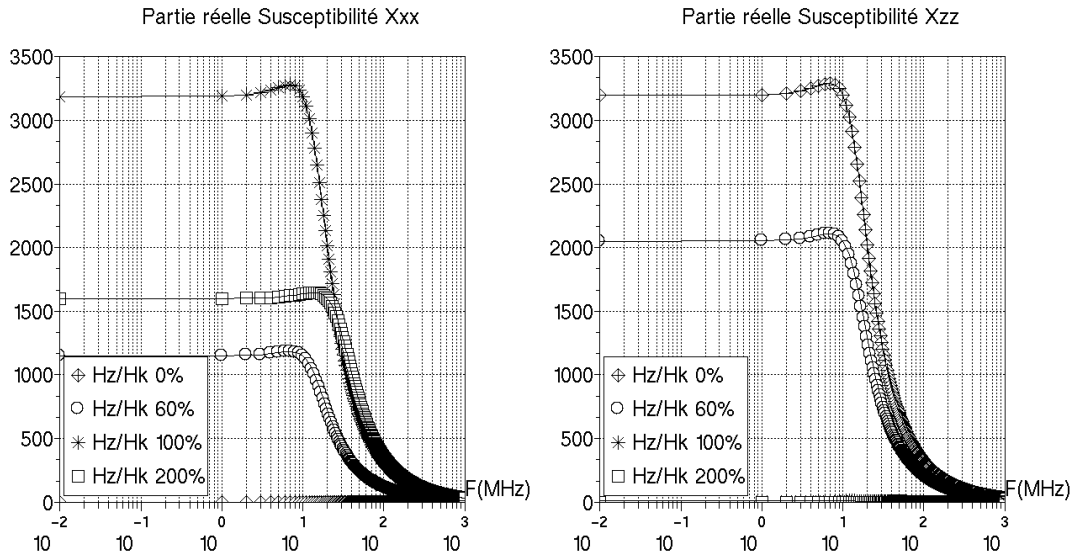


Figure 3.24 : Partie réelle des susceptibilités χ_{xx} et χ_{zz} en fonction de la fréquence. $\alpha=1$.

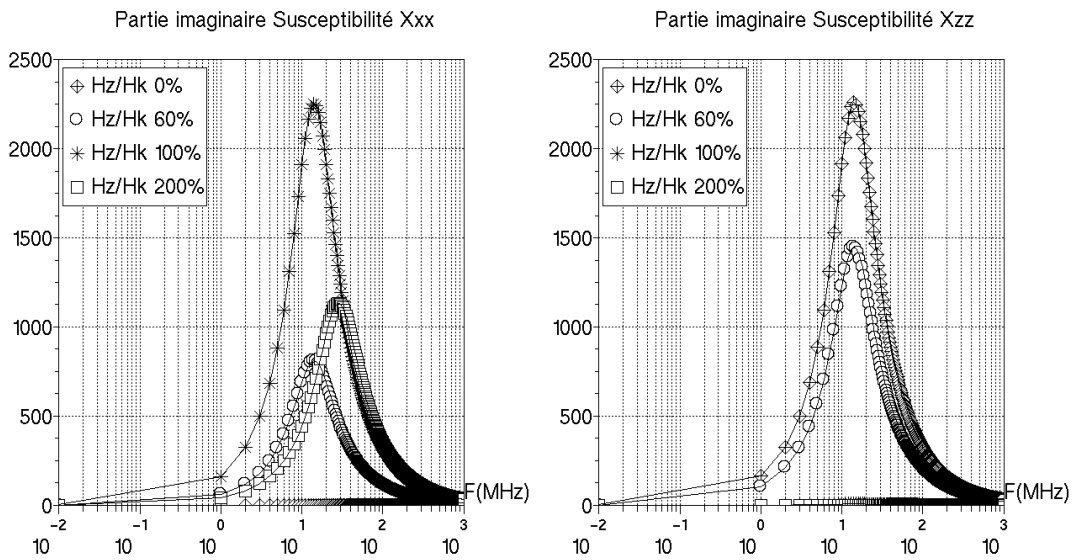


Figure 3.25 : Partie imaginaire des susceptibilités χ_{xx} et χ_{zz} en fonction de la fréquence. $\alpha=1$.

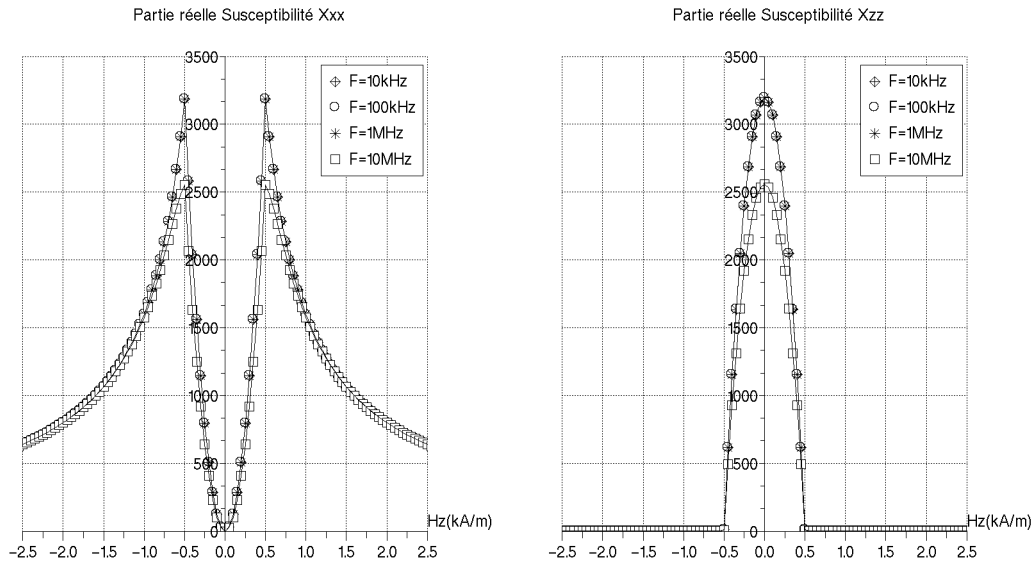


Figure 3.26 : Susceptibilité χ_{xx} et χ_{zz} en fonction du champ statique. $\alpha=1$.

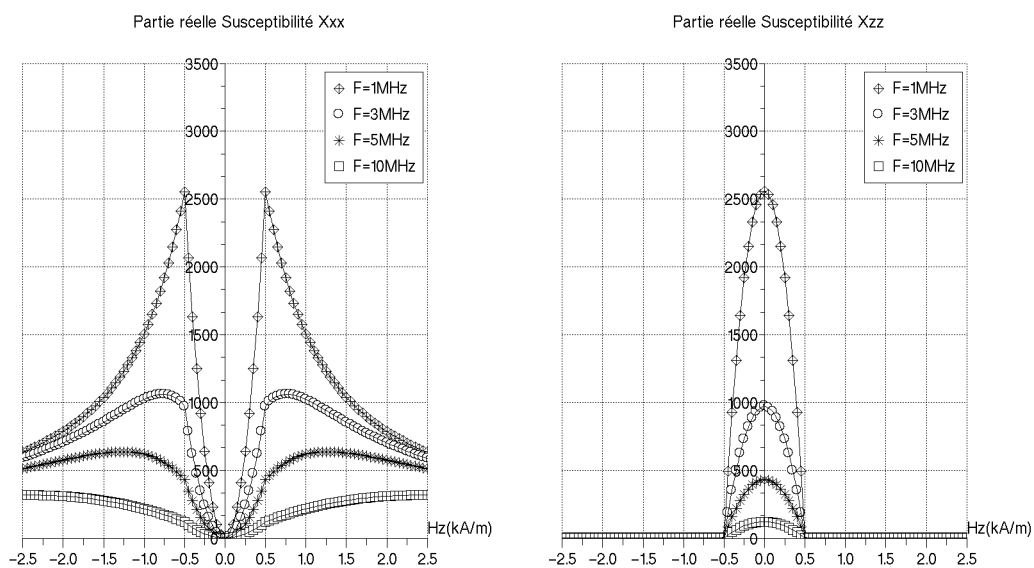


Figure 3.27 : Susceptibilité χ_{xx} et χ_{zz} en fonction du champ statique. $\alpha=10$. Lorsque la relaxation est plus importante, les maximums se décalent vers les champs forts et s'atténuent d'autant plus que la fréquence augmente.

3.5.6 Influence de l'anisotropie

Qu'elle soit d'origine magnéto cristalline ou démagnétisante, son effet est identique (Figure 3.28). Elle décale et atténue le pic de la susceptibilité transversale qui finit par s'annuler pour les fortes anisotropies. La susceptibilité longitudinale est inversement proportionnelle au champ d'anisotropie. En revanche la plage de

champ magnétique pour laquelle elle est non nulle, est d'autant plus large que l'anisotropie est élevée. Au-delà du champ d'anisotropie, les susceptibilités deviennent indépendantes de l'anisotropie. La susceptibilité longitudinale devient nulle et la susceptibilité transversale décroît inversement proportionnelle au champ magnétique.

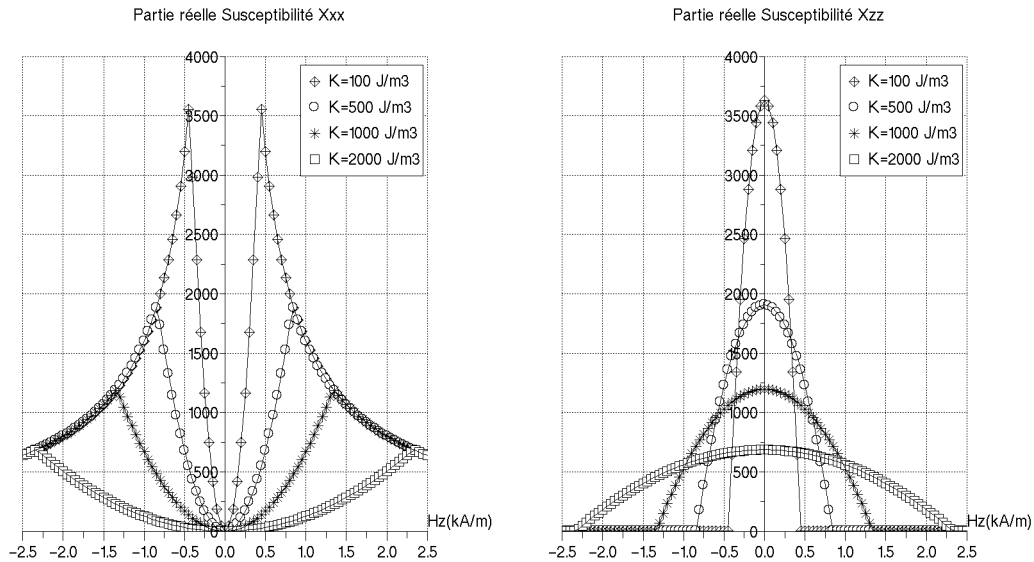


Figure 3.28 : Susceptibilités χ_{xx} et χ_{zz} en fonction du champ statique paramétrée par l'anisotropie, $f=100$ kHz. $\alpha=1$.

3.5.7 Susceptibilités croisées

Elles sont tracées à partir des relations (3.83) et (3.84) en fonction du champ statique H_z . Comme attendu, elles se comportent de manière équivalente à la susceptibilité croisée statique vue à la section 3.5.1. Sauf qu'ici et en raison du régime « petits signaux », la singularité est atténuée. Ainsi, sur une plage de champ magnétique qui est fonction de la valeur du champ d'anisotropie, elles présentent une linéarité vis-à-vis du champ magnétique. L'exploitation de ces susceptibilités est réalisée dans les GMI sandwichs entourées d'un pick-up coil (cf. Chapitre 1) afin de supprimer l'offset inhérent aux GMI transversale ou longitudinale.

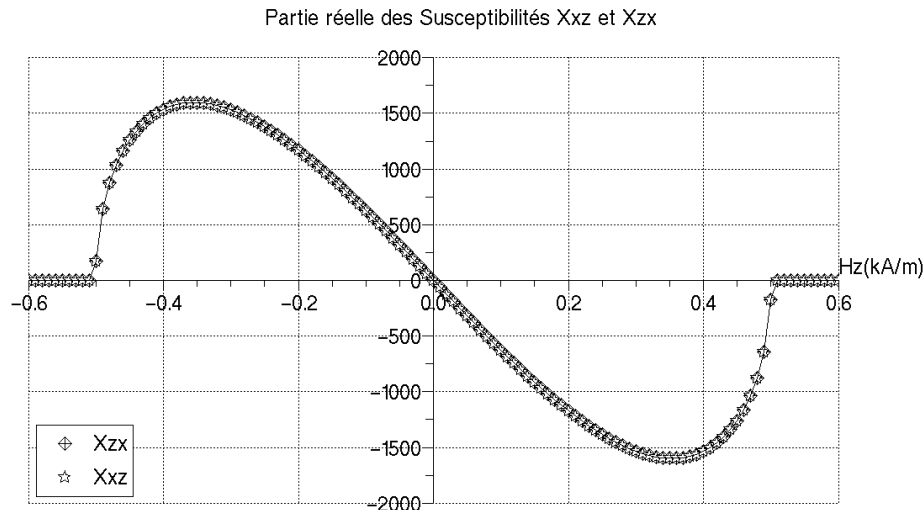


Figure 3.29 : Susceptibilités croisées χ_{xz} et χ_{zx} en fonction du champ statique, $f=100$ kHz, $\alpha=1$, $H_k=500$ A/m.

3.5.8 Comparaison qualitative avec l'expérience

Les calculs précédents qui portaient sur des rubans à anisotropie transversale sont à rapprocher des résultats expérimentaux réalisés sur les GMI bobinées transversale et longitudinale à base de rubans nanocristallin. La Figure 3.30 et la Figure 3.31 reprennent respectivement les mesures de perméabilités paramétrées par la fréquence et les valeurs normalisées des sensibilités superposées aux perméabilités, pour les deux structures de GMI bobinées. Le modèle théorique (Figure 3.26 et Figure 3.27) présente quelques similitudes avec les résultats expérimentaux. Notamment, l'évolution en champ des deux susceptibilités théoriques, la première pour la présence d'un pic d'impédance et son allure hyperbolique en champ fort. La seconde pour sa décroissance monotone. Le changement de régime s'effectuant clairement au champ d'anisotropie à la fois pour le cas théorique et expérimental. Les différences se manifestent d'abord avec la susceptibilité transversale, qui est égale à zéro à champ nul pour le cas théorique. Puis, dans le cas de la susceptibilité longitudinale où la courbe théorique ne reproduit pas la légère décroissance jusqu'au champ H_k . Il faut ajouter à cette différence, un régime de transition qui n'est pas aussi progressif que dans le cas expérimental. L'autre point délicat concerne la localisation du maximum de la sensibilité intrinsèque qui se situe sur les courbes expérimentales (Figure 3.31) peu après la chute des perméabilités, autrement dit à l'entrée de la zone de saturation.

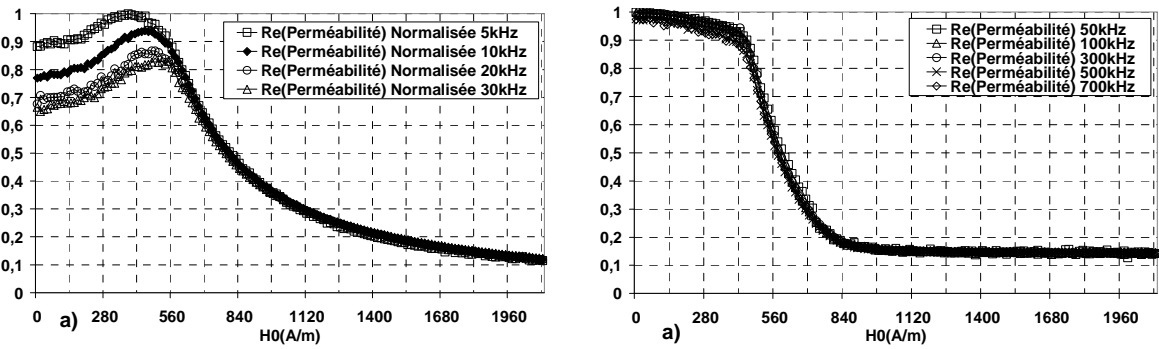


Figure 3.30 : Perméabilités expérimentales. a) GMI bobinée transversale ($\mu_{max}=3200$). b) GMI bobinée longitudinale ($\mu_{max}=3000$) avec H_0 , le champ statique.

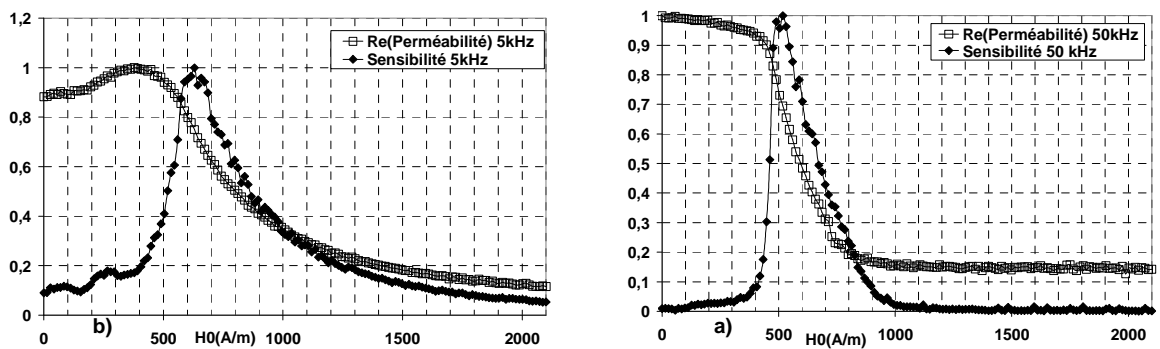


Figure 3.31 : Localisation des sensibilités (valeur relative) des GMI par rapport aux perméabilités (valeur relative). a) GMI bobinée longitudinale. b) GMI bobinée transversale.

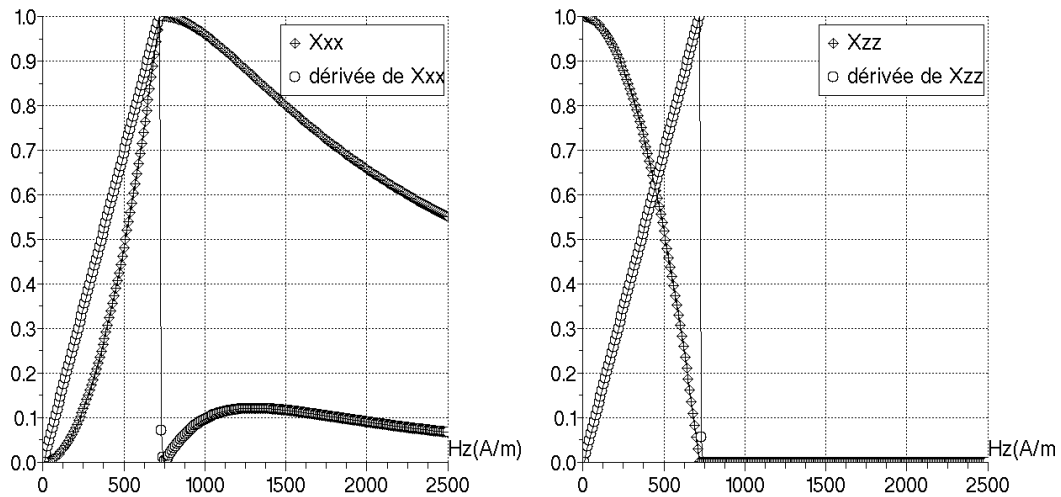


Figure 3.32 : Susceptibilités χ_{xx} et χ_{zz} théoriques et leur dérivée par rapport au champ statique. Localisation des maximums des dérivées au champ d'anisotropie.

Or, les dérivées théoriques des susceptibilités (Figure 3.32) montrent que la détection est effective en dessous de H_k . Seule le cas transversal présente un maximum peu après H_k . La suite de l'étude concerne la susceptibilité de matériaux à anisotropie longitudinale dont le calcul de susceptibilité est effectué en considérant le modèle de déplacement de parois.

3.6 Susceptibilité d'un ruban ferromagnétique à anisotropie longitudinale

3.6.1 Etude statique

L'échantillon magnétique est constitué de deux longs domaines magnétiques (Figure 3.33), l'un direct, orienté dans la direction du champ magnétique appliqué et l'autre inverse dirigé, dans le sens opposé. L'augmentation de l'amplitude du champ magnétique provoque la croissance du volume contenant le domaine direct et la diminution du volume du domaine opposé. L'existence d'une paroi rigide située entre les deux domaines et se déplaçant dans la direction Ox, constitue le mécanisme d'aimantation. Les valeurs x_0 et x_{max} définissent respectivement la position initiale et finale de la paroi. A chaque position de la paroi, l'aimantation résultante sur l'axe Oz est égale à sa moyenne sur tout le volume (3.88). Cette résultante est nulle sur l'axe Ox. Les paramètres L et e_p sont respectivement la longueur du ruban et son épaisseur.

$$M_z = \frac{x}{d} M_s \quad (3.88)$$

Ainsi, à chaque valeur du champ magnétique H_{ext} , considéré égal à sa valeur statique H_z , correspond une position de la paroi, laquelle est déterminée par les valeurs de H_z qui minimisent l'énergie libre U définie par (3.90). Seront considérées dans le volume total de l'échantillon, l'énergie de démagnétisation U_d définie par (3.91), l'énergie de Zeeman U_z définie par (3.92) mais également, l'énergie de la paroi U_w , définie par (3.93) (d'après [84]). Le choix d'une énergie de paroi modélisée sous la forme d'un potentiel d'énergie parabolique, permet de respecter le principe de réversibilité du processus d'aimantation [70]. Le bilan des énergies est calculé dans chaque domaine dont les volumes respectifs V_d et V_i s'expriment en fonction de l'épaisseur du ruban e_p , de la largeur d d'un domaine, de la longueur de l'échantillon, L et du déplacement x :

$$V_d = e_p \cdot (d + x) L \quad (3.89)$$

$$V_i = e_p \cdot (d - x) L$$

Enfin l'énergie magnéto cristalline est ignorée dans chaque domaine et les moments magnétiques sont considérés parfaitement alignés au champ magnétique H_{ext} .

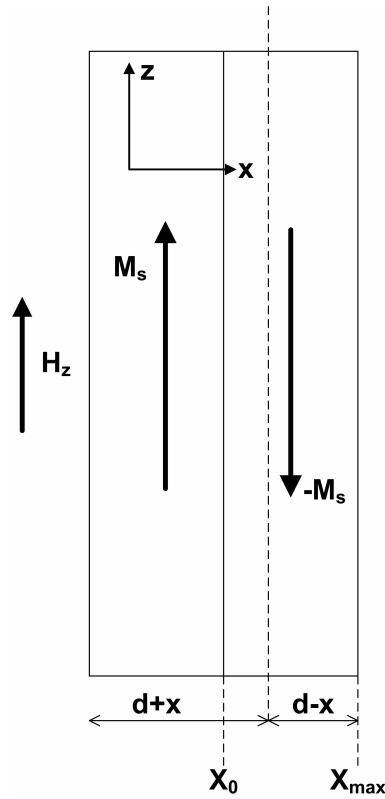


Figure 3.33 : Déplacement d'une paroi rigide.

$$U = U_d + U_{\tilde{\chi}} + U_w \quad (3.90)$$

$$U_d = \frac{1}{2} \mu_0 N_z M_s^2 \frac{x^2}{d^2} \quad (3.91)$$

$$U_{\tilde{\chi}} = -\mu_0 M_s H_{\tilde{\chi}} \frac{x}{d} \quad (3.92)$$

$$U_w = \frac{1}{2} k_w \frac{x^2}{d^2} \quad (3.93)$$

L'énergie démagnétisante est proportionnelle au carré de l'aimantation moyenne dans tout le volume et au coefficient de démagnétisation N_z de l'échantillon. La valeur du coefficient k_w traduit la capacité du matériau magnétique à s'aimanter. Au final, U s'exprime selon (3.94). Les positions stables de la paroi sont données par les valeurs du champ H_z qui simultanément, annule la dérivée première de l'énergie (3.95) et laisse la dérivée seconde strictement positive. Les valeurs d'équilibre stable de la paroi sont illustrées par la relation (3.96).

$$U = \left(\frac{1}{2} \mu_0 N_z M_s^2 + \frac{1}{2} k_w \right) \frac{x^2}{d^2} - \mu_0 M_s \cdot H_z \frac{x}{d} \quad (3.94)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} = \frac{x}{d^2} (\mu_0 N_z M_s^2 + k_w) - \frac{1}{d} \mu_0 M_s \cdot H_z \quad (3.95)$$

$$x = \frac{d \cdot H_z}{N_z M_s + \frac{k_w}{\mu_0 M_s}} \quad (3.96)$$

Théoriquement, le déplacement ne peut dépasser la largeur d'un domaine magnétique. Ainsi pour une valeur particulière de champ magnétique défini comme le champ d'anisotropie H_k (3.97), la position finale correspond à la largeur d'un domaine.

$$H_k = \left(N_z M_s + \frac{k_w}{\mu_0 M_s} \right) \quad (3.97)$$

A cette valeur particulière, l'échantillon devient mono domaine après compensation du champ démagnétisant et d'un champ magnétique associé à l'énergie de paroi (3.98).

$$H_w = \frac{k_w}{\mu_0 M_s} \quad (3.98)$$

Dans ce cas, l'aimantation est égale à sa valeur à saturation comme le montre l'expression suivante (3.99) déduite de (3.88):

$$M_z = M_s \frac{H_z}{N_z M_s + \frac{k_w}{\mu_0 M_s}} \quad (3.99)$$

En définitive la susceptibilité statique de l'échantillon magnétique est fonction du matériau utilisé à travers le paramètre k_w et du coefficient de champ démagnétisant. Elle est constante tant que l'aimantation n'a pas atteint sa valeur à saturation. Pour un matériau très doux ($k_w \rightarrow 0$), la forme de l'échantillon à travers son coefficient de champ démagnétisant détermine la susceptibilité de l'échantillon.

$$\chi_{zz}^0 = \frac{1}{N_{\tilde{z}} + \frac{k_w}{\mu_0 M_s^2}} \quad (3.100)$$

3.6.2 Etude dynamique

Ce qui vient d'être présenté concernait le comportement statique du déplacement de la paroi, c'est-à-dire, les positions successives de la paroi lorsque le champ magnétique H_z varie. Or, la superposition d'un champ magnétique variant avec le temps, entraîne une réponse dynamique de la paroi. Dans ce régime dynamique où le champ magnétique H_{ext} est égal à la somme d'un champ H_z , statique et d'un champ $h_z(t)$, dynamique de même direction, le déplacement de la paroi est modélisé par le déplacement d'un point matériel se déplaçant à la vitesse v . Le terme dissipatif est associé à un frottement visqueux. Ainsi, l'écriture de l'équation fondamentale de la dynamique pour un système à un degré de liberté, en translation, est conforme à l'expression (3.101). Le deuxième terme du membre de gauche traduit le frottement visqueux. L'équilibre est atteint lorsque la force magnétique effective agissant sur la paroi devient nulle.

$$m_w \frac{d^2 x}{dt^2} + \gamma_w \frac{dx}{dt} = 2\mu_0 \vec{M}_s \cdot \vec{H}_{\text{eff}} \quad (3.101)$$

Cette force magnétique effective s'exprime à partir du théorème de la méthode des travaux virtuels qui permet d'exprimer la force F exercée sur la paroi à partir de la différentielle de l'énergie magnétique (3.102), à laquelle il faut ajouter le terme de Zeeman associé au champ dynamique.

$$F = -\frac{\partial U}{\partial x} \quad (3.102)$$

Par identification avec (3.95), cette force fait apparaître d'une part, une contribution qui agit comme une poussée liée au terme de Zeeman de l'énergie magnétique et une contribution qui agit comme une force de rappel liée à l'anisotropie de forme et à l'énergie de paroi, d'autre part.

$$H_{\text{eff}} = x \left(N_{\tilde{z}} M_s + \frac{k_w}{2\mu_0 M_s} \right) - (H_{\tilde{z}} + b_{\tilde{z}}) \quad (3.103)$$

En combinant l'expression du champ effectif ci-dessus avec l'équation dynamique (3.101), la résolution de (3.104) dans l'espace fréquentiel, défini par la variable de Laplace « p », dans le cas de petits signaux superposés au champ statique permet d'obtenir l'expression du déplacement de la paroi en fonction de la fréquence (3.105) autour d'une position d'équilibre.

$$m_w \frac{d^2 x}{dt^2} + \gamma_w \frac{dx}{dt} + 2\mu_0 M_s \left(N_\zeta M_s + \frac{\kappa_w}{2\mu_0 M_s} \right) x = 2\mu_0 M_s (H_\zeta + h_\zeta) \quad (3.104)$$

$$x(p) = \frac{2\mu_0 M_s h_\zeta(p)}{m_w p^2 + \gamma_w p + 2\mu_0 M_s \left(N_\zeta M_s + \frac{\kappa_w}{2\mu_0 M_s} \right)} \quad (3.105)$$

Autour de cet équilibre, le champ h_ζ produit un déplacement alternatif de la paroi qui est amorti lorsque la fréquence croît. La susceptibilité dynamique est illustrée par la relation suivante :

$$\chi_{\zeta\zeta}(p) = \frac{M_s}{\left(N_\zeta M_s + \frac{\kappa_w}{2\mu_0 M_s} \right)} \frac{1}{\left(\frac{m_w}{2\mu_0 N_\zeta M_s^2 + \kappa_w} \right) p^2 + \left(\frac{\gamma_w}{2\mu_0 N_\zeta M_s^2 + \kappa_w} \right) p + 1} \quad (3.106)$$

Dans ce modèle, les énergies démagnétisante et de paroi augmente la bande passante de la susceptibilité tout en atténuant celle-ci. En termes d'amplitude, le champ statique H_z n'a aucune influence sur cette dernière. Ce modèle linéaire ne rend pas compte de la décroissance de la perméabilité dynamique par l'application d'un champ statique comme le montre pourtant l'expérimentation dans le cas d'un ruban magnétique entouré d'un bobinage électrique transverse (GMI à bobinage transverse avec un ruban à anisotropie longitudinale).

3.6.3 Saturation magnétique

Le modèle précédent permet de décrire une susceptibilité linéaire et réversible. Or, une fois le déplacement de parois terminé, la phase de saturation correspondant à une rotation infinitésimale (Figure 3.34) du moment magnétique du mono domaine final, doit permettre d'aboutir progressivement à l'aimantation à saturation. En considérant la variation de la direction des moments magnétiques insensible au champ magnétique H_z , le modèle de saturation (3.36) complète le modèle linéaire (3.106) lorsque le champ magnétique est égal au champ d'anisotropie. Ainsi avant H_k (3.97), l'aimantation est inversement proportionnelle à l'anisotropie (Figure 3.35). Ensuite, elle suit la loi d'approche à la saturation identique à l'étude réalisée à la section 3.2.3.

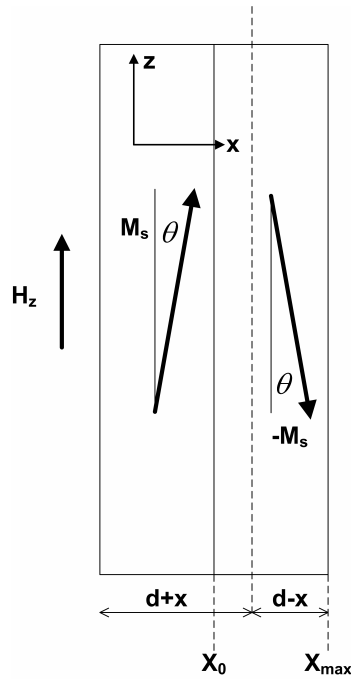


Figure 3.34 : Approche à la saturation.

La susceptibilité associée de valeur constante avant H_k , finit par s'annuler en champ fort avec une variation maximum (Figure 3.36) qui apparaît peut après le champ d'anisotropie. L'effet d'une élévation de l'anisotropie provoque une diminution de la susceptibilité et du pic de sa dérivée, ainsi que le décalage de cette dernière vers les champs croissants. Par ailleurs, si la diminution des susceptibilités est proportionnelle au champ d'anisotropie dans le domaine linéaire, elle suit une loi proportionnelle au carré de H_k dans le domaine de saturation.

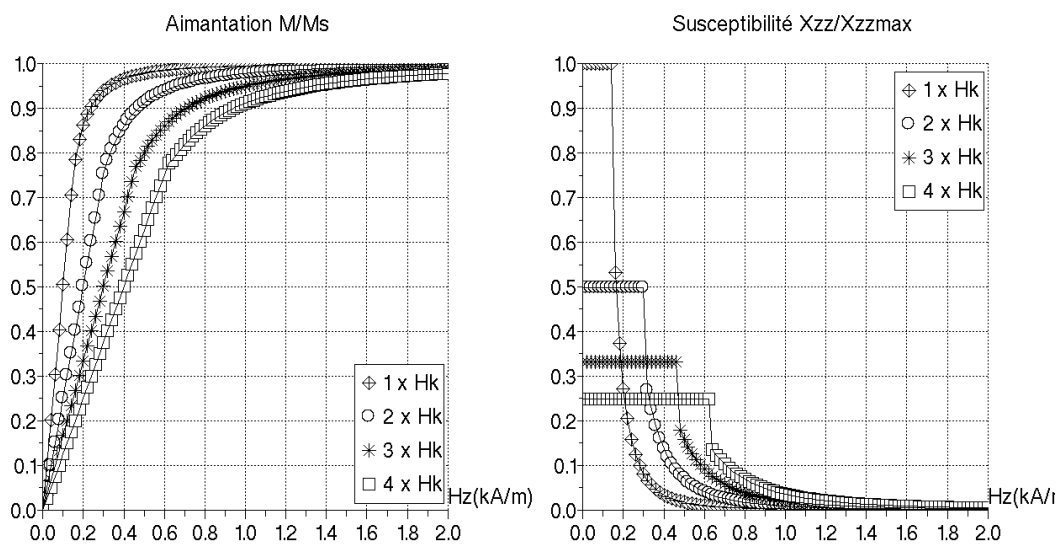


Figure 3.35 : Approche à saturation de l'aimantation et de la susceptibilité longitudinale pour différentes valeurs de l'anisotropie.

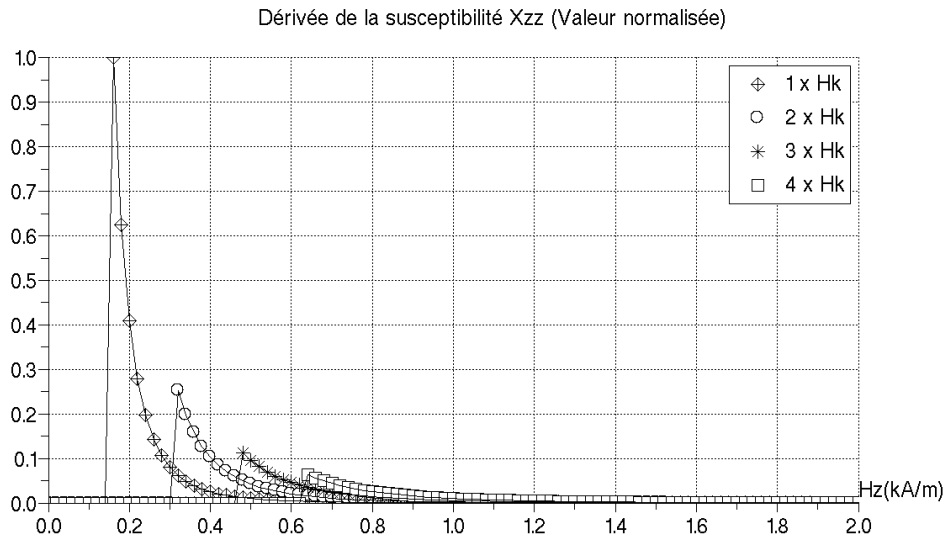


Figure 3.36 : Dérivée de la susceptibilité associée (Figure 3.35).

3.7 Modèle expérimental des perméabilités magnétiques

Le modèle dynamique de LLG permet de montrer l'apparition de maximums sur la composante transversale du tenseur des susceptibilités différentielles magnétiques (χ_{xx} , cf.(3.81)), dans des échantillons magnétiques dont l'anisotropie est orthogonale au champ appliqué. Le phénomène de saturation est également intégré dans le cas de la composante transversale qui finit par s'annuler progressivement en champ fort. En revanche la composante longitudinale (χ_{zz} , cf.(3.82)), s'annule brutalement au champ d'anisotropie. Dans le modèle dynamique de parois, il n'apparaît aucune résonance magnétique et seule la susceptibilité longitudinale est non nulle et s'annule également au champ d'anisotropie. Le modèle de saturation (cf. 3.6.3) est satisfaisant d'un point de vue pédagogique mais la discontinuité entre la zone linéaire et la zone saturée constitue un inconvénient majeur pour analyser l'influence des anisotropies. La suite de ce chapitre propose d'approximer les perméabilités longitudinales dans le cas de matériaux à anisotropie longitudinale et transversale. La référence [22] décrit des travaux similaires à propos de matériaux structurés en domaines magnétiques dont les orientations sont isotropes. Découlant de la fonction de Langevin, $L(H)$ (cf.(3.32)), la perméabilité réversible est calculée par dérivation de celle-ci par rapport au champ magnétique. Or, la courbe d'aimantation $L(H)$ est calculée sur un ensemble de moments magnétiques d'orientation aléatoire. Ces orientations étant quantifiées, elles ne peuvent occuper que deux positions dans un domaine magnétique d'un matériau ferromagnétique : parallèle entre eux ou antiparallèle de part et d'autre d'une paroi. Ainsi, la même référence propose le modèle décrit au chapitre précédent (2.32). Cependant, la perméabilité correspondante, qui est maximale à champ nul, ne permet pas de montrer l'effet de seuil introduit par le champ d'anisotropie. Ainsi, le modèle des perméabilités présenté doit permettre de montrer la décroissance progressive de la perméabilité à l'instant où le champ magnétique compense le champ d'anisotropie. En outre, il doit montrer l'effet de l'anisotropie sur la valeur de la perméabilité à

champ nul et sur son approche à la saturation qui doit être atténué, conformément aux résultats expérimentaux obtenus avec les rubans de nano cristallin et de mumetal utilisés dans les GMI à bobine transversale. En ce qui concerne la perméabilité transversale du matériau à anisotropie transversale, la combinaison d'une perméabilité longitudinale de parois et d'une perméabilité transversale de rotation permettra d'approcher le comportement expérimental des GMI à bobine longitudinale utilisant les rubans nano cristallin.

3.7.1 Perméabilité longitudinale d'un ruban à anisotropie transversale

Par conséquent, à partir de la réponse de la perméabilité en champ magnétique et en fréquence (cf. §2.4) de la GMI à ruban nanocristallin et bobinage transverse, il est possible d'approcher la perméabilité par la fonction définie par (3.107). Les paramètres μ_{zzi} et μ_{zzSat} désignent respectivement la perméabilité à champ nul et la perméabilité au champ de saturation (cf.(2.31)), identifiables facilement sur les courbes expérimentales.

$$\mu_{rot} = \mu_{zz} = \frac{0.5(-\mu_{zzi} + \mu_{zzSat}) \left(\tanh(S_\mu (|H_\xi| - H_k)) + 1 \right) + \mu_{zzi}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2}} \quad (3.107)$$

Les deux autres paramètres H_k et S_μ sont déduits des maximums des courbes de sensibilités intrinsèques (chapitre 4) en relation avec la dérivée de (3.108), valable tant que les valeurs mesurées suivent un comportement linéaire avec la pulsation ω tant que celle-ci reste inférieure à la pulsation de coupure ω_0 . La dérivée de la perméabilité qui est l'image de la sensibilité intrinsèque, peut être considérée nulle avant et après le champ d'anisotropie.

$$\frac{\partial \mu_{zz}}{\partial H_\xi} = \frac{1}{2} \frac{S_\mu (-\mu_{zzi} + \mu_{zzSat})}{\cosh^2(S_\mu (|H_\xi| - H_k))} \quad (3.108)$$

Au champ d'anisotropie, la dérivée est maximale (3.108) et elle est considérée pour le moment, indépendante de ce dernier. La relation précédente devient (cf. (3.109)) :

$$\left(\frac{\partial \mu_{zz}}{\partial H_\xi} \right)_{\max} = \frac{1}{2} S_\mu (\mu_{zzi} - \mu_{zzSat}) \quad (3.109)$$

Une première comparaison est effectuée avec le jeu de paramètres n°1 (Tableau 5) qui correspond aux déductions présentées précédemment. Si les courbes (Figure 3.37) sont assez proches, elles présentent une différence de valeur de champ d'anisotropie et le passage du régime quasi-linéaire au régime saturé s'effectue différemment.

	μ_{zzi}	μ_{zzSat}	S_μ	H_k (A/m)
Jeu n°1	3216	480	$6 \cdot 10^{-3}$	504
Jeu n°2	3216	480	$6 \cdot 10^{-3}$	560

Tableau 5 Jeux de paramètres de la fonction (3.107). Déterminés à partir de la courbe Figure 2.23.

Pour obtenir une meilleure approximation il faut ajuster la valeur du champ d'anisotropie. Les deux courbes deviennent alors très similaires, sauf au niveau de la décroissance de perméabilité. Le deuxième jeu de paramètre respecte également la valeur maximale de la sensibilité et permet une bonne approximation de la perméabilité. Néanmoins, il n'est pas assez précis concernant la localisation du pic de sensibilité. Dans cette configuration, le champ d'anisotropie est donné par la relation (3.62). A partir des données du manufacturier [47], il est possible de déduire les contributions associées respectivement à l'énergie d'anisotropie et au champ démagnétisant. En effet pour un matériau recuit sous champ, le champ de saturation (sans d'hystérésis) est égal à environ 30 A/m pour une géométrie en forme de tore et la polarisation à saturation est égale à 1.2 T. Soit après calculs, les valeurs du champ d'anisotropie induite H_a , du champ démagnétisant H_d et du coefficient de champ démagnétisant N_x (déduit de la relation (3.14)) présentés ci-dessous.

$$H_a = 30 \text{ A/m}$$

$$H_d = H_k - H_a = 474 \text{ A/m}$$

$$N_x = 5 \cdot 10^{-4}$$

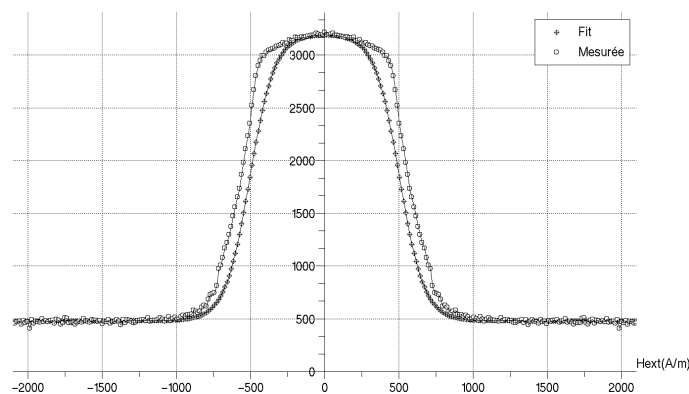


Figure 3.37 : Approximation de la perméabilité de rotation par la fonction (3.107) avec le jeu de paramètre n°1. A la fréquence de 50kHz.

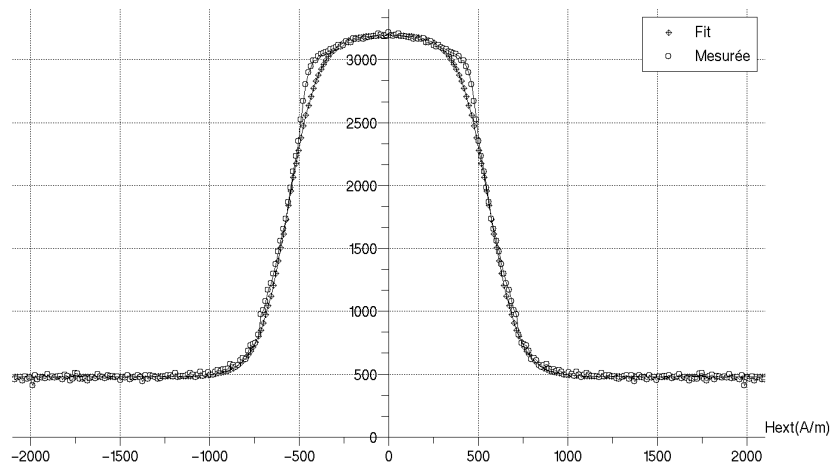


Figure 3.38 : Approximation de la perméabilité de rotation par la fonction (3.107) avec le jeu de paramètre $n^{\circ 2}$. A la fréquence de 50kHz.

Ce modèle est convenable pour la perméabilité de rotation jusqu'à environ 700 kHz. Au-delà il faut ajouter le comportement en fréquence qu'il est possible d'identifier par celui d'un filtre passe-bas de fréquence de coupure égale à 500 kHz. En revanche, la coupure de la sensibilité apparaît bien plus tôt. En effet, la Figure 3.39 compare les mesures de sensibilités avec un premier modèle issu de la relation (4.21) et des valeurs expérimentales des différents termes, puis avec un deuxième modèle (4.22) dans lequel la partie réelle est négligée. Si les modèles prédisent les mêmes sensibilités mesurées en dessous de 200 kHz, ils ne sont pas assez précis en fréquence pour montrer le phénomène de seuil de saturation atteint par la sensibilité intrinsèque.

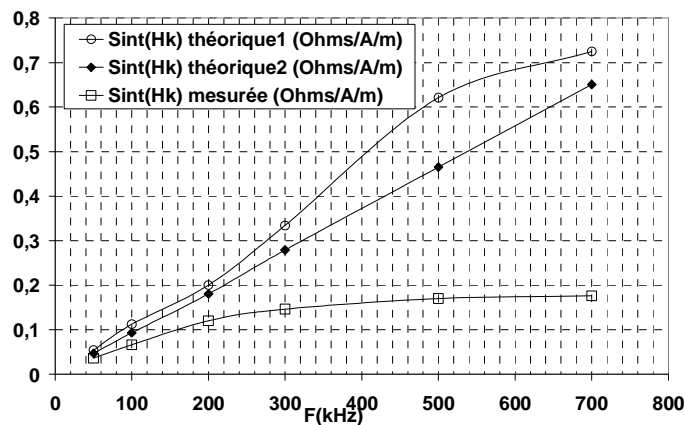


Figure 3.39 : Comparaison sensibilité intrinsèque mesurée et calculée selon deux méthodes. La première intègre la partie réelle de la sensibilité et elle est déduite des dérivées numériques de la partie réelle et de la partie imaginaire en utilisant la relation (4.21). La deuxième est calculée avec les relations (4.22) et (3.107).

La Figure 3.40 superpose avec une bonne précision la sensibilité intrinsèque calculée avec le deuxième modèle et la sensibilité mesurée à 50 kHz. Comme pour la perméabilité, les différences se situent à la transition localisée par le champ d'anisotropie. Autrement dit, l'approche à la saturation n'est pas représentée fidèlement par le modèle.

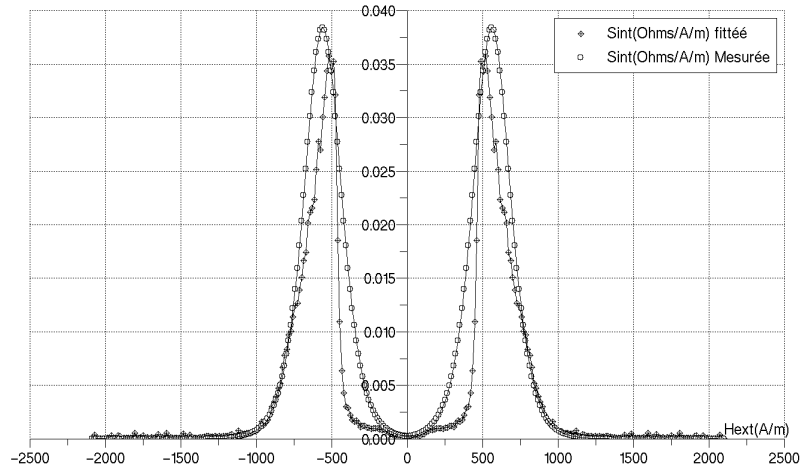


Figure 3.40 : Sensibilité intrinsèque calculée et mesurée à 50 kHz.

3.7.2 Perméabilité longitudinale d'un ruban à anisotropie longitudinale

La similitude de comportement en champ magnétique des GMI à base de Mumetal suggère d'utiliser le modèle de la relation (3.107) pour analyser l'aimantation de tels rubans supposés structurés en domaines longitudinaux. Comme le montre l'expérience (cf. section 2.5), la relation (3.107) est insuffisante pour décrire l'influence de l'effet de la forme géométrique du ruban sur les décroissances de la perméabilité et de la sensibilité intrinsèque. En raison de leur qualité magnétique, avec des perméabilités de l'ordre de la dizaine de millier, les énergies de parois et magnétocristalline peuvent être négligées devant l'énergie démagnétisante. Le champ d'anisotropie se simplifie alors selon la relation du chapitre précédent (2.33). En faisant l'hypothèse d'un mécanisme d'aimantation associé à un déplacement de paroi, le paramètre μ_{zzi} est identifié à la relation (3.106) et devient dans ce cas inversement proportionnel au champ démagnétisant. Le paramètre S_μ suit également cette dépendance. Quant à μ_{zzSat} , l'expérience montre qu'il dépend uniquement de la différence entre les sections du bobinage et du film ferromagnétique.

$$\mu_{zzi}(H_k) = \frac{M_s}{H_k} \quad (3.110)$$

$$\mu_{zzSat}(H_k) = cte$$

$$S_\mu(H_k) \propto \frac{1}{H_k}$$

L'étude est réalisée pour une série de ruban de longueur 4, 6, 8 et 10 cm dont les mesures d'impédances sont présentées dans le chapitre expérimental. Le passage de la partie imaginaire de l'impédance vers la partie réelle de la perméabilité est réalisé en identifiant le coefficient k_b (cf.(2.17)), égal à $1.88.10^6$. L'identification de ce coefficient est effectuée en déterminant la perméabilité à champ nul (cf.(3.110)) par lecture du champ d'anisotropie, identifiable sur les courbes des perméabilités, déduites des mesures d'impédance et présentées à la Figure 3.42. La Figure 3.43 présente pour comparaison, le calcul des perméabilités. Le Tableau 6 indique les valeurs des paramètres du modèle où μ_{zzi} , μ_{zzSat} et S_μ sont déterminés par identification entre les courbes du ruban de 10 cm et f_0^{dw} expérimentalement. L'aimantation à saturation M_s est déterminée avec les données du constructeur et le coefficient de champ démagnétisant longitudinal N_z est calculé avec la relation (3.20) pour chaque longueur.

μ_{zzi}	μ_{zzSat}	S_μ	$M_s(A/m)$	$N_z (L=4cm)$	$f_0^{dw}(kHz)$
700	330	$9e-3$	$0.55.10^6$	3.10^{-4}	20

Tableau 6 : Paramètres du modèle de déplacement de parois.

En termes de comparaison, si les valeurs limites des perméabilités sont prédictibles avec précision, l'apparition des pics au fur et à mesure de l'augmentation de la longueur du ruban n'est pas déterminée par le modèle. Il paraît évident que le déplacement des parois magnétique s'accompagne de la rotation des moments magnétiques. Cependant, en imposant la valeur de S_μ qui permet de mieux approcher le comportement réel, à la fois de l'effet de seuil localisé au champ d'anisotropie mais aussi de la valeur de la sensibilité intrinsèque, l'allure vers la saturation reste trop brutal comparativement aux mesures. La sensibilité intrinsèque mesurée (Figure 3.44) correspond fidèlement à la dérivée de la perméabilité. D'allure similaire au cas des rubans nano cristallin recuit sous champ transverse pour les faibles longueurs, elle se distingue par la présence d'un pic à champ nul pour les rubans longs. Sa détermination par le calcul (Figure 3.45) à partir de la relation (3.108) permet d'approcher les valeurs maximales réelles avec une bonne précision (Figure 3.41).

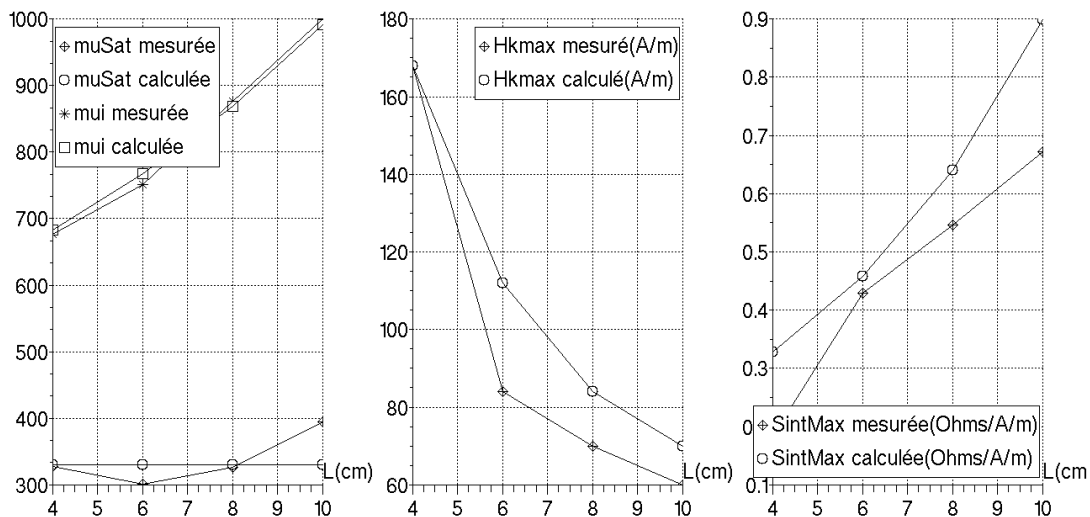


Figure 3.41 : Comparaison des perméabilités, des champs d'anisotropie et des sensibilités du modèle avec l'expérience.

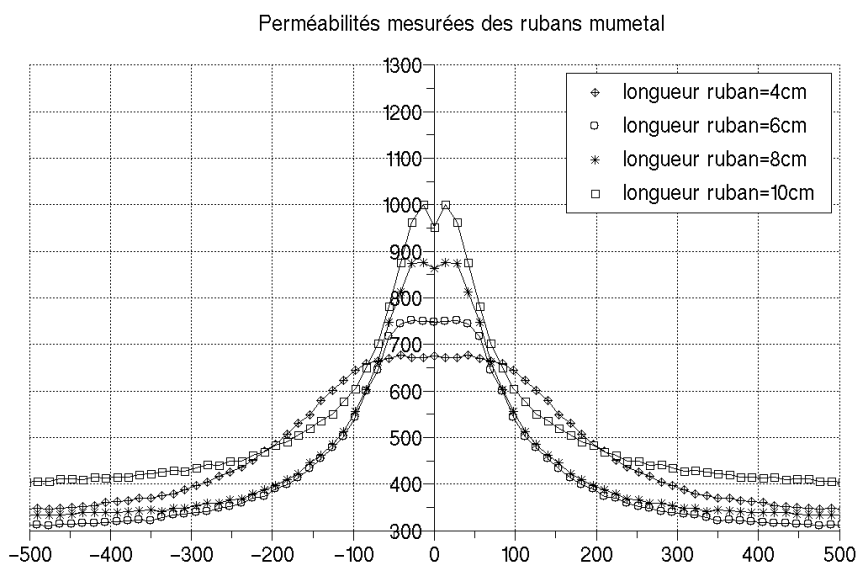


Figure 3.42 : Perméabilités longitudinales mesurées des rubans « mumetal ».

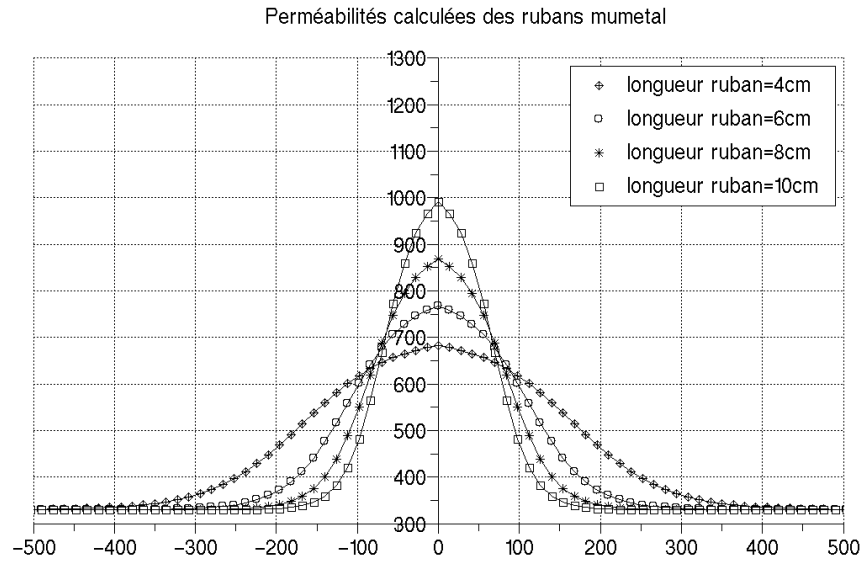


Figure 3.43 : Perméabilités longitudinales calculées des rubans « mumetal ».

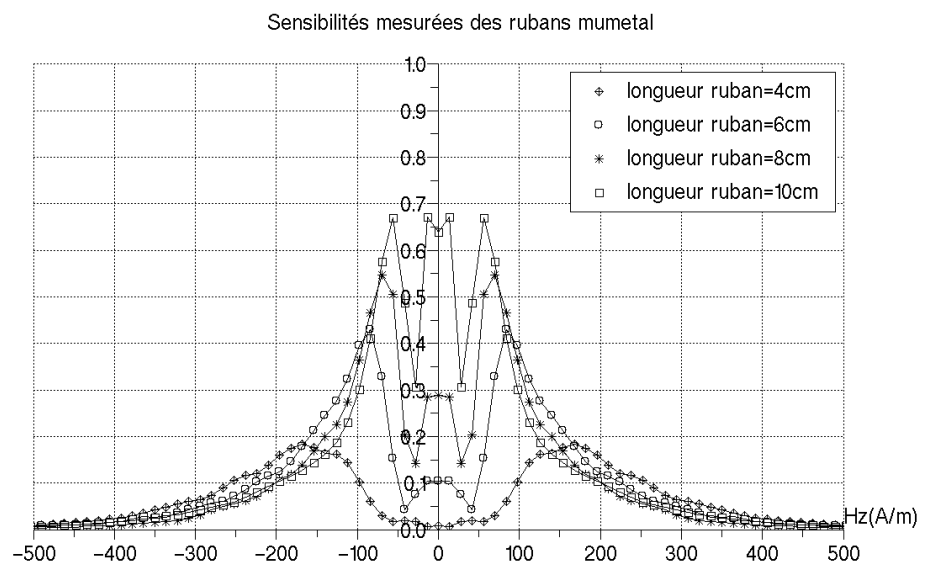


Figure 3.44 : Sensibilités longitudinales mesurées des rubans « mumetal ».

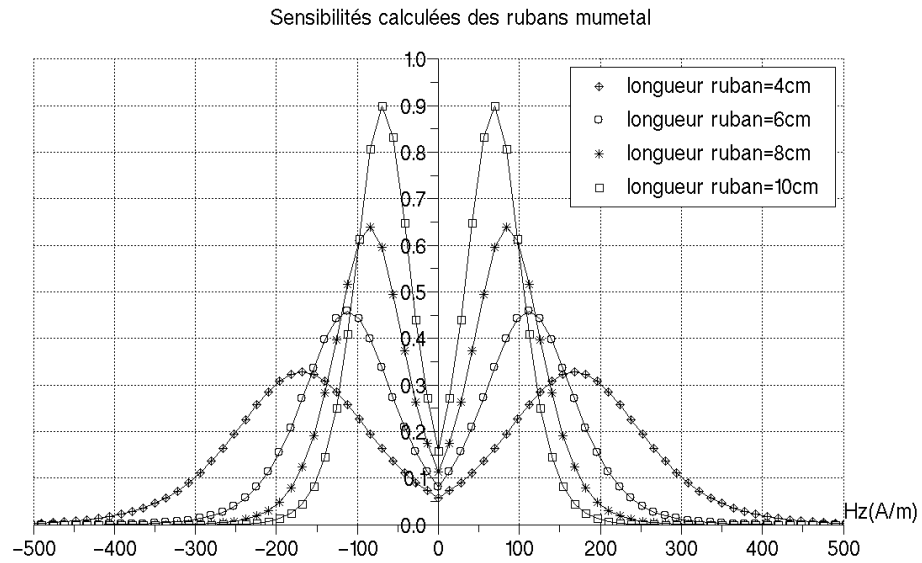


Figure 3.45 : Sensibilités longitudinales calculées des rubans « mumetal ».

3.7.3 Perméabilité transversale d'un ruban à anisotropie transversale

L'apparition de pics constitue la signature des transducteurs à effet magnéto impédance géante dont l'anisotropie est perpendiculaire au champ statique et l'excitation magnétique est parallèle aux domaines magnétiques. Or, seule la composante transversale du tenseur des perméabilités dynamiques présente des pics localisée au champ d'anisotropie. L'ajustement suivant concerne donc la valeur de la perméabilité transversale avant le champ d'anisotropie.

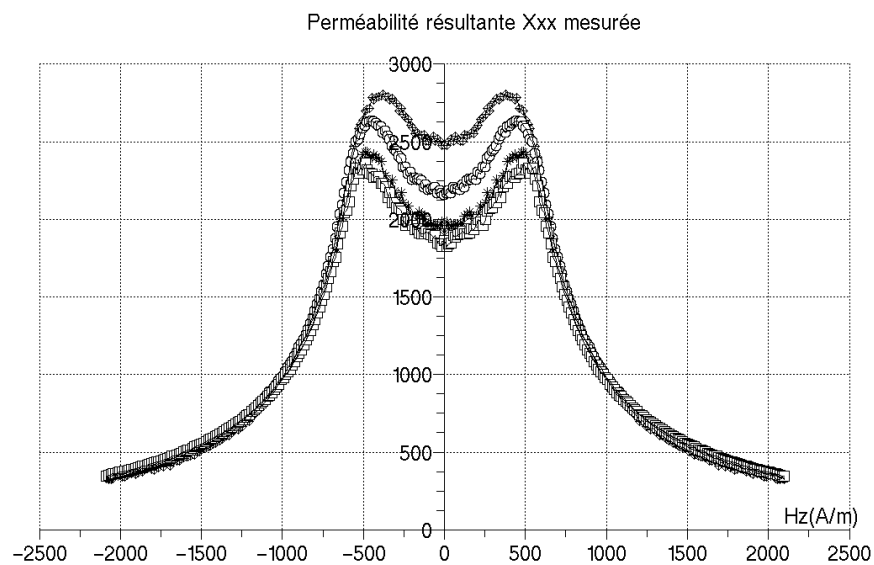


Figure 3.46 : Perméabilités transversales mesurées dans le cas de la GMI avec bobinage longitudinal et ruban nanocristallin (Finemet) de 2 cm de largeur.

En effet l'expérience montre qu'une perméabilité associée aux déplacements de parois apparaît simultanément avec la rotation de l'aimantation. En effet, à champ statique nul, la perméabilité μ_{xx} est égale à environ 90 % de sa valeur maximale (Figure 3.46) et les minima à champ nul, se creusent davantage lorsque la fréquence augmente. Ce qui laisse supposer que l'échantillon n'est pas équivalent à un mono domaine. Par conséquent, l'hypothèse d'une perméabilité transversale composée [33], constituée d'une perméabilité de parois et d'une perméabilité de rotation est proposée conformément à la relation (3.111).

$$\mu_{xx} = \mu_{xx}^{dw}(H_z) + \mu_{xx}^{rot}(H_z) \quad (3.111)$$

Le modèle de l'expression (3.107) est ainsi utilisé afin d'identifier la perméabilité de déplacement de parois. La fréquence de coupure est ajustée afin de tenir compte de la variation de la perméabilité avant le champ d'anisotropie. Le modèle de rotation est conforme à la perméabilité transversale de rotation (cf.(3.81)). Le système décrit par (3.112) constitue le modèle de la perméabilité transversale équivalente, composée d'une perméabilité de parois et d'une perméabilité de rotation.

$$\mu_{xx}^{dw} = \frac{0.5 * \mu_{zzSat} \left(\tanh(S_\mu (|H_z| - H_k)) + 1 \right) + \mu_{xxi}^{dw}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_0^{dw}} \right)^2}} \quad (3.112)$$

$$\mu_{xx}^{rot} = \frac{(\mu_0 M_s \sin \theta) (\mu_0 H_z + \alpha p \sin \theta)}{\left(p^2 + (\mu_0 H_k \cos \theta + \alpha p \cos \theta)^2 + (\mu_0 H_z + \alpha p \sin \theta)^2 \right)}$$

Les valeurs des paramètres de (3.112) sont résumées dans le Tableau 7 et le Tableau 9. La perméabilité initiale statique μ_{zzi} est identifiée à sa valeur mesurée à 50 kHz (cf. §2.4.2). Sa valeur en champ fort, μ_{zzSat} est choisie égale à zéro car le déplacement de parois est supposé disparaître au champ d'anisotropie H_k , de valeur identique au cas de la section 3.7.1.

μ_{zzi}	μ_{zzSat}	S_μ	H_k (A/m)	f_0^{dw} (kHz)
2500	0	$6e-3$	525	40

Tableau 7 : Paramètres du modèle de déplacement de parois.

En ce qui concerne la perméabilité de rotation, le rapport gyromagnétique est calculé selon la relation (3.73). L'aimantation à saturation, la constante d'anisotropie

et le coefficient de champ démagnétisant sont identiques aux valeurs déduites à la section 3.7.1. La valeur du coefficient d'amortissement est choisie égale à 1 mais son influence reste négligeable.

$\gamma(\text{m/A.s})$	$M_s(\text{A/m})$	α	$K_u(\text{J/m}^3)$	N_x	$H_k(\text{A/m})$
2.10^{11}	0.95×10^6	1	30	5×10^{-4}	525

Tableau 8 : Paramètres du modèle de rotation de l'aimantation.

A la Figure 3.47, ont été tracées séparément les perméabilités de parois et de rotation. Et à la Figure 3.48, la perméabilité équivalente dont les différentes parties sont associées à chaque mécanisme d'aimantation. En effet, la partie creuse au centre des courbes mesurées et calculées, correspond à la perméabilité de parois qui domine le processus d'aimantation dynamique tant que le champ d'anisotropie n'est pas compensé. Puis, à l'approche du champ d'anisotropie, la perméabilité de rotation devient du même ordre de grandeur, la perméabilité équivalente croît alors vers son maximum et les pics apparaissent. Lorsque la fréquence augmente, ces maximums se décalent très légèrement vers les champs faibles. Enfin, au champ d'anisotropie, les domaines ont disparus, l'aimantation occupe une position colinéaire au champ appliqué et les perméabilités, décroissent en suivant la même courbe, indépendamment de la fréquence. Ces Comportements sont identiques sur les courbes expérimentales et théoriques. En augmentant davantage la fréquence, dans un domaine de [50-300kHz] (Figure 3.49), la perméabilité de parois s'atténue en raison des courants de Foucault, la perméabilité de rotation de fréquence de coupure plus élevée, conserve son allure basse fréquence et la perméabilité équivalente se rapproche des perméabilités transversales mesurées dans le cas des micro fils (Figure 1.34). Puis pour un régime de fréquence de [500-3000kHz] (Figure 3.50), la perméabilité de parois est très atténuée et la perméabilité de rotation voit son maximum subir l'effet du phénomène de relaxation.

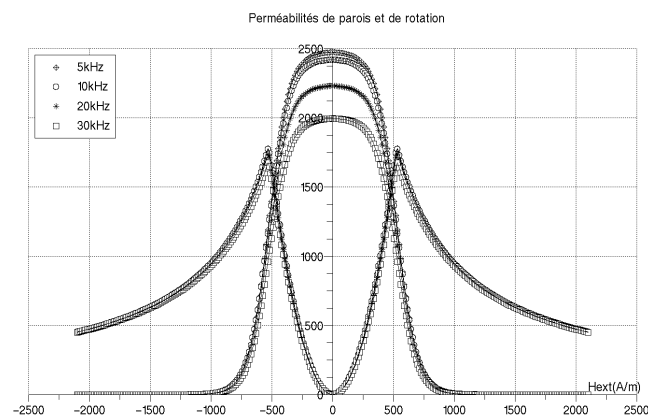


Figure 3.47 : Perméabilité transversale de rotation (présence de pics de résonance) et de déplacement de parois (courbes monotones décroissantes) calculées. Effet visible de la fréquence seulement sur le mécanisme de déplacement de parois.

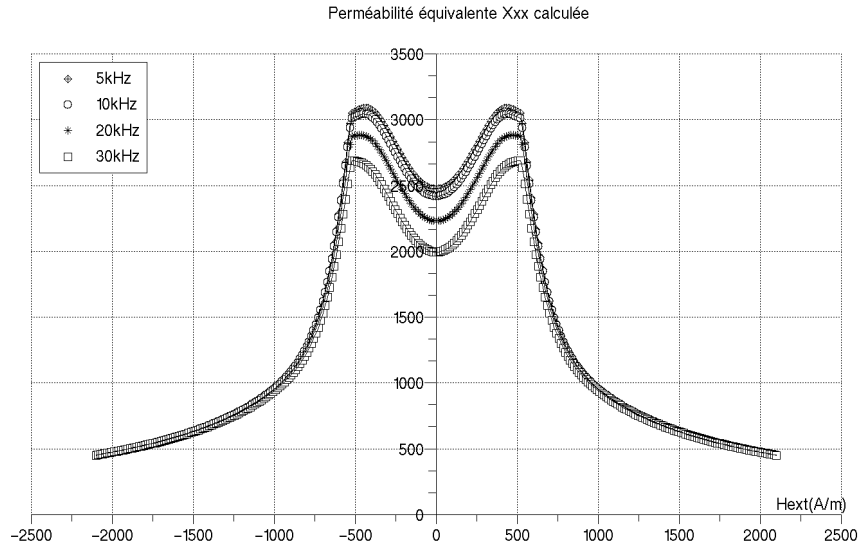


Figure 3.48 : Perméabilités transversales calculées dans le cas de la GMI avec bobinage longitudinal et ruban nanocristallin de 2 cm de largeur.

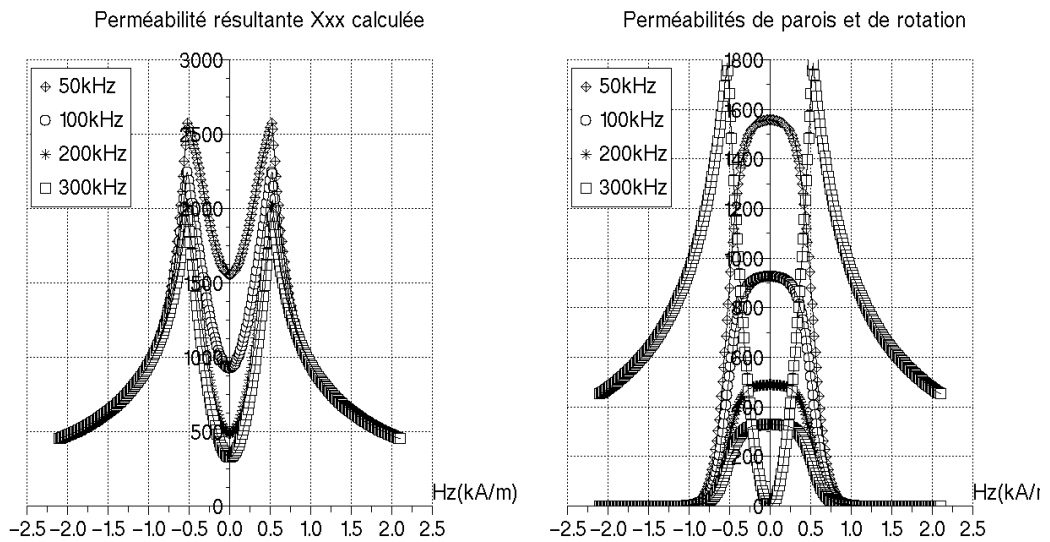


Figure 3.49 : Perméabilités transversales calculées dans le cas de la GMI avec bobinage longitudinal et ruban nanocristallin de 2 cm de largeur. Effet de la fréquence [50-300kHz].

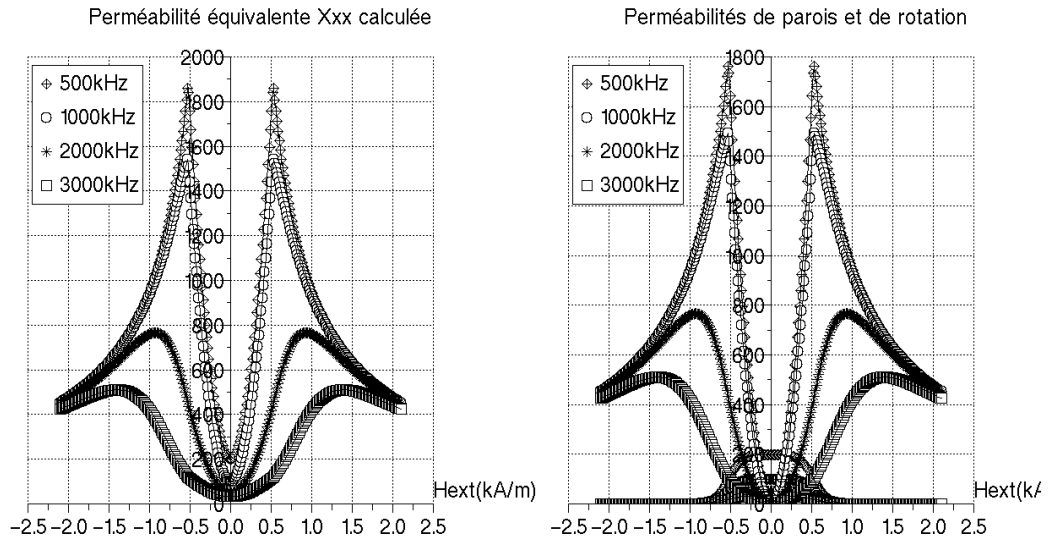


Figure 3.50 : Perméabilités transversales calculées dans le cas de la GMI avec bobinage longitudinal et ruban nanocristallin de 2 cm de largeur. Effet de la fréquence [500-3000kHz].

La sensibilité intrinsèque, tracée à la Figure 3.51 est calculée par dérivation de la perméabilité équivalente (3.111). La combinaison des deux types de mécanisme dans son calcul, semble être une bonne voie pour approcher les données expérimentales (Figure 3.52). De la relation (3.111), la sensibilité totale s'écrit comme la somme d'une sensibilité de parois et d'une sensibilité de rotation.

$$S_{int} = S_{int}^{dw}(H_{\zeta}) + S_{int}^{rot}(H_{\zeta}) \quad (3.113)$$

Son allure en dessous du champ d'anisotropie est plus proche de la réalité comparativement aux calculs où seule la rotation était prise en compte (3.5.8). Elle s'annule bien au maximum de perméabilité et sa décroissance en champ fort correspond à la décroissance de la perméabilité de rotation qui est identifiable par son caractère moins abrupt que celui de la perméabilité de déplacement de parois. Ainsi, l'origine de la détection maximale du champ statique dans les transducteurs à effet magnéto impédance est-elle à relier aux deux mécanismes d'aimantation. Cependant, si l'évolution en fréquence semble correcte entre 5 et 20 kHz, le phénomène de seuil apparaissant à 30 kHz n'est pas reproduit par le calcul.

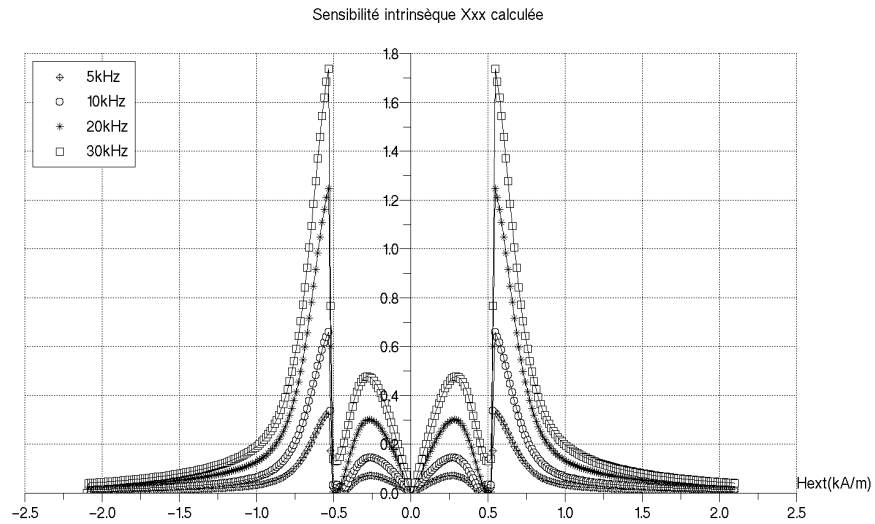


Figure 3.51 : Sensibilité intrinsèque transversale calculée d'un ruban nanocristallin à anisotropie transverse.

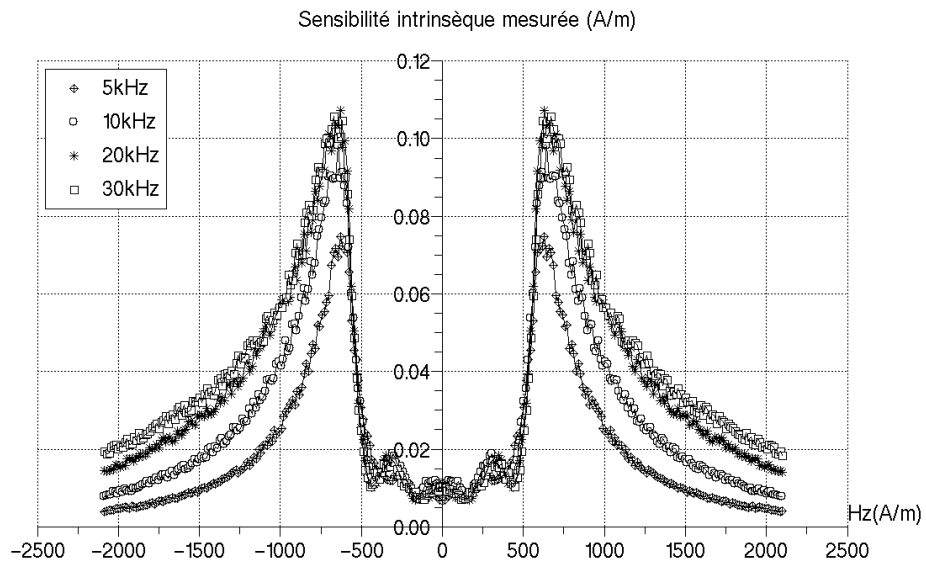


Figure 3.52 : Sensibilité intrinsèque transversale mesurée d'un ruban nanocristallin à anisotropie transverse (voir Figure 2.14).

3.8 Conclusion

En résumé, le calcul des perméabilités magnétiques de transducteurs à effet magnéto impédance consiste à déterminer les perméabilités différentielles ou réversibles. Ces perméabilités associées à une excitation dynamique faible par rapport au champ statique, décrivent la variation de l'aimantation à l'intérieur d'un matériau ferromagnétique pour une configuration magnétique donnée. Elles

rendent compte du déplacement dynamique des parois et de la rotation dynamique des moments magnétiques lorsque les parois sont bloquées. Autrement dit, elles représentent une mesure de la mobilité des parois séparant les domaines magnétiques autour d'un point de repos fixé par le champ de polarisation. Ainsi par intégration de ces dernières il est possible de tracer les courbes anhystériques. Cependant si les perméabilités sont prédictibles à champ nul et à champ fort, elles sont difficiles à calculer entre ces deux régimes en raison d'une structure en domaines complexe. Dans ce cas, le calcul micro magnétique basé sur l'équation de précession et de relaxation de Landau, Lifshitz et Gilbert offre une voie d'investigation. Néanmoins, les films ferromagnétiques considérés structurés en domaines réguliers, ont permis d'appliquer cette équation à un mono domaine. L'étude expérimentale et théorique a permis de déterminer une fonction d'approximation de perméabilité longitudinale vérifiée dans le cas du déplacement de parois et de la rotation uniforme. Sa combinaison simple avec la perméabilité transversale de LLG a permis de reproduire en partie le comportement expérimental de la GMI à bobinage longitudinal constituée d'un film ferromagnétique à anisotropie transversale. Les sensibilités sont déduites par dérivation des perméabilités et l'effet de la fréquence montre une reproduction de l'expérience relativement fidèle, tant sur la forme des courbes qu'au niveau des valeurs absolues. Néanmoins, le comportement en fréquence présente une proportionnalité qui n'a pas été validé sur une plage de valeur plus étendue. La prédiction de l'effet de l'anisotropie est convaincante et pour des matériaux ultra doux, la sensibilité intrinsèque est directement liée à la géométrie de l'échantillon.

Chapitre 4 Modélisation du comportement en champ magnétique et en fréquence des magnétoimpédances

Dans les transducteurs à effet GMI de type sandwich, les films ferromagnétiques constituent la partie sensible du capteur. Ce sont les mécanismes d'aimantation qui sont à l'origine de leur sensibilité au champ magnétique statique. L'accès à cette grandeur physique s'effectue au moyen de la mesure de l'impédance du transducteur puisqu'il s'agit de mesurer les variations dynamiques d'aimantation à travers la perméabilité différentielle. Par conséquent, le transducteur est excité par un champ électromagnétique sinusoïdal produit par le générateur. Un préalable à l'étude des magnétoimpédances bobinées concerne le comportement en fréquence et en champ magnétique d'un ruban ferromagnétique conducteur. Ce cas permet de poser les principes de base de l'effet GMI où l'équation de diffusion d'un champ électromagnétique est couplée avec le tenseur des perméabilités calculé à partir de l'équation de Landau, Lifshitz et Gilbert [33]-[62]-[63]-[85]-[86], dans l'approximation du mono domaine ferromagnétique. La notion de perméabilité effective est introduite afin de rendre compte du caractère anisotrope de l'échantillon. A partir de ces résultats, le modèle électromagnétique à courants de Foucault de l'impédance ainsi que celui de la sensibilité intrinsèque des GMI bobinées, sont déterminés en considérant le courant du bobinage d'excitation et de mesure, parfaitement découplé des courants induits prenant naissance dans les films ferromagnétiques. Ainsi, il est possible d'adopter une représentation électrocinétique identique à celle d'inductances couplées équivalente au modèle d'inductance complexe [89], dans lequel le circuit primaire constitue l'inducteur et le circuit secondaire, les courants induits. Ces impédances sont calculées en considérant les deux directions d'anisotropie, perpendiculaire ou colinéaire au champ statique pour deux positions du bobinage, transversal ou longitudinal. Le principe de réalisation de transducteurs GMI bobinées asymétriques est également présenté par l'utilisation simultanée des deux bobinages, similaire aux travaux des auteurs des références [39]-[87] sur l'exploitation des susceptibilités croisées. Puis, par combinaison du nouveau tenseur des perméabilités déduit du chapitre expérimental, combinant les mécanismes ferromagnétiques de rotation de l'aimantation et de déplacement de parois d'une part, et du modèle électromagnétique à courants de Foucault d'autre part, la confrontation de l'étude théorique et de l'étude expérimentale concernant l'impédance et la sensibilité intrinsèque est effectuée dans le cas du ruban nanocristallin à anisotropie transverse en considérant les deux positions du bobinage, transversale et longitudinale.

4.1 Etude du ruban ferromagnétique conducteur

4.1.1 Hypothèses

Un ruban de très faible épaisseur et de forme allongée (4.1) est connecté à une source de courant I , variable dans le temps, appliquée dans le sens de la longueur. Les propriétés magnétiques du ruban sont modélisées par le tenseur des perméabilités magnétiques défini dans le cas général par l'expression (3.11).

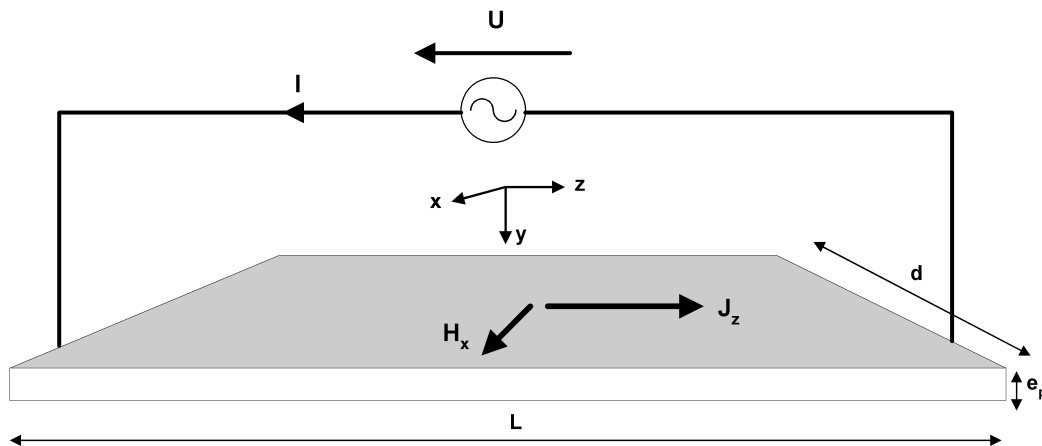


Figure 4.1: Ruban ferromagnétique conducteur

La densité de courant J_z présente des symétries dans la direction de la longueur et de la largeur du ruban, le champ magnétique possède une seule composante H_x et le champ électrique, possède une composante E_z . A l'extérieur du ruban, les courants sont nuls et la perméabilité magnétique vaut μ_0 , les champs sont donc nuls dans l'espace entourant l'échantillon, sauf dans le prolongement du ruban. Et, en raison de l'invariance de la densité de courant J_z dans les directions de la largeur et de la longueur de l'échantillon, les champs ne dépendent que de la coordonnée y liée à l'épaisseur.

4.1.2 Expression de l'impédance

L'analyse des phénomènes électromagnétiques est effectuée à partir de la formulation des équations de Maxwell-Ampère (4.1) et de Maxwell-Faraday (4.2) en considérant le régime quasi-stationnaire [64]-[89]. La densité J constitue la source du champ magnétique H . Dans le cas du régime dynamique, ces sources sont elles-mêmes modifiées par des courants induits créés selon le principe de l'induction.

$$\overline{\text{Rot}} \vec{H} = \vec{J} \quad (4.1)$$

$$\overline{\text{Rot}} \vec{E} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (4.2)$$

Les caractéristiques du milieu, $[\sigma, \mu]$, respectivement la conductivité électrique et la perméabilité magnétique du ruban ferromagnétique, vérifient la relation (4.3) entre le champ magnétique d'excitation et l'induction magnétique d'une part et une relation (4.4) entre le champ électrique et la densité de courant d'autre part.

$$\vec{B} = \underline{\underline{\mu}} \vec{H} \quad (4.3)$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (4.4)$$

Conformément aux hypothèses, les relations (4.1) et (4.2) combinées avec le tenseur des perméabilités anisotrope (cf.(3.11)), permettent d'écrire un nouveau système d'équations (4.5) :

$$\begin{cases} \frac{\partial H_x}{\partial y} = -J_z \\ \frac{\partial E_z}{\partial y} = \mu_{xx} \frac{\partial H_x}{\partial t} + \mu_{xz} \frac{\partial H_z}{\partial t} \\ \mu_{zx} \frac{\partial H_x}{\partial t} + \mu_{zz} \frac{\partial H_z}{\partial t} = 0 \end{cases} \quad (4.5)$$

Compte tenu de la nature sinusoïdale de la source d'énergie, la solution du champ magnétique est considérée comme une grandeur complexe dont la partie réelle correspond au champ magnétique instantané (4.6).

$$H_x(y, t) = \Re_e \left(\hat{H}_x(y, t) e^{j\omega t} \right) \quad (4.6)$$

L'équation de diffusion du champ magnétique (4.7) est obtenue en combinant la relation (4.4) et le système (4.5).

$$\frac{\partial \underline{H}_x}{\partial y} + i\omega \sigma \underline{\underline{\mu}}_{\text{eff}x} \underline{H}_x = 0 \quad (4.7)$$

En raison du caractère anisotrope du milieu, les composantes du champ magnétiques s'expriment en fonction de la perméabilité effective, considérée

indépendante de l'amplitude de H_x , et sa notation « complexe » permet d'introduire les pertes d'origine magnétique.

$$\underline{\mu}_{effx} = 1 + \underline{\chi}_{xx} - \frac{\underline{\chi}_{xz} \underline{\chi}_{zx}}{\underline{\chi}_{zz}} \quad (4.8)$$

Le ruban ferromagnétique est considéré structuré en domaines magnétiques transverses et périodiques. Le tenseur des perméabilités, au terme identité près, est identique au tenseur des susceptibilités, calculé au chapitre 3 ((3.81) à (3.84)). Ainsi, l'expression de la perméabilité effective, suivant l'axe Ox , est calculée à partir des susceptibilités (3.81), (3.82), (3.83) et (3.84). Les valeurs de l'angle θ déterminent les états d'équilibre stable de la position de l'aimantation.

$$\underline{\mu}_{effx} = \frac{\gamma \mu_0 H_x (\gamma \mu_0 M_s \sin \theta)(1 - \cos \theta)}{\left(-\omega^2 + (\gamma \mu_0 H_x \cos \theta + i \omega \alpha \cos \theta)^2 + (\gamma \mu_0 H_x + i \omega \alpha \sin \theta)^2 \right)} \quad (4.9)$$

La Figure 4.2, représente la perméabilité effective et ses composantes décrites par (4.8). Son comportement après le champ d'anisotropie est similaire à la perméabilité transversale (3.81). La valeur du produit des susceptibilités croisées et de la susceptibilité longitudinale détermine le couplage de l'axe longitudinal sur l'axe transversal. Ainsi, alors que la perméabilité transversale croissait rapidement vers sa valeur maximale à partir du champ nul, la perméabilité effective reste égale à zéro sur une plage de champ magnétique plus importante.

Dans ce chapitre, les propriétés magnétiques et électriques des rubans magnétiques sont résumées dans le tableau ci-dessous.

Facteur gyromagnétique	Coefficient d'amortissement	Conductivité électrique	Coefficient de démagnétisation Suivant Ox	Aimantation à saturation
$\gamma(\text{m/As})$	α	$\sigma(\text{S})$	N_x	M_s
2.10^{11}	0.1	1.10^6	30.10^{-5}	$1.6.10^6$

Tableau 9 : Caractéristiques et propriétés des rubans ferromagnétiques.

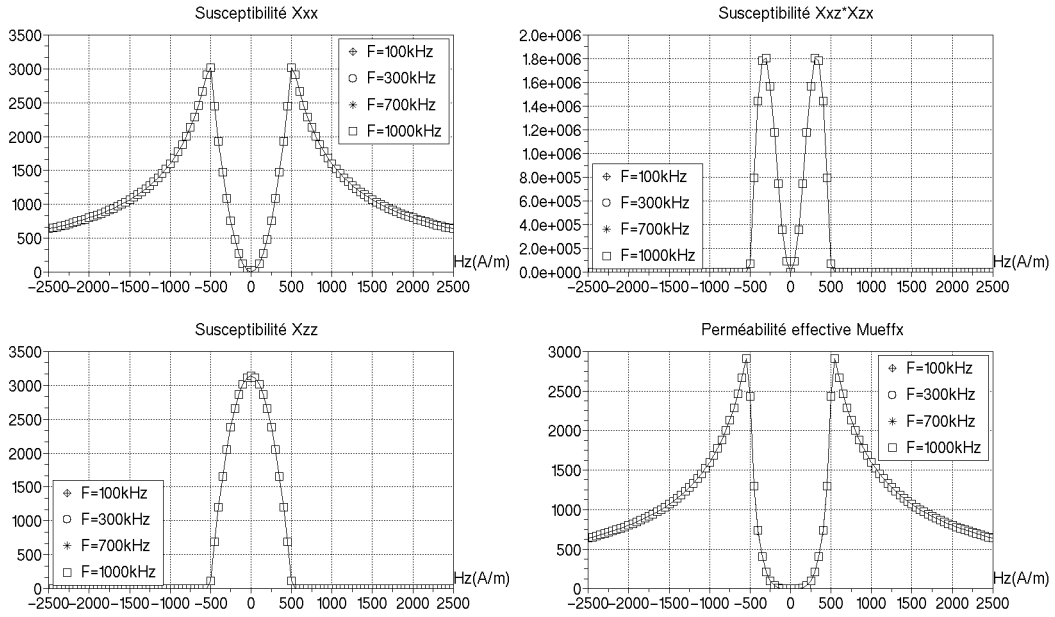


Figure 4.2 : Composante réelle de la perméabilité effective $\mu_{\text{eff}x}$ et ses susceptibilités (partie réelle) relatives à la relation (4.8). Valeur des paramètres : $\gamma=2.10^{11}$ m/A.s, $\alpha=0.1$, $M_s=1.6 \times 10^6$ A/m et $N_x=30^\circ$.

La résolution de (4.7) est donc effectuée dans le domaine complexe où k_x est illustré par (4.10) et δ_x , décrit par (4.11) représente la profondeur de peau.

$$(4.10)$$

$$k_x = \frac{(1+i)}{\delta_x}$$

$$\delta_x = \sqrt{\frac{2}{\sigma \omega \mu_{\text{eff}x}}}$$

$$(4.11)$$

La solution générale de (4.7) est donnée par la relation (4.12):

$$\underline{H}_x(y) = A_1 e^{+k_x y} + A_2 e^{-k_x y}$$

$$(4.12)$$

Le théorème d'Ampère appliqué au contour s'appuyant sur le périmètre de la section transversale (Figure 4.3) du ruban permet de déduire les valeurs limites du champ magnétique aux surfaces du ruban.

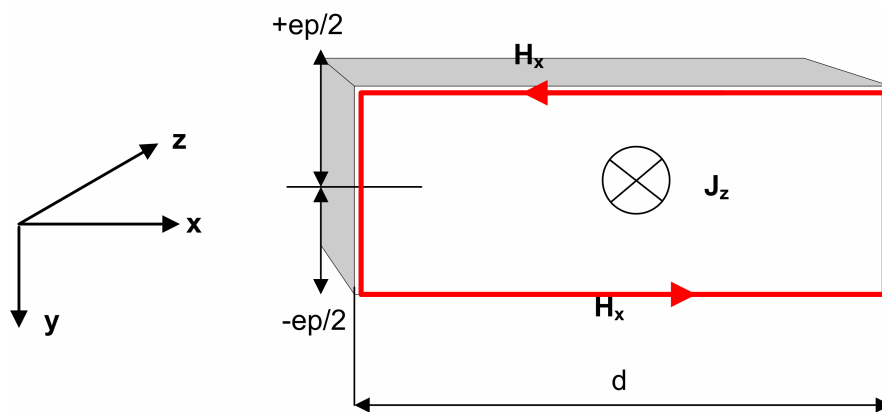


Figure 4.3: Contour d'intégration de (4.13).

Soit les conditions aux limites représentées par (4.13) où I désigne le courant total traversant la section du ruban. En considérant l'épaisseur du ruban très inférieure à sa largeur (d).

$$H_x\left(\frac{e_p}{2}\right) = \frac{I}{2d} \quad (4.13)$$

$$H_x\left(-\frac{e_p}{2}\right) = -\frac{I}{2d}$$

Les constantes $A_1 = -A_2$, sont déduites, en substituant les expressions (4.13) dans la solution générale (4.12) et, en effectuant la somme des champs magnétiques aux surfaces du ruban. Les solutions (4.14) et (4.15) représentent la distribution du champ magnétique et du champ électrique dans le ruban :

$$\underline{H}_x(y) = \frac{I}{2d \sinh\left(\underline{k}_x \frac{e_p}{2}\right)} \sinh(\underline{k}_x y) \quad (4.14)$$

$$\underline{E}_x(y) = \frac{\underline{k}_x I}{2d \sigma \sinh\left(\underline{k}_x \frac{e_p}{2}\right)} \cosh(\underline{k}_x y) \quad (4.15)$$

L'impédance Z traduit le comportement du ruban ferromagnétique d'un point de vue macroscopique, c'est une grandeur scalaire mais complexe. Elle est déduite de la puissance apparente absorbée par le ruban (4.16).

$$\underline{S} = \underline{Z} \underline{I} \underline{I}^* \quad (4.16)$$

Le flux P_r , du vecteur de Poynting en régime harmonique à travers les faces du ruban s'écrit selon (4.17).

$$P_r = \oint_S \overline{\underline{E}}_{\varphi} \wedge \overline{\underline{H}}_x . ds \quad (4.17)$$

Le bilan de puissance étant nul, la puissance apparente \underline{S} et le flux du vecteur de Poynting P_r sont égaux. L'expression de l'impédance est déduite de (4.16) et de (4.17).

$$\underline{Z} = \frac{\oint_S \overline{\underline{E}}_{\varphi} \wedge \overline{\underline{H}}_x . ds}{\underline{I} \underline{I}^*} \quad (4.18)$$

Le calcul de (4.18) permet de montrer que l'impédance, illustrée par (4.19) dépend uniquement de la densité de courant à la surface du ruban. Le champ magnétique à la surface étant indépendant de la perméabilité du matériau et de la fréquence (cf. (4.13)). Ainsi, la variation de l'impédance en fonction de l'effet de peau est donc identique à la variation de la densité de courant vis-à-vis de cet effet.

$$\underline{Z} = R_{dc} \underline{k}_x \frac{e_p}{2} \coth \left(\underline{k}_x \frac{e_p}{2} \right) \quad (4.19)$$

$$R_{dc} = \frac{L}{\sigma . e_p . d} \quad (4.20)$$

La résistance en continu, R_{dc} , décrit par la relation (4.20), est fonction de la longueur L du ruban, de son épaisseur, e_p , de sa largeur, d , et de sa conductivité σ . L'expression (4.4) permet de déduire la valeur de la densité de courant à la surface du ruban.

$$\underline{J}_{\varphi} \left(\frac{e_p}{2} \right) = \frac{\underline{k}_x I}{2d} \coth \left(\underline{k}_x \frac{e_p}{2} \right) \quad (4.21)$$

4.1.3 Distribution du Champ magnétique et de la densité de courant

La répartition de la densité de courant et du champ magnétique dans l'épaisseur du ruban ont été tracées pour plusieurs valeurs de fréquence du courant d'excitation dans l'espace délimité par $[-ep/2, ep/2]$ pour un champ magnétique nul, puis égal au champ d'anisotropie. Valeur pour laquelle, la perméabilité est maximale (Figure 4.2). A champ nul (Figure 4.4), la perméabilité effective est proche de l'unité, l'effet de peau n'est pas perceptible, la densité de courant est uniforme. Au champ d'anisotropie (Figure 4.5), l'effet de peau apparaît, la densité de courant se confine aux surfaces du ruban. L'effet de peau est moins prononcé sur le champ magnétique qui est par « nature », non uniforme. Il croît linéairement dans l'épaisseur, puis devient égal à la condition aux limites (4.13), valeur qui reste indépendante de la fréquence, donc de l'effet de peau. Dans une gamme de fréquence supérieure (Figure 4.6) et pour un champ magnétique statique égal au champ d'anisotropie, l'effet de peau est très marqué, la densité des courants induits croît davantage et le champ magnétique se confine à son tour aux surfaces du ruban. Ce qui entraîne une diminution du flux du champ magnétique à travers la section transversale du ruban. En champ fort, la perméabilité tend vers l'unité, la densité de courant redevient uniforme, le comportement est identique à celui décrit par la Figure 4.4.

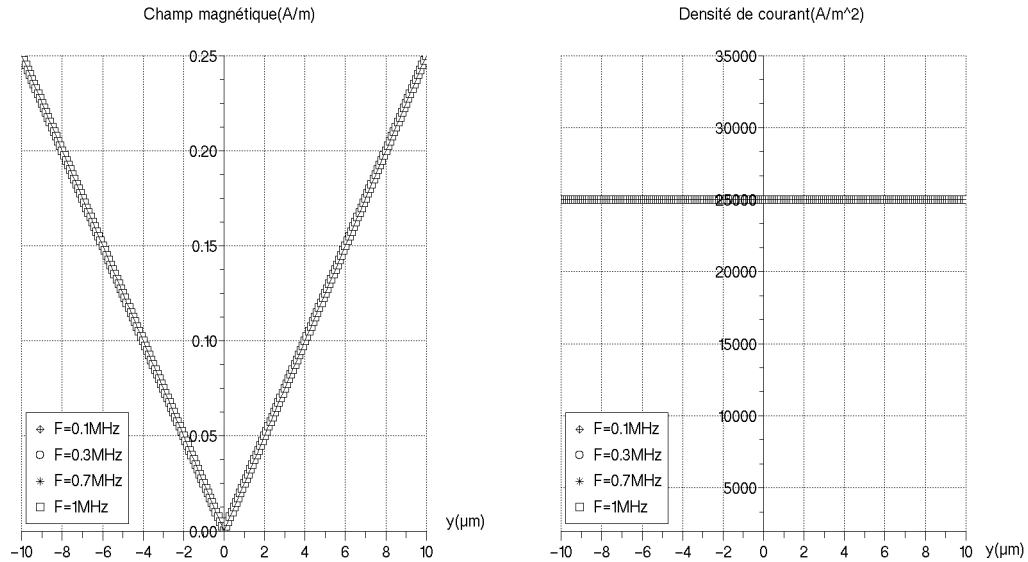


Figure 4.4 : Distribution spatiale du module du champ magnétique et de la densité de courant dans l'épaisseur du ruban paramétrés par la fréquence à champ statique nul, $H_z=0$. Valeur des paramètres : $\gamma=2.10^{11}$ m/A.s, $\alpha=0.1$, $M_s=1.6.10^6$ A/m, $N_x=30.10^{-5}$, $\sigma=1.10^6$ S et $I=0.01$ A.

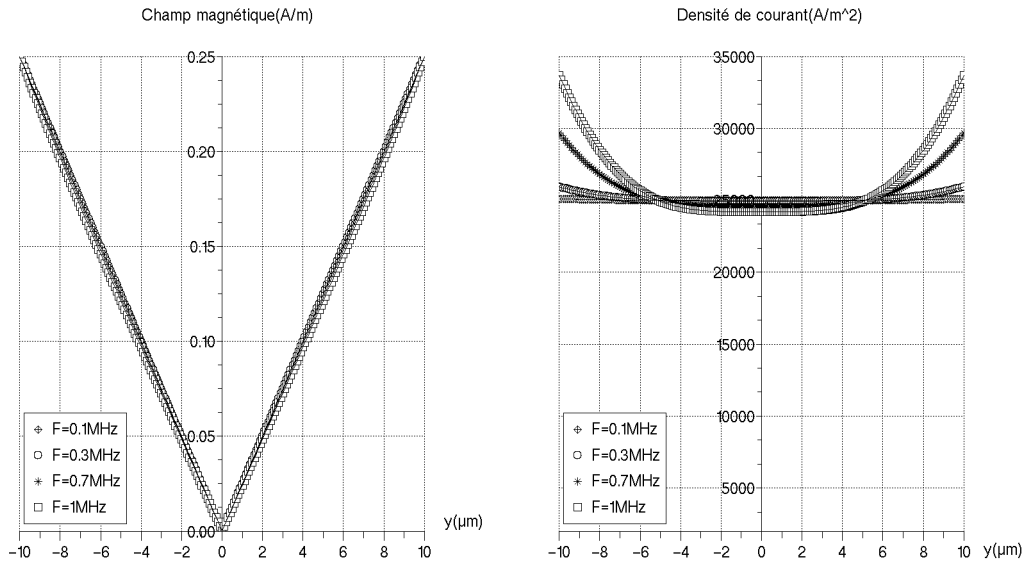


Figure 4.5 : Distribution spatiale du champ magnétique et de la densité de courant dans l'épaisseur du ruban paramétrés par la fréquence à champ statique égal au champ d'anisotropie, $H_z=H_k$. Valeur des paramètres : $\gamma=2.10^{11}$ m/A.s, $\alpha=0.1$, $M_s=1.6.10^6$ A/m, $N_x=30.10^{-5}$, $\sigma=1.10^6$ S et $I=0.01$ A.

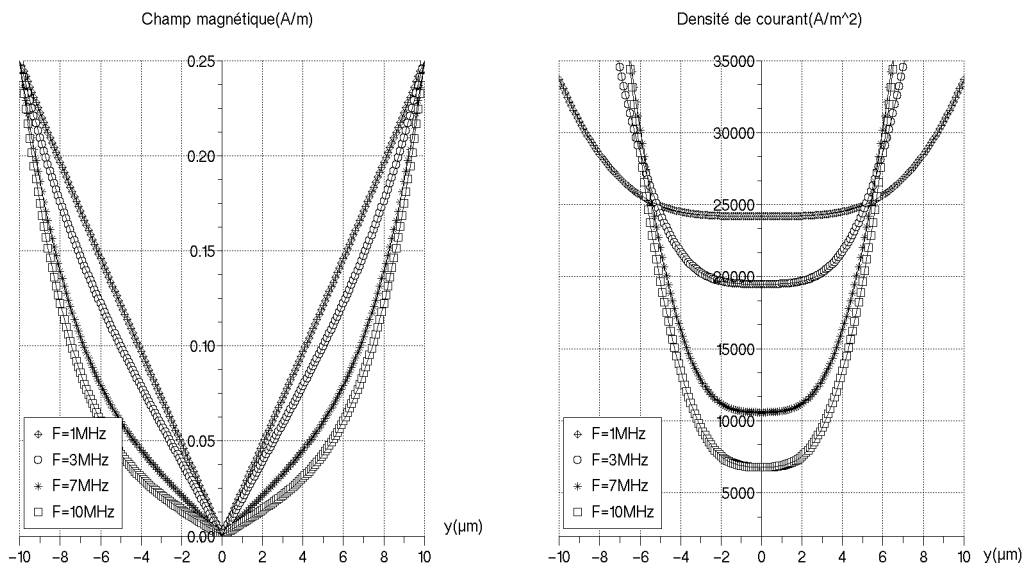


Figure 4.6 : Distribution spatiale du champ magnétique et de la densité de courant dans l'épaisseur du ruban paramétrés par la fréquence à champ statique égal au champ d'anisotropie, $H_z=H_k$. Domaine des fréquences élevées. Valeur des paramètres : $\gamma=2.10^{11}$ m/A.s, $\alpha=0.1$, $M_s=1.6.10^6$ A/m, $N_x=30.10^{-5}$, $\sigma=1.10^6$ S et $I=0.01$ A.

4.1.4 Sensibilité en champ magnétique

Aux basses fréquences la partie réelle de l'impédance, plus élevée que la partie imaginaire (Figure 4.7) demeure insensible au champ statique. L'indépendance de la partie réelle et du module de l'impédance vis-à-vis de la fréquence ainsi que l'inexistence des pics associés à la susceptibilité transversale (3.81) situe le régime de fonctionnement où les pertes par courants de Foucault macroscopiques et par relaxation de spin restent négligeables. En revanche la partie imaginaire est déjà sensible au champ magnétique ainsi qu'à la fréquence. Dans une gamme de fréquence, supérieure (Figure 4.8), les courants de Foucault sont induits dans le matériau, l'effet de peau est visible sur la partie imaginaire dont la croissance avec la fréquence n'est plus linéaire. La partie réelle et le module deviennent sensibles au champ magnétique. La Figure 4.9 illustre le comportement du transducteur soumis à un effet de peau très marqué visible sur la partie réelle et la contribution de la relaxation de spin. Ce dernier effet entraîne une valeur de la partie réelle, de la partie imaginaire et du module qui dépendent maintenant de la fréquence, en champ fort.

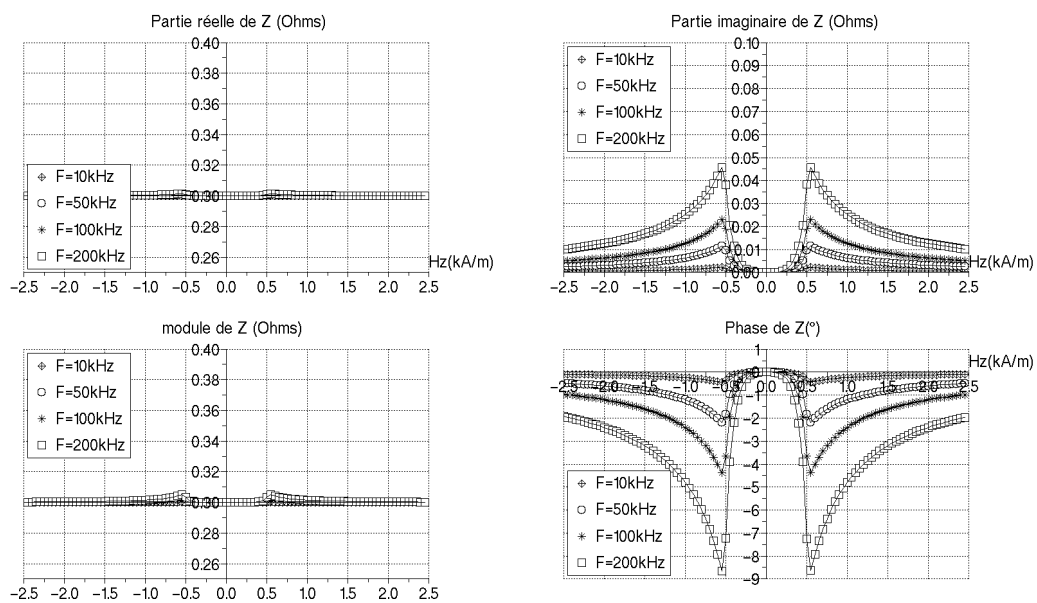


Figure 4.7 : Impédance en fonction du champ statique. Régime dynamique [10kHz-200kHz]. Valeur des paramètres : $\gamma=2.10^{12}$ m/A.s, $\alpha=0.1$, $M_s=1.6.10^6$ A/m, $N_x=30.10^{-5}$ et $\sigma=1.10^6$ S.

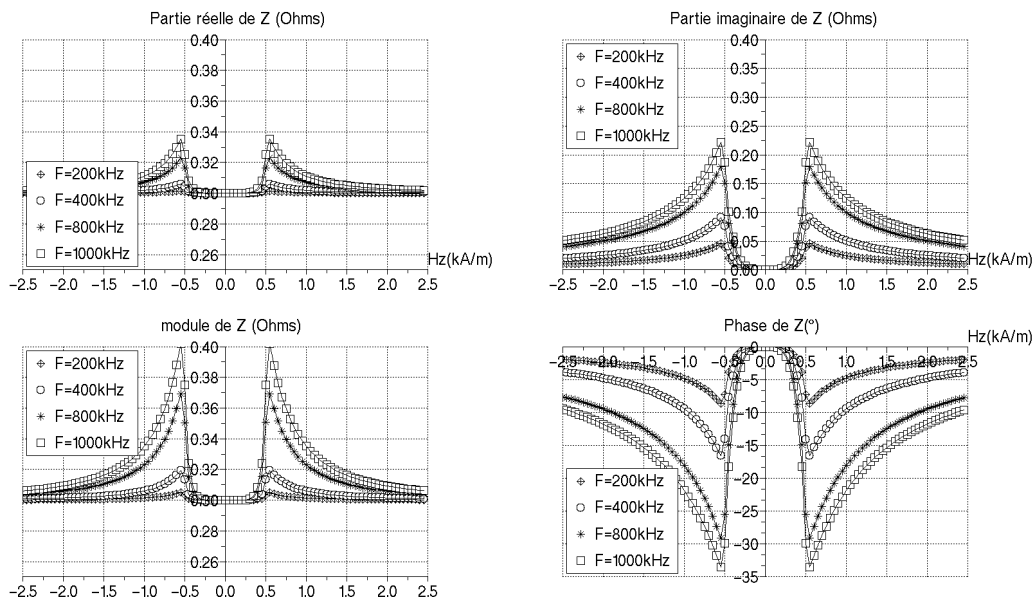


Figure 4.8 : Impédance en fonction du champ statique. Régime dynamique [200kHz-1MHz]. Valeur des paramètres : $\gamma=2.10^{11}$ m/A.s, $\alpha=0.1$, $M_s=1.6.10^6$ A/m, $N_x=30.10^{-5}$ et $\sigma=1.10^6$ S.

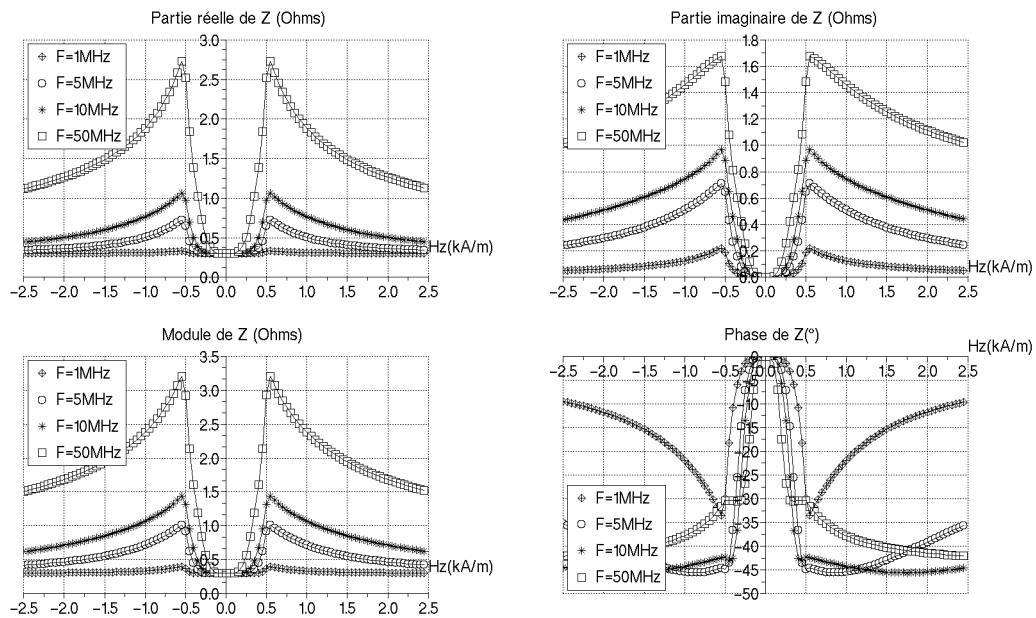


Figure 4.9 : Impédance en fonction du champ statique. Régime dynamique [1MHz-50MHz]. Valeur des paramètres : $\gamma=2.10^{11}$ m/A.s, $\alpha=0.1$, $M_s=1.6.10^6$ A/m, $N_x=30.10^{-5}$ et $\sigma=1.10^6$ S.

4.1.5 Régimes dynamiques de fonctionnement

Le comportement en fréquence est décrit par la Figure 4.10 qui représente la partie réelle et la partie imaginaire de l'impédance du ruban de la relation (4.19). Elles sont tracées pour trois valeurs du champ magnétique : une première valeur proche de zéro, puis H_k et enfin H_{max} . La perméabilité effective est supposée constante vis-à-vis de la fréquence. Trois régimes de fonctionnement apparaissent pour un champ H_z égal à H_k (500A/m) dont la valeur de la perméabilité transversale associée est maximale. Tout d'abord, celui des très basses fréquences : La partie réelle est constante et la partie imaginaire est proportionnelle à la fréquence. Ce régime correspond à un fonctionnement faible induction, il n'y a pas de pertes supplémentaires dues au matériau magnétique et l'inductance reste constante. Ce régime est à rapprocher de la densité de courant (Figure 4.4) qui reste uniforme, de valeur constante à la surface du ruban tandis que le champ magnétique est proportionnel à la coordonnée y . Ces deux grandeurs sont constantes à la surface du ruban quelque soit la fréquence. Puis, aux environs de la centaine de kHz, un autre régime apparaît, la partie réelle croît avec une courbe de concavité positive et la partie imaginaire continue de croître linéairement, l'inductance est toujours constante. La densité de courant n'est plus uniforme et sa valeur à la surface du ruban croît avec la fréquence. La distribution spatiale du champ magnétique reste identique. Enfin, à partir de 2MHz environ, la partie réelle et la partie imaginaire sont du même ordre de grandeur et croissent suivant une courbe de concavité négative. La croissance de l'impédance est en racine carrée de la fréquence. Ce régime correspond à un effet de peau prononcé, le champ magnétique se confine également à la surface du ruban. L'inductance diminue en raison du flux du champ magnétique des courants induits qui s'oppose à celui créé par le bobinage. Aux fréquences élevées et à partir de la relation (4.19), l'impédance s'écrit selon :

$$\underline{Z} = R_{dc} \frac{e_p}{2} (1+i) \sqrt{\frac{\sigma \mu_{effx} \omega}{2}} \quad (4.22)$$

La situation de ces trois régimes dans le domaine fréquentiel dépend de la valeur du champ statique qui fixe la valeur de la perméabilité. Ainsi, lorsque le champ magnétique atteint sa valeur de saturation ($H_z=2500A/m$), la perméabilité est proche de zéro et les parties réelle et imaginaire de l'impédance montrent des évolutions en fréquence correspondantes à un régime faible induction (Figure 4.10). Autrement dit, la valeur de la perméabilité fixe les pertes par courants de Foucault macroscopiques (i.e. la densité de courant) et par conséquent l'inductance (i.e. le flux du champ magnétique). La décroissance du facteur gyromagnétique a pour effet de diminuer la fréquence de résonance de la perméabilité effective. La Figure 4.11 montre l'effet de la résonance magnétique sur l'impédance du ruban. Les parties imaginaire et réelle de la perméabilité $\Im_m(\underline{\mu}_{effx})$, $\Re_e(\underline{\mu}_{effx})$ sont fidèlement reproduites sur les parties réelle et imaginaire de l'impédance. D'ailleurs, tant que la perméabilité reste éloignée de cette résonance, le comportement en fréquence de l'impédance correspond à celui décrit plus haut. En revanche, en choisissant un facteur gyromagnétique plus faible, la résonance diminue et devient visible sur le

spectre fréquentiel de l'impédance. Par conséquent, lorsque le champ magnétique est supérieur à H_k , il accroît la valeur de cette résonance et les maximums se décalent. La valeur négative de la partie imaginaire rappelle les limites du modèle de la perméabilité effective. Ainsi, les courants macroscopiques et la relaxation de spin sont donc les deux phénomènes à l'origine de la décroissance de l'inductance. Le premier pour la diminution du flux total à travers la section du ruban. Le second pour l'atténuation de la perméabilité effective. Par conséquent, l'allure du comportement en fréquence de la partie réelle et de la partie imaginaire renseigne sur les phénomènes dissipatifs qui apparaissent dans le matériau magnétique.

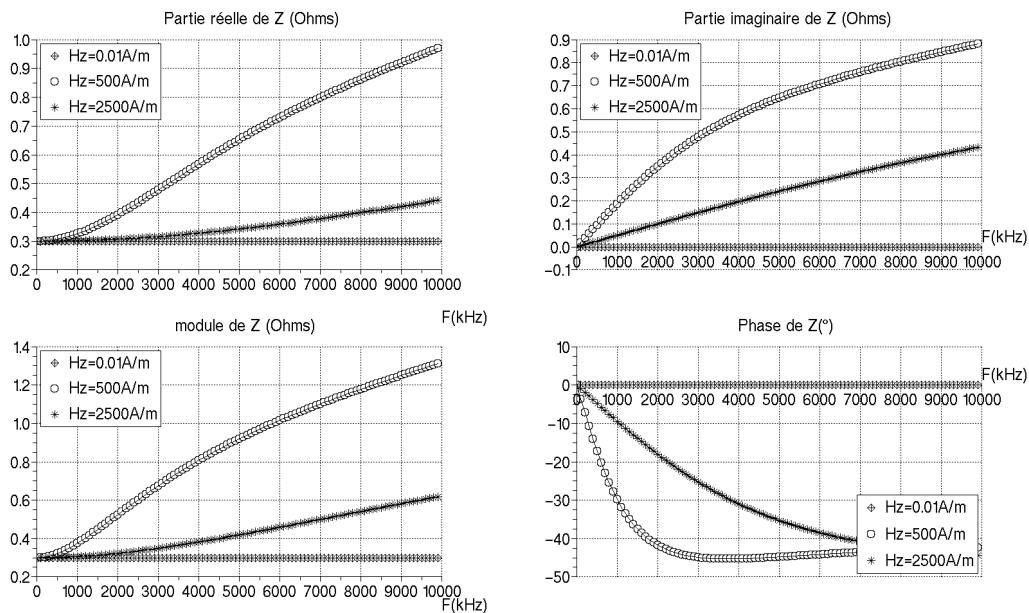


Figure 4.10 : Impédance du ruban en fonction de la fréquence. A champ nul, au champ d'anisotropie et en champ fort. Valeur des paramètres : $\gamma = 2.10^{12} \text{ m/A.s}$, $\alpha = 0.1$, $M_s = 1.6.10^6 \text{ A/m}$, $N_x = 30.10^{-5}$ et $\sigma = 1.10^6 \text{ S}$.

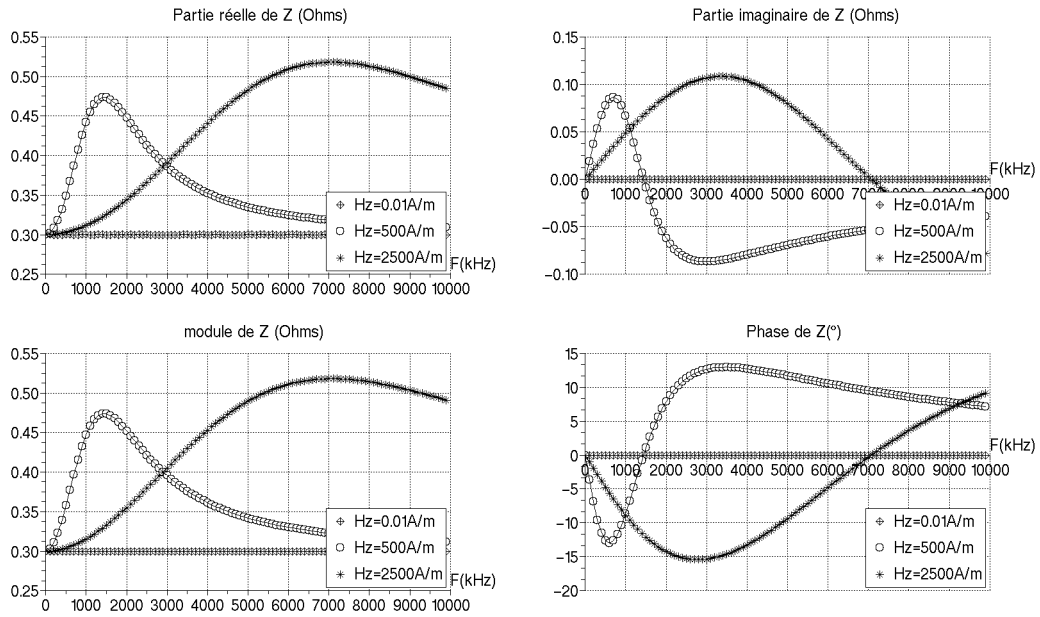


Figure 4.11 : Impédance du ruban en fonction de la fréquence. A champ nul, au champ d'anisotropie et en champ fort. Valeur des paramètres : $\gamma=2.10^{11}$ m/A.s, $\alpha=0.1$, $M_s=1.6.10^6$ A/m, $N_x=30.10^{-5}$ et $\sigma=1.10^6$ S.

4.1.6 Excitation magnétique longitudinale

Supposons la configuration symétrique de la structure du champ électromagnétique décrite précédemment (Figure 4.3). Le champ magnétique dynamique est appliqué dans l'axe longitudinal du ruban ferromagnétique (Figure 4.12) et sa composante dans l'épaisseur est négligée en raison du champ démagnétisant, maximal dans cette direction. Dans ces conditions, la loi de Maxwell-Faraday (cf. (4.2)) permet de déterminer les courants induits dans la matière.

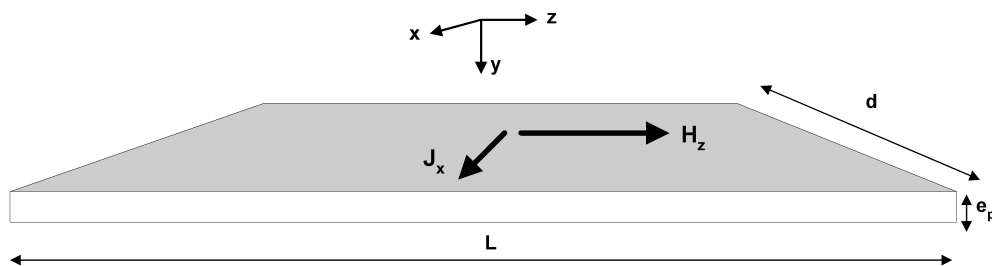


Figure 4.12 : Ruban ferromagnétique conducteur.

En supposant en outre, le ruban suffisamment large et long devant son épaisseur, seule la composante E_x est à considérer et le système d'équations représenté par la relation (4.23), constitue le dual du système (4.5).

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_x}{\partial y} = J_x \\ \frac{\partial E_x}{\partial y} = \mu_{xz} \frac{\partial H_x}{\partial t} + \mu_{zx} \frac{\partial H_z}{\partial t} \\ \mu_{xx} \frac{\partial H_x}{\partial t} + \mu_{zz} \frac{\partial H_z}{\partial t} = 0 \end{array} \right. \quad (4.23)$$

La détermination des champs E_x et H_z est semblable à celle de la section §4.1.2, excepté pour les conditions aux limites et pour la parité de ces deux grandeurs. Désormais, le champ magnétique est pair par rapport à l'épaisseur et sa valeur à la surface du ruban est égale à une valeur finie (4.24) identique à sa valeur en l'absence du ruban ferromagnétique. La densité de courant, quant à elle, est impaire.

$$H_x\left(\frac{e_p}{2}\right) = H_x\left(-\frac{e_p}{2}\right) = H_{x0} \quad (4.24)$$

Soient les solutions pour le champ magnétique et pour la densité de courant, illustrés respectivement par la relation (4.25) et (4.26).

$$\underline{H}_x(y) = \frac{H_{x0}}{\cosh\left(\underline{k}_z \frac{e_p}{2}\right)} \cosh(\underline{k}_z y) \quad (4.25)$$

$$\underline{J}_x(y) = \frac{\underline{k}_z H_{x0}}{\cosh\left(\underline{k}_z \frac{e_p}{2}\right)} \sinh(\underline{k}_z y) \quad (4.26)$$

La profondeur de peau (4.11) et la variable \underline{k}_z (4.10), s'expriment maintenant, en fonction de la perméabilité effective associée à l'axe longitudinal décrite par la relation (4.27).

$$\underline{\mu}_{effz} = 1 + \underline{\chi}_{zz} - \frac{\underline{\chi}_{xz} \underline{\chi}_{zx}}{\underline{\chi}_{xx}} \quad (4.27)$$

Celle-ci est tracée à la Figure 4.13. A champ nul, les susceptibilités croisées et transversales se compensent et $\underline{\mu}_{effz}$ est égale à $1 + \underline{\chi}_{zz}$. Puis, elle est atténuée en raison du maximum du produit des susceptibilités croisées. Son allure est au final

bien éloignée de la perméabilité longitudinale mesurée χ_{zz} . Le comportement du module du champ magnétique $H_z(y)$ et de la densité de courant $J_x(y)$ sont similaires à l'étude réalisée auparavant (cf. Figure 4.4, Figure 4.5 et Figure 4.6).

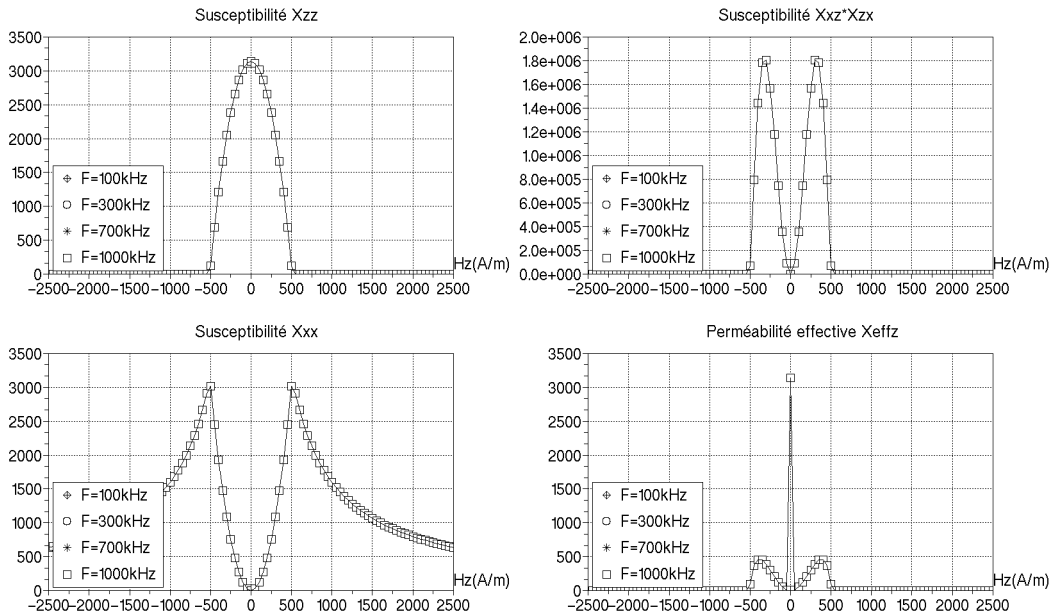


Figure 4.13 : Composantes réelles de la susceptibilité effective $\mu_{\text{eff}z}$. Valeur des paramètres : $\gamma=2.10^{11}$ m/A.s, $\alpha=0.1$, $M_s=1.6.10^6$ A/m, $N_x=30.10^{-5}$ et $\sigma=1.10^6$ S.

4.2 Généralisation du modèle des magnétos impédances bobinées

4.2.1 Matrice des impédances

L'étude expérimentale a permis de montrer que la détection du champ statique était réalisée avec des matériaux dont les configurations magnétiques (supposées régulières, alternance spatiale de domaines magnétiques directes et inverses) pouvaient être soit transversale ou soit longitudinale. De plus, l'excitation magnétique et la prise de mesure étaient effectuées grâce à un seul bobinage placé soit dans l'axe de l'anisotropie ou perpendiculaire à celle-ci. La modulation d'amplitude du flux magnétique d'excitation par le champ magnétique statique à mesurer constituait le principe de détection. Par conséquent, à partir d'une structure générale (Figure 4.14) composée de deux bobinages placés perpendiculairement autour d'un film ferromagnétique de géométrie carré, il est possible de regrouper et d'analyser les différentes structures de GMI bobinées rencontrées lors de l'étude expérimentale. Pour cela la direction de facile aimantation est repérée successivement par les champs magnétiques d'anisotropie H_{kx} et H_{kz} . Pour le régime quasi-stationnaire, la matrice des tensions (4.28) s'exprime en fonction de la résistance continue des bobinages, R_{bx} et R_{bz} , et des flux d'auto-induction, Ψ_{xx} et Ψ_{zz} et de mutuelle, Ψ_{xz} et Ψ_{zx} . Les variables I_{bx} et I_{bz} désignent les courants circulant dans chaque bobinage.

$$\begin{bmatrix} V_x \\ V_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_{bx} & 0 \\ 0 & R_{bz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_{bx} \\ I_{bz} \end{bmatrix} + \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \psi_{xx} & \psi_{xz} \\ \psi_{zx} & \psi_{zz} \end{bmatrix} \quad (4.28)$$

L'isolation électrique entre les bobinages et le ruban conducteur permet de supposer les effets de la densité de courant J_{bn} (avec $n=x$ ou z) traversant les bobinages, découplés des effets de la densité des courants induits J_n dans le ferromagnétique conducteur calculée auparavant pour les deux configurations de champ électromagnétique (cf. section 4.1.2 et section 4.1.6). Ainsi, en l'absence de courants induits, le bobinage crée un champ magnétique H_{bm} ($m=x$ ou z , mais $m \neq n$), homogène dans le matériau magnétique.

$$\overline{Rot} \overline{H}_{bm} = \overline{J}_{bn} \quad (4.29)$$

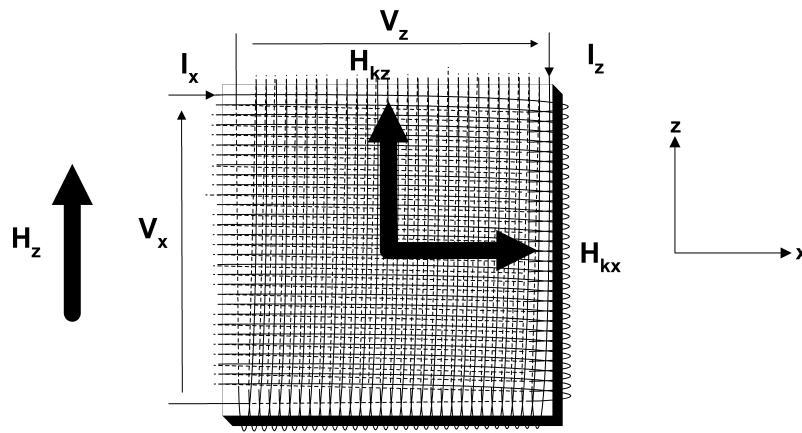


Figure 4.14 : Structure générale des GMI bobinées.

L'intégration de l'équation (4.29) sur un contour s'appuyant sur la surface du ruban (Figure 4.15), détermine l'expression du champ magnétique en considérant sa valeur nulle à l'extérieur du bobinage et en ignorant ses épanouissements aux extrémités. Avec S_b , la section du conducteur de cuivre et N_{bn} , le nombre de spires du bobinage et L , le côté du film ferromagnétique.

$$H_{bm} = \frac{N_{bn} S_b J_{bn}}{L} \quad (4.30)$$

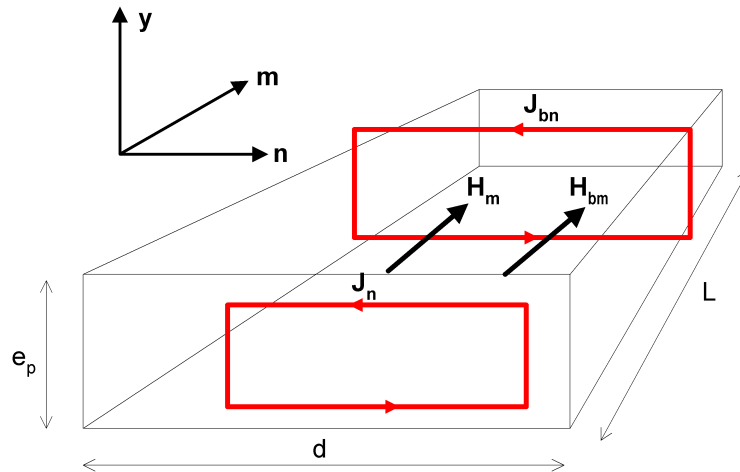


Figure 4.15 : Contour d'intégration de la relation (4.29) et représentation schématique des courants induits macroscopiques.

La densité de courant J_{bn} étant variable dans le temps, les courants induits J_n macroscopiques naissent au sein du matériau produisant à leur tour un champ magnétique H_m qui atténue le champ magnétique créé par le bobinage. Si le bobinage de l'axe longitudinal (Oz) est seul alimenté, les solutions de H_x et E_z correspondent respectivement aux relations (4.25) et (4.26). Avec la valeur du champ magnétique à la surface représentée par la relation (4.13) qui est remplacée par la valeur de la relation (4.30). Si le bobinage de l'axe transversal est seul alimenté, les solutions sont identiques pour H_z et E_x . L'équation (4.31) permet de déterminer le champ électrique dans le bobinage et dans le circuit extérieur, composé de la source de tension et des conducteurs de connexion (Figure 4.16).

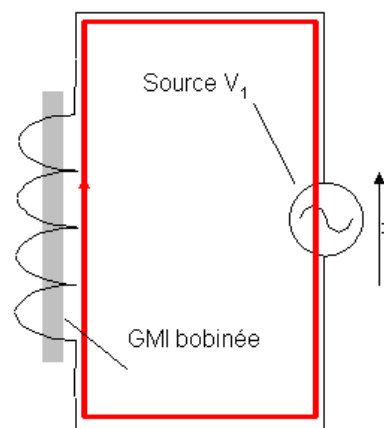


Figure 4.16 : Contour d'intégration de (4.31).

$$\overline{\text{Rot}} \vec{E}_{bn} = -\frac{\partial \vec{B}_m}{\partial t} \quad (4.31)$$

En appliquant le théorème de Stokes à l'équation (4.31), le flux du champ magnétique H_m est égal à la circulation du champ électrique E_{bn} le long du contour représenté à la Figure 4.16. Avec l_b , la longueur total du conducteur du bobinage et σ_b , la conductivité du cuivre.

$$\int_{l_b} \frac{I_{bn}}{s_b \sigma_b} dl - V_n = 2i\omega N_{bn} L \int_0^{\frac{e_p}{2}} \mu_{mn} H_m(y) dy \quad (4.32)$$

Dans l'expression (4.32), les indices m et n sont remplacés par les coordonnées x et z et contrairement aux relations précédentes, ils peuvent être égaux. De cette relation découle alors quatre relations traduisant les modes d'alimentation des bobinages et le type de prise de mesure. Les deux premières relations concernent une excitation et une prise de mesures réalisées toutes deux par un unique bobinage. Les tensions aux bornes des bobinages transversal et longitudinal s'écrivent selon les expressions (4.33) et (4.34).

$$\underline{V}_x = R_{bx} I_{bx} + \frac{2i\omega N_{bx}^2 S I_{bx}}{\underline{k}_x L e_p} \underline{\mu}_{zx} \tanh\left(\frac{\underline{k}_x e_p}{2}\right) \quad (4.33)$$

$$\underline{V}_z = R_{bz} I_{bz} + \frac{2i\omega N_{bz}^2 S I_{bz}}{\underline{k}_z L e_p} \underline{\mu}_{xz} \tanh\left(\frac{\underline{k}_z e_p}{2}\right) \quad (4.34)$$

Avec S, la section traversée par le flux du champ magnétique (4.35) :

$$S = L e_p \quad (4.35)$$

En fonction de la direction de l'anisotropie, les perméabilités incluent les mécanismes de rotation ou de déplacement de parois ou bien les deux combinés. Les deux autres relations sont déterminées pour une excitation et une prise de mesure, effectuées séparément en utilisant les deux bobinages. Le courant du bobinage de mesure est considéré égal à zéro, ce qui permet de négliger l'effet de couplage magnétique entre ces deux bobinages. Ces deux nouvelles relations, (4.36) et (4.37), permettent d'exploiter les susceptibilités croisées.

$$\underline{V}_x = \frac{2i\omega N_{bx} N_{bz} S I_{bz}}{\underline{k}_x L e_p} \underline{\mu}_{xz} \tanh\left(\frac{\underline{k}_x e_p}{2}\right) \quad (4.36)$$

$$\underline{V}_{\tilde{x}} = \frac{2i\omega N_{b\tilde{x}} N_{b\tilde{x}} S I_{b\tilde{x}}}{\underline{k}_{\tilde{x}} L \cdot e_p} \underline{\mu}_{\tilde{x}\tilde{x}} \tanh\left(\underline{k}_{\tilde{x}} \frac{e_p}{2}\right) \quad (4.37)$$

La matrice des tensions complexes (4.38) est déduite de (4.28) et de (4.33), (4.34), (4.36) et (4.37). Les grandeurs $\underline{\xi}_{mn}$ désignent les impédances associées aux courants de Foucault et à l'effet de peau dans le ruban ferromagnétique.

$$\begin{bmatrix} \underline{V}_{\tilde{x}} \\ \underline{V}_{\tilde{z}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_{b\tilde{x}} & 0 \\ 0 & R_{b\tilde{z}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_{b\tilde{x}} \\ I_{b\tilde{z}} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \underline{\xi}_{\tilde{x}\tilde{x}} & \underline{\xi}_{\tilde{x}\tilde{z}} \\ \underline{\xi}_{\tilde{z}\tilde{x}} & \underline{\xi}_{\tilde{z}\tilde{z}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_{b\tilde{x}} \\ I_{b\tilde{z}} \end{bmatrix} \quad (4.38)$$

Soit l'expression des impédances des GMI bobinées :

$$\underline{Z}_{\tilde{x}\tilde{x}} = R_{b\tilde{x}} + \frac{2i\omega N_{b\tilde{x}}^2 S}{\underline{k}_{\tilde{x}} L \cdot e_p} \underline{\mu}_{\tilde{x}\tilde{x}} \tanh\left(\underline{k}_{\tilde{x}} \frac{e_p}{2}\right) \quad (4.39)$$

$$\underline{Z}_{\tilde{z}\tilde{z}} = R_{b\tilde{z}} + \frac{2i\omega N_{b\tilde{z}}^2 S}{\underline{k}_{\tilde{z}} L \cdot e_p} \underline{\mu}_{\tilde{z}\tilde{z}} \tanh\left(\underline{k}_{\tilde{z}} \frac{e_p}{2}\right) \quad (4.40)$$

$$\underline{Z}_{\tilde{x}\tilde{z}} = \frac{2i\omega N_{b\tilde{x}} N_{b\tilde{z}} S}{\underline{k}_{\tilde{x}} L \cdot e_p} \underline{\mu}_{\tilde{x}\tilde{z}} \tanh\left(\underline{k}_{\tilde{x}} \frac{e_p}{2}\right) \quad (4.41)$$

$$\underline{Z}_{\tilde{z}\tilde{x}} = \frac{2i\omega N_{b\tilde{z}} N_{b\tilde{x}} S}{\underline{k}_{\tilde{z}} L \cdot e_p} \underline{\mu}_{\tilde{z}\tilde{x}} \tanh\left(\underline{k}_{\tilde{z}} \frac{e_p}{2}\right) \quad (4.42)$$

4.2.2 Modèle électrocinétique basse fréquence

Equivalent au fonctionnement traduit par les modèles des relations (4.38), (4.39), (4.40) et (4.41), le modèle électrocinétique des magnétoimpédances géantes bobinées propose de représenter par un modèle d'inductances couplées (Figure 4.17), les courants de Foucault et le rôle de la perméabilité magnétique. Il faut considérer pour cela, tout d'abord le circuit primaire associé au courant du bobinage, de résistance R_b qui crée le champ magnétique initial à travers son inductance propre L_b puis, les courants de Foucault macroscopiques, I_y , qui traversent le circuit secondaire en court-circuit sur une résistance R_y (valeur en continu). Ces courants créent le champ induit à travers l'inductance propre L_y .

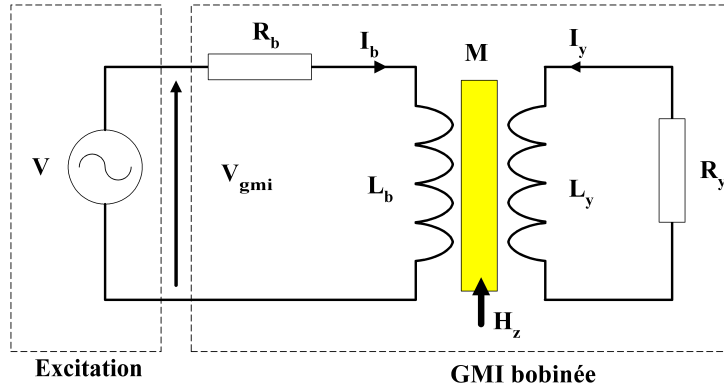


Figure 4.17 : Modèle électrocinétique d'une GMI à bobinage transversal ou longitudinal.

Le coefficient M traduit le couplage magnétique entre les deux courants. Pour un domaine fréquentiel où la perméabilité reste constante, l'effet de peau et l'effet du champ statique H_z , peuvent être représentés dans les expressions des différents éléments (4.43). Avec μ désignant la perméabilité (partie réelle) associée au champ magnétique d'excitation créé par le bobinage. La mesure de V_{gmi} donne accès au champ magnétique statique H_z .

$$L_b = f(\omega, \mu(H_z)) \quad L_y = f(\omega, \mu(H_z)) \quad M = f(\omega, \mu(H_z)) \quad (4.43)$$

L'impédance s'exprime alors en fonction des différents éléments. Ainsi lorsque le régime devient rapide, les courants de Foucault sont à l'origine de l'augmentation des pertes dans le transducteur et ont pour effet d'atténuer l'inductance totale.

$$\underline{Z} = R_b + R_y \left(\frac{M^2 \omega^2}{R_y^2 + L_y^2 \omega^2} \right) + i\omega \left(L_b - L_y \left(\frac{M^2 \omega^2}{R_y^2 + L_y^2 \omega^2} \right) \right) \quad (4.44)$$

La détection du champ magnétique est effective sur la partie réelle, par le biais des courants de Foucault (deuxième terme de la relation (4.44)) et sur la partie imaginaire, à travers l'inductance totale (dernier terme de (4.44)). A haute fréquence, l'effet de peau tend à réduire la croissance de la partie réelle et atténue l'inductance totale. Dans le cas de GMI exploitant les susceptibilités croisées, le modèle électrocinétique est conforme à la Figure 4.18 dans laquelle le couplage magnétique entre les bobinages de position relative bien qu'orthogonale, est non nul, en raison de l'existence des susceptibilités croisées.

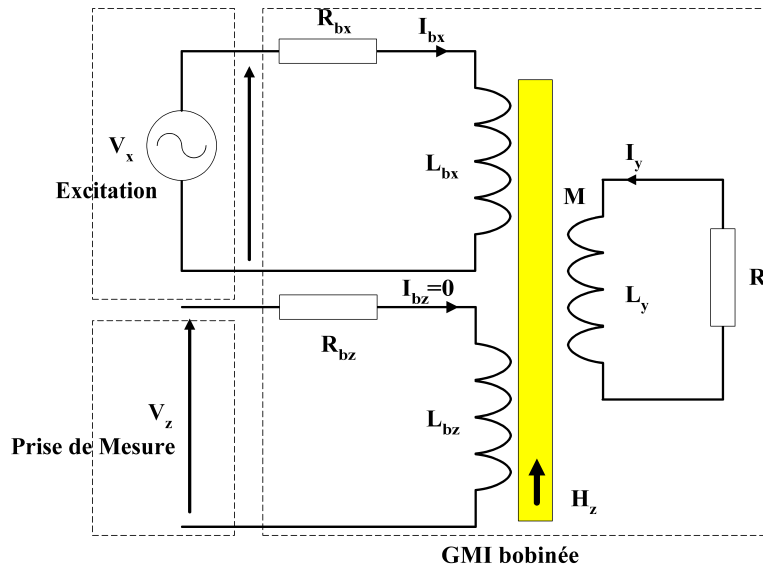


Figure 4.18 : Modèle électrocinétique d'une GMI exploitant une susceptibilité croisée.

4.2.3 Réponse en fréquence

En choisissant un ruban supposé mono domaine et d'anisotropie perpendiculaire (H_{kx}) au champ statique, les quatre configurations possibles sont représentées Figure 4.19. Les deux croquis du haut sont à relier aux relations (4.39) et (4.40) où l'excitation et la prise de mesure sont confondues et les deux croquis du bas aux relations (4.40) et (4.41) associées aux susceptibilités croisées. Les perméabilités correspondent au tenseur des perméabilités, calculé dans le cas de la rotation dynamique déduit de l'équation de Landau, Lifshitz et Gilbert. Les réponses en fréquence suivantes, concernent un ruban carré de côté et d'épaisseur égaux respectivement à 2 cm et 20 μm , associé avec deux bobinages de 60 spires chacun et de conductivité égale à 10^6 S/m. La Figure 4.20 présente l'impédance $Z_{xx}(f)$. Choisi égal à une valeur quasi-nulle jusqu'à sa valeur à saturation, le champ statique est utilisé comme paramètre des réponses en fréquence. La Figure 4.21 présente la même étude en fréquence pour l'impédance $Z_{zz}(f)$. Les résultats sont à rapprocher du comportement du ruban seul (cf. 4.1.5). Ainsi, quand la perméabilité est indépendante de la fréquence, le comportement est similaire à celui d'un conducteur ferromagnétique classique pour lequel la valeur élevée de la perméabilité permet d'observer l'apparition des courants de Foucault et l'effet pelliculaire dans un domaine de fréquence relativement bas. Néanmoins l'utilisation de bobinage augmente considérablement les courants de Foucault et l'inductance. Les valeurs d'impédance des GMI bobinées sont 1000 fois supérieures à celles d'un simple ruban dans le même domaine de fréquence.

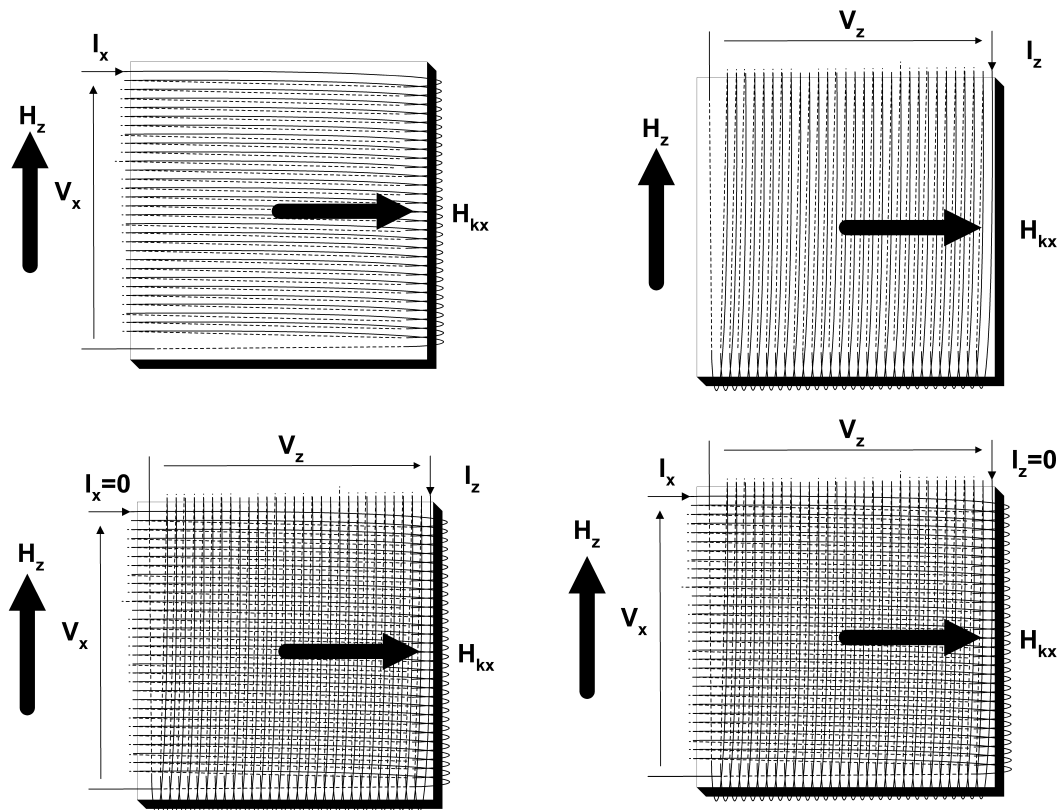


Figure 4.19 : Les quatre configurations possibles de GMI bobinées dans le cas d'une anisotropie perpendiculaire à la direction du champ statique.

4.2.4 Réponse en champ magnétique

Chaque impédance est constituée d'une partie réelle dans laquelle apparaissent, en plus de la résistance en continue, les pertes par courants de Foucault macroscopiques et les pertes par relaxation de spin. Le domaine de fréquence permet de discriminer l'influence de chacune d'elle. Ainsi à basse fréquence, les pertes par relaxation sont négligeables (pas d'amortissement et de décalage des pics d'impédance). Les dépendances en champ magnétique des impédances Z_{xx} et Z_{zz} sont illustrées respectivement Figure 4.22 et Figure 4.23. Elles suivent exactement l'allure en champ magnétique des susceptibilités associées, χ_{xx} et χ_{zz} (Figure 4.2 et Figure 4.13). Cependant ces courbes théoriques ne décrivent que partiellement le comportement réel observé, en l'occurrence, l'allure en champ magnétique des parties réelles de Z_{xx} et Z_{zz} , et l'allure des parties imaginaires en dessous de H_k . A la Figure 4.24, l'impédance Z_{xz} illustre l'exploitation d'une susceptibilité croisée. Les parties réelle et imaginaire sont impaires et la nature inductive laisse penser qu'une détection en quadrature réaliserait un capteur linéaire mais de sensibilité limitée au vu des amplitudes bien inférieures à celles de Z_{xx} et Z_{zz} .

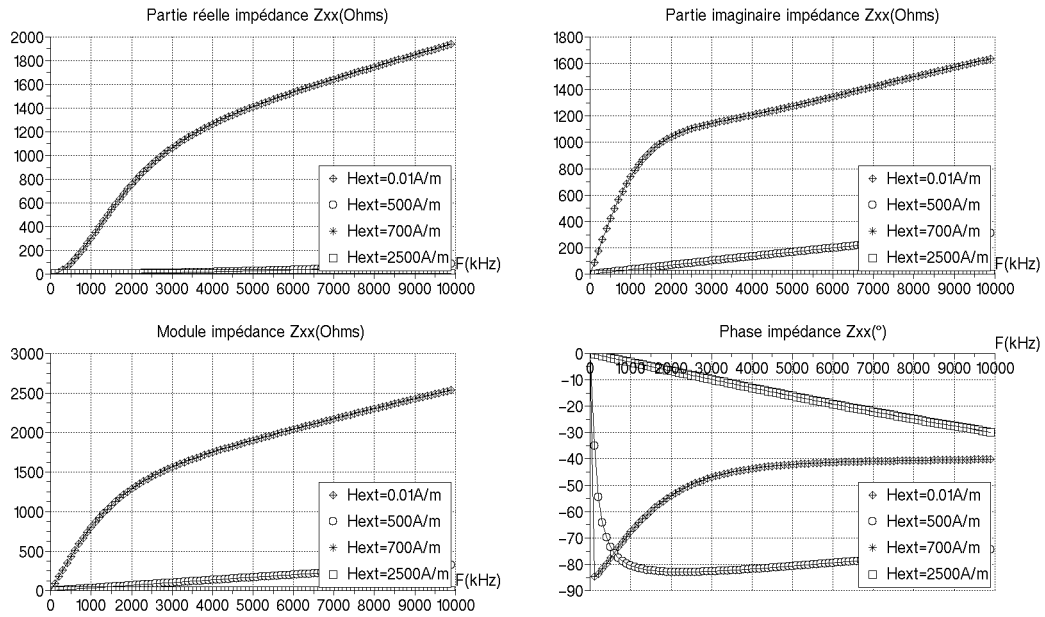


Figure 4.20 : Impédance GMI bobinée Z_{xx} en fonction de la fréquence. Valeur des paramètres : $\gamma=2.10^{12}$ m/A.s, $\alpha=0.1$, $M_s=1.6.10^6$ A/m, $N_x=30.10^{-5}$, $\sigma=1.10^6$ S et $H_{kx}=500$ A/m.

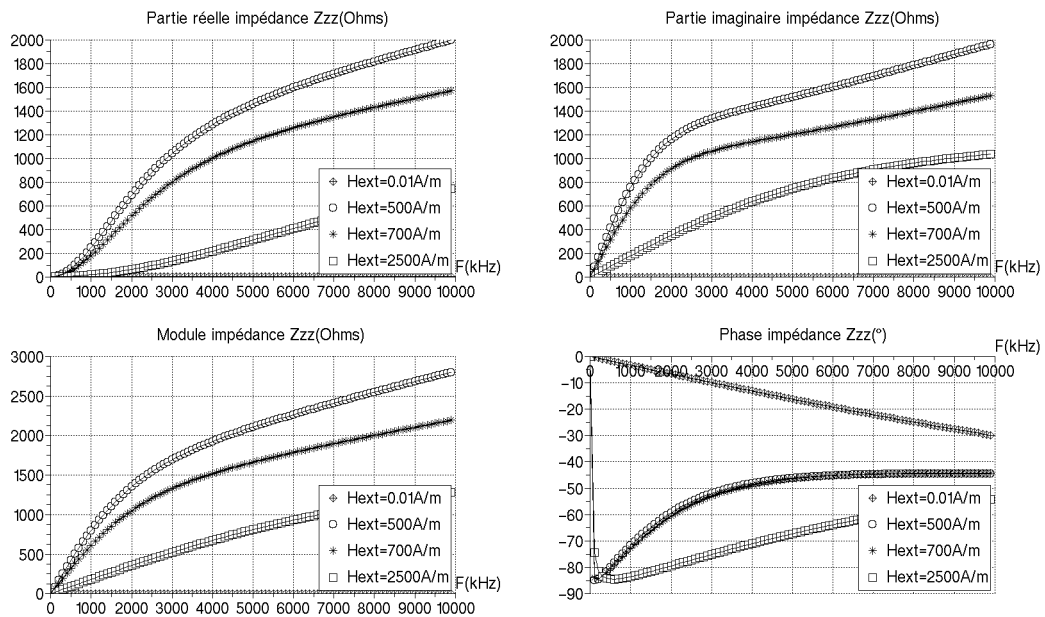


Figure 4.21 : Impédance GMI bobinée Z_{zz} en fonction de la fréquence. Valeur des paramètres : $\gamma=2.10^{12}$ m/A.s, $\alpha=0.1$, $M_s=1.6.10^6$ A/m, $N_x=30.10^{-5}$, $\sigma=1.10^6$ S et $H_{kx}=500$ A/m.

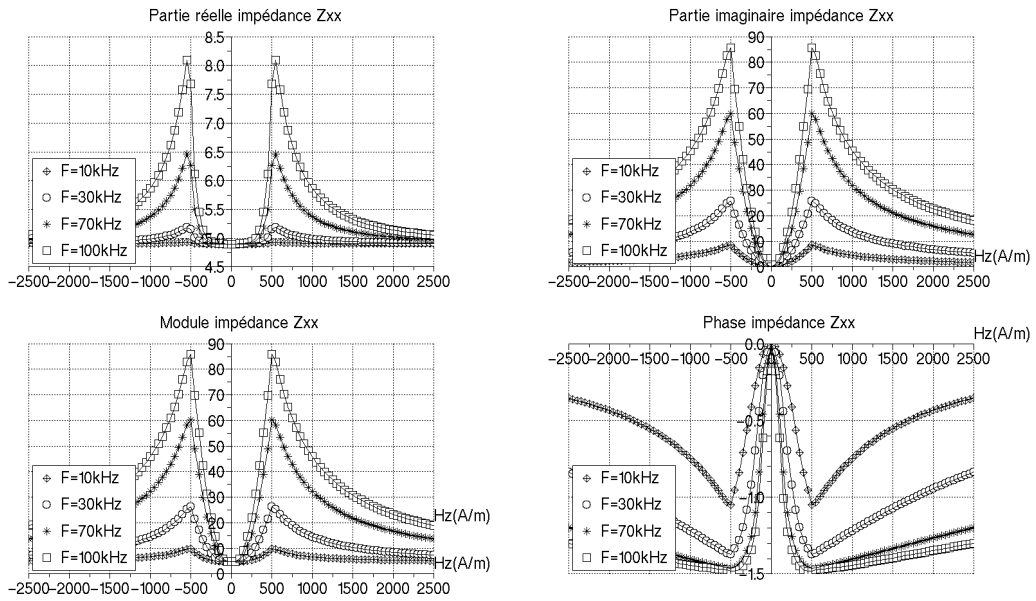


Figure 4.22 : Impédance GMI bobinée Z_{xx} en fonction du champ magnétique. Valeur des paramètres : $\gamma = 2.10^{11}$ m/A.s, $\alpha = 0.1$, $M_s = 1.6.10^6$ A/m, $N_x = 30.10^{-5}$, $\sigma = 1.10^6$ S et $H_{kx} = 500\text{A/m}$.

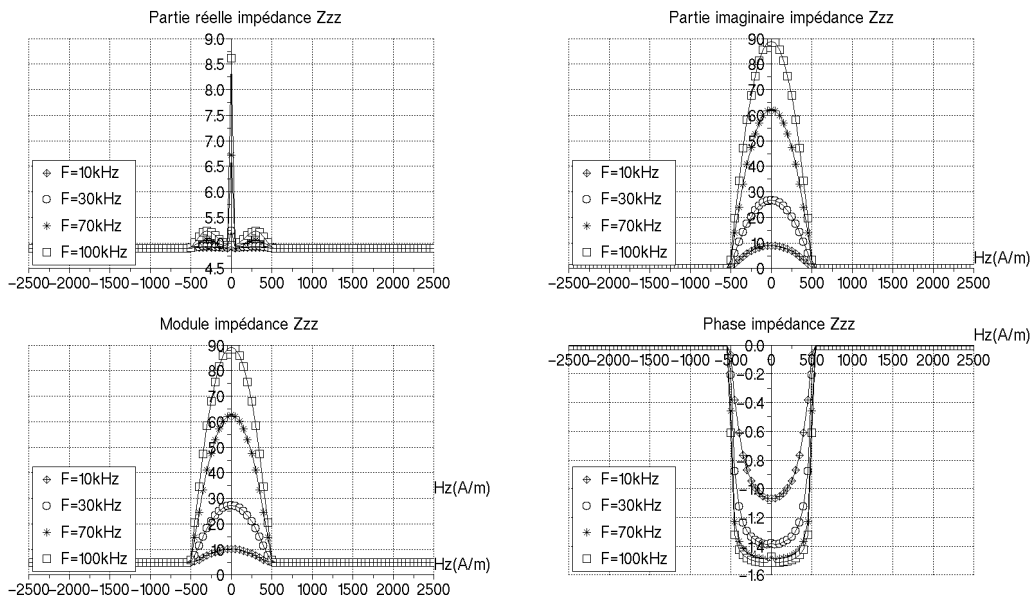


Figure 4.23 : Impédance GMI bobinée Z_{zz} en fonction du champ magnétique. Valeur des paramètres : $\gamma = 2.10^{11}$ m/A.s, $\alpha = 0.1$, $M_s = 1.6.10^6$ A/m, $N_x = 30.10^{-5}$, $\sigma = 1.10^6$ S et $H_{kx} = 500\text{A/m}$.

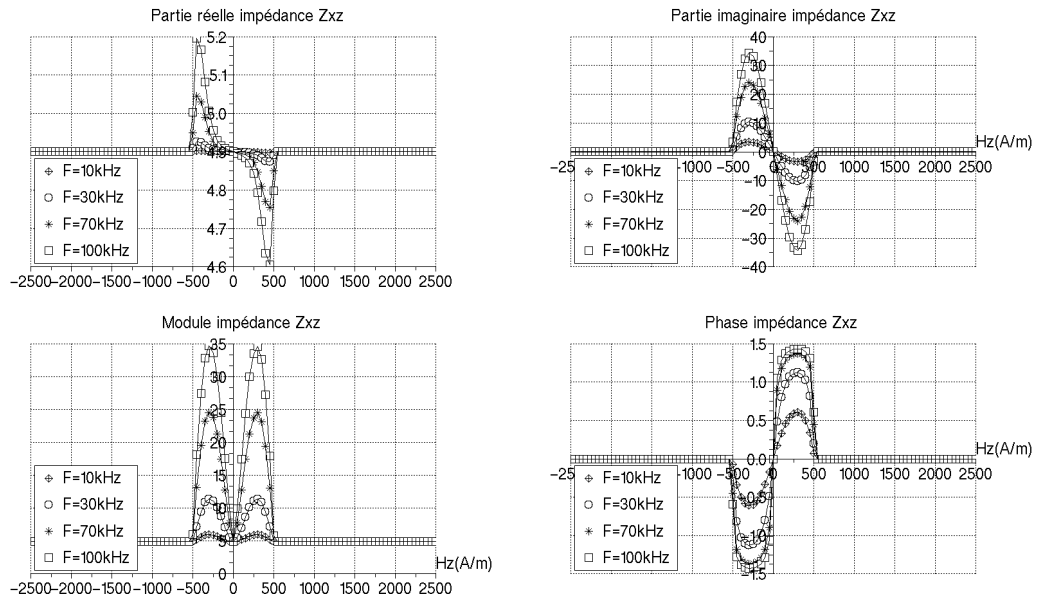


Figure 4.24 : Impédance GMI bobinée Z_{xz} en fonction du champ magnétique. Valeur des paramètres : $\gamma = 2.10^{11}$ m/A.s, $\alpha = 0.1$, $M_s = 1.6.10^6$ A/m, $N_x = 30.10^{-5}$, $\sigma = 1.10^6$ S et $H_{kx} = 500$ A/m.

4.3 Approximation des GMI à bobinage transversal et longitudinal avec ruban ferromagnétique à anisotropie transverse

4.3.1 Modèle des impédances

Les structures transversale et longitudinale, représentées à la Figure 4.25 sont identiques aux GMI utilisées pour l'étude expérimentale (cf. Chapitre 2, section 2.4 et section 2.5). La construction des modèles débute par le choix des expressions (4.39) et (4.40), respectivement pour les impédances du croquis de gauche et de droite. En dépit de la présence du deuxième ruban, le modèle physique demeure valide.

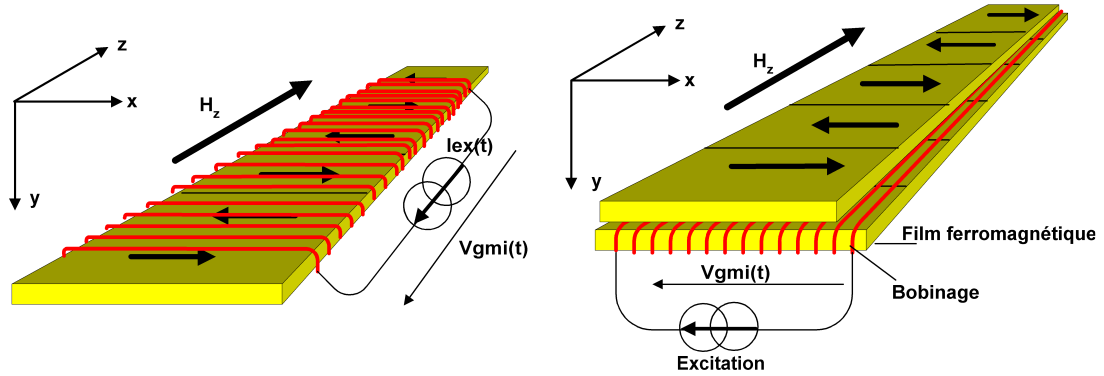


Figure 4.25 : GMI bobinées transversale (à gauche) et longitudinale (à droite) utilisées pour l'étude expérimentale et le modèle.

Pour la première structure, la perméabilité est identifiée à la relation (4.45) identique à celle utilisée pour décrire le mécanisme de rotation uniforme (3.107). Pour la deuxième structure, c'est l'expression de la perméabilité composée qu'il convient de choisir ((4.46) à (4.48)).

$$\mu_{zz}^{rot} = \frac{0.5(-\mu_{zz}^{dsw} + \mu_{zz}^{dsw}) \left(\tanh(S_\mu (|H_z| - H_k)) + 1 \right) + \mu_{zz}^{dsw}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_0^{rot}} \right)^2}} \quad (4.45)$$

$$\mu_{xx}^{dsw} = \frac{0.5 * \mu_{xx}^{dsw} \left(\tanh(S_\mu (|H_z| - H_k)) + 1 \right) + \mu_{xx}^{dsw}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_0^{dsw}} \right)^2}} \quad (4.46)$$

$$\mu_{xx}^{rot} = \Re_e \left(\frac{(\gamma \mu_0 M_s \sin \theta) (\gamma \mu_0 H_z + \alpha p \sin \theta)}{\left(p^2 + (\gamma \mu_0 H_k \cos \theta + \alpha p \cos \theta)^2 + (\gamma \mu_0 H_z + \alpha p \sin \theta)^2 \right)} \right) \quad (4.47)$$

$$\underline{\mu}_{xx}^{tot} = \underline{\mu}_{xx}^{dm}(H_x) + \underline{\mu}_{xx}^{rot}(H_x) \quad (4.48)$$

Les perméabilités croisées sont identifiées aux susceptibilités croisées du tenseur de LLG et n'ont pas fait l'objet d'identification expérimentale. Ainsi, les perméabilités effectives ((4.49) et (4.50)) et par conséquent les profondeurs de peau ((4.51) et (4.52)) et les variables illustrées par (4.52) et (4.53) s'expriment en fonction des perméabilités différentielles déduites de l'étude expérimentale.

$$\underline{\mu}_{effz}^{rot} = \underline{\mu}_{zz}^{rot} - \frac{\underline{\mu}_{xz} \underline{\mu}_{zx}}{\underline{\mu}_{xx}^{tot}} \quad (4.49)$$

$$\underline{\mu}_{effx}^{tot} = \underline{\mu}_{xx}^{tot} - \frac{\underline{\mu}_{xz} \underline{\mu}_{zx}}{\underline{\mu}_{zz}^{rot}} \quad (4.50)$$

$$\delta_z^{rot} = \sqrt{\frac{2}{\sigma_z \omega \underline{\mu}_{effz}^{rot}}} \quad (4.51)$$

$$\delta_x^{tot} = \sqrt{\frac{2}{\sigma_x \omega \underline{\mu}_{effx}^{tot}}} \quad (4.52)$$

$$\underline{k}_z^{rot} = \frac{(1+i)}{\delta_z^{rot}} \quad (4.53)$$

$$\underline{k}_x^{tot} = \frac{(1+i)}{\delta_x^{tot}} \quad (4.54)$$

Les impédances sont représentées par les expressions (4.55) et (4.56), dans lesquelles l'effet de l'anisotropie de forme et magnéto cristalline n'apparaissent pas d'une manière explicite mais sont tout de même considérés (cf. chapitre 3, section 3.7.2).

$$\underline{Z}_{xx}^{gmi} = R_{bx} + \frac{2i\omega N_{bx}^2 S}{\underline{k}_z^{rot} L.e_p} \underline{\mu}_{zz}^{rot} \tanh\left(\frac{\underline{k}_z^{rot} e_p}{2}\right) \quad (4.55)$$

$$\underline{Z}_{zz}^{gmi} = R_{bz} + \frac{2i\omega N_{bz}^2 S}{\underline{k}_x^{tot} L.e_p} \underline{\mu}_{xx}^{tot} \tanh\left(\frac{\underline{k}_x^{tot} e_p}{2}\right) \quad (4.56)$$

Pour résumé, le modèle global proposé, tient compte des différents phénomènes physiques constituant le principe de fonctionnement d'une magnétoimpédance géante : En premier lieu, les mécanismes de rotation et de déplacement des parois dans les rubans ferromagnétiques à anisotropie transverse en présence d'un champ

magnétique statique et dynamique à travers les perméabilités différentielles déduites de l'expérience. Puis l'effet des anisotropies de forme et magnéto cristalline. Ensuite, le caractère anisotrope du matériau sur l'amplitude du champ électromagnétique. Et enfin, l'effet de peau. Les pertes d'origine magnétique dans le matériau, sont modélisées par l'intermédiaire de la partie imaginaire de la perméabilité μ_{xx}^{rot} seule, qui traduit la relaxation de spin dans cet axe. Dans ce modèle où la fréquence de relaxation se situe au-delà de la dizaine de MHz, ce sont les pertes par courants de Foucault macroscopiques qui sont supposées être à l'origine de l'augmentation de la partie réelle de l'impédance avec la fréquence. La dépendance de ces courants vis-à-vis du champ magnétique statique étant réalisé par l'intermédiaire de la partie réelle de la perméabilité. Rigoureusement, il faudrait ajouter une partie imaginaire aux perméabilités μ_{zz}^{rot} et μ_{xx}^{dw} qui correspondrait pour la première, au phénomène de relaxation et pour la deuxième, aux courants de Foucault microscopiques. Dans un souci de clarté, les expressions des perméabilités croisées et de l'angle θ n'ont pas été rappelées à cette section. Le lecteur se référera aux expressions du chapitre 3. Les tableaux ci-dessous (Tableau 10,11 et 12) indiquent les jeux de paramètres utilisés par la suite pour calculer les impédances, longitudinale Z_{zz} et transversale Z_{xx} .

$\mu_{zzi}=\mu_{xxi}$	μ_{zzSat}	$S_{\mu}(m/A)$	$H_k(A/m)$	$\omega_0^{dw}(rad)$	$\omega_0^{rot}(rad)$
3216	480	$6 \cdot 10^{-3}$	540	$2\pi \cdot 0.1 \cdot 10^6$	$2\pi \cdot 1 \cdot 10^6$

Tableau 10 : Jeu de paramètres de la perméabilité différentielle de rotation et de déplacement de parois.

$M_s(A/m)$	$\gamma(m/A.s)$	α	$K_u(J/m^3)$	N_x	N_z
$1 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^{11}$	0.1	30	$5 \cdot 10^{-4}$	0

Tableau 11 : Jeu de paramètres de la perméabilité différentielle issue de l'équation de Landau, Lifshitz et Gilbert.

$N_{bx}=N_{bz}$	σ_x	σ_z	L	b	ϵ_p
60	$10 \cdot 10^6$	$15 \cdot 10^5$	0.12	0.02	$20 \cdot 10^{-6}$

Tableau 12 : Jeu de paramètres de l'expression des impédances.

4.3.2 Comportement en fréquence de Z_{xx} et Z_{zz}

Les réponses en fréquence théoriques et expérimentales pour les deux types de GMI, sont représentées aux Figure 4.26 et Figure 4.27. Les croquis situés au-dessus des courbes rappellent le transducteur étudié. Pour le bobinage transversal, les courbes théoriques et expérimentales se superposent avec une bonne précision. Sauf pour la partie imaginaire et le module dont la courbe expérimentale tend à augmenter avec la fréquence tandis que le modèle théorique présente un comportement typique de l'apparition de l'effet de peau (incurvation). Cet effet disparaît lorsque la perméabilité diminue avec le champ d'anisotropie où le régime redevient celui de l'induction avec effet de peau. Lorsque le champ magnétique

atténuée considérablement la perméabilité, les courants de Foucault sont nuls et le régime est linéaire avec la fréquence. L'analyse précédente permet d'émettre les hypothèses de l'apparition de l'effet capacitif du bobinage, dû à la capacité inter-spires [28] ou/et à la capacité de la chaîne de mesure. Ce phénomène est caractérisé par une pulsation de résonance de l'impédance (4.57), fonction de l'inductance équivalente L_{eq} et de la capacité équivalente, C_{eq} du bobinage et de la chaîne de mesure. Or l'inductance dépend du champ magnétique. Ainsi, lorsque le champ magnétique augmente, l'inductance diminue et la résonance se décale vers les fréquences hautes.

$$\omega_0^{bob} = \frac{1}{\sqrt{C_{eq} L_{eq}(\mu(H_z))}} \quad (4.57)$$

Comme pour le cas transversal, le modèle longitudinal permet de prédire les courbes réelles du transducteur vis-à-vis de la fréquence et des trois valeurs du champ magnétique. C'est-à-dire un comportement très inductif accompagné de courants de Foucault macroscopiques et de l'effet très atténuant du champ magnétique statique. Ici également apparaît l'effet capacitif parasite.

4.3.3 Comportement en champ magnétique de Z_{xx} et Z_{zz}

La confrontation du modèle théorique aux résultats expérimentaux est maintenant effectuée sur toute la plage du champ magnétique et les courbes sont paramétrées par la fréquence d'excitation du bobinage, successivement pour la GMI à bobinage transversal (Figure 4.28 et Figure 4.29) et pour le cas longitudinal (Figure 4.30 et Figure 4.31). Le modèle reproduit avec une bonne précision le comportement en champ magnétique des impédances. Notamment les parties imaginaires et par conséquent le module et la phase. Bien que les formes des parties réelles laissent apparaître quelques différences sur leur forme (pour la GMI transversale) et leur amplitude (pour la GMI longitudinale), le modèle à courants de Foucault macroscopiques permet de montrer la dépendance de ces dernières par rapport à la partie réelle de la perméabilité magnétique dont les allures décroissantes sont également observables sur les parties imaginaires. Or le modèle des impédances, couplé uniquement avec le tenseur de LLG (cf. 4.1.4) ne prédisait pas les allures réelles de ces pertes. Il faut voir dans ce modèle une bonne approximation concernant la perméabilité longitudinale et la perméabilité transversale. Ceci, démontré par la présence de l'effet de seuil dû au champ d'anisotropie pour la première perméabilité et de la présence des pics d'impédance pour la deuxième perméabilité. Plus précisément, la hauteur relative des pics d'impédance du modèle longitudinal par rapport à sa valeur à champ nul (Figure 4.30) suit la même croissance avec la fréquence. Cependant les pentes de décroissance après le champ d'anisotropie se différencient pour le cas longitudinal où elles montrent une valeur trop élevée. Par ailleurs, dans ce domaine de fréquence, le couplage magnétique des deux axes est faible mais déjà visible sur la partie réelle de la GMI transversale (présence de pics) qui ne présente pas la même forme rectangulaire décroissante de la partie imaginaire. C'est en augmentant la fréquence qu'il sera possible de voir l'incidence du couplage entre les deux axes.

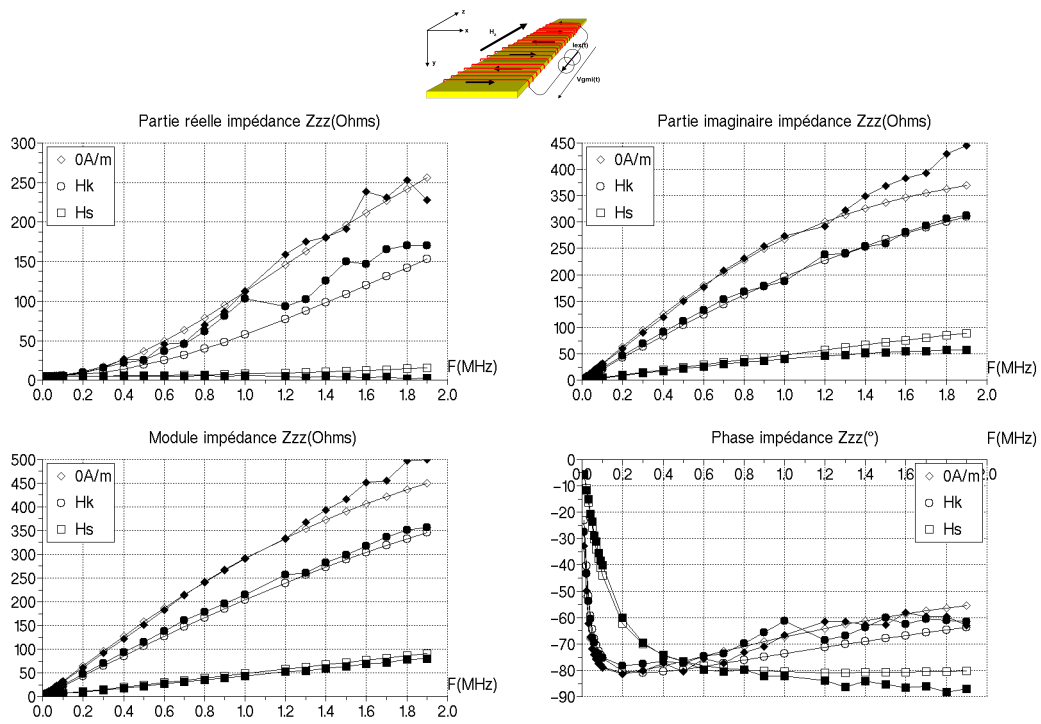


Figure 4.26 : Réponse théorique et expérimentale en fréquence de la GMI à bobinage transversal. Paramétrées par les trois valeurs de champ magnétique. Les symboles noirs représentent l'expérience.

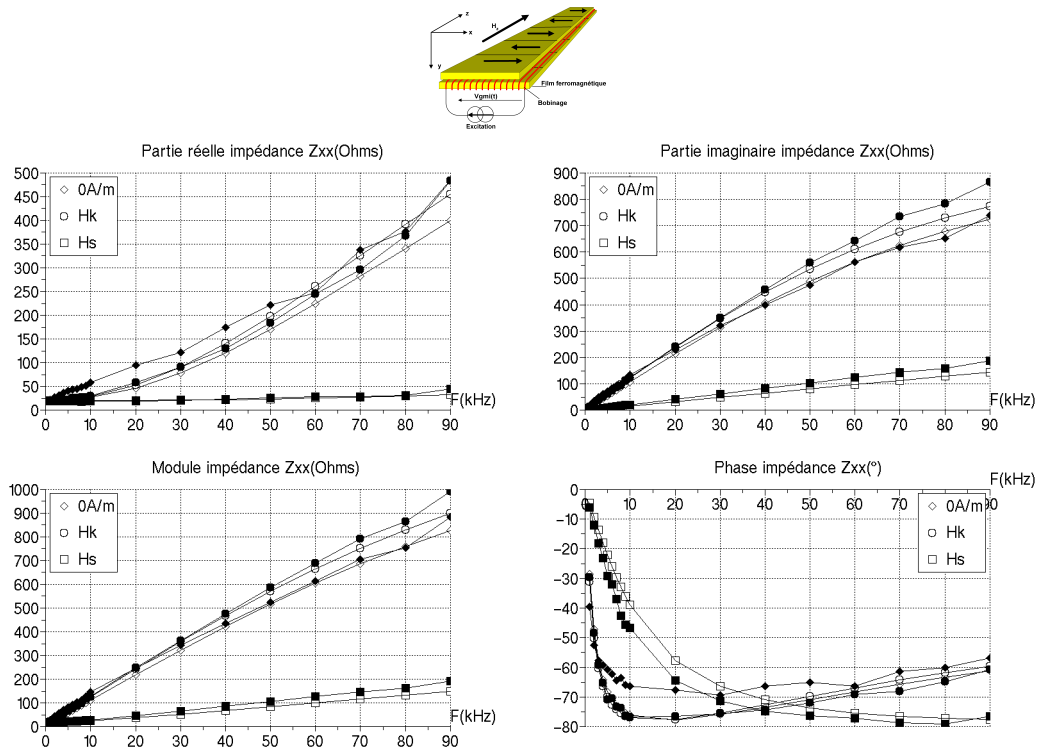


Figure 4.27 : Réponse théorique et expérimentale en fréquence de la GMI à bobinage longitudinal. Paramétrées par les trois valeurs de champ magnétique. Les symboles noirs représentent l'expérience.

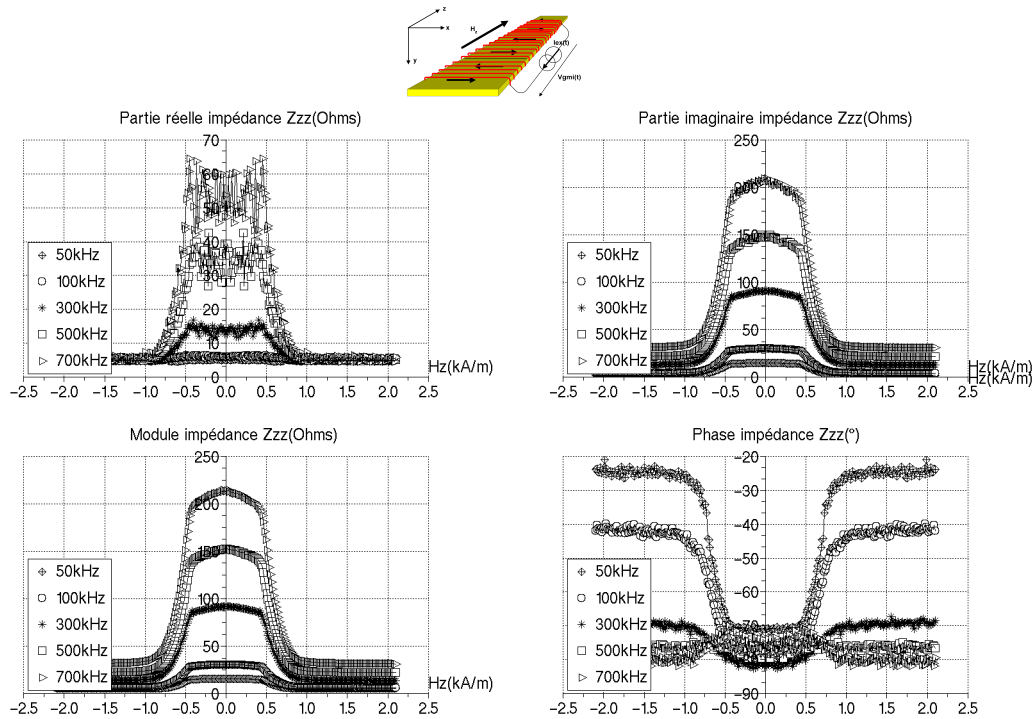


Figure 4.28 : Réponse expérimentale en champ magnétique de la GMI à bobinage transversal.

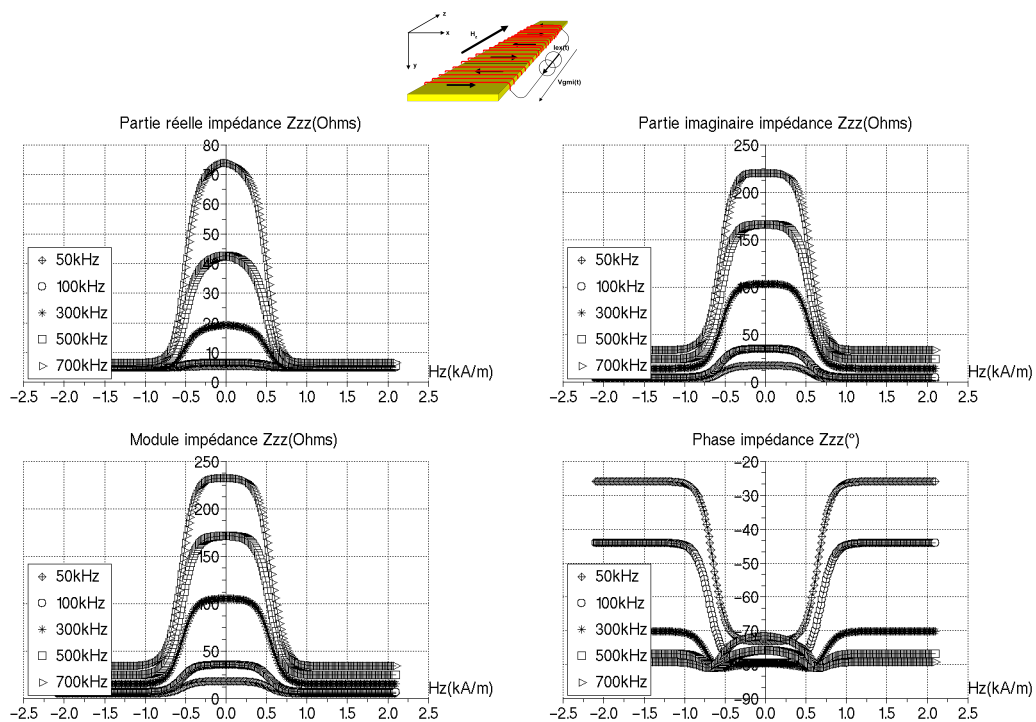


Figure 4.29 : Réponse théorique en champ magnétique de la GMI à bobinage transversal.

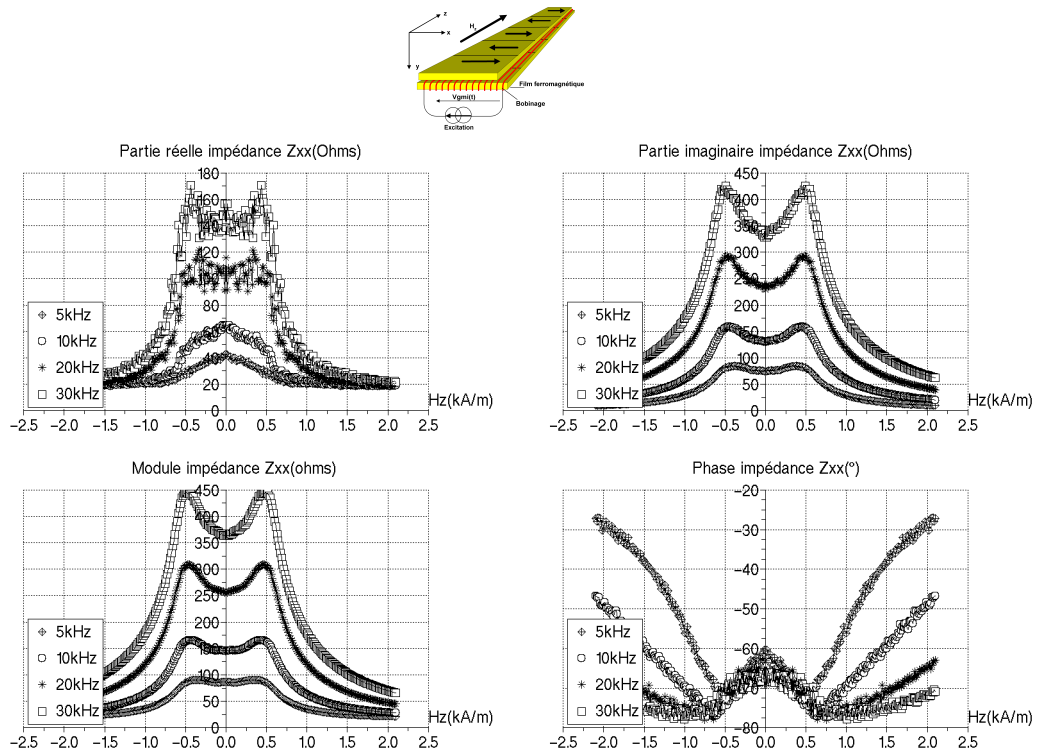


Figure 4.30 : Réponse expérimentale en champ magnétique de la GMI à bobinage longitudinal.

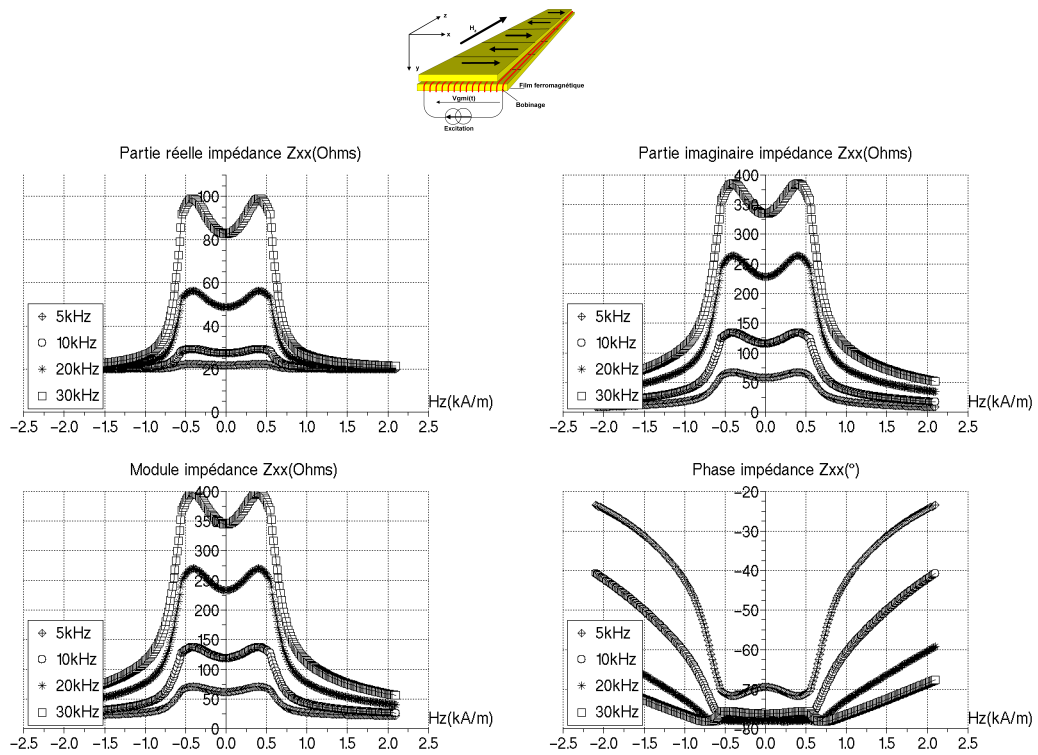


Figure 4.31 : Réponse théorique en champ magnétique de la GMI à bobinage longitudinal.

4.3.4 Sensibilité intrinsèque

L'approximation de la sensibilité longitudinale associée à la magnéto impédance transversale (i.e. perméabilité longitudinale) est calculée à la Figure 4.33. A droite, sont représentées les données expérimentales. Comme le calcul réalisé au chapitre 2, utilisant les dérivées des perméabilités, la tendance du modèle pour une fréquence inférieure à 300 kHz, est satisfaisante par rapport à l'expérience. Pour les fréquences élevées, il se comporte différemment puisqu'il intègre dans cette section l'effet de peau et les fréquences de coupure des perméabilités. Au lieu de croître continûment avec la fréquence comme le modèle linéaire (2.22), les sensibilités s'infléchissent vers une valeur seuil. Cependant, la fréquence pour laquelle le changement de régime a lieu est supérieure à celle observée en pratique et les amplitudes deviennent supérieures à la courbe expérimentale (Figure 4.34). Semblablement pour la sensibilité transversale (GMI longitudinale) en référence avec l'étude des perméabilités, l'allure avant et après le champ d'anisotropie coïncide correctement avec l'expérience mais les amplitudes restent trop élevées même si l'effet de peau tend à les atténuer (figure chapitre 2.53). La coupure naturelle des perméabilités (cf. (4.45), (4.46) et (4.47)) pourrait être l'origine de cet effet de seuil. Or cette hypothèse ne semble pas être en accord avec la réponse en fréquence des perméabilités vues au chapitre 3. En effet, alors que la perméabilité longitudinale demeure invariante avec la fréquence, la sensibilité longitudinale atteint une valeur « seuil », et lorsque la perméabilité transversale n'est que légèrement atténuée à partir de sa fréquence de coupure, la sensibilité transversale subit le même effet de seuil. Une explication plausible concerne l'influence de l'amplitude du champ magnétique d'excitation. La nature très inductive de ces GMI bobinées provoque une diminution du courant d'excitation (Figure 4.32) et donc du champ magnétique d'excitation. Les sensibilités intrinsèques semblent être fonction du courant d'excitation et par conséquent du champ magnétique d'excitation. Sous-entendu qu'en dessous d'une valeur du champ magnétique d'excitation, les sensibilités intrinsèques n'augmentent plus. Par comparaison entre les courants et les sensibilités mesurés (Figure 4.34 et Figure 4.35), les seuils se situent à 300 kHz pour la GMI transversale et 10 kHz pour la GMI longitudinale correspondant ainsi à un courant d'excitation minimum de 4 mA.

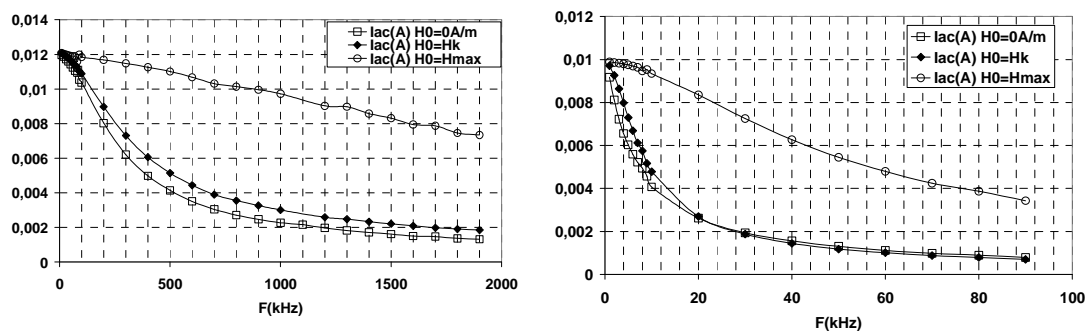


Figure 4.32 : Courant d'excitation mesurée des GMI transversale (à gauche) et longitudinale (à droite). Influence de la nature inductive du transducteur sur la valeur du courant d'excitation.

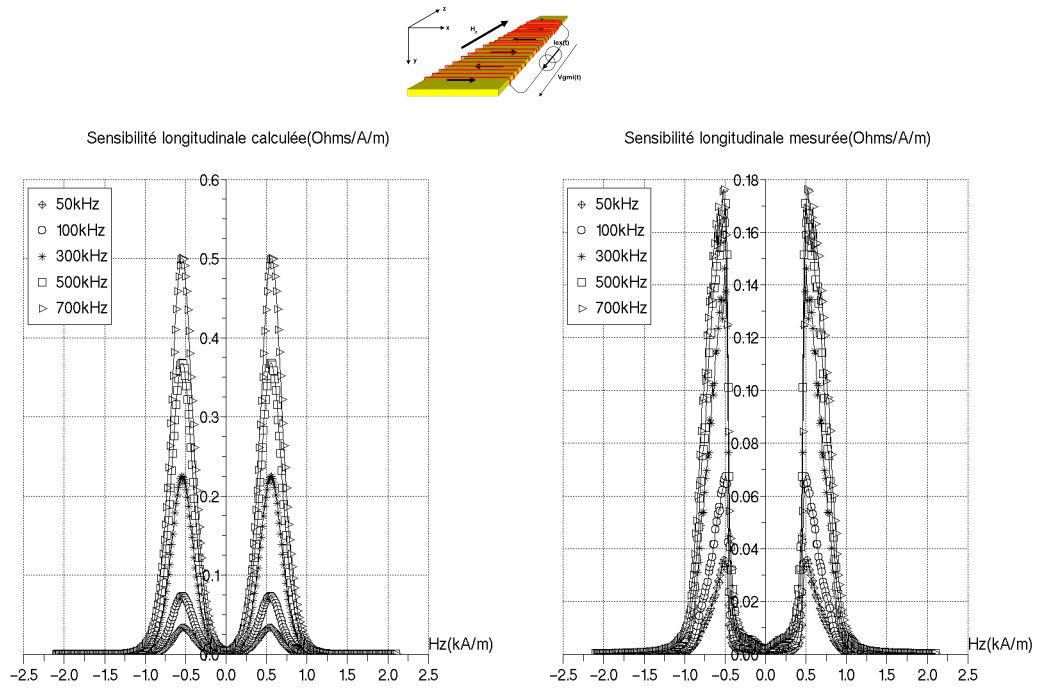


Figure 4.33 : Sensibilité intrinsèque théorique et expérimentale en fonction du champ magnétique.

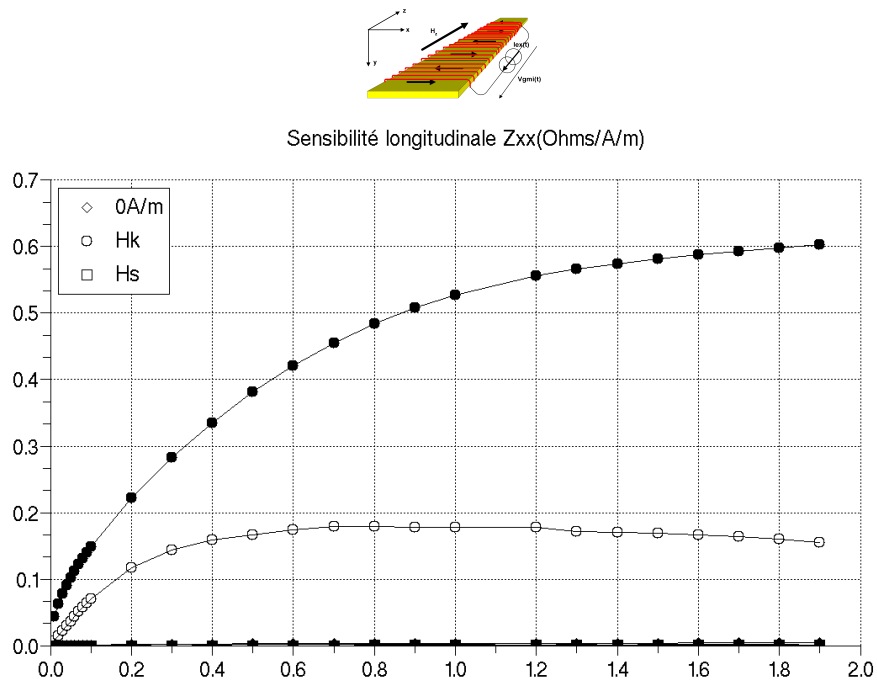


Figure 4.34 : Sensibilité longitudinale intrinsèque théorique et expérimentale en fonction de la fréquence. Paramétrées par les trois valeurs de champ magnétique. Les symboles noirs représentent le calcul.

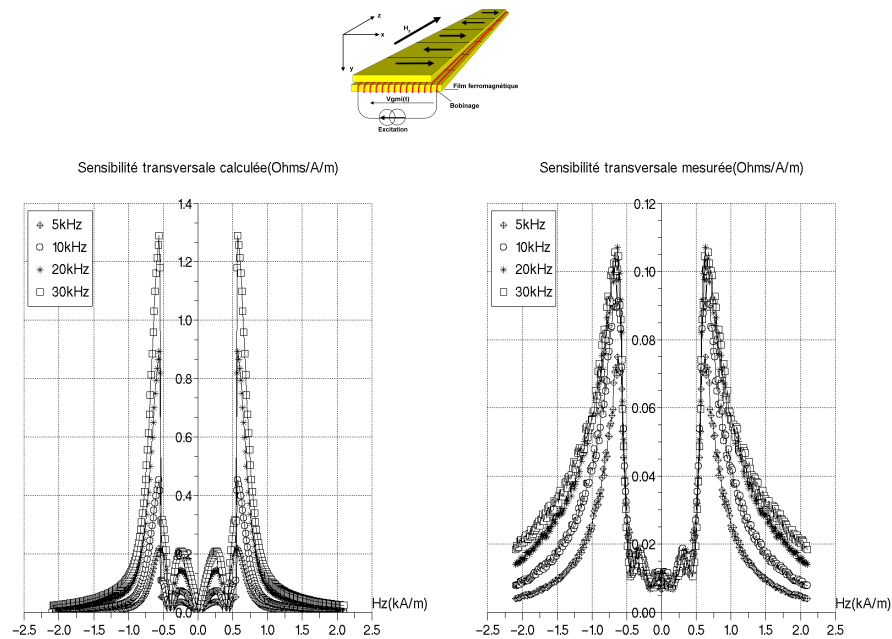


Figure 4.35 : Sensibilité transversale intrinsèque théorique et expérimentale en fonction du champ magnétique.

4.4 Conclusion

Le point de départ concernait le cas classique de l'impédance d'un ruban ferromagnétique mono domaine excité par un champ magnétique sinusoïdal et soumis à un champ statique de valeur élevée. Si le modèle avec les courants de Foucault et l'effet de peau a permis de vérifier les allures des impédances en fréquence, couplé avec le tenseur des perméabilités associé au mécanisme de rotation d'aimantation seul, il s'est montré insuffisant pour expliquer la valeur non nulle de l'impédance en champ nul ainsi que l'effet de seuil du champ d'anisotropie sur la perméabilité longitudinale. La substitution de l'alimentation directe du transducteur par une alimentation indirecte à l'aide d'un bobinage a confirmé le régime quasi stationnaire du fonctionnement de ces nouveaux transducteurs GMI dans le domaine des basses fréquences ($F < 1\text{MHz}$). De comportement très inductif en raison de la parité spatiale du champ magnétique, ces transducteurs exploitent au mieux la perméabilité magnétique puisqu'il suffit de se placer aux basses fréquences pour obtenir une impédance proportionnelle à cette dernière contrairement au cas du ruban où l'impédance est proportionnelle à la racine carrée de la perméabilité. L'approximation des impédances avec le tenseur des perméabilités expérimental s'est avérée cohérente avec le comportement en fréquence et en champ magnétique des GMI à bobinage transversale et longitudinal. Cependant, les sensibilités intrinsèques sont peu prévisibles en valeur absolue lorsque la fréquence atteint un seuil dont l'origine fait l'objet d'une hypothèse concernant l'existence d'un courant minimum dans la détection effective des transducteurs à magnétoimpédances géantes. Hypothèse à confirmer par une étude expérimentale ultérieure.

Conclusion générale et perspectives

Magnétomètre tri-axe Search Coil-GMI

Parallèlement à l'étude des magnétoimpédances géantes bobinées, le développement d'un instrument complet et performant a été réalisé au LPP. Prévue en janvier 2010, le lancement de la fusée scientifique CHARM 2, dédiée à l'étude des rugissements auroraux, comptera dans sa charge utile, le premier magnétomètre tri-axe AC-DC, combinant un search coil et un transducteur bobiné à effet de magnétoimpédance géante [92]. Les deux principes de détection partagent le même ruban ferromagnétique en « mumetal » de géométrie fermée, du type « racetrack » combiné à une concentration de flux réalisée par l'amincissement de la partie supportant le bobinage transverse (Figure 1a). Il réalise ainsi la fermeture des lignes du champ magnétique de l'excitation haute fréquence (100 kHz), car, dans une configuration ouverte, le champ rayonné peut être une source de nuisance pour les instruments qui cohabitent avec le magnétomètre. Le champ magnétique d'excitation de la GMI ainsi que la prise de mesure sont réalisées par un bobinage transverse, constitué de 100 spires, enroulées sur une longueur de la partie creuse du ruban ferromagnétique. La GMI est ensuite glissée dans un tube en matériau Peek (Figure 1b), lui-même glissé dans le support du bobinage du search coil (Figure 1c). Afin de minimiser le couplage magnétique, un blindage est intercalé entre les deux bobinages. Sur la photo de l'instrument (Figure 2) apparaît les 3 capteurs de forme cylindrique formant le tri-axe, fixé sur le bras dont le déploiement s'effectuera lors de la séquence de mesures. L'électronique du transducteur, qui constitue l'autre aspect fondamental de la réalisation du capteur GMI (Figure 3), résout les problèmes posés par la parité de la courbe d'impédance et la présence de l'offset naturel dû à la polarisation magnétique nécessaire pour obtenir la sensibilité intrinsèque maximale. L'électronique repose sur un système original de suppression d'offset [91] réalisé par une polarisation magnétique dynamique et fera l'objet d'une publication ultérieure. Le transducteur GMI avec son électronique est linéaire et permet des performances en bruit de l'ordre du $\text{nT}/\sqrt{\text{Hz}}$ sur une plage de 1 Hz à 10 Hz (Figure 5). La bande passante est d'une dizaine de Hertz (Figure 4) avec un gain de -75 dBV/nT (180000 V/T).

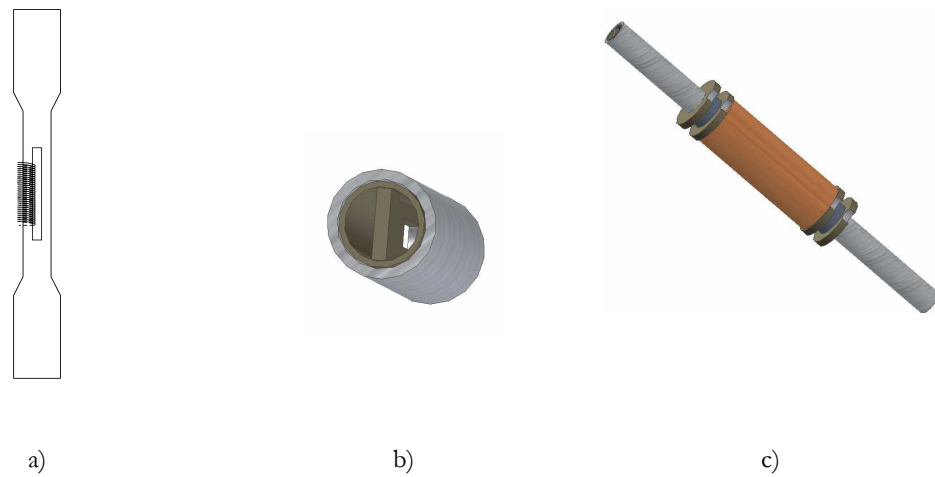


Figure 1 : Constitution du capteur search coil-GMI. (a) : A bobinage transverse et circuit magnétique « racetrack » et concentration de flux [92]. (b) : GMI dans son support. (c) : Bobinage du search coil.

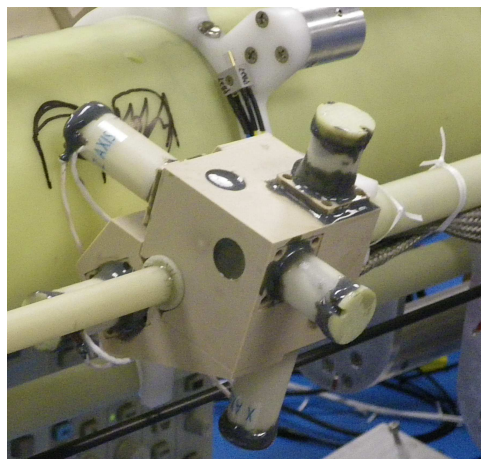


Figure 2 : Magnétomètre tri-axe « Search Coil-GMI » intégré à la charge utile de la fusée CHARM 2. Cliché réalisé le 26 octobre 2009 au Goddard research center (NASA, Wallops, USA).

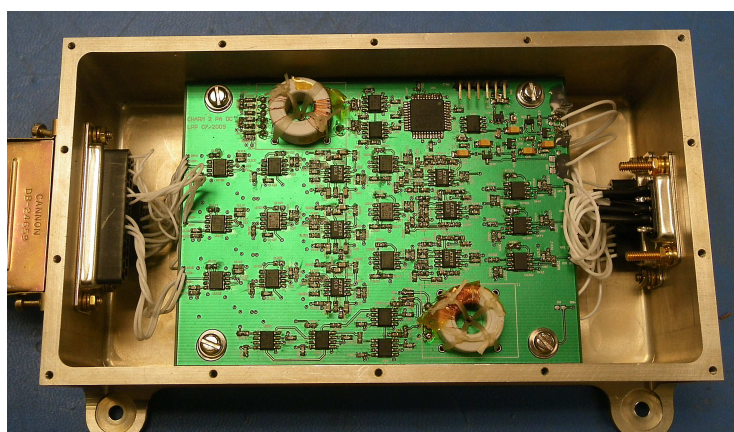


Figure 3 : Electronique du magnétomètre « Search Coil-GMI » tri-axe. Cliché réalisé le 26 octobre 2009 au Goddard research center (NASA, Wallops, USA).

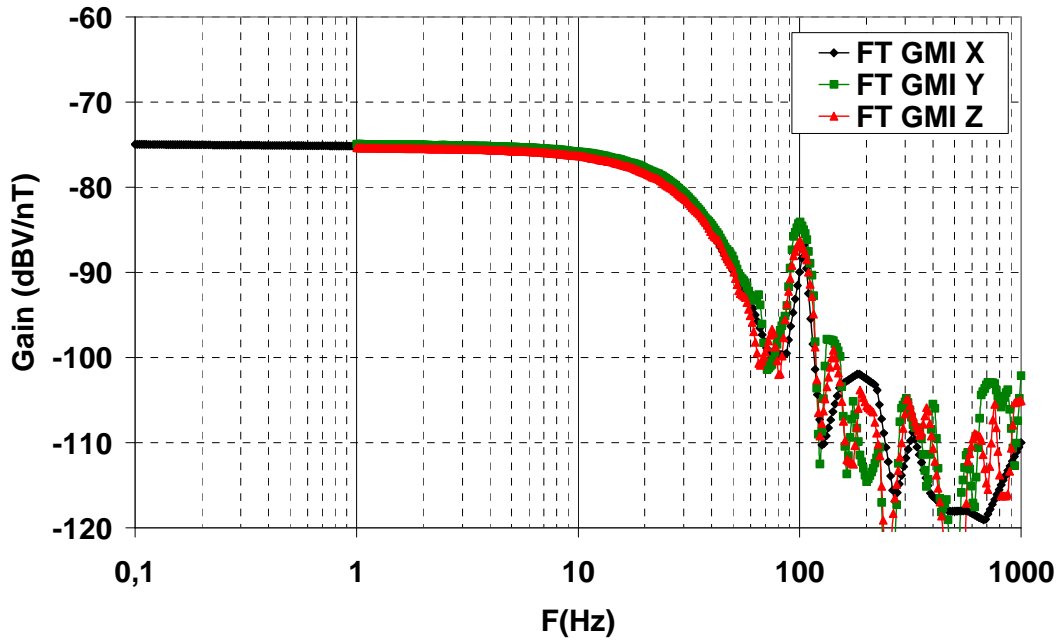


Figure 4 : Fonction de transfert du capteur GMI tri-axe.

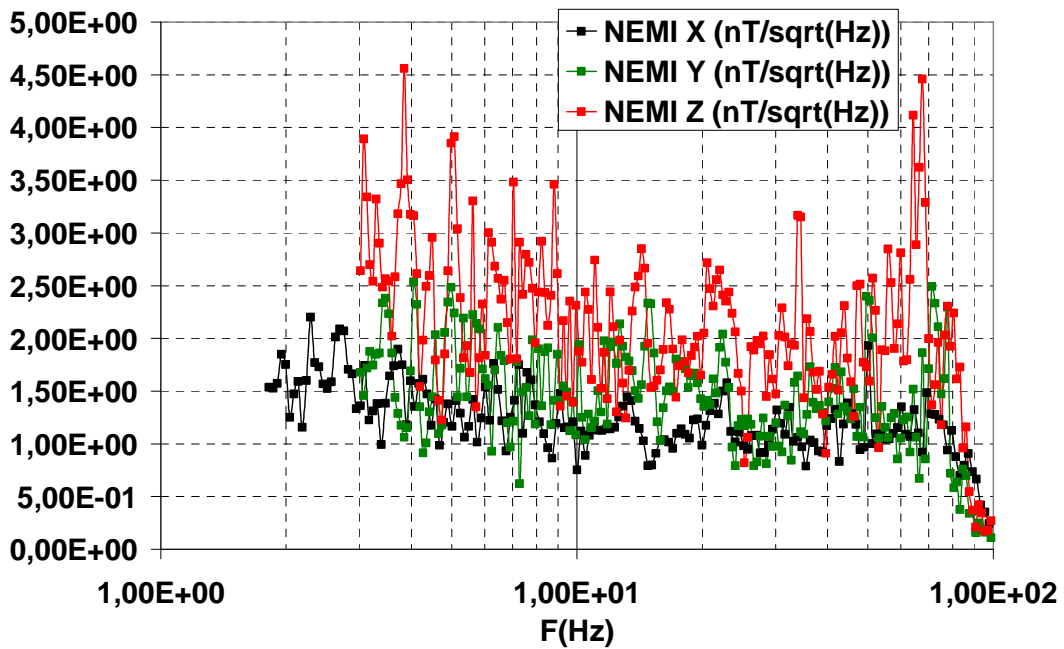


Figure 5 : Sensibilité en bruit du capteur GMI tri-axe.

Conclusion et perspectives

Cette étude avait pour objectif d'améliorer notre compréhension sur le phénomène de magnétoimpédance géante en proposant un modèle mathématique permettant d'améliorer le développement de nouveaux capteurs de champ magnétique pour les applications spatiales. Au commencement, s'appuyant sur l'état de l'art qui faisait référence à de nombreux travaux théoriques et expérimentaux sur le phénomène MI, dont les meilleures performances apparaissaient dans les hautes fréquences et étaient caractérisées par leur MI ratio, de nombreuses questions ont émergées. Principalement, l'origine et les conditions nécessaires d'une détection, l'augmentation de la sensibilité en fonction des conditions d'excitation et de polarisation, le rôle de la structure de la GMI (micro fils, rubans, sandwich), l'influence de la forme géométrique, ainsi que l'influence de la nature du matériau magnétique. L'étude expérimentale basse fréquence, réalisée d'abord sur des structures sandwich a permis de déterminer le fonctionnement de ces transducteurs équivalent à celui d'éléments inductifs à courants de Foucault dans lesquels l'effet de peau est considéré faible. Dans le cadre du travail expérimental, une nouvelle méthode a été mise en œuvre pour mesurer directement la sensibilité en champ très faible par une modulation d'amplitude du signal d'excitation, autour d'un point de polarisation. Cette méthode a permis d'associer directement la sensibilité intrinsèque des GMI, à la variation de la perméabilité différentielle et ainsi de généraliser le principe de détection comme la variation de la perméabilité différentielle à l'application d'un champ statique quelque soit le matériau magnétique utilisé. Les nouvelles structures de GMI bobinées ont vu le jour et le mode d'excitation indirecte en courant a permis de décliner le principe de détection à divers matériaux magnétiques comme les nanocristallins, le mumetal ou encore les ferrites. Le rôle de l'anisotropie de forme sur l'augmentation de la sensibilité et la réduction du champ de polarisation a été vérifié, d'abord pour des spécimens en mumetal de longueurs différentes, puis ensuite, pour des éléments en mumetal de même longueur, mais amincis au centre, identique à la technique de concentration de flux. Le deuxième chapitre, dont le point de départ consistait à calculer le tenseur des perméabilités à partir de l'équation de rotation dynamique de l'aimantation (LLG), a orienté les travaux sur la détermination d'une perméabilité de rotation uniforme, d'une perméabilité de parois et d'une perméabilité combinée dans le cas des rubans nanocristallins à anisotropie transverse. Ce modèle a permis de justifier les réponses en champ magnétique des sensibilités intrinsèques en faisant apparaître les deux pics de sensibilité, leur valeur nulle avant le champ d'anisotropie et leur décroissance progressive en champ fort. Pour finir, un modèle général d'impédance, couplé aux modèles semi théoriques des perméabilités a été proposé pour un matériau nanocristallin sur lequel sont enroulés deux bobinages orthogonaux. La précision du modèle dans le cas des GMI à bobinage transversal et longitudinal a démontré l'influence des paramètres tels que la fréquence d'excitation et l'effet de peau, le champ magnétique et l'anisotropie de forme, mais également de mieux identifier les mécanismes d'aimantation en fonction de la structure étudiée. A la forme des courbes d'impédances, est associée un ou deux processus ferromagnétique où les deux phénomènes de relaxation, de rotation et de parois, sont observables. En terme de comportement électrique, ces GMI bobinées de fortes valeurs d'impédance sont inductives (parité paire du champ magnétique) et elles exploitent au mieux la partie imaginaire dont les variations sont directement reliées aux variations de la partie réelle de la perméabilité différentielle magnétique.

Contrairement aux rubans ou aux micro-fils qui exploitent la partie réelle de l'impédance. Par comparaison, les impédances des GMI bobinées sont proportionnelles au terme $N^2\mu\omega$ pour les basses fréquences tandis que l'impédance du ruban est proportionnelle au terme $\sqrt{\mu\omega}$ pour les hautes fréquences. Du point de vue du concepteur, des réponses ont été apportées. La modélisation des perméabilités et des impédances a permis de démontrer qu'il était plus indiqué d'utiliser des rubans de matériaux magnétiques très doux sur lesquels le bobinage est enroulé transversalement. Dans cette configuration, le champ démagnétisant est le plus favorable et les techniques d'optimisation du noyau sont transposables pour améliorer la sensibilité intrinsèque. L'autre degré de liberté incontournable dans l'amélioration des performances, concerne le bruit des GMI bobinées dont la caractérisation doit faire l'objet d'une étude rigoureuse en fonction des paramètres d'excitation et de polarisation mais également en fonction du processus d'aimantation choisi. Ces deux axes d'étude doivent permettre d'atteindre des sensibilités en bruit de l'ordre de la dizaine de pico Tesla, se rapprochant ainsi, tout doucement, des magnétomètres fluxgates.

Annexe 1 : Calcul de la tension GMI modulée

Alimenté par un courant d'excitation de la pulsation ω_{hf} et soumis à un champ statique H_0 , l'impédance d'une magnétoimpédance correspond à la relation suivante dans laquelle apparaissent son module et sa phase φ tous deux fonction de la pulsation et du champ magnétique.

$$\underline{Z}(\omega_{hf}, H_0) = \left| \underline{Z}(\omega_{hf}, H_0) \right| e^{+j\varphi(\omega_{hf}, H_0)}$$

Soumis à une variation du champ statique, dh , autour d'un point de polarisation, l'accroissement de l'impédance $\Delta \underline{Z}$ s'écrit :

$$\underline{Z} + \Delta \underline{Z} = \left| \underline{Z}(\omega_{hf}, H_0) \right| e^{-j\varphi(\omega_{hf}, H_0)} + d \left(\left| \underline{Z}(\omega_{hf}, H_0) \right| e^{-j\varphi(\omega_{hf}, H_0)} \right)$$

Soit, en développant le terme lié à l'accroissement et en considérant dh infinitésimal, la différentielle du produit de l'expression précédente fait apparaître les dérivées du module et de la phase :

$$\underline{Z} + \Delta \underline{Z} = \left| \underline{Z}(\omega_{hf}, H_0) \right| e^{-j\varphi(\omega_{hf}, H_0)} + \frac{\partial \left| \underline{Z}(\omega_{hf}, H_0) \right|}{\partial H_0} dh e^{-j\varphi(\omega_{hf}, H_0)} + j \frac{\partial \varphi(\omega_{hf}, H_0)}{\partial H_0} dh \left| \underline{Z}(\omega_{hf}, H_0) \right| e^{-j\varphi(\omega_{hf}, H_0)}$$

Sous forme module et phase :

$$\underline{Z} + \Delta \underline{Z} = \sqrt{\left(\left| \underline{Z}(\omega_{hf}, H_0) \right| + \frac{\partial \left| \underline{Z}(\omega_{hf}, H_0) \right|}{\partial H_0} dh \right)^2 + \left(\left| \underline{Z}(\omega_{hf}, H_0) \right| \frac{\partial \varphi(\omega_{hf}, H_0)}{\partial H_0} dh \right)^2} \times e^{\left(-j\varphi(\omega_{hf}, H_0) + \arctg \left(\frac{\left| \underline{Z}(\omega_{hf}, H_0) \right| \frac{\partial \varphi(\omega_{hf}, H_0)}{\partial H_0} dh}{\left| \underline{Z}(\omega_{hf}, H_0) \right| + \frac{\partial \left| \underline{Z}(\omega_{hf}, H_0) \right|}{\partial H_0} dh} \right) \right)}$$

En négligeant la modulation de phase devant la modulation d'amplitude :

$$\underline{Z} + \Delta \underline{Z} = \left(\left| \underline{Z}_0 \right| + \frac{\partial \left| \underline{Z}(\omega_{hf}, H_0) \right|}{\partial H_0} dh \right) e^{-j\varphi_0}$$

Avec les expressions respectives du module et de la phase de l'impédance au point de polarisation :

$$\left| \underline{Z}_0 \right| = \left| \underline{Z}(\omega_{hf}, H_0) \right|$$

$$\varphi_0 = \left| \varphi(\omega_{hf}, H_0) \right|$$

Annexe 2 : Echantillons magnétiques utilisés pour l'étude expérimentale

Propriétés physiques pour des matériaux conditionnés sous forme de tore données par les fabricants (voir référence [47]-[53]-[60]) :

	Composition	Induction à saturation (T)	Champ coercitif (A/m)	Perméabilité	Magnétostriction
Ruban Nanocristallin	Fe ₇₅ Si ₁₅ B ₆ Cu ₁ Nb ₃	1.25	10	3.10 ⁴ (10kHz)	<5ppm
Hk ⊥					
Ruban Nanocristallin	Fe ₇₅ Si ₁₅ B ₆ Cu ₁ Nb ₃	1.25	10	>7.10 ⁴ (10kHz)	<5ppm
Hk					
Ruban Ni-Fe	Ni-Fe	0.75	0.6	150.10 ³	λ _s =1.10 ⁻⁶
Noyau Ferrite	Mn-Zn	0.5	10	2.10 ³ (1MHz)	λ _s <1.10 ⁻⁶

Caractéristiques géométriques des échantillons pour l'étude expérimentale :

	Longueur (m)	Largeur (m)	Epaisseur (m)	Diamètre (m)
Ruban Nanocristallin	0.12	0.02	20.10 ⁻⁶	X
Hk ⊥				
Ruban Nanocristallin	0.1	5.10 ⁻³	20.10 ⁻⁶	X
Hk				
Rubans Ni-Fe	de 0.04 à 0.1	5.10 ⁻³	100.10 ⁻⁶	X
Rubans Ni-Fe amincis	0.01	de 200.10 ⁻⁶ à 4.10 ⁻³	100.10 ⁻⁶	X
Noyau Ferrite	0.1	X	X	2.10 ⁻³

Bibliographie

- [1] The Cluster and Phoenix missions, Kluwer Academic, Publishes, 1997.
- [2] Technical report SWARM, <http://esamultimedia.esa.int>.
- [3] H.U. Auster et Al, « The THEMIS Fluxgate Magnetometer », Space Sci Rev, vol. 141, page 235-264, 2008.
- [4] P. Leroy et Al, « An ac/dc magnetometer for space missions: Improvement of a Hall sensor by the magnetic flux concentration of the magnetic core of a searchcoil », Sensors and Actuators A, vol. 142, page 503-510, 2008.
- [5] C. Coillot, J. Moutoussamy, P. Leroy, G. Chanteur, A. Roux, « Improvements on the design of search coil magnetometer for space experiments », Sensor Letters, vol 5, pages 167-170, 2007.
- [6] G.Ash et Al, « Les Capteurs en Instrumentation Industrielle », Dunod, 4th edn, 1991.
- [7] R.S. Popovic, « Hall Effect Devices », Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 2004.
- [8] G. Boero et Al, « Micro-Hall devices: performance, technologies and applications », Sensors and Actuators A, vol. 106, page 314-320, 2003.
- [9] F. Baudouin et Al, « Capteurs : Principes et Utilisations », Casteilla, Paris, 2007.
- [10] R.S. Popovic et Al, « The Future of Magnetic Sensors », Sensors and Actuators A, vol. 56, page 39-55, 1996.
- [11] P. Ripka, « Noise and stability of magnetic sensors », Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 157-158, pp. 424-427, 1996.
- [12] M. Pannetier et Al, « Noise in small magnetic systems-applications to very sensitive magnetoresistive sensors », Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 290-291, pp. 1158-1160, 2005.
- [13] P. Leroy, « Mesures de champs magnétiques alternatifs et continus dans les plasmas naturels », Thèse de doctorat, Université de Versailles/Saint-Quentin en Yvelines, 2007.
- [14] S. Tumanski, « Thin Film Magnetoresistive Sensors », Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 2001.
- [15] J.C.S. Kools et al, « Anisotropic and Giant magnetoresistive elements », Phillips J. Res, 51, pp. 125-148, 1998.
- [16] E. du Trémolet de Lacheisserie et Al, « Magnétisme », tome 2, Pug, Grenoble, 1999.
- [17] Philips semiconductor, « Electronic Compass Design using KMZ51 and KMZ52 », application note, 2000.

- [18] A.E. Mahdia et al, « Some new horizons in magnetic sensing: high- T_c SQUIDS, GMR and GMI materials », *Sensors and Actuators A*, Vol. 105, pp. 271–285, 2003.
- [19] P. Ripka et Al, « AC-driven AMR and GMR magnetoresistors », *Sensors and Actuators*, vol. 76, page 225-230, 1999.
- [20] NVE Corporation, « NVE GMR Sensor Applications », documentation technique, www.NVE.com.
- [21] P. Ripka, « Magnetic Sensors and Magnetometer », Artech House, Boston, 2001.
- [22] R.M. Bozorth, « Ferromagnetism », IEEE Press, New York, 1951.
- [23] E. Delevoe, « Microfluxgate sensors for high frequency and low power applications », *Sensors and Actuators A*, vol. 146-146, pp 271-277, 2008.
- [24] O. Dezuari et Al, « Printed circuit board integrated fluxgate sensor », *Sensors and Actuators*, vol. 81, page 200-203, 2000.
- [25] P. Ripka, « Advances in fluxgate sensors », *Sensors and Actuators A*, vol. 106, page 8-14, 2003.
- [26] R. M. Bozorth, D. M. Chapin « Demagnetizing factors of rods », *Journal of applied physics*, Volume 13, May 1942, pages 320-327.
- [27] C. Coillot, J. Moutoussamy, G. Chanteur, « Principle of a dual-band search coil magnetometer: a new instrument to investigate magnetic fields fluctuation in space », *IEEE Sensors*, Atlanta (USA), Octobre 2007.
- [28] J.P. Ferrieux, F. Forest, « Alimentations à découpage, convertisseurs à résonance », Dunod, Paris, 1999.
- [29] E.P. Harrison, G.L. Turney, H. Rowe, H. Gollop, « The electrical properties of High permeability Wires Carrying Alternating Current », *Proc. Royal. Soc*, Vol 157, 1936.
- [30] K. Mohri, L.V. Panina, « High frequency Giant Magneto-Impedance in Co-Rich Amorphous Wires and Films », *J. Magn. Soc. Japan.*, Vol. 19, N°2, 1995.
- [31] Aichi Steel, « MI Sensors », <http://www.aichi-steel.co.jp>.
- [32] R.S. Beach, A.E. Berkowitz, « Sensitive field and frequency dependent Impedance of amorphous FeCoSiB wire and ribbon », *J. Appl. Phys*, vol. 76, N°10, 1994.
- [33] L.V. Panina et al, « Giant magneto-Impedance in Co-Rich Amorphous Wires and Films », *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol.31, N°2, 1995.
- [34] K. Hika, « Magneto Impedance in Sandwich Film for Magnetic Sensor Heads », *IEEE Trans. Magn*, Vol. 32, N°5, September 1996.
- [35] T. Morikawa, « Giant Magneto Impedance Effect in Layered Thin Films », *IEEE Trans. Magn*, Vol. 33, N°5, September 1997.
- [36] D.P. Makhnovski, « Magneto-impedance in NiFe/Au/NiFe sandwich films with different types of anisotropy », *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 272-276, pp. 1866-1867, 2004.

- [37] D. P. Makhnovski, « Effect of induced anisotropy on magnetoimpedance characteristics in NiFe/Au/NiFe sandwich thin films », *J. Appl. Phys*, vol. 96, N°4, 2004.
- [38] N. Fry et al, « Off-Diagonal Magnetoimpedance in NiFe-Au-NiFe Layered Film and its Application to Linear Magnetic Sensors », *IEEE Trans. Magn*, Vol. 40, Sept. 2004.
- [39] L.V. Panina, « Asymmetrical giant magneto-impedance (AGMI) in amorphous wires », *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 249, pp. 278-287, 2002.
- [40] K. Mohri et Al, « Magneto inductive Effect (MI effect) in amorphous wires » *IEEE Trans. Magn*, Vol. 28, N°5, Sept. 1992.
- [41] K. Mohri, « Application of amorphous magnetic wires to computer peripherals », *Material Science and Engineering*, vol. A185, page 141-146, 1994.
- [42] M. Uehara, N. Nakamura, « Scanning magnetic microscope system utilizing a magneto-impedance sensor for a nondestructive diagnostic tool of geological samples », *Review of scientific instruments*, vol. 78, N°043708, 2007.
- [43] M. Malatek et Al, « Double-Core GMI Current Sensor », *IEEE Trans. Magn*, Vol. 41, N°10, October 2005.
- [44] K. Mohri et Al, « Amorphous wire and CMOS IC-based sensitive micro-magnetic sensors (MI sensor and SI sensor) for intelligent measurements and controls », *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 249, pp. 351-256, 2002.
- [45] P. Ripka et al, « Permalloy GMI sensor », *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 254-255, pp 633-635, 2003.
- [46] A. Platil et al, « GMI sensor », 16th European Conference on Solid-State Transducers, Sept 15-18, Prague, 2002.
- [47] Mecagis, « Tores nanocristallins », Documentation technique. www.mecagis.com.
- [48] B.D. Cullity, C.D. Graham, « Introduction to magnetic materials », IEEE Press, 2nd Edition, 2009.
- [49] J. Moutoussamy, C. Coillot, F. Alvès, G. Chanteur, « Longitudinal and transverse coiled giant magnetoimpedance transducers: principle, modelling and performances », *Transducer'09 (Colorado-USA)*, June 2009.
- [50] J.Moutoussamy, C. Coillot, G. Chanteur, « Capteur magnétique », Brevet N°0852511, déposé le 15 Avril 2008.
- [51] D. Spenato, A. Fessant, J. Gieraltowski, J. Loaëc, H. Legall, « Bloch walls and spin dynamics in in-plane anisotropic ferromagnetic thin films », *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 140-144, pp. 657-658, 1995.
- [52] R. Valenzuela, « The analysis of magnetoimpedance by equivalent circuits », *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 249, pp. 300-304, 2002.
- [53] Vacuumschmelze, « Ringbandkerne », 1986.

- [54] J. Moutoussamy, C. Coillot, G. Chanteur, F. Alvès, « Feasibility of a giant magneto-Impedance sandwich magnetometer for space applications », IEEE Sensors Conf. Atlanta, USA, pp 1013-1016, Oct. 2007.
- [55] J. Gieraltowski et al, « Giant magnetoimpedance in Vitrovac amorphous ribbons over [0.3-400 MHz] frequency range », Journal of Magnetism and Magnetic Materials », Vol. 272-276, pp. 1873-1874, 2004.
- [56] J. A. Osborn, « Demagnetizing Factors of the General Ellipsoid », Physical review, vol. 67, N°11-12, juin 1945.
- [57] S. Chikazumi, « Physics of Ferromagnetism », Oxford University Press, New York, 1997.
- [58] Jifan Hu et al, « Giant magnetoimpedance in a MnZn ferrite », Journal of Magnetism and Magnetic Materials », Vol. 302, pp. 375-377, 2006.
- [59] E. Carrasco et al, « Giant Magnetoimpedance in CoFeBSi and Polycrystalline Ferrites », IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 34, N°4, 1998.
- [60] LCC, « Soft ferrites », catalogue constructeur, 1993.
- [61] G. Bertotti et al, « Non linear magnetization dynamics in nanosystems », Elsevier, 2009.
- [62] L. Kraus, « Theory of giant magneto-impedance in the planar conductor with uniaxial magnetic anisotropy », Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 195, pp 764-778, 1999.
- [63] D. Ménard et al, « Giant magnetoimpedance in a cylindrical magnetic conductor », Journal of Applied Physics, Vol. 84, N°5, 1998.
- [64] Pérez et Al, « Electromagnétisme », Masson, 1991.
- [65] E. du Trémolet de Lacheisserie et Al, « Magnétisme », tome 1, Pug, Grenoble, 1999.
- [66] H. Hauser et Al, « An approach to modeling the dependence of magnetization on magnetic field in the high field regime », Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 300, pp. 273-283, 2006.
- [67] Hubert, R.Schäfer, « Magnetic Domain », Springer, 1998.
- [68] A. Aharoni, « Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms », Journal of Applied Physics, Vol. 83, N°6, 1998.
- [69] P. Brissonneau, « Magnétisme et matériaux magnétiques pour l'électrotechnique », Hermes, 1997.
- [70] D.C Jiles, D.L. Atherton, « Theory of ferromagnetic hysteresis », Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 61, pp 48-60, 1986.
- [71] L. Néel, « Influence de la subdivision en domaines magnétiques élémentaires sur la perméabilité en haute fréquence des corps ferromagnétiques conducteurs », Annales de l'institut Fourier, tome 3, pp. 301-319, 1951.
- [72] J.E.L. Bishop, « Enhanced eddy current loss due to domain displacement », Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 49, pp. 241-249, 1985.

- [73] J.C. Perron, « Matériaux ferromagnétiques amorphes et nanocristallins », Techniques de l'Ingénieur, vol D2, N°150.
- [74] J. Degauque, « Matériaux magnétiques micro et nanocristallins », Techniques de l'Ingénieur, vol E1, N°770.
- [75] G.Herzer, « Magnetization process in nanocrystalline ferromagnets », Materials Science and Engineering, A113, 1-5, 1991.
- [76] F.Alvès, R.Barrué, « Anisotropy and domains patterns of flash stress-annealed soft amorphous and nanocrystalline alloys », Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 254-255, 2003.
- [77] T.Waeckerlé, F. Alvès, P.L. Reydet, J. Degauque, G. Pourroy, « Magnetic behaviour of a nanocrystallized $\text{Fe}_{73}\text{Si}_{15}\text{B}_8\text{Nb}_3\text{Cu}_1$ alloy », Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 254-255, pp 480-482, 2003.
- [78] G. Herzer, « Magnetic field induced anisotropy in nanocrystalline Fe-Cu-Nb-Si-B alloys », Material Science and Engineering, A181/A182, 876-879, 1994.
- [79] B.Hofmann, H.Kronmüller, « Stress-induced magnetic anisotropy in nanocrystalline FeCuNbSiB alloy », Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 152, pp. 91-98, 1996.
- [80] Kittel C, « On the Gyromagnetic Ratio and Spectroscopic splitting factor of Ferromagnetic Substances », Physical Review, 76(6), 743, 1949.
- [81] L.D. Buda, « Développement d'un code de calcul 2D et 3D. Application à des systèmes réels de type, films, plots et fils », thèse de doctorat, 2001.
- [82] J.F. Godsell et al, « Precessional dynamics of $\text{Ni}_{45}\text{Fe}_{55}$ thin films for ultrahigh frequency integrated magnetics », Journal of applied physics, vol. 107, 2009.
- [83] J.H.J. van Opheusden, « Computer simulation of a thin magnetic film with vertical anisotropy », Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 88, pp 247-259, 1990.
- [84] F.L.A. Machado, S.M. Rezende, « A theoretical model for the giant magnetoimpedance in ribbons of amorphous soft-ferromagnetic alloys », Journal of Applied Physics, Vol. 79, N°8, 1996.
- [85] C. Dong et al, « A modified model of GMI effect in amorphous films with transverse magnetic anisotropy », Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 263, pp 78-82, 2003.
- [86] A. Bensalah, « Contribution à l'étude théorique et expérimentale de l'effet de magnétoimpédance géante (GMI) dans les alliages nanocristallins en vue de réaliser des capteurs magnétiques de haute sensibilité », thèse de doctorat de l'école normale supérieure de Cachan, 2005.
- [87] D.P. Makhnovski et al, « Effect of antisymmetric bias field on magnetoimpedance in multilayers with crossed anisotropy », Sensors and Actuators, Vol. N°81, pp. 106-110, 2000.
- [88] M.L. Sanchez, « Circumferential permeability in nonmagnetostrictive amorphous wires », Journal of Material Research, Vol. N°11, N°10, 1996.

- [89] L.D. Landau, E.M. Lifshitz, « Electrodynamics of continuous media », Vol. n°8, Pergamon Press, 1960.
- [90] R.H. Pry, C.P. Bean, « Calculation of the Energy Loss in Magnetic Sheet Materials Using a Domain Model », Journal of Applied Physics, Vol. 29, N°3, march 1958.
- [91] C. Coillot, J. Moutoussamy, G. Chanteur, « Système de mesure de champ magnétique et procédé de suppression du décalage d'un capteur de champ magnétique correspondant », Brevet 08 52481, déposé en Avril 2008.
- [92] C.Coillot et al, « Magnétomètre Search Coil-GMI de la mission CHARM 2 », dossier de définition, rapport interne Laboratoire de physique des plasmas, 2009.

