



ETUDE ET MISE EN OEUVRE DE MAGNETORESISTANCES ANISOTROPES ET A EFFET TUNNEL POUR LA MESURE DES CHAMPS MAGNETIQUES FAIBLES DANS LES PLASMAS SPATIAUX

Malik Mansour

► To cite this version:

Malik Mansour. ETUDE ET MISE EN OEUVRE DE MAGNETORESISTANCES ANISOTROPES ET A EFFET TUNNEL POUR LA MESURE DES CHAMPS MAGNETIQUES FAIBLES DANS LES PLASMAS SPATIAUX. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Ecole Polytechnique X, 2012. Français. NNT : . pastel-00835740

HAL Id: pastel-00835740

<https://pastel.hal.science/pastel-00835740>

Submitted on 19 Jun 2013

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

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



Thèse présentée pour obtenir le titre de
DOCTEUR DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE
Spécialité : Physique

par Malik MANSOUR

Sujet : **Etude et mise en oeuvre de magnétorésistances
anisotropes et à effet tunnel pour la mesure des champs
magnétiques faibles dans les plasmas spatiaux**

Préparée au Laboratoire de Physique des Plasmas de l'Ecole Polytechnique
et à l'Unité Mixte de Physique CNRS/Thales

Soutenue publiquement le 27 mars 2012 à l'Ecole Polytechnique

Composition du Jury :

Président :	Yvan BONNASSIEUX	- LPICM, Ecole Polytechnique
Rapporteurs :	Michel HEHN	- LPM, Université de Lorraine
	Charles JOUBERT	- Laboratoire Ampère, UCBL
Examineurs :	Henri JAFFRÈS	- UMP CNRS/Thales
	Guillaume JANNET	- LPCEE, CNRS
	Richard LEBOURGEOIS	- Thales R&T
	Gérard SOU	- L2E, UPMC
Directeur :	Alain ROUX	- LPP, Ecole Polytechnique
Invités :	Christophe COILLOT	- LPP, Ecole Polytechnique
	Frédéric NGUYEN VAN DAU	- UMP CNRS/Thales

THALES



Remerciements

Avant toutes choses et comme le suggère la coutume, je souhaiterais sincèrement remercier l'ensemble des membres qui ont accepté de constituer mon jury de thèse. Je tiens donc à remercier Michel Hehn et Charles Joubert pour leur lecture attentive de ce manuscrit et leurs remarques constructives. Merci à Henri Jaffrès, Guillaume Jannet, Richard Lebourgeois et Gérard Sou d'avoir accepté d'endosser le rôle d'examineur. Merci enfin à Yvan Bonnassieux pour avoir présidé avec enthousiasme ce jury.

Ce manuscrit marque l'aboutissement de plusieurs années d'un travail ponctué de nombreux moments de joie et, il faut bien l'avouer, de quelques moments de désespoir, bien vite oubliés, tant cette expérience fut enrichissante. Durant ces années, le plaisir que j'ai eu à réaliser ce travail fut intimement lié à celui que j'ai eu à côtoyer nombre de personnes que je me dois à présent de remercier.

Je souhaiterais en premier lieu remercier mon directeur Alain Roux pour avoir accepté de prendre la direction officielle de cette thèse à quelques semaines d'un éméritat bien mérité (elle était facile !) et de s'être pleinement investi dans cette tâche. Trouver sa place dans une équipe n'est pas chose aisée lorsque l'on y est présent de manière intermittente. Merci donc à toi Frédéric pour avoir grandement facilité mon intégration auprès des différents personnels de l'Unité Mixte de Physique CNRS/Thales et d'y avoir encadré ce travail d'une oreille attentive. Merci bien évidemment à Christophe, pour avoir assuré l'encadrement de ce travail au Laboratoire de Physique des Plasmas. Que te dire sinon que j'admire ton aptitude à tirer le meilleur parti de chacun, sans jamais user d'un quelconque excès d'autorité. Merci enfin à vous trois, de m'avoir fait assez confiance pour accepter le pari ambitieux (ou un peu fou ? !), d'engager un développement encore naissant, dans un projet expérimental international.

Cette thèse a été réalisée pour partie au Centre d'étude des Environnements Terrestre et Planétaires devenu le tout jeune Laboratoire de Physique des Plasmas. Nombreuses sont les personnes que j'aimerais remercier pour avoir contribué au plaisir que j'ai eu à me rendre tous les matins dans un laboratoire qui s'apparente encore aujourd'hui, et à bien des égards, à ma deuxième maison. Mais il paraîtrait insensé de ne pas commencer par mon "*Buddy*" Nico, grand Manitou de la reconnexion magnétique et par Jojo l'homme qui code plus vite que son ombre ! Merci à vous pour les 'Neil Young' de fin d'après-midi, pour toutes nos discussions endiablées et pour ce road trip californien désormais mythique. Nico, saches qu'en dépit du bouleversement qu'a représenté ton départ, ton successeur désigné a su être à la hauteur. Merci donc à toi Vincent grâce à qui la vie dans ce bureau fut... bien plus paisible. Je souhaite que ta sérénité t'ouvre la voie vers la transition $L-H$ ultime ! Merci aussi à l'ensemble des chercheurs et doctorants de l'équipe '*Plasmas Spatiaux*', et notamment à Patrick R, épicurien devant l'éternel, mais aussi à Olivier, Thomas, Ana, Emilie, Nicole, Dominique F, Gérard C, Patrick C, Gérard B, Philippe, Matthieu,

Laurence, Rodrigue, Corrine, Cécile et Roland. Merci encore aux amis de l'équipe '*Plasmas Froids*' : Lara, Jaime, Daniil, Ilya, Cathy et Olivier bien évidemment.

Merci enfin à l'ensemble de l'équipe '*Instrumentation*' Paul, Dominique, Joël, Amine, Martin, Leslie, Kaveh et aux collègues de la DT-INSU, Nico et Fabrice. Travailler à vos cotés fut un réel plaisir. Et puis il y a forcément Alexis, à qui je dois un remerciement "*VIP*". Ton aide fut précieuse malgré ton positivisme parfois mitigé (pfff... de toutes façons ça marchera jamais !). Finalement tu vois, ça a marché ! Merci aussi pour avoir accepté de partager en ma compagnie ce périple inoubliable et cette tempête mémorable en mer de Barents ! La prochaine fois qu'un marin chevronné me dit : "*Aujourd'hui ça va secouer...*", je le prendrai au mot et resterai à terre ! Mais au final cela en valait assurément la peine. Ces aurores... quel spectacle !!! Au passage, merci à Colette et Marilyne de nous avoir ramenés !

J'ai eu au cours de ma thèse la chance d'être accueilli par deux laboratoires. J'ai ainsi beaucoup appris sur un domaine qui m'était inconnu dans un laboratoire, berceau de la spintronique, aux compétences reconnues de tous. Merci donc aux nombreuses personnes de l'UMR CNRS/Thales pour avoir travaillé et échangé avec le novice que j'étais. Merci à Patrice et à Henri pour m'avoir initié aux manips de caractérisation magnétique. Merci à Cyrille qui a réalisé l'ensemble des empilements étudiés lors de cette thèse. Merci enfin à Yves et à Danielle pour m'avoir formé au travail en salle blanche et aidé à la réalisation des échantillons. Une fière chandelle à toi Danielle ! Sans ton aide les puces n'auraient probablement pas été prêtes à temps pour la dernière phase d'intégration de l'instrument. Merci enfin à la joyeuse bande de doctorants et post-doctorants de l'UMR pour la qualité de l'ambiance qu'ils y font régner au quotidien.

La thèse est aussi pour un doctorant l'occasion d'une première expérience d'enseignement. Elle fut pour moi, presque toujours, très plaisante, en partie grâce aux différentes équipes pédagogiques avec lesquelles j'ai pu travailler durant trois ans et que je tiens à remercier.

Enfin, puisqu'il y a fort heureusement une vie en dehors de la thèse, je souhaiterais remercier tous les amis qui m'ont accompagné et supporté ou sont simplement restés mes amis, même après de longues périodes de silence. Merci à Alexandra, Alice, Sandra, Aurélie, Elsa, Laslo, Débo, Julien, Audrey et les autres... Merci aussi à mes merveilleux "*Roumies*" du 102, Ralph et Jérôme, rencontrés... au laboratoire évidemment ! Cette cohabitation aussi idyllique que déjantée restera à coup sûr dans les mémoires.

Voilà, j'ai désormais fait le tour, mais ne peux décemment pas finir ces remerciements sans ajouter quelques mots pour ma famille, de part et d'autre des rives de la grande bleue. Merci à elle pour m'avoir entouré de son mieux, j'ai conscience de ne pas toujours avoir rendu la tâche facile. Dumè, je ne te remercierai jamais assez ! Merci, enfin et surtout, à trois êtres forcément exceptionnels à mes yeux et pour qui j'ai l'amour et le respect les plus profonds, ma Maman, mon Papa et ma grand mère Zohra.

"Adieu, dit le renard. Voici mon secret. Il est très simple : on ne voit bien qu'avec le coeur. L'essentiel est invisible pour les yeux."

Antoine de Saint-Exupéry (Le Petit Prince)

A ma Maman...

Introduction générale

"If you reach for the moon you'll land among the stars".

Oscar Wilde

La couronne solaire est la source d'un vent de plasma supersonique qui interagit avec les divers objets du système solaire : planètes (fig 1), comètes et astéroïdes. Le Laboratoire de Physique des Plasmas (LPP) s'intéresse à ces interactions et plus particulièrement à celle du vent solaire avec les environnements ionisés planétaires. Dans ces plasmas très chauds et très dilués, les collisions binaires sont si rares qu'elles ne peuvent assurer la thermalisation à travers les chocs, ou la diffusion à travers une barrière magnétique (le champ magnétique terrestre). Dans ces milieux non collisionnels, les ondes et en particulier les ondes d'Alfvén [Alfvén 1942] peuvent, dans certaines conditions, se substituer aux collisions manquantes et assurer par exemple l'interaction entre un plasma froid (d'origine ionosphérique) et un plasma chaud (d'origine solaire), ou encore assurer la diffusion à travers la barrière magnétique qui protège la Terre de l'intrusion directe du vent solaire. Ce rôle de « médiateur » des interactions explique l'intérêt porté à la mesure des ondes dans les plasmas naturels, comme d'ailleurs dans les plasmas de fusion où les collisions sont également rares. En général, ces ondes ne se propagent pas jusqu'au sol. Il est donc nécessaire de conduire des mesures in situ pour pouvoir les étudier.

Le LPP qui a une compétence reconnue au niveau international dans le domaine de la mesure des composantes magnétiques des ondes, conçoit, construit et exploite scientifiquement des magnétomètres mesurant les champs alternatifs de faible amplitude rencontrés dans l'espace. Ces magnétomètres ont été ou seront embarqués à bord de sondes américaines, européennes, russes, et plus récemment japonaises. Les magnétomètres Searchcoil permettent la mesure de champs magnétiques très faibles, grâce à l'utilisation de noyaux magnétiques, réalisés dans des matériaux de très haute perméabilité. Par nature, cet instrument ne permet pas la mesure du champ continu et des très basses fréquences. Cette mesure est actuellement effectuée par un second type de magnétomètre, généralement des magnétomètres Fluxgate. Etant donné les contraintes de poids inhérentes aux expériences spatiales, il serait très intéressant de disposer d'un instrument unique mesurant les composantes continue et alternatives du champ magnétique. Ceci constitue le point de départ de cette thèse.

Pour ce faire, nous nous sommes adossés à l'expertise du LPP dans le domaine des magnétomètres alternatifs et sur celle de l'Unité Mixte de Recherche CNRS/Thales qui développe, depuis plusieurs années, des puces magnétorésistives à effet Hall plan (PHE) et à effet tunnel (TMR) compactes et performantes. Notre étude s'articule autour d'un concept instrumental innovant de magnétomètre Searchcoil dont la bande

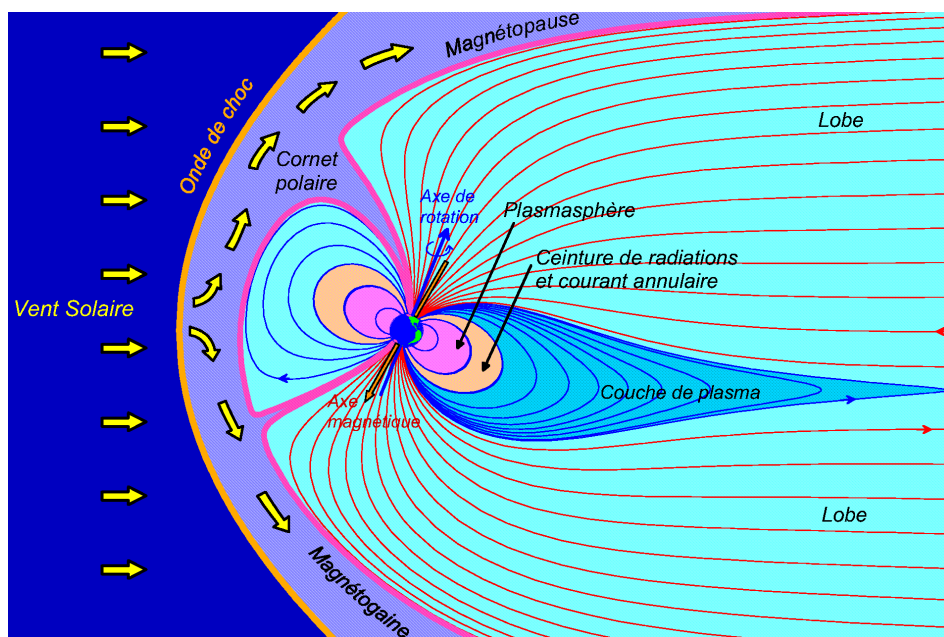


FIGURE 1 – Illustration de l'interaction entre le vent solaire et le champ magnétique terrestre d'après le modèle de Tsyganenko [Tsyganenko 1989]. Le vent solaire rencontre la magnétosphère terrestre qui se compose de différentes régions de plasmas (magnétogaine, magnétopause...) qui se déforment en se comprimant à l'avant et en s'étirant à l'arrière.

de mesure est étendue aux basses fréquences grâce à une modification de la géométrie du noyau ferromagnétique. Cette géométrie permet non seulement d'apparier une magnétorésistance et un Searchcoil mais aussi d'en améliorer les performances, en tirant partie de la concentration de flux magnétique offerte par le noyau ferromagnétique. Il est alors possible d'obtenir un instrument d'une grande sensibilité, permettant la mesure du champ magnétique dans une bande allant du continu à plusieurs kilohertz sans augmentation de la masse ni de l'encombrement.

Bien qu'ils aient été menés en parallèle tout au long de la thèse, l'ensemble des travaux présentés dans ce mémoire peuvent être regroupés en deux parties de nature distinctes. Une première partie à caractère expérimental porte sur l'étude de dispositifs magnétorésistifs anisotropes et à effet tunnel, depuis leur fabrication jusqu'à l'analyse de leurs propriétés magnétorésistives. Une seconde partie traite de la mise en oeuvre d'un de ces dispositifs au sein d'un prototype de magnétomètre hybride Searchcoil/AMR conçu pour répondre aux contraintes environnementales associées aux expériences spatiales, comme par exemple les niveaux élevés de vibrations.

Le mémoire est structuré en trois chapitres dont nous détaillons les contenus dans la section qui suit.

Descriptif des chapitres

Chapitre 1 : Propriétés physiques des capteurs magnétorésistifs

Ce premier chapitre constitue une introduction aux différentes notions de physique du capteur et des couches minces ferromagnétiques évoquées au cours de cet exposé. Dans les deux premières sections de ce chapitre, nous nous intéresserons tour à tour aux mécanismes, de nature quantique, à l'origine des phénomènes d'*anisotropie de résistivité* et d'*effet tunnel dépendant du spin* et pour lesquels nous apporterons quelques éléments de compréhension. Nous montrerons ensuite que ces mécanismes peuvent aussi être décrits par des modèles phénoménologiques reposant sur une description macroscopique de l'aimantation des couches minces ferromagnétiques. Nous verrons aussi que la maîtrise de cette aimantation est un élément clé dans l'élaboration d'un dispositif de mesure magnétorésistif. Nous illustrerons notre propos par l'exemple des capteurs à magnétorésistance tunnel élaborés à partir de *jonction tunnel magnétique*. Nous verrons par ailleurs qu'à la notion de contrôle de l'aimantation est associée la notion d'*anisotropie magnétique* dont on présentera les différents aspects dans la troisième partie de ce chapitre. Enfin la dernière section sera consacrée à la notion de *signal* et aux différents *bruits* susceptibles d'être rencontrés dans les dispositifs magnétorésistifs ainsi que dans la chaîne de traitement qui les accompagne.

Chapitre 2 : Etude expérimentale de capteurs AMR et TMR

En nous appuyant sur la plateforme technique mise à notre disposition par le laboratoire Thales, nous avons conçu, fabriqué et caractérisé différents capteurs magnétorésistifs à effet Hall plan et à effet tunnel dont les propriétés d'aimantation sont contrôlées par énergie d'échange. Ce second chapitre est consacré à leur étude. Nous présentons dans une première partie le banc d'instrumentation automatisé conçu pour l'étude et la caractérisation à basse fréquence des dispositifs magnétorésistifs à effet Hall plan. Ce banc est notamment constitué d'une électronique de pré-amplification faible bruit dont le principe de fonctionnement et les performances sont présentés dans la deuxième partie du chapitre. Dans une troisième partie consacrée à l'étude des capteurs magnétorésistifs à effet Hall plan, nous nous intéresserons à la caractérisation de ces dispositifs en termes de sensibilité, de bruit ou bien encore de tenue en radiation. Nous proposerons ensuite une solution d'amélioration de leur performance de mesure. La dernière partie de ce chapitre est consacrée à la conception et à la caractérisation d'un capteur magnétorésistif à effet tunnel dans lequel les propriétés d'aimantation de chacune des deux électrodes sont contrôlées par énergie d'échange.

Chapitre 3 : Conception d'un magnétomètre à bande étendue pour l'étude de la physique aurorale

Les développements réalisés sur les dispositifs magnétorésistifs présentés dans le chapitre précédent s'inscrivent dans le cadre du développement d'une nouvelle génération de magnétomètres spatiaux large bande. Au début de la thèse notre instrument s'est vu proposé et retenu pour équiper une mission scientifique d'étude des phénomènes auroraux. Du concept instrumental à la réalisation du prototype lancé à l'hiver 2011, ce troisième chapitre présente les différentes étapes de conception et de réalisation du magnétomètre et de son électronique de conditionnement. Après une brève description du principe général de fonctionnement des magnétomètres Searchcoil la seconde partie du chapitre présente l'étude d'une nouvelle géométrie de noyaux magnétiques utilisés comme amplificateur magnétique pour capteurs magnétorésistifs. Cette géométrie ainsi que l'ensemble de l'instrument sont par la suite optimisés au moyen d'un code numérique dont la structure est détaillée dans une troisième partie. La fin du chapitre sera consacrée à la réalisation proprement dite. Nous y présenterons les différents aspects de la conception d'un prototype puis discuterons de son comportement mécanique vis à vis des contraintes de lancement ainsi que de ses performances de mesure .

Remarque préliminaire

Dans ce qui va suivre, nous discuterons des performances de capteurs magnétiques. Pour la clarté de l'exposé nous conviendrons des définitions suivantes : Nous définirons la *sensibilité* du capteur comme étant la pente de sa fonction de transfert en champ. La sensibilité sera exprimée en (V/T) ou bien encore en $(V/T.A)$. La *performance intrinsèque* que l'on appellera parfois *sensibilité intrinsèque* ou encore *détection* du capteur sera quant à elle caractérisée par le bruit en champ magnétique du capteur ou NEMI¹. Il représente la plus petite valeur de champ magnétique mesurable par le capteur à une fréquence donnée. Le NEMI sera exprimé en $(T/\sqrt{Hz})$.

1. Noise Equivalent Magnetic Induction

Table des matières

1	Propriétés physiques des capteurs magnétorésistifs	11
1.1	Propriétés de transport dans les matériaux conducteurs	11
1.1.1	Magnétorésistance ordinaire et effet Hall dans les métaux . . .	12
1.1.2	Magnétorésistance extraordinaire dans les ferromagnétiques . .	13
1.2	Magnétorésistance tunnel et jonctions tunnel magnétiques	18
1.2.1	Jonction tunnel magnétique	19
1.2.2	Magnétorésistance à effet tunnel	20
1.2.3	De la jonction tunnel au capteur magnétique	22
1.2.4	Du capteur magnétique au magnétomètre TMR	23
1.3	Anisotropie magnétique dans les couches minces	24
1.3.1	Anisotropie magnétocristalline	24
1.3.2	Anisotropie de forme	24
1.3.3	Anisotropie d'échange	27
1.4	Bruit dans les systèmes de mesure magnétique	28
1.4.1	Energie d'un signal	29
1.4.2	Densité spectrale de puissance d'un signal	29
1.4.3	Densité spectrale de puissance de signaux non corrélés	31
1.4.4	Bruit caractéristique des systèmes magnétorésistifs	32
1.4.5	Erreur de quantification et bruit de numérisation associé . . .	35
2	Etude expérimentale de capteurs AMR et TMR	41
2.1	Présentation du banc d'instrumentation	41
2.2	Electronique de conditionnement faible bruit	42
2.2.1	Principe de fonctionnement	43
2.2.2	Etage de polarisation et bruit associé	44
2.2.3	Etage d'amplification et modèle de bruit associé	45
2.2.4	Caractérisation du bruit de l'électronique de conditionnement	47
2.3	Etude des capteurs à effet Hall plan	48
2.3.1	Réalisation des échantillons	48
2.3.2	Etude d'un capteur à géométrie symétrique à base d'IrMn . .	51
2.3.3	Etude d'un capteur à géométrie asymétrique à base d'IrMn . .	56
2.3.4	Etude d'un empilement à base de NiO	61
2.3.5	Tolérance aux radiations	64
2.4	Etude des jonctions tunnel magnétiques	70
2.4.1	Linéarisation du signal TMR	70
2.4.2	Principe de linéarisation par double anisotropie d'échange . .	71
2.4.3	Empilement magnétique	72
2.4.4	Procédé de double recuit sous champ	73
2.4.5	Caractérisation magnétique du procédé	74

2.4.6	Caractérisation électrique et sensibilité	75
2.4.7	Réponse angulaire d'une jonction à double anisotropie d'échange	77
2.5	Conclusion du chapitre	80
3	Conception d'un magnétomètre à bande étendue pour l'étude de la physique aurorale	81
3.1	Le magnétomètre Searchcoil	82
3.1.1	Principe de fonctionnement	82
3.1.2	Évolutions techniques	84
3.1.3	Concept instrumental du Searchcoil à bande étendue	87
3.2	Concentrateurs magnétiques adaptés aux magnétorésistances	88
3.2.1	Principe du concentrateur magnétique	88
3.2.2	Principe de fonctionnement d'une géométrie à double entrefer	89
3.2.3	Évaluation des performances d'amplification d'un noyau à double entrefer	90
3.2.4	Optimisation de la forme des concentrateurs	94
3.3	Optimisation de l'instrument	97
3.3.1	Écriture du problème d'optimisation de la partie HF	97
3.3.2	Élaboration de la fonction de coût	101
3.3.3	Choix de l'algorithme d'optimisation	102
3.3.4	Algorithme génétique	102
3.3.5	Présentation du code d'optimisation	103
3.3.6	Résultats	105
3.4	L'instrument Ac-Dc Magnetometer	108
3.4.1	La mission ICI-3	108
3.4.2	Noyaux magnétiques & Bobinages	109
3.4.3	Capteur magnétorésistif	109
3.4.4	Structure mécanique	110
3.4.5	Etude dynamique de la structure	111
3.4.6	Assemblage mécanique	119
3.4.7	Électronique de conditionnement	121
3.5	Conclusion du chapitre	121
3.5.1	Performances de mesure HF et BF	122
3.5.2	Résolution angulaire	122
	Bibliographie	133

Propriétés physiques des capteurs magnétorésistifs

Sommaire

1.1 Propriétés de transport dans les matériaux conducteurs . .	11
1.1.1 Magnétorésistance ordinaire et effet Hall dans les métaux . .	12
1.1.2 Magnétorésistance extraordinaire dans les ferromagnétiques .	13
1.2 Magnétorésistance tunnel et jonctions tunnel magnétiques	18
1.2.1 Jonction tunnel magnétique	19
1.2.2 Magnétorésistance à effet tunnel	20
1.2.3 De la jonction tunnel au capteur magnétique	22
1.2.4 Du capteur magnétique au magnétomètre TMR	23
1.3 Anisotropie magnétique dans les couches minces	24
1.3.1 Anisotropie magnétocristalline	24
1.3.2 Anisotropie de forme	24
1.3.3 Anisotropie d'échange	27
1.4 Bruit dans les systèmes de mesure magnétique	28
1.4.1 Energie d'un signal	29
1.4.2 Densité spectrale de puissance d'un signal	29
1.4.3 Densité spectrale de puissance de signaux non corrélés	31
1.4.4 Bruit caractéristique des systèmes magnétorésistifs	32
1.4.5 Erreur de quantification et bruit de numérisation associé . . .	35

1.1 Propriétés de transport dans les matériaux conducteurs

Considérons un solide conducteur électrique ordinaire, homogène, isotrope et dépourvu d'aimantation. S'il n'est soumis à aucun champ magnétique, la densité de courant électrique $\mathbf{J}$ qui traverse ce conducteur est liée au champ électrique appliqué à ces bornes à travers la loi d'Ohm (eq 1.1) par un terme de résistivité électrique ρ ramené à un simple scalaire.

$$\mathbf{E} = \rho \mathbf{j} \quad (1.1)$$

L'expérience montre que dans les conditions précisées ci-dessus, la résistance est une fonction unique de la température. Mais si l'on plonge désormais ce conducteur,

toujours polarisé par le même champ électrique que précédemment, dans un champ magnétique, on s'aperçoit que la densité de courant possède un caractère variable et anisotrope. On attribue à William Thompson la première mise en évidence de cet effet du champ magnétique sur le transport électrique d'un conducteur. Cette **magnétorésistance** ainsi que l'ensemble des effets du champ magnétique sur le transport électronique sont regroupés sous le terme d'effets **galvanomagnétiques** dont on distingue les effets **ordinaires** résultants de l'action d'un champ magnétique **B** des effets **anormaux** ou **extraordinaires** occasionnés par la présence d'une aimantation **M**.

1.1.1 Magnétorésistance ordinaire et effet Hall dans les métaux

L'expérience montre que la résistance d'un conducteur diffère selon la géométrie de mesure et les orientations relatives du courant **J** et du champ magnétique appliqué **H**. L'expression générale scalaire de la résistivité (eq 1.1) n'est donc plus appropriée et doit être remplacée par une expression tensorielle (eq 1.2) de la résistivité dont chacune des composantes correspond aux différents effets observés expérimentalement.

$$\bar{\rho}_{ij} = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} & \rho_{xz} \\ \rho_{yx} & \rho_{yy} & \rho_{yz} \\ \rho_{zx} & \rho_{zy} & \rho_{zz} \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

La **magnétorésistance longitudinale** est observée lorsque la mesure de tension est réalisée dans la direction de la densité de courant et pour un champ magnétique appliqué dans le plan de cette dernière (fig 1.1 à gauche). Si la mesure est effectuée perpendiculairement à la direction de la densité de courant, (fig 1.1 à gauche) on observe alors la **magnétorésistance transversale**. Enfin, si le champ magnétique est appliqué perpendiculairement à la direction de la densité de courant et que l'on mesure la tension dans la troisième direction, (fig 1.1 à droite) on observe l'**effet Hall**. A température ambiante la magnétorésistance ordinaire possède une allure parabolique pour de faibles valeurs du champ magnétique, puis devient ensuite linéaire pour des champs plus intenses.

Les différents effets magnétorésistifs normaux ont pour origine principale la force de Lorentz qui s'exerce sur les électrons de conduction en présence de champ magnétique. En la courbant, la force de Lorentz rallonge la trajectoire des électrons de conduction qui précèdent autour du champ entraînant de fait une augmentation de la résistance¹. La magnétorésistance transverse est généralement plus grande que la magnétorésistance longitudinale, néanmoins, toutes les deux ne sont appréciables que si le libre parcours moyen des électrons de conduction est large en comparaison avec leur rayon de courbure dans le champ d'induction ; ce qui explique en partie que ces effets magnétoresistifs sont peu prononcés. Ils le sont d'autant moins dans les matériaux amorphes ou polycristallins où des phénomènes de diffusion tendent à raccourcir le libre parcours moyen. Notons enfin que si elle permet d'expliquer la

1. la fréquence de collision entre les électrons et le réseau cristallin augmente

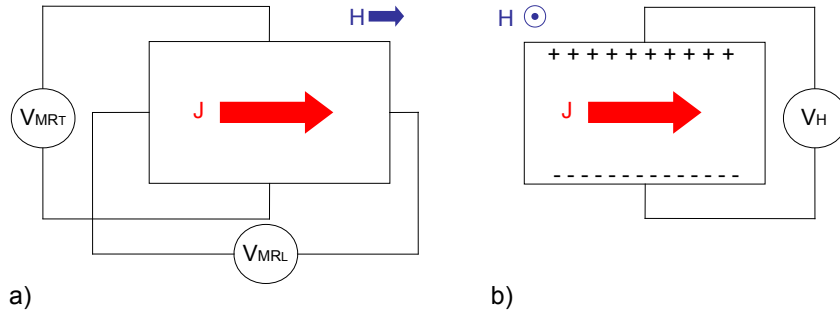


FIGURE 1.1 – *Géométrie de mesure des effets magnétorésistifs ordinaires.* **A gauche** : magnétorésistance longitudinale (V_{MR_L}) et transversale (V_{MR_T}). **A droite** : effet Hall (V_H).

hausse de résistance observée dans la grande majorité des cas, la force de Lorentz va néanmoins à l'encontre de la baisse de résistance observée parfois dans certains métaux. Cette baisse de résistance puise son origine dans les mécanismes de diffusion des électrons liés à la structure de bande de ces matériaux.

1.1.2 Magnétorésistance extraordinaire dans les ferromagnétiques

La propriété d'aimantation propre aux ferromagnétiques a une conséquence très importante sur les phénomènes de transport dans ces matériaux. Contrairement aux métaux classiques, les effets galvanomagnétiques y sont produits par deux causes : le champ magnétique extérieur et l'aimantation. Ainsi, dans un ferromagnétique soumis à un champ magnétique se superpose au phénomène de magnétorésistance ordinaire une magnétorésistance anormale ou extraordinaire présentant une composante transversale ρ_{perp} , longitudinale ρ_{para} et un effet Hall extraordinaire ρ_H .

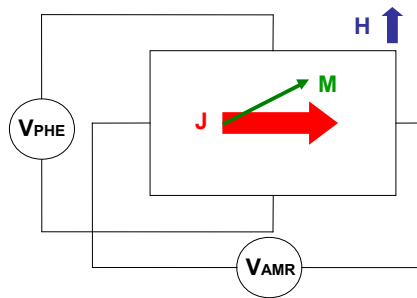


FIGURE 1.2 – *Géométrie de mesure de la magnétorésistance anisotrope (V_{AMR}) et de l'effet Hall plan (V_{PHE}).*

La magnétorésistance extraordinaire, appelée aussi **magnétorésistance anisotrope**, possède la particularité de dépendre non seulement de l'amplitude du champ magnétique extérieur mais aussi des orientations respectives de l'aimantation et du courant (fig 1.2). En fait, par abus de langage, on désigne par magnétorésistance

anisotrope, la magnétorésistance extraordinaire longitudinale tandis que la magnétorésistance extraordinaire transversale est appelée *effet Hall plan*.

1.1.2.1 Ferromagnétisme et polarisation de spin

Le ferromagnétisme est une propriété liée à la structure électronique caractéristique de certains métaux (*Ni*, *Co*, *Fe*... et leurs alliages). Par nature, les électrons sont disposés autour du noyau de manière à saturer, tour à tour, différentes couches électroniques ne pouvant accueillir qu'un nombre limité d'électrons. Dans le cas des

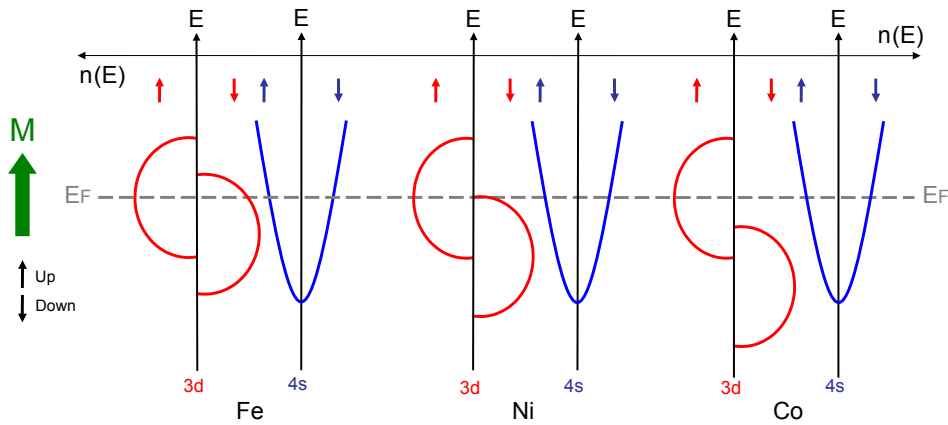


FIGURE 1.3 – Schéma de la structure de bandes au niveau de Fermi de métaux ferromagnétiques fort (*Fe*) et faibles (*Ni* et *Co*). L'aimantation locale M crée un décalage de la structure de bandes qui s'inverse si l'on renverse l'aimantation.

ferromagnétiques, l'une de ces couches électroniques, la couche 3d n'est que partiellement remplie. Les électrons de la couches 3d d'atomes voisins, sont soumis à un couplage qui dépend de leur état de spin (spin up "↑" ou spin down "↓") par rapport à l'aimantation locale. On parle respectivement de couplage parallèle et antiparallèle des spins, selon que le spin électronique est orienté parallèlement ou antiparallèlement à l'aimantation locale. Ce couplage provoque la division de la couche 3d en deux sous couches $3d_{\uparrow}$ et $3d_{\downarrow}$ dont les niveaux d'énergie sont légèrement décalés (fig 1.3) et dont le nombre d'électrons pour chacun des deux types de spin n'est plus identique. On parle alors de polarisation en spin. Le type de spin le plus représenté est nommé *spin majoritaire* et le moins représenté, *spin minoritaire*. Cette polarisation en spin, propre aux matériaux ferromagnétiques, est à l'origine, entre autres phénomènes, de la magnétorésistance anisotrope.

1.1.2.2 Origine microscopique de la magnétorésistance anisotrope

C'est en s'appuyant sur la structure électronique en bandes des ferromagnétiques qu'en 1936 Mott propose une première explication à leur magnétorésistance. Dans un conducteur, seuls les électrons ayant une énergie supérieure au niveau de Fermi et formant la bande, dite de valence, participent à la conduction du courant électrique.

Dans les métaux ferromagnétiques², la bande de valence est constituée de deux bandes : les bandes $4s$ et $3d$. À cause de leur plus grande masse effective, Mott néglige les électrons de la bande $3d$ et considère que le courant de conduction n'est constitué que de la seule bande $4s$.

Dans son modèle, Mott [Mott 1936] définit deux courants de conduction de spin distincts, l'un majoritaire et l'autre minoritaire qui participent de manière indépendante à la conduction du courant. Il envisage alors l'hypothèse que les électrons de conduction puissent diffuser tout en conservant la valeur de leur spin et propose alors d'expliquer la variation de résistance observée comme étant le résultat de la diffusion, pour chacun des types de spin, des électrons de la bande $4s$ dans la bande $3d$ correspondante³. Or, comme nous l'avons précédemment vu, la bande $3d$ est polarisée en spin et se divise en deux sous-bandes ($3d \uparrow$ et $3d \downarrow$) dont les densités d'état diffèrent selon le type de spin. Comme la probabilité de diffusion dépend de la densité d'état, les résistances pour les deux types de spin diffèrent. La résistivité totale est donc équivalente à celle de deux résistances parallèles de spin distincts dont les valeurs sont proportionnelles à la probabilité de diffusion des bandes $4s$, dans les bandes $3d$ correspondantes.

Mais si le modèle proposé par Mott permet d'expliquer à la fois la forte résistance des ferromagnétiques ainsi que la faible résistivité observée à fort champ⁴, le caractère isotrope du phénomène de diffusion mis en jeu ne permet pas de rendre compte du caractère anisotrope de la magnétorésistance observée. Il faudra, pour ce faire, attendre les modèles respectifs de Smith [Smith 1951], de Potter [Potter 1974] puis de Mc Guirre [McGuirre 1975]. Le mécanisme invoqué est un couplage entre le spin des électrons et le réseau cristallin appelé couplage *couplage Spin-orbite*. Ce couplage introduit un mélange des bandes $3d_{\uparrow}$ et $3d_{\downarrow}$. Ce mélange des bandes est anisotrope et dépend de la direction de propagation des électrons par rapport à l'aimantation locale. La diffusion et donc la résistance, est la plus forte pour les électrons se déplaçant parallèlement à cette aimantation. Même si les modèles diffèrent par la nature exacte de ce couplage, tous indiquent son caractère anisotrope.

1.1.2.3 Interprétation phénoménologique

Les phénomènes magnétorésistifs extraordinaires sont la conséquence de mécanismes quantiques complexes faisant intervenir la propriété de spin des électrons. Néanmoins, comme pour la magnétorésistance normale, la magnétorésistance extraordinaire peut être considérée de manière phénoménologique sous la forme d'une loi d'Ohm. Thomson a proposé un modèle pour exprimer la magnétorésistance d'une fine couche magnétorésistive [Thompson 1975]. Lorsqu'un champ magnétique est appliqué dans le plan de la couche et perpendiculairement à son axe facile d'aimantation (axe $\mathbf{X}$ de la figure 1.4), cette dernière effectue une rotation cohérente dans le plan de la couche d'un angle θ . Le champ électrique $\mathbf{E}$ et la densité de

2. et dans certain métaux classiques

3. notons que ce mécanisme n'est possible que lorsque la bande $3d$ est partiellement remplie

4. après saturation du matériau

courant $\mathbf{J}$ peuvent alors être exprimés à partir de leurs composantes parallèles et perpendiculaires à la direction d'aimantation $\mathbf{M}$.

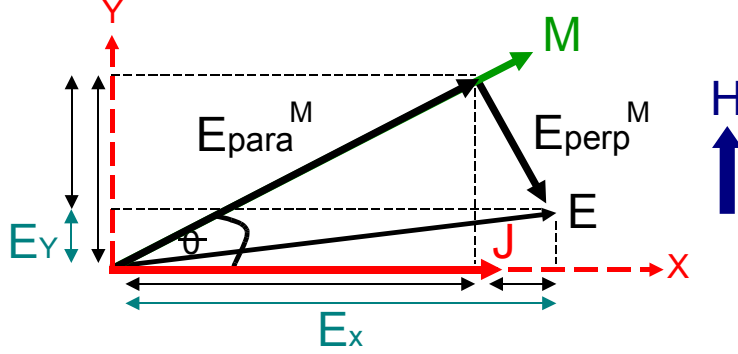


FIGURE 1.4 – Géométrie des vecteurs $\mathbf{E}$, $\mathbf{J}$ et $\mathbf{M}$ pour le calcul phénoménologique de la magnétorésistance anisotrope dans un conducteur ferromagnétique, d'après [Thompson 1975].

Expression de la composante parallèle à l'aimantation du champ électrique

La composante parallèle du champ électrique E_x généré dans la couche ferromagnétique (fig 1.4) est de la forme :

$$E_x = E_{para}^M \cdot \cos(\theta) + E_{perp}^M \cdot \sin(\theta) \quad (1.3)$$

En introduisant à l'aide de la loi d'Ohm (eq 1.1) le terme de résistivité ρ dans l'équation (1.3), on obtient alors :

$$E_x = j_{para}^M \cdot \rho_{para}^M \cdot \cos(\theta) + j_{perp}^M \cdot \rho_{perp}^M \cdot \sin(\theta) \quad (1.4)$$

Puis en écrivant que $j = j_{para}^M \cdot \cos(\theta) + j_{perp}^M \cdot \sin(\theta)$, on obtient :

$$E_x = j \cdot (\rho_{para}^M \cdot \cos^2(\theta) + \rho_{perp}^M \cdot \sin^2(\theta)) \quad (1.5)$$

ou encore

$$E_x = j \cdot \rho_{perp}^M \left(1 + \frac{\rho_{para}^M - \rho_{perp}^M}{\rho_{perp}^M} \cdot \cos^2(\theta) \right) \quad (1.6)$$

En utilisant la notation $\Delta\rho = \rho_{para}^M - \rho_{perp}^M$ et l'approximation de la résistivité à champ nul $\rho_0 \approx (\rho_{para}^M + 2\rho_{perp}^M/3) \approx \rho_{perp}^M$ ⁵ on obtient enfin :

$$E_x = j\rho_0 \left(1 + \frac{\Delta\rho}{\rho_0} \cdot \cos^2(\theta) \right) \quad (1.7)$$

5. ρ_0 représente la résistivité isotrope de la couche à champ nul, liée à une équipartition des domaines magnétiques

Soit L la longueur du chemin au long duquel on effectue la mesure de tension associée à la composante E_x du champ électrique, le signal obtenu que l'on appellera par la suite signal magnétorésistif anisotrope est de la forme :

$$V_x = j \cdot L \cdot (\rho_0 + \Delta\rho \cdot \cos^2(\theta)) \quad (1.8)$$

Expression de la composante perpendiculaire à l'aimantation du champ électrique

La composante perpendiculaire du champ électrique E_y généré dans la couche ferromagnétique (fig 1.4) est quant à elle de la forme :

$$E_y = E_{para}^M \cdot \sin(\theta) - E_{perp}^M \cdot \cos(\theta) \quad (1.9)$$

De la même manière que pour les équations (1.5) à (1.7) on obtient successivement les équations (1.10) à (1.12)

$$E_y = j_{para}^M \cdot \rho_{para}^M \cdot \sin(\theta) - j_{perp}^M \cdot \rho_{perp}^M \cdot \cos(\theta) \quad (1.10)$$

$$E_y = j \cdot (\rho_{para}^M - \rho_{perp}^M) \cdot \cos(\theta) \cdot \sin(\theta) \quad (1.11)$$

$$E_y = j \cdot (\Delta\rho \cdot \cos(\theta) \cdot \sin(\theta)) \quad (1.12)$$

pour aboutir à l'expression de la tension transversale (eq 1.13) correspondant à l'effet Hall plan. C'est précisément à cet effet hall plan que nous nous intéresserons par la suite dans le cadre de l'élaboration d'un capteur de champ magnétique.

$$V_y = j \cdot L \cdot (\Delta\rho \cdot \cos(\theta) \cdot \sin(\theta)) \quad (1.13)$$

D' une manière plus générale, l'expression du tenseur de résistivité représenté dans une base $\mathbf{OXY}$ dans le cas d'un film mince possédant une aimantation orientée selon l'axe $\mathbf{OX}$ s'écrit :

$$\rho'_{ij} = \begin{pmatrix} \rho_{perp} + (\rho_{para} - \rho_{perp}) \cdot \cos^2(\theta) & (\rho_{perp} - \rho_{para}) \cdot \sin(\theta) \cdot \cos(\theta) \\ (\rho_{para} - \rho_{perp}) \cdot \sin(\theta) \cdot \cos(\theta) & \rho_{perp} + (\rho_{para} - \rho_{perp}) \cdot \sin^2(\theta) \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

Si l'échantillon ferromagnétique est polarisé selon $\mathbf{OX}$ et qu'un champ magnétique est appliqué dans le plan de la couche, l'expression des différentes composantes de $\mathbf{E}$ relatives à la magnétorésistance anisotrope et à l'effet Hall plan, sera de la forme :

$$E_i = j \cdot \begin{pmatrix} \rho_0 + \frac{\Delta\rho}{2} \cdot \cos(2\theta) \\ \frac{\Delta\rho}{2} \cdot \sin(2\theta) \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

La mesure de ces signaux s'obtient par la suite en adaptant la géométrie de mesure de la tension aux bornes de l'échantillon.

1.1.2.4 Comportement de l'aimantation dans un ferromagnétique

La réponse magnétorésistive d'une couche ferromagnétique représentée par les équations de la magnétorésistance, ou bien encore de l'effet Hall, est une fonction de son état d'aimantation, représentée par la valeur de l'angle θ (eq (1.8) et (1.13)). Afin de modéliser le comportement magnétorésistif, il est nécessaire de disposer d'un modèle décrivant à tout moment l'état d'aimantation du matériau considéré, le champ magnétique ayant pour effet d'en réorienter les domaines magnétiques. Ce processus de réorientation des domaines magnétiques s'avère complexe, en particulier à cause de la présence de parois magnétiques les délimitant. Néanmoins, dans le cas de films minces de très faible dimension comme ceux élaborés pour les dispositifs magnétorésistifs, l'expérience montre qu'il est possible de rendre compte des propriétés de la couche en la considérant comme un unique domaine magnétique au sein duquel tous les spins ont le même comportement.

En 1947 Stoner et Wohlfarth ont développé un modèle décrivant le comportement magnétique d'un tel système. Ce modèle dont nous allons brièvement présenter le principe a été utilisé avec succès pour calculer les réponses de nombreux capteurs magnétorésistifs. Le modèle de **rotation cohérente** de Stoner et Wohlfarth [Wohlfarth 1980] permet de déterminer l'orientation de l'aimantation d'une particule à partir de son énergie magnétique totale E_T . Il consiste à trouver la position énergétiquement stable de l'aimantation du système lorsqu'un champ extérieur de direction donnée lui est appliqué en résolvant successivement les équations (1.16) et (1.17).

$$\frac{\partial E_T}{\partial \theta} = 0 \quad (1.16)$$

$$\frac{\partial^2 E_T}{\partial \theta^2} > 0 \quad (1.17)$$

Le recours à une méthode graphique permet également d'obtenir le même résultat. Cette méthode consiste à tracer dans un plan (OXY) la courbe (en forme d'astroïde) représentant la valeur du champ coercitif H_k de la particule pour les différentes directions du champ extérieur appliqué par rapport à l'axe d'anisotropie (fig 1.5). La direction d'aimantation de la particule est alors donnée par la tangente à l'astroïde passant par le point de coordonnées (H_x, H_y) représentant les composantes du champ appliqué. En répétant l'opération pour différentes intensités du champ magnétique, on obtient le cycle d'aimantation de la particule.

1.2 Magnétorésistance tunnel et jonctions tunnel magnétiques

Les études de Tedrow et Meservey [Tedrow 1971] dans les années 70, puis de Jullière [Jullière 1975] peu de temps après, sur l'effet tunnel polarisé en spin, ont ouvert la voie à la réalisation de dispositifs basés sur des jonctions dont la résistance électrique varie en fonction de la configuration magnétique des électrodes, appelés

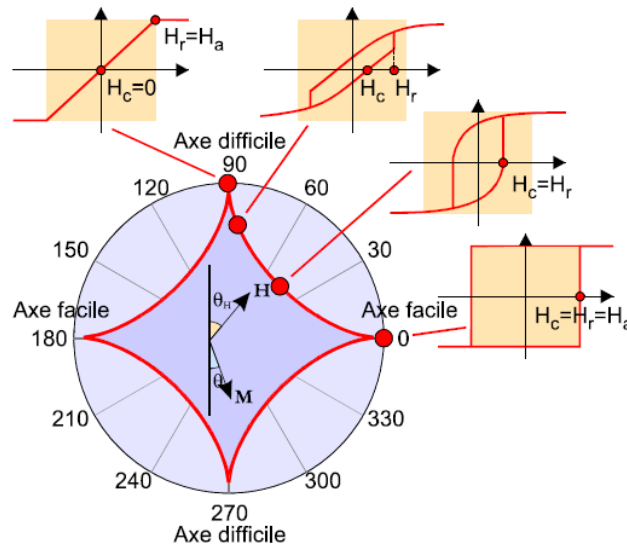


FIGURE 1.5 – Astroïde de Stoner et Wohlfarth représenté en coordonnées polaires. Certains cycles d'aimantation sont représentés pour différentes directions d'application du champ magnétique par rapport à la direction d'anisotropie, d'après [Fruchart 2010].

jonctions tunnel magnétiques (JTM)⁶. Considérées au départ comme un objet d'étude théorique, les jonctions tunnel magnétiques présentent aujourd'hui un fort potentiel applicatif, en raison notamment de leur application à la réalisation de mémoires non volatiles (MRAM)⁷.

1.2.1 Jonction tunnel magnétique

Une jonction tunnel magnétique dans sa forme la plus simple est une tri-couche composée d'une fine couche de matériau isolant ou **barrière tunnel** prise en sandwich entre deux couches ferromagnétiques (électrodes en *Fe*, *Co*, *Ni*...). Les électrons peuvent passer d'une électrode à l'autre en traversant la barrière isolante par effet tunnel. Il s'agit d'une vanne de spin (fig 1.6) dans laquelle la couche conductrice non magnétique a été remplacée par une couche isolante. Les premières réalisations de jonctions tunnel magnétiques avaient pour seule vocation l'étude théorique de l'effet tunnel dépendant du spin dans différentes structures telles que Supraconducteur/Isolant/Ferromagnétique ou bien Ferromagnétique/Isolant/Ferromagnétique. Mais, alors même que des effets magnéto-résistifs importants avaient été prédits, ces dispositifs n'ont offert pendant longtemps que de faibles performances, au travers de faibles taux de magnéto-résistances obtenus uniquement à basses températures [Nowaka 1992], [Suezawa 1992]. La raison tenait à la qualité de fabrication de ces structures. Mais la découverte de la GMR dans les multicouches métalliques et les

6. MTJ en anglais

7. Magnetic Random Access Memory

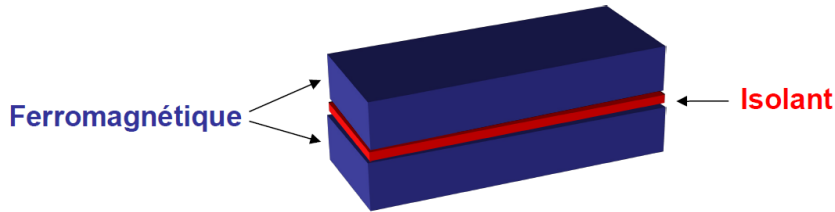


FIGURE 1.6 – Structure d’une jonction tunnel magnétique. Deux électrodes ferromagnétiques (en bleu) sont séparées par une fine barrière isolante (en rouge).

avancées faites dans le domaine du dépôt en couches minces durant les deux décennies qui suivirent, donnèrent à l’étude de la TMR un nouvel essor. Et c’est au MIT⁸, en 1995, que Moodera [Moodera 1995] parvint à réaliser de manière reproductible des jonctions à base d’Alumine $Co/Al_2O_3/CoFe$ et $Co/Al_2O_3/NiFe$ atteignant, à température ambiante, des taux de magnétorésistance de l’ordre de 10 % leur ouvrant ainsi un large champ d’application.

1.2.2 Magnétorésistance à effet tunnel

La propriété qu’ont les électrons de conserver, sous certaines conditions⁹, la valeur de leur spin à la traversée d’une couche isolante appelée effet tunnel dépendant du spin et son association avec la polarisation en spin des ferromagnétiques sont à l’origine de la magnétorésistance à effet tunnel. Ce mécanisme complexe peut être schématisé de la manière suivante : Lorsque l’on polarise une jonction tunnel classique, les électrons de conduction de la première électrode traversent la couche isolante par effet tunnel pour rejoindre la seconde électrode. Dans une jonction tunnel magnétique, pour qu’un électron d’énergie et de spin donnés de l’électrode de départ parvienne à rejoindre l’électrode d’arrivée, il doit y être accueilli par un état libre de même énergie et de même spin. Or, comme nous l’avons vu précédemment (cf 1.1.2.1), la densité d’état au niveau de Fermi d’un ferromagnétique est fonction de son aimantation. Un champ magnétique appliqué à la jonction aura pour effet de modifier la densité d’état au niveau de Fermi des électrodes et donc l’intensité du courant qui la traverse.

Dans une jonction du type de celle développée par Moodera [Moodera 1995] et la résistance est faible pour un état parallèle des aimantations (fig (1.7.1) et (1.7.4)) des deux électrodes et forte pour un état antiparallèle (fig (1.7.2) et (1.7.3)). Entre les deux états parallèle et antiparallèle, la réponse angulaire de la jonction est donnée par l’équation (1.18) [Jaffrès 2001] où R_{perp} représente la résistance pour une configuration perpendiculaire des aimantations des électrodes. La résistance de la jonction varie (eq 1.18) en fonction du cosinus de l’angle θ formé par les aimantations respectives des deux électrodes. et dépend du **taux de magnétorésistance (TMR)**

8. Massachusetts Institute of Technology

9. la conservation du spin n’est pas vérifiée pour tous les électrons chacun ayant seulement une probabilité quantique non nulle de conserver leur spin

de la jonction, représentant l'amplitude de la variation de résistance entre les états parallèles $R_{\uparrow\uparrow}$ et antiparallèles $R_{\uparrow\downarrow}$.

$$R = \frac{R_{\text{perp}}}{1 + \frac{TMR}{2} \cos\theta} \quad (1.18)$$

Le premier calcul de TMR a été proposé par Jullière [Julliere 1975] en considérant un modèle à deux courants de conduction dont l'un, majoritaire, est constitué d'électrons possédant un spin parallèle à l'aimantation locale et l'autre, minoritaire, est constitué d'électrons possédant un spin antiparallèle à l'aimantation locale. Il suppose que la longueur caractéristique de parcours des électrons d'une électrode à l'autre est inférieure à la longueur caractéristique de retournement de spin¹⁰ et relie alors la résistance de la barrière tunnel, à la densité d'état et aux polarisations en spin P_1 et P_2 des électrodes ferromagnétiques (eq 1.19).

$$TMR = \frac{R_{\uparrow\downarrow} - R_{\uparrow\uparrow}}{R_{\uparrow\uparrow}} = \frac{2P_1P_2}{1 - P_1P_2} \quad (1.19)$$

Le modèle proposé par Jullière permet une description qualitative de la magnétorésistance, ne tient pas compte de la transmission par effet tunnel et de l'influence de la barrière considérée comme transparente pour les électrons.

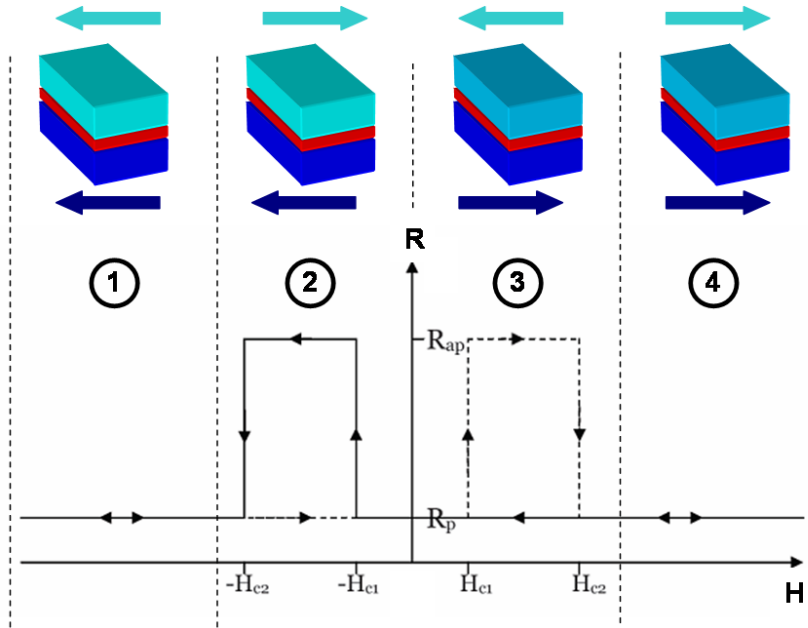


FIGURE 1.7 – Cycle $R(H)$ décrivant le comportement résistif d'une jonction tunnel magnétique en fonction de l'état d'aimantation des électrodes. La résistance est minimum pour les états parallèles (R_p zone 1 et 4) et maximum pour les états antiparallèles (R_{ap} zone 2 et 3).

10. causé par des phénomènes de diffusion non conservative du spin

C'est Slonczewski [Slonczewski 1989] qui, à partir des travaux de Simmons et de Brikmann [Simmons 1963], [Brinkman 1969], proposa un modèle encore largement utilisé aujourd'hui et qui tient compte de l'influence de la barrière isolante. Ce modèle permet de calculer le coefficient de transmission de la barrière et de relier les paramètres intrinsèques de la jonction aux propriétés de transport généralement représentées par les caractéristiques de la courbe $I(V)$ de la jonction.

Notons enfin que dans le cas où la barrière isolante possède une structure cristalline, il est nécessaire de tenir compte de la structure de bandes électronique des électrodes afin d'expliquer les taux de TMR bien supérieurs à ceux observés dans les barrières amorphes. Un taux de TMR de plus de 1100 % a par exemple été obtenu à basse température dans des jonctions à base de MgO épitaxiées [Ikeda 2008]. Ces taux impressionnants résultent d'un phénomène de couplage entre la structure cristalline de la barrière et les électrons qui la traversent. Ce couplage qui dépend lui aussi de la direction de spin des électrons agit comme un *filtre* supplémentaire sur le courant de conduction.

1.2.3 De la jonction tunnel au capteur magnétique

Compte tenu de leurs propriétés, l'utilisation des jonctions tunnel magnétiques comme capteurs de champ magnétique semble très prometteuse. Il est en effet possible d'exploiter la dépendance de la résistance en fonction de l'orientation relative des aimantations des électrodes (eq 1.18) afin d'obtenir une mesure de champ magnétique. Cela n'est possible que si l'une des deux électrodes est rendue insensible au champ que l'on désire mesurer. Pour ce faire, cette électrode appelée *électrode dure* (ou *électrode de référence*) doit avoir un champ coercitif élevé. À l'inverse, la seconde électrode appelée *électrode douce* (ou *électrode de détection*) doit être libre de s'orienter dans la direction du champ magnétique extérieur. À l'image du dispositif optique Polariseur/Analyseur, la jonction tunnel magnétique se comporte comme un Polariseur (électrode dure) / Analyseur (électrode douce) de spin.

Le *piégeage* de l'électrode dure constitue une première difficulté de l'élaboration d'une jonction tunnel magnétique. Au fil du temps, la structure de cette couche dure a évolué de manière à obtenir un état d'aimantation toujours plus stable (fig 1.8). Ainsi, de la simple couche ferromagnétique composée d'un matériau à fort champ coercitif (fig 1.8.a), l'électrode dure a évolué d'abord vers une bi-couche stabilisée par le couplage d'échange avec une couche antiferromagnétique (fig 1.8.b) puis vers une bi-couche ferro/antiferromagnétique synthétique (F/AF) (fig 1.8.c). L'antiferromagnétique synthétique est une structure parfaitement compensée, qui permet de diminuer l'influence des champs magnétiques parasites liés au champ de fuite apparaissant dans les bi-couches ferro/antiferromagnétique. Cette structure peut aussi être utilisée pour l'électrode douce (fig 1.8.d).

La seconde difficulté d'ordre technique concerne l'élaboration de la couche isolante. La structure de cette couche influe fortement sur les propriétés de la jonction et du capteur qu'elle forme. Le type et la qualité de la barrière conditionnent le taux de TMR de la jonction. La structure de la couche isolante a évolué de manière conco-

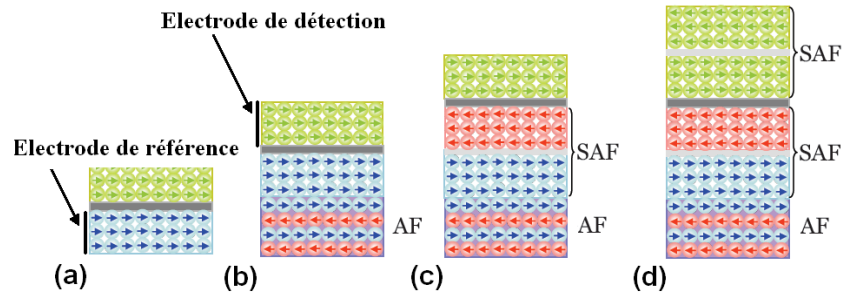


FIGURE 1.8 – Evolution de la structure d'une jonction tunnel magnétique d'après [Nicole 2008]. a) empilement typique : Ferromagnétique dur/Isolant/Ferromagnétique doux b) L'électrode de référence est stabilisée par couplage d'échange avec un antiferromagnétique. c) L'électrode de référence est remplacée par un antiferromagnétique synthétique pour diminuer les champs de fuite de la couche. d) L'électrode de détection est remplacée par un antiferromagnétique synthétique pour stabiliser complètement la structure.

mitante aux techniques d'élaboration des couches minces. De la barrière d'alumine amorphe, encore utilisée pour sa maîtrise et sa relative simplicité de fabrication et sa maîtrise, on est arrivé aux barrières de MgO épitaxiées qui ont permis d'atteindre les taux de TMR cités précédemment.

1.2.4 Du capteur magnétique au magnétomètre TMR

Les jonctions tunnel sont utilisées comme capteur depuis plusieurs années. Les premières applications industrielles ont vu le jour avec le développement des mémoires magnétiques. Pour une telle utilisation, seul le caractère électrique bloquant ou passant de la jonction vis à vis du champ magnétique est utilisé, car il est parfaitement adapté au fonctionnement binaire des mémoires. En revanche, pour être utilisée en tant que magnétomètre, la structure magnétique doit présenter, entre autres propriétés, une réponse magnétorésistive linéaire et non hystérétique qui la distingue de la simple jonction utilisée comme mémoire magnétique. De manière générale, une jonction magnétique employée en tant que magnétomètre doit satisfaire aux critères suivants auxquels il faut ajouter dans le cadre d'une application spatiale, une grande robustesse vis à vis des radiations :

- Une couche de référence insensible au champ extérieur
- Une couche de détection sensible au champ extérieur
- Un comportement faiblement hystérétique
- Un signal linéaire
- Un fort taux de TMR à la température de fonctionnement
- Un faible offset
- Une faible dérive thermique
- Une faible dérive des propriétés magnétiques liée au vieillissement du capteur

L'amélioration des performances d'un éventuel magnétomètre réside dans les différentes améliorations susceptibles d'être apportées aux différents paramètres cités. Depuis les premières jonctions réalisées, de nombreuses avancées ont été réalisées. La compréhension des interactions magnétiques entre les différentes couches, l'amélioration des procédés de dépôt en couches minces ou encore les progrès faits dans le domaine de l'ingénierie des matériaux magnétiques ont permis d'obtenir des systèmes magnétorésistifs performants.

1.3 Anisotropie magnétique dans les couches minces

Comme pour tout système de mesure, un dispositif magnétorésistif doit disposer d'une référence, déterminée par la direction d'aimantation au repos du matériau et qui coïncide avec sa direction d'anisotropie. Dans un ferromagnétique, l'aimantation résulte de l'alignement parallèle à l'échelle microscopique des moments magnétiques engendré par le couplage d'échange entre spins voisins. Macroscopiquement cette aimantation possède une ou plusieurs directions privilégiées¹¹ appelées *axe d'anisotropie* ou encore *axe d'aimantation facile*. Le contrôle de l'anisotropie du matériau en direction et en intensité constitue un paramètre crucial pour l'élaboration de capteurs et ce quelque soit le phénomène magnétorésistif mis en oeuvre. Dans le cas des couches minces, l'anisotropie peut être de différentes natures. Les sections suivantes y sont consacrées.

1.3.1 Anisotropie magnétocristalline

L'anisotropie magnétocristalline est une conséquence du couplage spin orbite apparaissant dans les systèmes cristallins. Ainsi, l'aimantation d'un matériau s'oriente préférentiellement selon certaines de ses directions cristallographiques.¹² Ces directions sont des axes d'aimantation facile. L'énergie associée à l'anisotropie magnétocristalline peut être exprimée sous la forme d'un développement en puissance des cosinus directeurs de l'aimantation repérés par rapport aux axes cristallographiques du matériau.

$$E_{MC} = K_0 + K_1 (\alpha_1^2 \cdot \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \cdot \alpha_3^2 + \alpha_1^2 \cdot \alpha_3^2) + K_2 (\alpha_1^2 \cdot \alpha_2^2 \cdot \alpha_3^2 + \dots) \quad (1.20)$$

Ce développement est donné par l'équation (1.20) dans laquelle K_0 , K_1 , K_2 représentent les constantes d'anisotropie de volume du cristal dont un exemple de valeurs est donné dans le tableau (1.1), et α_1 , α_2 , α_3 sont les angles définis sur la figure (1.9).

1.3.2 Anisotropie de forme

Lorsqu'un matériau ferromagnétique est soumis à un champ magnétique, il s'aimante. Le matériau réagit en réordonnant dans tout son volume ses spins de manière

11. correspondant à un état énergétique plus stable

12. l'anisotropie dépend du degré de symétrie du cristal, plus il est élevé, plus l'intensité de l'anisotropie est faible.

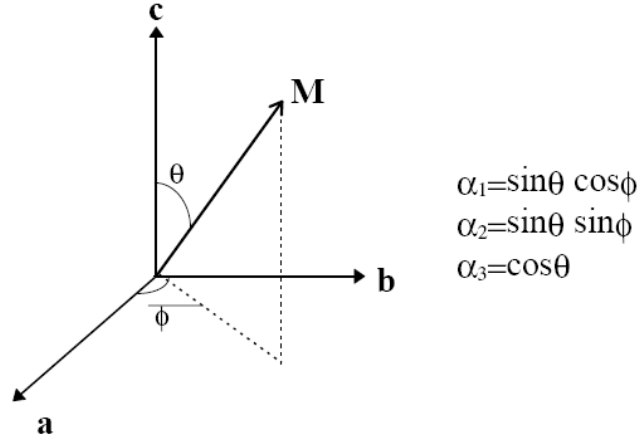


FIGURE 1.9 – Représentation des cosinus directeurs de l'aimantation en fonction des angles d'Euler α_1 , α_2 et α_3 . Les vecteurs a , b et c représentent les directions cristallographiques $[001]$, $[010]$ et $[100]$ dans le cas d'un cristal cubique).

	<i>Fe(cc)</i>	<i>Ni(ccf)</i>	<i>Co(hcp)</i>	<i>Ni₈₀Fe₂₀</i>	<i>Ni₈₅Fe₁₅</i>
$K_1(J.m^{-3})$	$4,8.10^6$	$-5,48.10^5$	$4,12.10^7$	$-1,5.10^3$	0
$K_2(J.m^{-3})$	$1,2.10^4$	$-2,47.10^5$	$1,43.10^7$	$-1,5.10^3$	$-1,5.10^3$

TABLE 1.1 – Coefficients d'anisotropie magneto-cristalline du *Co*, *Fe*, *Ni* et de l'alliage *NiFe* massifs à température ambiante, d'après [Chen 1986] et [Wohlfarth 1980].

collective. Du fait de l'interaction dipolaire entre les moments magnétiques, le matériau est sujet à un champ¹³ local interne $\mathbf{H}_{d_{xyz}}$ appelé champ démagnétisant (eq 1.21) et relié à l'aimantation par un coefficient de champ démagnétisant $\mathbf{N}_{xyz}$.

$$\mathbf{H}_{d_{xyz}} = -\mathbf{N}_{xyz} \cdot \mathbf{M}_{xyz} \quad (1.21)$$

la valeur du champ $\mathbf{H}_{xyz}$ en tous points du matériau est alors la somme du champ extérieur et du champ démagnétisant :

$$\mathbf{H}_{xyz} = \mathbf{H}_{ext_{xyz}} + \mathbf{H}_{d_{xyz}} \quad (1.22)$$

D'une manière générale, le champ démagnétisant dépend de la géométrie et tend à aligner, même en l'absence de champ extérieur, l'aimantation du matériau le long de sa plus grande dimension géométrique. Il est la source d'une anisotropie appelée anisotropie magnétostatique ou bien encore anisotropie de forme. Pour une forme quelconque du matériau, le champ démagnétisant est calculé à partir de la distribution microscopique de l'aimantation du système. L'aimantation en tous points du matériau peut, par exemple, être décrite à l'aide d'une approche Coulombienne où la

13. même en l'absence de champ extérieur comme dans le cas d'un aimant permanent

distribution d'aimantation est décrite sous la forme d'une densité surfacique $\sigma_{m_{xyz}}$ et d'une densité volumique de charges magnétiques $\rho_{m_{xyz}}$ telles que :

$$\rho_{m_{xyz}} = -\text{div} \cdot \mathbf{M}_{xyz} \quad (1.23)$$

$$\sigma_{m_{xyz}} = \mathbf{M}_{xyz} \cdot \mathbf{n}_{xyz} \quad (1.24)$$

L'expression du champ démagnétisant est alors :

$$\mathbf{H}_d = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\int \frac{\sigma_m \cdot \mathbf{r}}{r^2} d\mathbf{S} + \int \frac{\rho_m \cdot \mathbf{r}}{r^3} d\mathbf{V} \right) \quad (1.25)$$

Dans le cas d'un système uniformément aimanté ($\text{div} \cdot \mathbf{M} = 0$) le champ démagnétisant est lui aussi uniforme et est dû à la seule contribution de la densité surfacique de charge σ_m . Le coefficient de champ démagnétisant peut alors être exprimé à l'aide d'un opérateur matriciel $\overline{\mathbf{N}}$ tel que.

$$\mathbf{H}_d = -\overline{\mathbf{N}} \cdot \mathbf{M} \quad (1.26)$$

Généralement le calcul du coefficient de champ démagnétisant nécessite de recourir aux méthodes de résolution numérique. Toutefois, les expressions des différentes composantes du coefficient démagnétisant peuvent être calculées analytiquement pour des géométries à forte symétrie¹⁴ (cylindre de révolution ([Chen 1991], [Chen 2006]) ou plaque infinie [Aharoni 1998]). Par exemple, dans le cas d'une particule de forme ellipsoïdale, uniformément aimantée en module et en direction, le champ démagnétisant peut être ramené, dans un repère lié aux axes de symétrie de la particule, à une matrice diagonale (eq 1.27) dont les composantes peuvent être calculées analytiquement [Osborn 1945] et satisfaisant à la relation (1.28).

$$\overline{\mathbf{N}} = \begin{pmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{pmatrix} \quad (1.27)$$

$$N_x + N_y + N_z = 1. \quad (1.28)$$

Notons par ailleurs que dans le cas de matériaux LHI¹⁵ le champ démagnétisant est relié au champ extérieur à travers la susceptibilité magnétique χ selon :

$$\mathbf{H}_d = -\overline{\mathbf{N}} \cdot \chi \cdot \mathbf{H}_{ext} \quad (1.29)$$

Application au cas des couches minces

Les couches minces élaborées pour les dispositifs de mesure magnétique ont par définition des dimensions finies. Les couches ne sont pas uniformément aimantées. Néanmoins, l'évaluation de l'effet magnétique de forme de ces structures est un paramètre important qui doit être évalué. En pratique, une valeur approchée du champ

14. la direction d'aimantation est orientée selon l'axe de symétrie

15. Linéaire Homogène et Isotrope

démagnétisant peut être obtenue en considérant une fine couche ferromagnétique infiniment longue¹⁶ et supposée uniformément aimantée dans le plan de la couche (plan (OXY)). La géométrie implique que $N_x \simeq N_y \simeq 0$. Alors $N_z \simeq 1$ et le champ démagnétisant est orienté selon la normale au plan de la couche. Dans ce cas précis, la valeur du champ démagnétisant de la couche mince $H_d = H_{d_z}$ est donnée par l'équation (1.30) où θ représente l'angle entre $\mathbf{M}$ et $\mathbf{H}_d$.

$$H_{d_z} = -M_s \cdot \cos(\theta) \quad (1.30)$$

L'énergie associée au champ démagnétisant est reliée à l'aimantation et au coefficient de champ démagnétisant par la relation suivante :

$$\xi_d = \frac{\mu_0}{2} \int \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_d = -\frac{\mu_0}{2} \cdot M_s^2 \cdot \cos^2(\theta) \quad (1.31)$$

Il est à noter que la valeur de l'anisotropie de forme devient prépondérante devant l'anisotropie magnéto cristalline lorsque la susceptibilité magnétique du matériau est grande¹⁷.

1.3.3 Anisotropie d'échange

Découverte dans les années 50 par Micheljhon et Bean [Meiklejohn 1957], l'anisotropie d'échange est encore un vaste sujet d'étude fondamentale. L'association d'une couche antiferromagnétique (AF) et d'une couche ferromagnétique (F) fait apparaître dans cette dernière une anisotropie appelée anisotropie d'échange. Un mécanisme de couplage antiparallèle entre les spins à l'interface (F/AF) des deux matériaux est à l'origine de cette anisotropie [Nogués 1999]. Différents modèles permettent d'expliquer en partie les faits expérimentaux résultant de ce mécanisme d'interaction complexe fortement dépendant de la nature de l'interface entre les couches ferromagnétiques et antiferromagnétiques [Kiwi 2001].

L'anisotropie d'échange peut être obtenue lors du dépôt des couches magnétiques ou bien alors à l'aide d'un traitement thermique sous un fort champ magnétique constant¹⁸. En chauffant le système F/AF jusqu'à atteindre une température supérieure à **la température de blocage**¹⁹ de la couche antiferromagnétique, il est alors possible de désorienter les spins de cette dernière, les rendant libres de s'orienter selon la direction de l'aimantation de la couche ferromagnétique, elle-même orientée dans la direction du champ magnétique appliqué. Une fois la température du système F/AF redescendue sous la température de blocage de la couche antiferromagnétique, son aimantation se retrouve piégée dans la direction du champ magnétique. Le couplage apparaissant à l'interface des 2 couches permet alors à son tour de piéger

16. telle que ses dimensions en $\mathbf{X}$ et $\mathbf{Y}$ soient très supérieures à sa dimension en $\mathbf{Z}$

17. et que la symétrie de sa maille cristalline est élevée

18. procédé de recuit sous champ

19. température de désorganisation des spins de l'antiferromagnétique en couche mince. cette dernière est légèrement inférieure (ou égale) à la température de Néel de l'antiferromagnétique

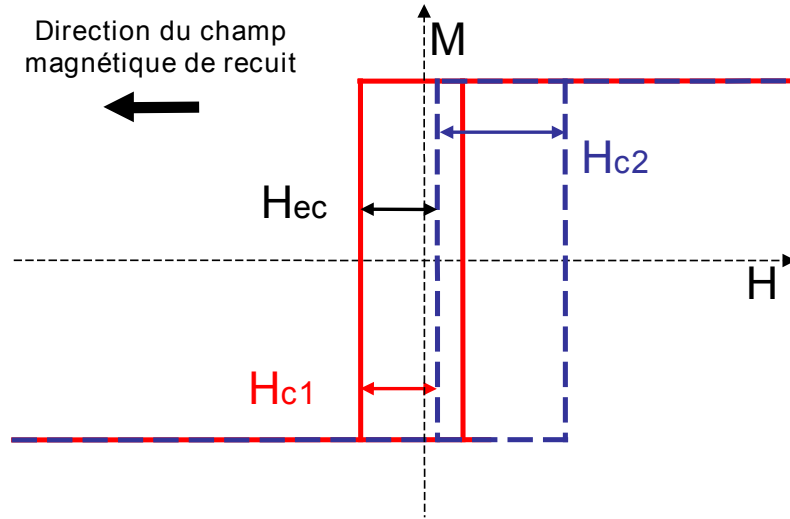


FIGURE 1.10 – Illustration de l'effet du couplage d'échange sur le cycle d'aimantation d'une bi-couche ferro/antiferromagnétique. Cycle d'aimantation de la bi-couche avant le recuit sous champ magnétique (courbe rouge). Le cycle est symétrique et le champ coercitif de la bi-couche vaut H_{c1} . Cycle d'aimantation de la bi-couche après le recuit sous champ magnétique (courbe bleue). Le cycle est décalé de H_{ec} dans le sens opposé à celui du champ de recuit et le coercitif de la couche H_{c2} est modifié.

l'aimantation de la couche ferromagnétique²⁰. L'anisotropie d'échange est unidirectionnelle. Elle se caractérise par une modification plus ou moins importante du coercitif de la couche ferromagnétique accompagnée d'un décalage²¹ de son cycle d'hystérésis (fig 1.10). Ce décalage du cycle appelé **décalage d'échange** ou **champ d'échange** peut être défini en première approximation comme :

$$H_{ec} = \frac{H_{c1} + H_{c2}}{2} \quad (1.32)$$

ou H_{c1} et H_{c2} représentent les valeurs des champs coercitifs avant et après recuit. Les procédés techniques d'obtention de l'anisotropie d'échange sont assez bien maîtrisés mais font encore aujourd'hui l'objet de nombreuses études. La plupart des dispositifs magnétorésistifs récents utilisent le couplage F/AF comme source d'anisotropie.

1.4 Bruit dans les systèmes de mesure magnétique

Un capteur est un système plus ou moins complexe permettant de transformer une grandeur physique en une grandeur électrique mesurable ou **signal**. Ce signal généralement inexploitable en l'état comprend de nombreuses informations indésirables. Qu'elle soit de nature déterministe ou aléatoire, toute composante non utile du signal est une perturbation qui sera qualifiée de **bruit** et que l'on cherchera à

20. dans la même direction mais en sens contraire de celle de la couche antiferromagnétique

21. décalage dans le sens opposé à celui du champ magnétique appliqué durant le recuit

supprimer ou, à défaut, à atténuer. L'extraction du signal utile n'est pas chose aisée. Elle nécessite la mise en oeuvre d'une électronique de conditionnement qui peut représenter une part importante du travail visant à l'élaboration d'un nouvel outil de mesure. Ce conditionnement peut comprendre diverses opérations telles que l'amplification du signal, le filtrage des composantes parasites ou bien encore la numérisation en vue d'un traitement numérique. Si ces opérations sont nécessaires à l'exploitation du signal utile, chacune d'entre elles le détériore par l'ajout inévitable d'un signal parasite provenant des composants constitutifs de l'électronique elle-même. Aussi, la performance d'un système de mesure sera-t-elle déterminée par le rapport entre le signal utile qu'il fournit et les bruits résultant du capteur et de son électronique associée. La mise au point d'une électronique performante présentant un faible bruit est un aspect crucial dans le développement d'un système de mesure de grande sensibilité. Le chapitre qui suit se propose de présenter les différentes origines et propriétés aussi bien électriques que magnétiques des bruits rencontrés dans les dispositifs de mesure de champ magnétique.

1.4.1 Energie d'un signal

Les fluctuations aléatoires $S(t)$ du signal constitutives du bruit ont autant de chance d'être à valeur positive que négative. Par conséquent la valeur moyenne d'un tel bruit est nulle.

$$\bar{S}(t) = 0 \quad (1.33)$$

Pour cette raison un bruit est caractérisé par sa valeur quadratique moyenne S_{eff} appelée valeur efficace (eq 1.34). Elle représente l'énergie du signal aléatoire.

$$S_{eff} = \lim_{T \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T S(t)^2 dt} = \sqrt{\bar{S(t)^2}} \neq 0 \quad (1.34)$$

1.4.2 Densité spectrale de puissance d'un signal

La valeur efficace d'un signal aléatoire ne nous renseigne pas sur la répartition fréquentielle de son énergie. Dans le cas de signaux déterministes, cette information est obtenue par le calcul de la transformée de Fourier du signal. Pour les signaux aléatoires on a recours à la fonction d'autocorrélation $C_{xx}(\delta)$ du signal $S(t)$ définie comme :

$$C_{xx}(\delta) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T S(t) \cdot S(t - \delta) dt \quad (1.35)$$

La fonction d'autocorrélation $C_{xx}(\delta)$ d'un signal $S(t)$ permet de mettre en évidence des corrélations entre différentes valeurs du signal $S(t)$ à différents instants et d'en faire ressortir des périodicités cachées. En effet, dans le cas des signaux à valeur moyenne nulle, s'il n'existe aucune corrélation entre les valeurs de $S(t)$ et $S(t + \delta)$, alors la fonction d'autocorrélation est nulle pour toutes les valeurs de δ excepté en $\delta = 0$. Pour $\delta = 0$ la fonction d'autocorrélation correspond au carré de la valeur efficace du signal (eq 1.36). Cependant, la fonction d'autocorrélation ne renseigne

pas directement sur la répartition spectrale de la densité de puissance. Pour cela on introduit une fonction $S(f)$ appelée **densité spectrale de puissance** (DSP) que l'on définit comme la valeur quadratique moyenne du signal par unité de fréquence.

$$C_{xx}(0) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T S(t) \cdot S(t) dt = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T S^2(t) dt = S_{eff}^2 \quad (1.36)$$

Il existe alors une relation entre la valeur efficace du signal et sa densité spectrale de puissance. Cette relation peut être obtenue à partir du théorème de Wiener-Khinchine (eq 1.37) qui relie la fonction d'autocorrélation d'un signal à la transformée de Fourier inverse de sa densité spectrale de puissance.

$$C_{xx}(\delta) = TF^{-1}[S(f)] = \int_0^\infty S(f) \cdot e^{j2\pi\delta f} df \quad (1.37)$$

En effet dans le cas d'un signal aléatoire à valeur moyenne nulle, la fonction d'autocorrélation en $\delta = 0$ vaut :

$$C_{xx}(0) = \int_0^\infty S(f) df \quad (1.38)$$

et les équations (1.36) et (1.37) permettent alors d'établir la relation suivante :

$$\int_0^\infty S(f) df = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T S^2(t) dt = S_{eff}^2 \quad (1.39)$$

Il y a donc équivalence entre l'intégrale de la densité spectrale de puissance d'un signal aléatoire et le carré de sa valeur efficace. Cette relation est très importante pour l'expérimentateur qui peut obtenir la répartition spectrale du bruit d'un signal en opérant un calcul sur sa valeur efficace qui est une grandeur facilement mesurable. Ce calcul est effectué par un analyseur de spectre dont le principe de mesure est présenté sur la figure (1.11).

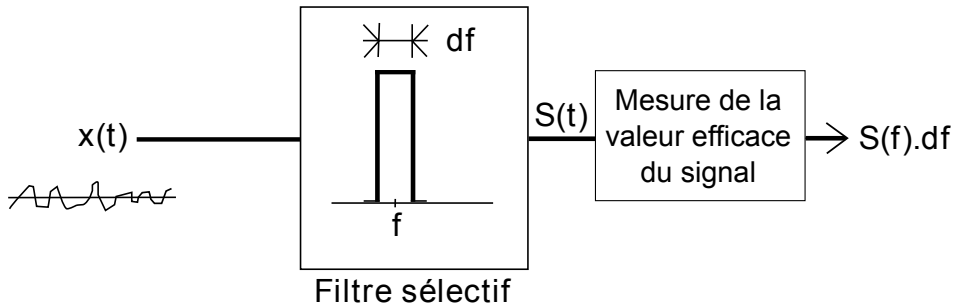


FIGURE 1.11 – Principe de mesure de la densité spectrale de puissance d'un signal, d'après [Couturier 2010]. On mesure le signal $x(t)$ à travers un filtre de largeur df afin d'en calculer la valeur efficace.

1.4.3 Densité spectrale de puissance de signaux non corrélés

Le bruit inhérent à un dispositif peut provenir de plusieurs sources particulièrement dans le cas d'une chaîne électronique où chaque composant apporte son bruit propre. Il est nécessaire de déterminer la contribution de chacune de ces sources de bruit. Lorsque ces signaux sont indépendants et non corrélés, une propriété de la fonction de corrélation peut être mise à profit. Considérons un signal $x(t)$ résultant de la somme de deux signaux aléatoires $x_1(t)$ et $x_2(t)$ et calculons la fonction d'autocorrélation de $x(t)$:

$$C_{xx}(\delta) = \lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} \int_0^T x(t) \cdot x(t - \delta) dt \quad (1.40)$$

ce qui peut être développé sous la forme suivante :

$$C_{xx}(\delta) = \lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} \cdot \left[\int_0^T x_1(t) \cdot x_1(t - \delta) dt + \int_0^T x_2(t) \cdot x_2(t - \delta) dt + \int_0^T x_1(t) \cdot x_2(t - \delta) dt + \int_0^T x_2(t) \cdot x_1(t - \delta) dt \right] \quad (1.41)$$

Le produit d'intercorrélation de deux signaux indépendants est égal au produit de leur valeur moyenne et est nul si l'un des deux signaux est à valeur moyenne nulle. Or, $x_1(t)$ et $x_2(t)$ sont tous deux à valeur moyenne nulle. Par conséquent les deux dernières intégrales de l'équation sont nulles et la fonction d'intercorrélation devient :

$$C_{xx}(\delta) = \lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} \cdot \left[\int_0^T x_1(t) \cdot x_1(t - \delta) dt + \int_0^T x_2(t) \cdot x_2(t - \delta) dt \right] \quad (1.42)$$

Finalement, la fonction d'autocorrélation de la somme de deux signaux $x_1(t)$ et $x_2(t)$ n'est autre que la somme des fonctions de corrélation de ces signaux. De la même manière, la transformée de Fourier de la fonction d'intercorrélation est la somme des transformées de Fourier des fonctions d'autocorrélation²². La densité spectrale de puissance de bruit totale S_f est donc la somme des densités spectrales $S_1(f)$ et $S_2(f)$ de chacun des bruits (eq 1.43). C'est sur ce résultat que l'on s'appuie en pratique pour déterminer l'apport en bruit d'un élément d'une chaîne de mesure.

$$S_T(f) = S_1(f) + S_2(f) \quad (1.43)$$

De manière générale si un élément (un capteur de champ magnétique par exemple !) apporte un bruit supplémentaire supérieur au bruit de la chaîne de mesure, appelé plancher de bruit, on observe une remontée de la valeur global du bruit. Il est alors possible de soustraire à cette dernière la valeur du plancher de bruit afin d'identifier les composantes du bruit introduit par l'élément en question. Pour cela il est nécessaire de disposer d'un banc de mesure dont le plancher de bruit soit assez bas pour que le bruit de l'élément à mesurer puisse être identifié.

22. ce résultat se généralise pour N signaux indépendants

1.4.4 Bruit caractéristique des systèmes magnétorésistifs

Parce qu'il est à la fois conducteur et ferromagnétique, un dispositif magnétorésistif présente des bruits d'ordre électrique mais aussi magnétique dont l'origine peut être de différentes natures. Les différentes composantes de bruit sont identifiées par l'allure de leur densité spectrale de puissance qui peut dépendre du champ magnétique appliqué et/ou du courant de polarisation, dans le cas des dispositifs actifs.

D'une manière générale, en fonction de la structure des matériaux utilisés, trois composantes principales de bruit sont rencontrées : à courant de polarisation nul et sans champ magnétique, la première composante de bruit est le **bruit thermique**. En présence d'un courant de polarisation et toujours en l'absence de champ magnétique, s'ajoute un bruit de **génération-recombinaison**. Enfin si l'échantillon est soumis à un champ magnétique variable, une troisième composante de bruit magnétique fonction de la fréquence et de l'amplitude du champ, appelée bruit de **Barkhausen**, vient s'ajouter aux deux premières. Nous présentons dans le paragraphe qui suit les différentes composantes de bruit et leurs caractéristiques.

1.4.4.1 Bruit thermique électrique

Le bruit thermique ou bruit de Nyquist est présent dans tout système résistif de résistance R , polarisé ou non, dès lors que sa température T est non nulle. Les fluctuations aléatoires de tension observées aux bornes de l'échantillon sont dues à l'agitation thermique des électrons libres du matériau. Bien que le bruit thermique ait en réalité une coloration (uniquement vers les très hautes fréquences), sa densité spectrale de puissance peut être considérée comme constante sur une largeur de bande de quelques millihertz à plusieurs centaines de kilohertz par la formule de Johnson (eq 1.44).

$$S_{v_n}(f) = 4 \cdot k \cdot T \cdot R \quad (1.44)$$

1.4.4.2 Bruit de génération-recombinaison

Le passage d'un courant électrique à travers un conducteur engendre un bruit lié à la fluctuation du nombre des porteurs de charges autour de leur valeur moyenne. Ce bruit est appelé bruit en $1/f$ ou bruit basse fréquence en raison de l'allure de sa densité spectrale de puissance. Contrairement au bruit thermique, le bruit en $1/f$ est un bruit coloré présent principalement aux basses fréquences et dont la valeur varie comme le carré de l'intensité du courant. Les raisons d'ordre statistique de la dépendance d'un évènement en fonction de sa fréquence sont encore mal comprises. Il s'agit d'un objet d'étude dans des disciplines aussi variées que les sciences cognitives, biologiques ou économiques où de nombreux processus sont sujets à cette loi de dépendance. Pour l'application qui nous concerne, l'origine de ce bruit peut être expliquée par un processus dit de génération-recombinaison²³ au sein du matériau conducteur lié aux défauts et impuretés dans le réseau cristallin. La mauvaise

23. fluctuation de la mobilité des porteurs au sein du conducteur

connaissance de ces défauts de conduction ne permet pas d'établir une formule générale applicable à tous les types de bruit en $1/f$ rencontrés.

$$S_{i_n}(f) = \frac{I^\alpha}{f^\beta} \quad (1.45)$$

La densité spectrale de puissance de ce bruit est donc modélisée par une loi paramétrée (eq 1.45) dont les coefficients α ($0.5 < \alpha < 1.3$) et β ($0.5 < \beta < 2$) sont fonction des paramètres du matériau considéré [Hooge 1997], [P. Dutta 1981], [Stephany 1998]. Pour cette raison ce bruit dépend fortement du procédé de fabrication du matériau.

1.4.4.3 Bruit magnétique

Au bruit thermique d'origine électrique s'ajoutent, dans les matériaux ferromagnétiques, des fluctuations de l'aimantation du matériau à l'origine d'un bruit dont la densité spectrale S_{b_m} est donnée par l'équation (1.46) [Hardner 1993] où $\chi(f)''$ et V représentent respectivement la partie imaginaire de la perméabilité relative et le volume du matériau.

$$S_{b_m}(f) = \frac{2 \cdot k \cdot T \cdot \chi(f)''}{\pi \cdot f \cdot \mu_0 \cdot V} \quad (1.46)$$

Cette relation montre que le bruit magnétique est inversement proportionnel au volume de l'échantillon. On attribue son origine aux phénomènes de pertes par dissipation au sein du matériau, représentées dans l'équation (1.46) par la partie imaginaire de la susceptibilité magnétique qui peut être exprimée en fonction des paramètres du matériau par l'équation (1.47) dans laquelle M_s représente l'aimantation à saturation du matériau, H_k l'anisotropie magnétique, α_G le paramètre d'amortissement de Gilbert et γ le rapport gyromagnétique de l'électron.

$$\chi(f)'' = \frac{\alpha_G \cdot M_s \cdot \omega}{\gamma \cdot H_k^2} \quad (1.47)$$

En réalité, ces phénomènes de dissipation donnent lieu à deux types de bruit aux densités spectrales différentes regroupés dans l'expression de $S_{b_m}(f)$. Un premier bruit de densité spectrale s'apparentant à celle d'un bruit blanc est appelé **bruit thermique magnétique** $S_{b_m}^{th}(f)$ et un second, dont la densité spectrale s'apparente à celle d'un bruit en $1/f$, est appelé **bruit en $1/f$ magnétique** $S_{b_m}^{1/f}(f)$. Les fluctuations d'aimantation peuvent être interprétées comme une variation de la résistance du matériau dont une modélisation est proposée par Hardner et al [Hardner 1993] dans le cas de capteurs à magnétorésistance géante. L'allure de la densité spectrale des fluctuations de l'aimantation S_m est reliée à celle des fluctuations de résistance du matériau S_R selon l'équation (1.48) où M représente l'aimantation du matériau, M_s son aimantation à saturation et ΔR l'amplitude maximale de la variation de résistance.

$$S_r(f) = \left(\frac{2 \cdot M}{M_s^2} \cdot \Delta R \right)^2 \cdot S_{b_m}(f) \quad (1.48)$$

Ces fluctuations de résistance font apparaître une tension de bruit même en l'absence de courant de polarisation, dont la densité spectrale S_{v_b} est reliée à celle des fluctuations de résistance par le relation (1.49).

$$S_{V_m}(f) = I^2 \cdot S_r(f) = I^2 \cdot \left(\frac{2 \cdot M}{M_s^2} \cdot \Delta R \right)^2 \cdot S_{b_m}(f) \quad (1.49)$$

Cette dernière est proportionnelle au carré du courant et est fonction de la valeur de l'aimantation à saturation du matériau M_s ainsi que de son taux de magnétorésistance ΔR .

Ce type de bruit a été étudié principalement dans les dispositifs à magnétorésistance géante mais aussi dans des dispositifs à magnétorésistance anisotrope [Van de Veerdonk 1997]. Ces études ont montré que ce bruit est présent même en l'absence de champ magnétique appliqué. Lorsque le matériau est soumis à un champ magnétique, l'allure du bruit est fortement dépendante de l'amplitude et de la fréquence du champ. A fort champ, la saturation du matériau supprimant les fluctuations du bruit magnétique, fait apparaître une caractéristique de bruit similaire à celle d'un conducteur non magnétique.

1.4.4.4 Bruit de Barkhausen

Si l'on observe le processus d'aimantation d'un système ferromagnétique, on se rend compte qu'il n'est pas continu et qu'il se produit par sauts brusques. Ce phénomène traduit l'inhomogénéité de la structure magnétique du matériau composée de plusieurs volumes microscopiques élémentaires aimantés à saturation²⁴. Le fait d'aimanter le matériau revient à aligner tous les volumes élémentaires dans une seule et même direction. Lors du processus, les domaines ne s'alignent pas tous de la même façon. Ce caractère discontinu du processus d'aimantation se traduit dans les systèmes magnétorésistifs par des fluctuations de résistance et donne lieu à un bruit appelé bruit de Barkhausen. De nombreuses études se sont attachées à caractériser ce type de bruit. Il existe à ce sujet une littérature abondante et le but n'est pas d'en faire ici une revue exhaustive mais d'apporter plutôt quelques éléments permettant de mieux appréhender le phénomène. Que l'on s'attache à étudier des matériaux massifs ou des couches minces, l'allure de la densité spectrale de puissance de bruit dépend fortement de paramètres aussi différents que le type de matériau [Montalenti 1970], la dimension (massif ou couche mince) ou encore le traitement appliqué (laminage, traitement thermique...)

Le bruit de Barkhausen n'est pas un signal stationnaire. Il est fonction de la fréquence du champ extérieur appliqué. De surcroît, les fluctuations d'aimantation ont un caractère collectif et les mouvements qui s'opèrent sous forme d'avalanche sont liés à la nature des défauts cristallins du matériau.

Dans le cas des couches minces auxquelles nous nous intéresserons par la suite, de nombreuses études mettent en évidence la forte corrélation entre le bruit et l'état micromagnétique des domaines. L'allure de la densité spectrale de puissance

24. cette structure en domaine permet au système d'aboutir à un équilibre énergétique stable

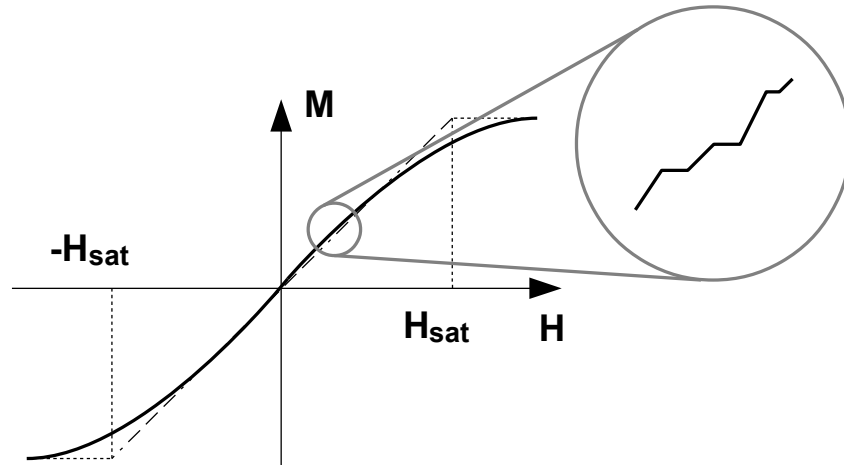


FIGURE 1.12 – Effet du bruit de Barkhausen sur le cycle d'aimantation d'un ferromagnétique. La courbe d'aimantation n'est pas régulière mais comporte une multitude de sauts.

de bruit est liée là aussi à la nature des parois. Le fait que l'état micromagnétique d'une couche mince soit très sensible à de nombreux paramètres (dimensions géométriques, conditions de dépôts, apparition d'un couplage d'échange entre les différentes couches) ne permet pas d'obtenir une loi absolue du comportement du bruit de Barkhausen. Son comportement se rapproche néanmoins de celui d'un filtre passe bas dont l'ordre et la fréquence de coupure varient d'un système à l'autre.

Cependant, certains travaux menés principalement sur des magnétorésistances géantes ou anisotropes permettent d'apporter certaines indications voire certaines solutions visant à minimiser ce bruit. Ces solutions ont toutes en commun de proposer une manière de stabiliser les domaines magnétiques des différents systèmes étudiés. Ces travaux soulignent l'importance d'une bonne définition de l'axe de facile aimantation afin de minimiser le bruit de Barkhausen dans des magnétorésistances utilisées comme têtes d'enregistrement magnétique [Ramesh 1993]. Une géométrie de mesure où le champ est appliqué perpendiculairement à l'axe de facile aimantation et engendrant moins de bruit est alors préférée. Notons que contrairement aux sources de bruit précédentes, qui apparaissent au niveau du capteur, celle-ci apparaît en sortie de l'électronique analogique.

1.4.5 Erreur de quantification et bruit de numérisation associé

Les systèmes de mesure modernes sont constitués d'une chaîne de traitement du signal dont la dernière étape consiste à le numériser. Les systèmes embarqués ne font pas exception car l'avantage qu'ils peuvent en tirer est très grand. La numérisation facilite par exemple la transmission du signal,²⁵ et permet aussi d'effectuer des

²⁵. l'envoi et le contrôle de l'intégrité d'un signal numérisé sont nettement plus aisés que dans le cas d'un signal analogique

traitements numériques²⁶. L'opération de numérisation est incontournable grâce aux avantages qu'elle procure. Elle peut aussi engendrer une dégradation du signal si, comme nous allons le voir, elle n'est pas opérée correctement.

1.4.5.1 Numérisation du signal

La quantification (ou numérisation) d'un signal est l'opération qui consiste à le coder à l'aide d'un ensemble fini de valeurs, toutes multiples d'une quantité élémentaire q , appelée **quantum de quantification**. La valeur de ce quantum est généralement appelée bit de poids faible ou LSB²⁷. Il est déterminé par la dynamique du signal à numériser et le nombre de valeurs discrètes disponibles dépendant du nombre N de bits utilisés.

$$LSB = \frac{V}{2^N} \quad (1.50)$$

Parce que le nombre de valeurs disponible est limité, quantifier un signal revient à approximer sa valeur instantanée par une valeur discrète²⁸. Cette approximation engendre inévitablement une erreur que l'on appelle erreur de quantification et se manifeste par l'apparition d'un signal parasite $e_q(t)$ se superposant au signal utile $s(t)$ et dont l'amplitude est comprise entre les valeurs $-LSB/2$ et $+LSB/2$.

Cas d'un signal déterministe linéaire

Dans le cas d'un signal idéal linéaire la puissance eq_{eff}^2 du signal $eq(t)$ peut être estimée (eq 1.51) en le considérant comme un ensemble de signaux élémentaires constants de durée ' t ' finie, [Bellanger 2006].

$$eq_{eff}^2 = \frac{1}{t} \cdot \int_{-t/2}^{t/2} eq^2(t) dt = \frac{1}{t} \cdot \left(\frac{q}{t}\right)^2 \int_{-t/2}^{t/2} t^2(t) dt = \frac{LSB^2}{12} \quad (1.51)$$

Cas d'un signal aléatoire

Dans le cas d'un signal aléatoire $e(t)$ l'erreur de quantification du bruit aléatoire $e(t) - e_q(t)$ évolue aléatoirement entre les valeurs $+LSB/2$ et $-LSB/2$ (fig 1.13). Dans chacun des cas, le choix d'une bonne numérisation réside dans le choix d'une valeur adéquate de quantum. Une valeur trop grande engendre un bruit qui perturbe le signal. A l'inverse, une valeur trop petite coûterait cher en termes de données et n'apporterait aucun bénéfice. Le choix du LSB doit être fait de façon à ce que l'écart type du bruit soit suffisant pour provoquer un changement de bit²⁹. Dans le cas où le signal $eq(t)$ et l'électronique vérifient les hypothèses suivantes :

26. visant par exemple à compresser le signal avant de le transmettre

27. Low Significant Bit

28. il existe plusieurs façons d'approximer la valeur mais cette dernière est généralement arrondie à la valeur discrète la plus proche

29. et donc faire apparaître un bruit de quantification associé

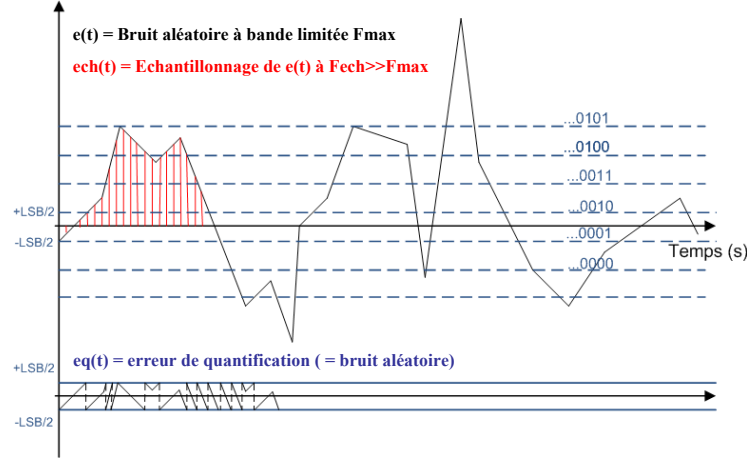


FIGURE 1.13 – Numérisation d'un signal aléatoire. Représentation de l'échantillonnage $e_{ch}(t)$, d'un signal aléatoire $e(t)$ ainsi que de l'erreur de quantification $e_q(t)$ associée, d'après [Coillot 2010].

- Le signal $e_q(t)$ est un signal aléatoire qui a l'allure d'un bruit blanc à bande limitée.
- Les variations de $e_q(t)$ sont lentes par rapport à la fréquence d'échantillonnage.
- L'électronique limite la bande de bruit à une fréquence F_{max} .

Il est possible de définir deux critères permettant de dimensionner la valeur du LSB .

Premier critère : Le premier consiste à expliciter la condition de changement de bit en comparant le carré de la valeur efficace du bruit en sortie du système e_{eff}^2 au carré de la valeur efficace du LSB . Une numérisation sera considérée comme bonne si :

$$e_{eff}^2 \gg (LSB)^2 \quad (1.52)$$

en pratique on considèrera un rapport d'au moins 10.

Second critère : Le second critère établit une relation entre le LSB et la répartition aléatoire des valeurs du bruit de quantification évoluant entre les valeurs $+LSB/2$ et $-LSB/2$. Une bonne numérisation sera telle que la probabilité de changement de bit à chaque prise d'échantillon³⁰ sera suffisamment haute (en pratique $> 0,9$) donc si :

$$p_{x < -\frac{LSB}{2} \text{ ou } x > \frac{LSB}{2}} > 0.9 \quad (1.53)$$

La probabilité que la tension de bruit soit comprise entre les valeurs V_1 et V_2 est :

$$p(V_1 \leq x \leq V_2) = \int_{V_1}^{V_2} f(x) dx \quad (1.54)$$

³⁰. en considérant que les fréquences d'échantillonnage F_{max} et de numérisation F_{num} sont comparables

avec

$$f(x) = \frac{1}{a\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(\frac{-x^2}{2a^2}\right) \quad (1.55)$$

La répartition des valeurs de bruit est supposée suivre une distribution gaussienne (eq 1.55) dans laquelle $a = e_{eff}$ représente la valeur efficace de bruit en sortie du système. La probabilité de changement de bit est alors calculée au moyen d'une loi normale réduite centrée :

$$\phi(x) = \frac{1}{a\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(\frac{-t^2}{2}\right) \quad (1.56)$$

dans laquelle la variable réduite t vaut :

$$t = \frac{(x - \langle x \rangle)}{a} \quad (1.57)$$

1.4.5.2 Bruit associé à l'erreur de quantification

Nous venons de voir que l'erreur de quantification d'un signal aléatoire engendrait un bruit $q(t)$ dont la valeur efficace q_{eff} était bornée par les valeurs $-LSB/2$ et $+LSB/2$. Le carré de la valeur efficace du signal sera ainsi majorée par la valeur :

$$q_{eff}^2 = \frac{V^2}{2^{2N}} = \left(\frac{V}{2^N}\right)^2 \quad (1.58)$$

Le calcul de la DSP du bruit associé à l'erreur de numérisation peut alors être effectué à partir des hypothèses suivantes :

- Le bruit de quantification a les caractéristiques d'un bruit aléatoire³¹. Ce qui permet d'établir à l'aide du théorème de Wiener-Khinchin la relation suivante :

$$\int_0^{DSP} q(f)df = q_{eff}^2 \quad (1.59)$$

- Le bruit de quantification est un bruit blanc à bande limitée³². Ce qui nous donne :

$$DSP_q(f) \cdot F_{max} = q_{eff}^2 \quad (1.60)$$

Si enfin on considère que la fréquence F_{max} est la fréquence d'échantillonnage et que la DSP du bruit $e_q(t)$ de l'erreur de quantification est constante dans la bande, la valeur du bruit de quantification est donnée par :

$$DSP_q(f) = \frac{V^2}{F_{max} \cdot 2^{2N}} \quad (1.61)$$

31. l'erreur de quantification entre deux échantillons est indépendante

32. sa DSP est constante

Application au cas du magnétomètre SCM de la mission CLUSTER :

Les caractéristiques de l'instrument sont les suivantes : Une résistance de $5\text{ k}\Omega$ à la température de $20\text{ }^\circ\text{C}$. Le gain en tension du pré-amplificateur G_a est de 77 dB et sa bande passante de 180 Hz. Le signal de sortie est numérisé sur 16 bits et sa dynamique est de $\pm 5\text{ V}$. Afin d'évaluer le premier critère il nous faut d'abord calculer le bruit en sortie du préamplificateur. Sur la bande considérée, la principale source de bruit est d'origine thermique³³ et le bruit en sortie du préamplificateur de l'instrument vaut :

$$S_b(f) = 4.k.T.5000.G_a^2 = 4,1\text{ nV}^2/\text{Hz} \quad (1.62)$$

Ce bruit étant blanc sur la bande considérée, d'après l'équation (1.60) on obtient :

$$S_{b_{eff}}^2 = S_b(f).F_{max} = 0,74\text{ }\mu\text{V}^2/\text{Hz} \quad (1.63)$$

La valeur efficace du LSB peut-être calculée à l'aide de l'équation (1.58) et vaut :

$$LSB^2 = \left(\frac{10}{2^{16}}\right)^2 = 23,2\text{ nV}^2/\text{Hz} \quad (1.64)$$

D'après les équations (1.63) et (1.64) le critère $eq_{eff}^2 \gg (LSB)^2$ est vérifié. On peut alors considérer que le LSB de la numérisation du signal de sortie est à même de rendre compte des variations du bruit électronique des préamplificateurs. Il reste à présent à déterminer la valeur de la probabilité de changement de bit à chaque prise d'échantillon afin de savoir si la numérisation satisfait au second critère. La première étape consiste à calculer les valeurs de eq_{eff} et du LSB afin de calculer la valeur de la variable réduite t de la loi normale centrée :

$$eq_{eff} = \sqrt{S_b(f).F_{max}}$$

$$t = (x - \langle x \rangle) = LSB/2.$$

$$t = \frac{(eq - \langle eq \rangle)}{a} = \frac{(\frac{LSB}{2})}{a} = 0,085$$

Ensuite l'équation (1.56) permet de calculer la probabilité pour qu'un échantillon ait une valeur inférieure ($\phi(0,085)$) ou supérieure ($\phi(1 - 0,085)$) à la valeur $LSB/2$:

$$p_{x < -\frac{LSB}{2} \text{ ou } x > \frac{LSB}{2}} = 2.(1 - \phi(0,085)) = 0,94 \quad (1.65)$$

A chaque prise d'échantillon, la probabilité d'un changement de bit est suffisante puisque supérieure à 0,9. D'après le second critère, la numérisation en sortie de l'amplification est donc bien adaptée au niveau de bruit.

33. il provient de la résistance du bobinage

Etude expérimentale de capteurs AMR et TMR

Sommaire

2.1	Présentation du banc d'instrumentation	41
2.2	Electronique de conditionnement faible bruit	42
2.2.1	Principe de fonctionnement	43
2.2.2	Etage de polarisation et bruit associé	44
2.2.3	Etage d'amplification et modèle de bruit associé	45
2.2.4	Caractérisation du bruit de l'électronique de conditionnement	47
2.3	Etude des capteurs à effet Hall plan	48
2.3.1	Réalisation des échantillons	48
2.3.2	Etude d'un capteur à géométrie symétrique à base d'IrMn . .	51
2.3.3	Etude d'un capteur à géométrie asymétrique à base d'IrMn .	56
2.3.4	Etude d'un empilement à base de NiO	61
2.3.5	Tolérance aux radiations	64
2.4	Etude des jonctions tunnel magnétiques	70
2.4.1	Linéarisation du signal TMR	70
2.4.2	Principe de linéarisation par double anisotropie d'échange .	71
2.4.3	Empilement magnétique	72
2.4.4	Procédé de double recuit sous champ	73
2.4.5	Caractérisation magnétique du procédé	74
2.4.6	Caractérisation électrique et sensibilité	75
2.4.7	Réponse angulaire d'une jonction à double anisotropie d'échange	77
2.5	Conclusion du chapitre	80

2.1 Présentation du banc d'instrumentation

Afin de pouvoir étudier les propriétés électriques des puces magnétorésistives développées au laboratoire, il nous a fallu mettre au point un banc expérimental dédié. Ce banc d'instrumentation est présenté figure (2.1). Il permet aussi bien la caractérisation de la transmittance en champ magnétique que du bruit intrinsèque des capteurs magnétorésistifs. Il se compose d'une bobine de Helmholtz de 1 mètre de diamètre et comprenant 10 spires, permettant de générer un champ magnétique

homogène contrôlable en fréquence et en magnitude. Pour les mesures de bruit, une boîte μ -métal utilisée comme blindage magnétique permet de s'affranchir des perturbations extérieures. L'élément magnétorésistif à caractériser est polarisé en courant

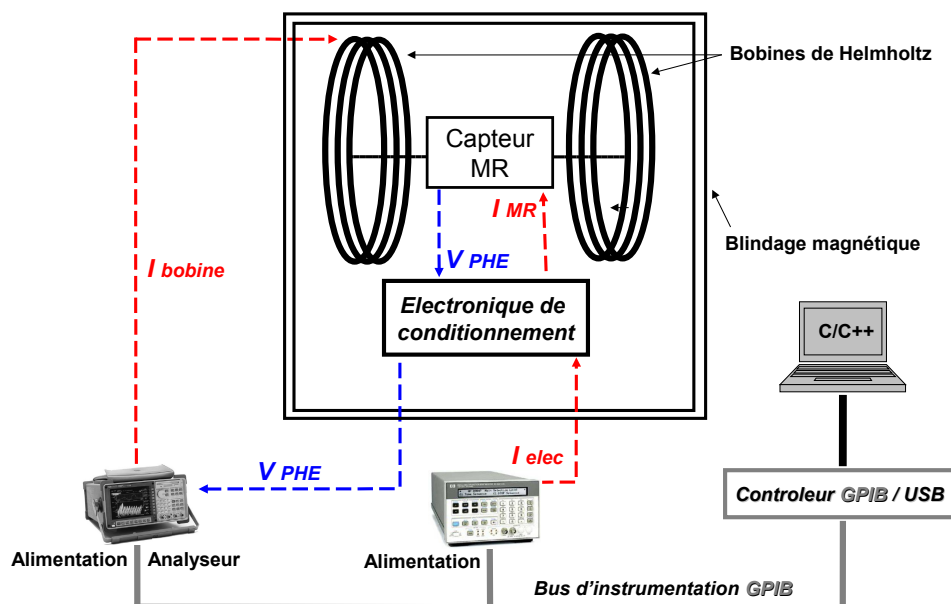


FIGURE 2.1 – Banc automatisé d'étude des capteurs magnétorésistifs.

et son signal amplifié puis filtré, à l'aide d'une électronique de conditionnement faible bruit dont les caractéristiques sont détaillées dans la section suivante. L'analyse du signal est réalisée à l'aide d'un analyseur de spectre de type HP35670A et l'alimentation du banc est assurée par une alimentation de laboratoire. L'ensemble des instruments est contrôlé via un bus d'instrumentation GPIB¹ et à un programme spécifique, écrit en langage C/C++ intégrant différentes séquences de mesure et permettant de gérer le pilotage des instruments ainsi que l'acquisition des données de manière automatique.

2.2 Electronique de conditionnement faible bruit

Le signal de sortie des capteurs à effet Hall plan, de l'ordre de quelques centaines de μV , ne peut être analysé directement par un analyseur de spectre puisque son plancher de bruit est trop proche du signal à extraire. Pour étudier les propriétés électriques de ces dispositifs, il nous a fallu concevoir et réaliser une électronique de conditionnement dédiée, permettant l'amplification et la mise en forme du signal magnétorésistif. Afin que ce dernier puisse être étudié sans subir de dégradation, l'électronique devait présenter un gain d'amplification tout en ayant un bruit intrinsèque faible. A ces contraintes expérimentales, se sont ajoutées des contraintes propres aux applications embarquées. En effet cette même électronique a dû être

1. bus d'instrumentation IEEE 488.2

dimensionnée pour pouvoir être associée au prototype de magnétomètre embarqué décrit dans le chapitre (3). Par conséquent les choix faits en matière d'architecture et de composants l'ont été de manière à répondre à un double objectif de performance et de consommation électrique.

2.2.1 Principe de fonctionnement

Afin de ne pas dégrader le signal magnétorésistif et d'étudier le bruit propre des magnétorésistances, le bruit de l'électronique de conditionnement ne doit pas excéder celui de l'élément magnétorésistif dans une bande de fréquence comprise entre 0.1 Hz et 10 Hz . L'amplification du signal ne peut donc être réalisée directement en raison de la forte contribution à basse fréquence des amplificateurs à transistors conventionnels. Pour s'affranchir du bruit à basse fréquence des amplificateurs, une méthode communément employée consiste à transposer le signal utile au delà de la zone d'influence du bruit basse fréquence de l'amplificateur considéré. On opère pour cela une modulation du signal à mesurer qui est alors amplifié, filtré puis ramené en bande de base à l'aide d'une démodulation. En théorie le bruit obtenu en sortie de la démodulation est alors celui de la chaîne d'amplification à la fréquence de modulation. Celui-ci est généralement constitué de plusieurs étages d'amplification, de manière à obtenir un gain important. Le plancher de bruit de la chaîne d'amplification ainsi obtenu est alors déterminé par le bruit du premier étage d'amplification lequel doit être aussi faible que possible. Pour parvenir aux performances souhaitées,

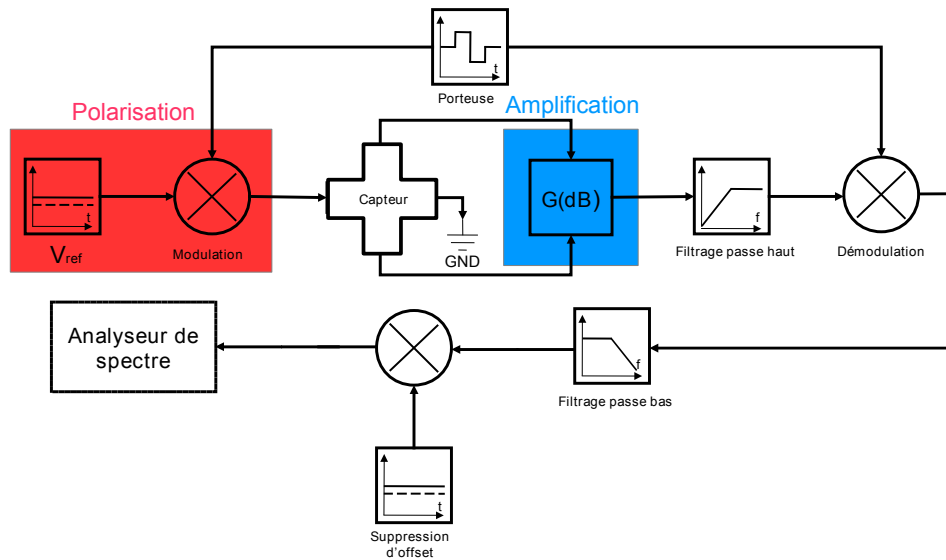


FIGURE 2.2 – Schéma de principe du conditionnement du signal magnétorésistif d'un capteur à effet Hall plan.

nous avons développé une électronique mettant en oeuvre ce principe de modulation. Son principe de fonctionnement est représenté par le synoptique de la figure (2.2). Les opérations de modulation et de démodulation sont réalisées à l'aide d'interrup-

teurs analogiques commutés par un circuit programmable de type CPLD² à une fréquence réglable (typiquement 20 kHz). Après modulation, un filtrage passe-haut du premier ordre permet d'éliminer les offsets de la chaîne d'amplification. Après démodulation et afin d'éliminer efficacement tout résidu de porteuse, on réalise un filtrage passe-bas du 4ème ordre à l'aide de deux filtres de type Sallen-Key du second ordre montés en série. Enfin un étage de l'offset résiduel permet d'adapter la dynamique du signal de sortie de l'électronique à celle de l'analyseur de spectre.

2.2.2 Etage de polarisation et bruit associé

La mise en oeuvre de la modulation présentée dans le paragraphe précédent nécessite de polariser l'élément magnétorésistif par un courant alternatif. La conception du circuit de polarisation a été déterminée par les contraintes de consommation liées au caractère embarqué de l'électronique. Cette polarisation est réalisée par le circuit présenté sur la figure (2.3). La tension continue délivrée par une source de tension ré-

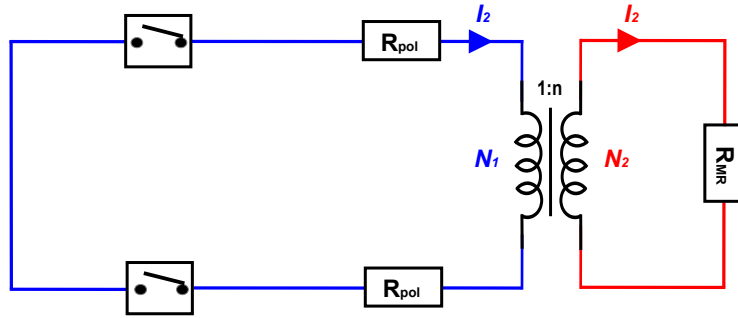


FIGURE 2.3 – *Circuit équivalent de l'étage de polarisation de l'électronique de conditionnement.*

gulée est hachée à une fréquence réglable (typiquement d'environ 20 kHz) par deux interrupteurs commandés en tension pour venir attaquer un transformateur torique à travers deux résistances de polarisation R_{pol} . Le transformateur est alors utilisé comme amplificateur de courant et vient polariser la magnétorésistance avec un courant I_2 tel que $I_2 = (N_1/N_2) \cdot I_1$. L'emploi d'un transformateur de courant permet d'augmenter le courant de polarisation de la magnétorésistance tout en limitant la consommation du circuit. A consommation identique, un rapport de transformation de 4, correspondant en pratique à un bobinage de 40 spires au primaire et de 10 spires au secondaire, permet d'augmenter le courant de polarisation de 6 à 24 mA .

Bruit de polarisation d'une structure en pont Dans le cas où l'élément polarisé possède une structure en pont, le bruit de polarisation peut être considéré comme nul. En effet lorsque le pont est équilibré, on peut montrer que le taux de réjection du bruit d'alimentation est infini. Dans le cas où le capteur est déséquilibré (cas d'une mesure magnétorésistive) le bruit de polarisation est alors proportionnel

au déséquilibre. Compte tenu des faibles valeurs de déséquilibre lors de la mesure magnétorésistive, le bruit de polarisation associé peut être considéré comme négligeable. Or, nous verrons par la suite que la mesure d'effet Hall plan telle qu'elle est réalisée dans les capteurs magnétorésistifs étudiés correspond à une mesure en pont et que, par conséquent, au regard des autres contributions de bruit de l'électronique de conditionnement, le bruit de polarisation peut être considéré comme négligeable.

2.2.3 Etage d'amplification et modèle de bruit associé

Les performances d'une chaîne d'amplification faible bruit dépendent principalement de celles du premier étage. Celui-ci doit donc être aussi faible que possible. Pour parvenir à réaliser un premier étage performant, nous avons mis en oeuvre un circuit semblable à celui proposé par [Nezer 1974] qui se compose d'un transformateur à noyau torique couplé à un amplificateur opérationnel de type INA128 (fig 2.4). Ce dernier présente un niveau de bruit en tension et en courant³ relativement

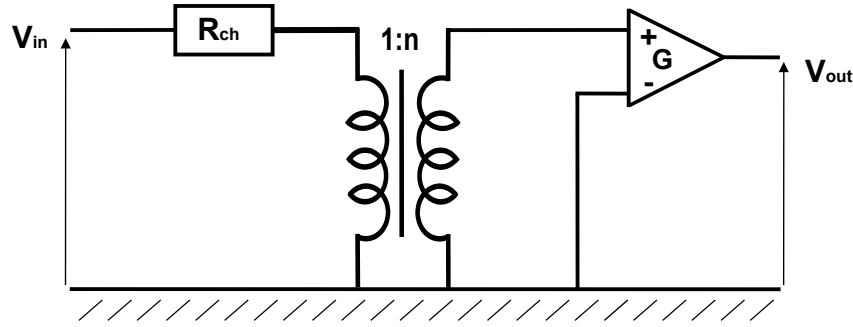


FIGURE 2.4 – Circuit du premier étage d'amplification de l'électronique de conditionnement.

faible à la fréquence de modulation du dispositif, tout en gardant une consommation acceptable.⁴ En supposant que la seule source de bruit du transformateur est liée aux fluctuations magnétiques du matériau et qu'elle est négligeable⁵, le transformateur se comporte comme un amplificateur de tension idéale de gain n égal au rapport du nombre de spires des bobinages primaire et secondaire. Le dispositif "transformateur + amplificateur opérationnel" peut alors être considéré comme un nouvel amplificateur de gain G' tel que :

$$G' = n.G_{(Pa)} \quad (2.1)$$

Le modèle de bruit correspondant est présenté figure (2.5). Avec n le rapport d'amplification du transformateur, $\overline{e_{pa}^2}$ la densité spectrale de bruit en tension de l'amplificateur opérationnel et $\overline{i_{pa}^2}$ sa densité spectrale de bruit en courant, les densités

3. respectivement $8 \text{ nv}/\sqrt{(\text{Hz})}$ et $0,3 \text{ pA}/\sqrt{(\text{Hz})}$ à 1 kHz

4. le bruit en courant est négligeable compte tenu de la faible résistance de l'élément magnétorésistif de quelques dizaines d'Ohm

5. en raison de son volume

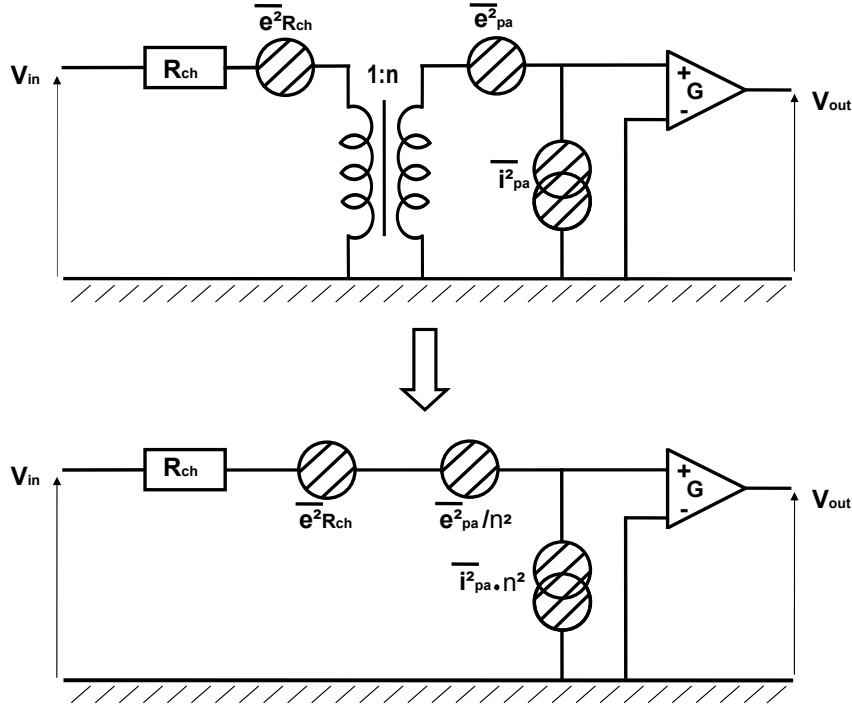


FIGURE 2.5 – Modèle de bruit équivalent du premier étage d'amplification de l'électronique de conditionnement.

spectrales de puissance de bruit en tension $\overline{e'^2}$ et en courant $\overline{i'^2}$ équivalentes à ce nouvel étage d'amplification sont données respectivement par les équations (2.2) et (2.3). Par conséquent, dans le cas où l'impédance d'entrée de l'amplificateur opérationnel est considérée comme infinie, la densité spectrale de puissance de bruit en entrée de l'étage d'amplification DSP' est donnée par l'équation (2.4) :

$$\overline{e'^2} = \frac{\overline{e_{pa}^2}}{n^2} \quad (2.2)$$

$$\overline{i'^2} = \overline{i_{pa}^2} \cdot n^2 \quad (2.3)$$

$$DSP' = \frac{\overline{e_{pa}^2}}{n^2} + (\overline{i_{pa}^2} \cdot n^2 \cdot R_{ch}^2) + \overline{e_{Rch}^2} \quad (2.4)$$

Ainsi dans le cas où l'amplificateur opérationnel utilisé comporte un bruit en courant négligeable et pour de petites valeurs de la résistance de charge R_{ch} , la valeur de la tension de bruit du dispositif $e_{(Pa+Tr)}$ est donnée par l'équation (2.5).

$$e' = \sqrt{DSP'} = \sqrt{\frac{\overline{e_{pa}^2}}{n^2} + \overline{e_{Rc}^2}} < e_{(Pa)} \quad (2.5)$$

Dans la bande passante du filtre que constitue le transformateur et pour de faibles impédances de charge, l'emploi d'un transformateur couplé à un amplificateur opérationnel permet donc théoriquement d'augmenter le gain de ce dernier en diminuant significativement sa contribution de bruit en tension.

Caractérisation du bruit de la chaine d'amplification

Afin de valider l'hypothèse voulant que le transformateur soit un amplificateur idéal, nous avons cherché à caractériser le bruit en tension du circuit "transformateur + amplificateur opérationnel" réalisé. D'après l'équation (2.5), pour un bruit en tension de l'amplificateur opérationnel de 8 nV ainsi qu'un transformateur de rapport de transformation $n = 30$, le bruit théorique attendu en entrée de la chaine d'amplification est de $250 \text{ pV}/\sqrt{(\text{Hz})}$.

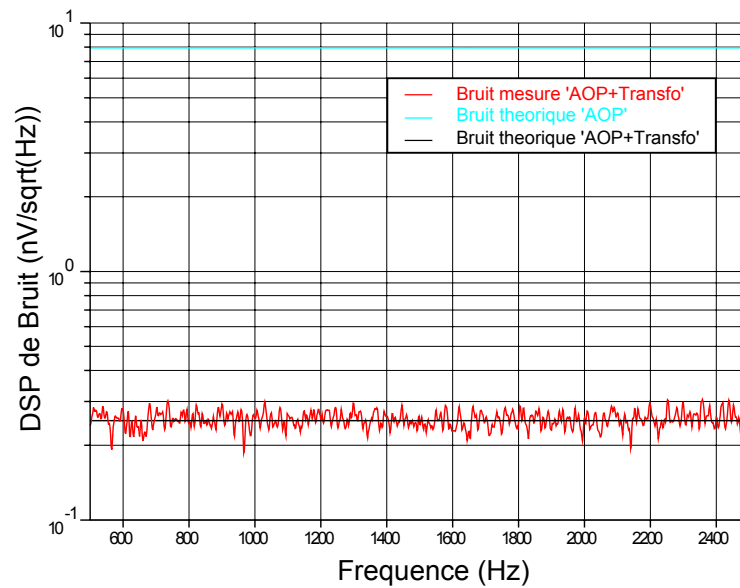


FIGURE 2.6 – Densité spectrale de puissance de bruit en tension, ramenée en entrée, de la chaine d'amplification.

La figure (2.6) présente les courbes théoriques de bruit en entrée de la chaine d'amplification obtenues avec transformateur (courbe noire) et sans transformateur (courbe bleue). La mesure de bruit obtenue avec transformateur (courbe rouge) témoigne bien du caractère idéal de ce dernier qui, compte tenu de son rapport de transformation, permet bien d'obtenir le bruit théorique escompté.

2.2.4 Caractérisation du bruit de l'électronique de conditionnement

La mesure du bruit de l'électronique de conditionnement dans son ensemble est présentée sur la figure (2.7). L'électronique possède une caractéristique de bruit blanc de valeur égale à $450 \text{ pV}/\sqrt{(\text{Hz})}$ et une fréquence de coupure à 50 Hz . La légère remontée du niveau de bruit comparé à celui de la chaine d'amplification est liée à l'étape de démodulation par les interrupteurs commandés. En effet le signal de forme carrée délivré par les interrupteurs comprend de nombreuses harmoniques. Après démodulation une partie de ces harmoniques reste présente dans le signal utile et participe à la remontée du plancher de bruit.

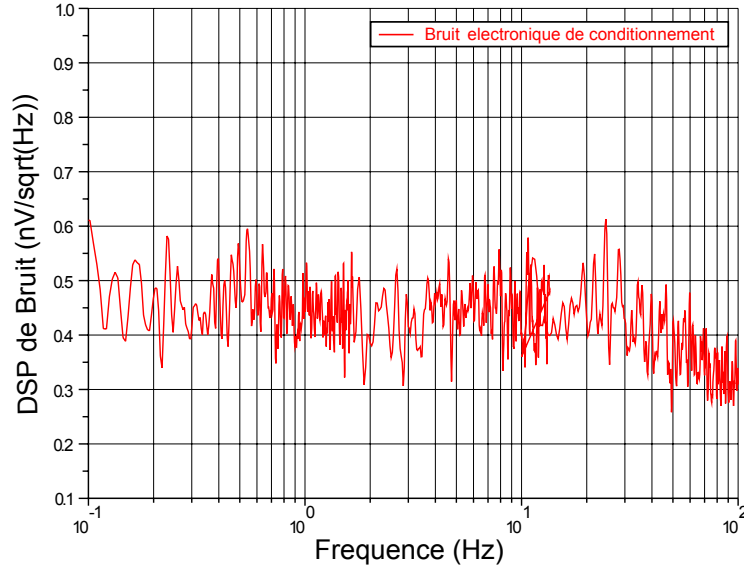


FIGURE 2.7 – Densité spectrale de puissance de bruit en tension, ramenée en entrée, de l'électronique de conditionnement.

2.3 Etude des capteurs à effet Hall plan

L'ensemble des capteurs à effet Hall plan (PHE) étudiés au cours de la thèse ont été réalisés au laboratoire Thalès. Ces travaux ont porté sur la seconde génération de capteur développée au laboratoire. Cette nouvelle génération se différencie de la précédente par le mécanisme de contrôle de l'anisotropie magnétique de la couche active du capteur. La première génération de capteur était constituée d'une simple couche ferromagnétique de $NiFe$ reposant sur un substrat de silicium à surface vicinale [Sussiau 1997]. Il s'agit d'un substrat structuré, possédant des reliefs transversaux (marches) parallèles entre eux. Cette structuration du substrat, obtenue par un procédé appelé "*Step-bunching*", permet d'induire dans la couche de $NiFe$ une anisotropie magnétique uniaxiale orientée dans la direction des marches du substrat. Mais en raison de sa complexité et de son coût de fabrication, le laboratoire a cherché à développer un capteur au procédé de fabrication moins contraignant. Il s'est alors orienté vers un procédé mettant à profit le phénomène de couplage d'échange F/AF comme nouvel outil de contrôle de l'anisotropie magnétique.

2.3.1 Réalisation des échantillons

L'utilisation du couplage d'échange a nécessité la mise au point d'un nouvel empilement composé d'une couche active ferromagnétique de $NiFe$ et d'un antiferromagnétique de type $IrMn$. L'empilement a connu différentes évolutions portant notamment sur la couche tampon positionnée entre le substrat de silicium et la bi-couche $NiFe/IrMn$ et dont la composition de la version finale, mise à notre disposition en début de thèse, est la suivante : $Si/SiO_2/Ta/Ru/IrMn/NiFe/Ta/Ru$.

2.3.1.1 Réalisation et caractérisation de l'empilement magnétique

Les différents empilements réalisés pour l'étude des capteurs à effet Hall plan ont été réalisés dans un bâti de pulvérisation cathodique. Après dépôt des différentes couches, l'empilement magnétique ne présente pas d'anisotropie hormis celle induite par le champ résiduel présent dans le bâti lors du dépôt et considérée comme négligeable.

Afin d'induire une anisotropie d'échange entre les couches de $NiFe$ et d' $IrMn$, l'empilement subit un recuit sous champ magnétique dont le protocole est schématisé sur la figure (2.8). La qualité du recuit ainsi que la valeur de l'anisotropie obtenue

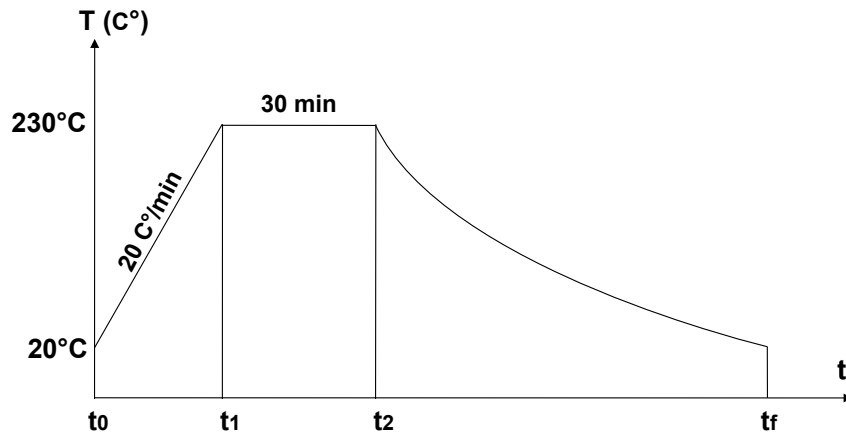


FIGURE 2.8 – *Protocole de recuit sous champ magnétique d'un empilement magnétique à base d'IrMn. L'échantillon est chauffé à une vitesse de 20°C/min jusqu'à la température de blocage de l'IrMn d'une valeur 230°C . On effectue ensuite un palier de 30 minutes avant de laisser refroidir librement l'échantillon jusqu'à la température ambiante.*

sont ensuite caractérisées à l'aide d'un magnétomètre AGFM. Les courbes d'aimantation caractéristiques d'un empilement après un recuit réussi sont présentées sur les figures (2.9) et (2.10).

A partir du cycle d'aimantation mesuré parallèlement à la direction du champ de recuit (fig 2.9), deux critères permettent de juger de la qualité de l'anisotropie d'échange à l'interface F/AF.

Tout d'abord, le cycle présente un hystérésis faible et fortement carré. Cette caractéristique abrupte du cycle dans la zone hystérétique traduit la présence d'une anisotropie et un retournement cohérent de l'aimantation de la couche. Les spins presque tous orientés dans le même sens basculent presque tous en même temps dans la direction opposée sous l'effet du champ extérieur.

Le second critère est la présence du décalage du cycle d'aimantation caractéristique d'une anisotropie d'échange. Le cycle d'aimantation mesuré perpendiculairement à la direction du champ de recuit (fig 2.10) présente quant à lui la caractéristique linéaire et très faiblement hystérétique recherchée.

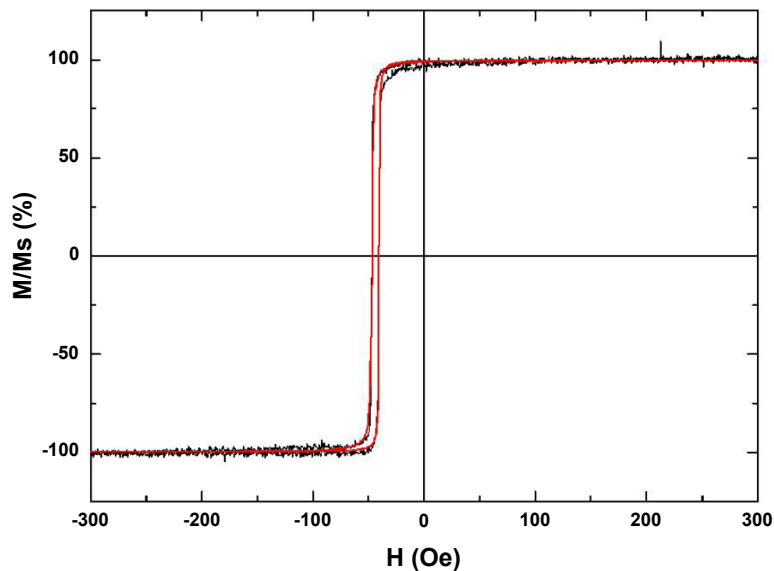


FIGURE 2.9 – Cycle d'aimantation $M(H)$ de l'empilement $Si/SiO_2/Ta(5)/Ru(5)/IrMn(10)/NiFe(30)/Ta(5)/Ru(5)$ mesuré parallèlement à la direction du champ de recuit (en noir) et fit associé (en rouge).

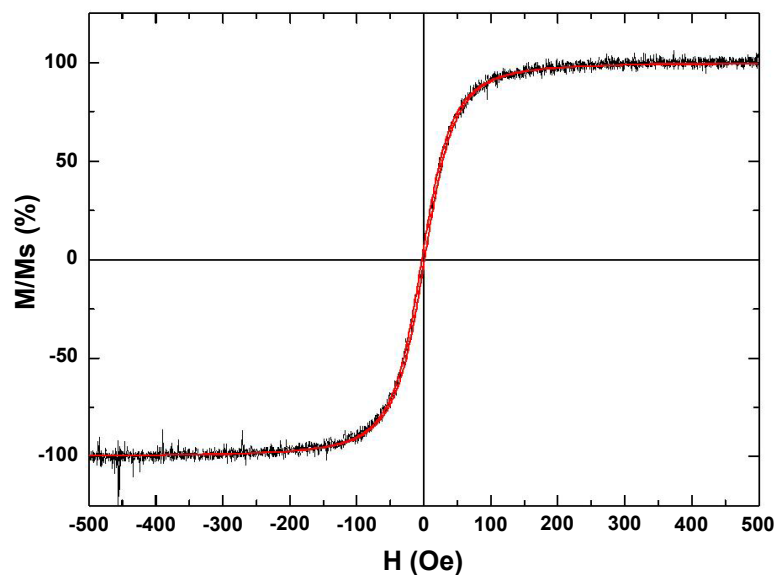


FIGURE 2.10 – Cycle d'aimantation $M(H)$ de l'empilement $Si/SiO_2/Ta(5)/Ru(5)/IrMn(10)/NiFe(30)/Ta(5)/Ru(5)$ mesuré perpendiculairement à la direction du champ de recuit (en noir) et fit associé (en rouge).

2.3.1.2 Élaboration des motifs

Une fois l'empilement magnétique déposé puis traité thermiquement, la dernière étape consiste à graver les motifs définissant la zone sensible du capteur puis à déposer le circuit électrique. La définition des motifs (fig 2.11) a été réalisée à l'aide d'un jeu de six masques élaborés dans le cadre de cette thèse et réalisés par la société Photronics. Ce jeu de masques a permis la réalisation des capteurs étudiés au laboratoire ainsi que des capteurs utilisés pour le développement de l'instrument présenté dans le chapitre (3). Les motifs sont réalisés successivement par photolithographie UV et gravure ionique. Les différentes métallisations (contacts et pistes électriques) sont constituées d'un dépôt de Ti/Au obtenu par évaporation puis par lift-off. Entre deux niveaux successifs de métallisation, un isolant de type Si_3N_4 est déposé par pulvérisation cathodique puis ouvert par RIE⁶ au niveau des prises de contact électrique du niveau supérieur.

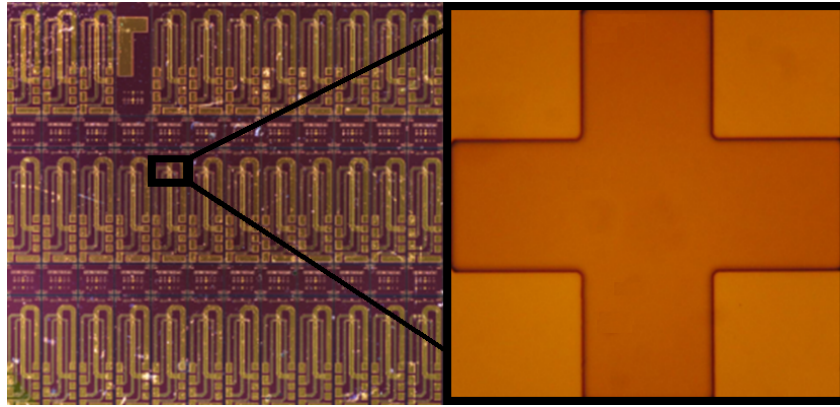


FIGURE 2.11 – Capteurs PHE. **A gauche** : photographie d'un lot complet de capteurs PHE. **A droite** agrandissement sur la zone active du capteur en forme de croix symétrique.

2.3.2 Etude d'un capteur à géométrie symétrique à base d'IrMn

2.3.2.1 Empilement et sensibilité magnétique

L'empilement typique utilisé est présenté sur la figure (2.12). On y retrouve la bi-couche $NiFe/IrMn$ dans laquelle la couche de $NiFe$ (d'épaisseur $t = 15, 30$ ou 50 nm) constitue la partie active de l'empilement. La couche d' $IrMn$ est déposée sur une couche de ruthénium servant à lui donner la texture (111) nécessaire à l'obtention d'un couplage d'échange. Enfin, une couche de tantale permet de faire adhérer le ruthénium sur le substrat de SiO_2 .

La réponse magnétorésistive des capteurs à effet Hall plan réalisés à partir de l'empilement à base d' $IrMn$ pour une épaisseur de $NiFe$ de 30 nm est présentée sur la figure (2.13) pour différentes valeurs du courant de polarisation. Cette réponse

6. Reactive Ion Etching

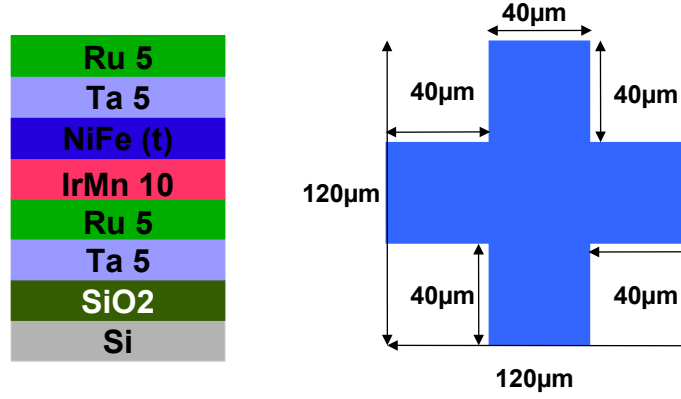


FIGURE 2.12 – Capteur PHE à géométrie symétrique. **A gauche** : empilement magnétique typique d'un capteur à anisotropie d'échange à base d'IrMn (épaisseurs exprimées en nm). **A droite** : dimensions géométriques de la zone active d'un capteur en forme de croix symétrique.

est typique de l'effet Hall plan avec une fonction de transfert en champ impaire et linéaire pour de faibles valeurs du champ. On remarque par ailleurs que ces courbes

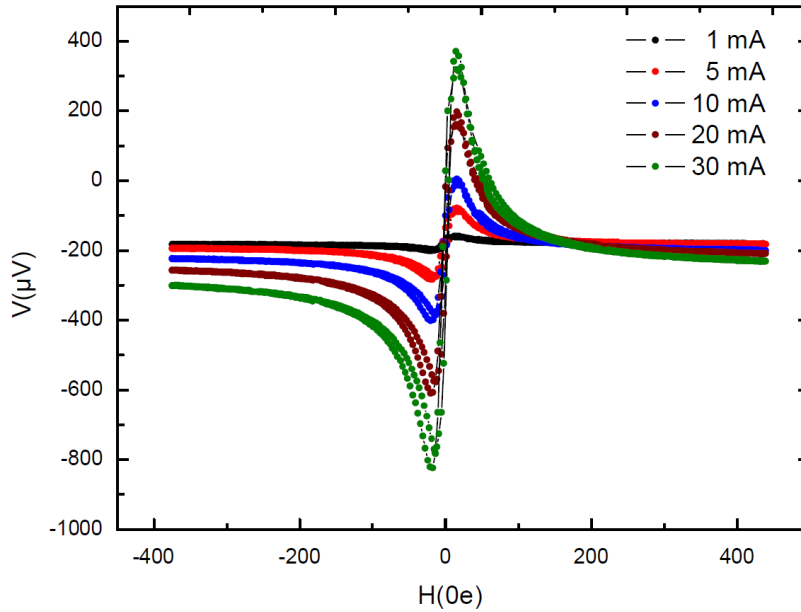


FIGURE 2.13 – Cycle $V(H)$ décrivant la réponse magnétorésistive d'un capteur PHE à géométrie symétrique réalisé à partir de l'empilement $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Ta}(5)/\text{Ru}(5)/\text{IrMn}(10)/\text{NiFe}(30)/\text{Ta}(5)/\text{Ru}(5)$ et pour différentes valeurs du courant de polarisation allant de 1 à 30 mA.

présentent un offset dont la valeur est proportionnelle au courant de polarisation. Cet offset résulte du déséquilibre résistif de la zone active en forme de croix (fig 2.12) engendré par les imperfections géométriques obtenues lors de l'étape de réalisation

des motifs par photolithographie UV. Le capteur présente une réponse linéaire sur une plage de 20 Oe et une sensibilité en champ de $S = 8 \mu V/Oe$ (soit $16 V/T.A$), plus faible qu'un capteur à base de Step-bunching ($100 V/T.A$). Cette différence de sensibilité est directement imputable à la valeur de l'anisotropie magnétique (environ 40 Oe) induite par couplage d'échange (fig 2.9), très supérieure à celle induite par Step-bunching (environ 5 Oe). Notons enfin que, par nature, le capteur est un filtre passe bas et présente une sensibilité en fréquence constante sur une bande allant du continu à plusieurs kiloHertz.

2.3.2.2 Bruit intrinsèque et performance à basse fréquence

Les mesures de bruit à basses fréquences sont réalisées à l'aide du banc présenté au paragraphe (2.1), sans champ et dans une boîte de blindage magnétique en mumétal. L'échantillon ainsi que l'électronique de mesure sont mis sous tension plusieurs minutes avant la mesure afin de thermaliser l'ensemble. On rappelle que la fréquence de coupure de l'électronique est d'environ 50 Hz et que sa densité spectrale de puissance de bruit en tension (fig 2.7) est inférieure à $0,5 nV/\sqrt{(Hz)}$ en dessous de 10 Hz . Tout bruit supérieur à cette valeur peut être alors considéré comme provenant du capteur. Ainsi dans l'ensemble des mesures présentées par la suite, on confondra le bruit en tension mesuré en sortie de l'électronique avec le bruit propre du capteur. La figure (2.14) présente la densité spectrale de puissance de bruit en tension S_V d'un capteur PHE à géométrie symétrique pour diverses valeurs du courant de polarisation. On y distingue clairement pour des fréquences inférieures

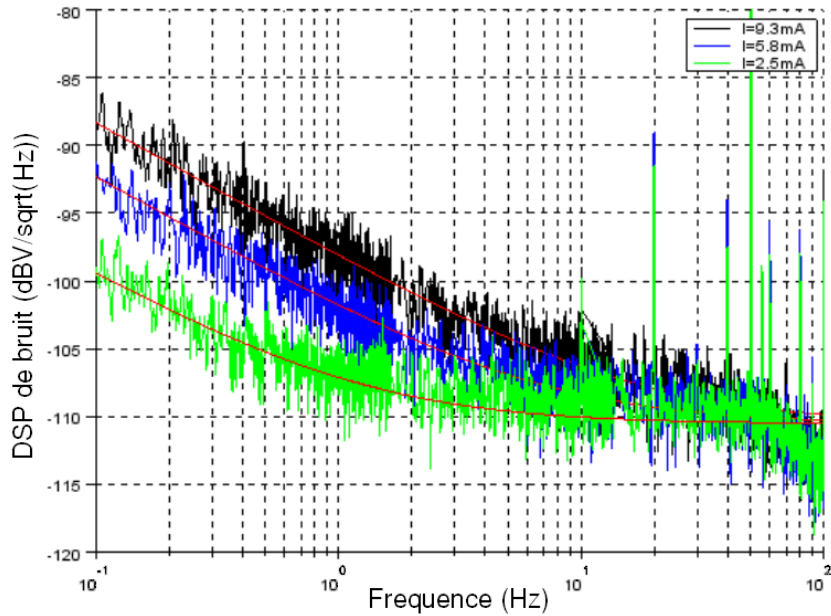


FIGURE 2.14 – Mesure des DSP de bruit en tension d'un capteur PHE à géométrie symétrique pour des courants de polarisation de $I_{pol} = 2,5 \text{ mA}$ (courbe verte), $I_{pol} = 5,8 \text{ mA}$ (courbe bleue) et $I_{pol} = 9,3 \text{ mA}$ (courbe noire).

à 10 Hz , une remontée du plancher de bruit en tension du capteur proportionnelle au courant de polarisation. Le capteur présente donc bien une composante de bruit basse fréquence. A plus haute fréquence cette composante s'estompe au profit d'une composante dont la caractéristique, bien plus plate et indépendante de la polarisation, est celle d'un bruit thermique. Notons que l'atténuation observée au dessus de 50 Hz n'est pas caractéristique mais provient du filtrage en sortie de l'électronique d'amplification du banc d'instrumentation. Cette mesure peut être confrontée à un modèle de densité spectrale de puissance de bruit en tension $S_{V_{PHE}}$ constituée d'une composante de bruit thermique $S_{V_{th}}$ et d'une composante de bruit basse fréquence d'origine électrique et magnétique $S_{V_{1/f}}$ telle que :

$$S_{V_{PHE}} = S_{V_{th}} + S_{V_{1/f}} \quad (2.6)$$

Ces composantes peuvent respectivement être modélisées par les équations (2.7) et (2.8) avec R la résistance d'une des branches de la zone active du capteur, γ_H le coefficient de Hooge, k_B la constante de Boltzmann et N_c le nombre de porteurs de charge.

$$S_{V_{th}} = 4 \cdot k_B \cdot T \cdot R \quad (2.7)$$

On suppose ici que la majorité du courant de polarisation I_{pol} est conduite à travers la couche de $NiFe$ et l'on néglige de fait le courant de fuite traversant le reste de l'empilement magnétique et ne fournissant pas de signal magnétorésistif.

$$S_{V_{1/f}} = (R \cdot I_{pol})^2 \cdot \gamma_H \cdot (N_c \cdot f)^{-1} \quad (2.8)$$

Les composantes de bruit $S_{V_{th}}$ (courbe bleue) et $S_{V_{1/f}}$ (courbe verte) ainsi que la densité spectrale de bruit en tension S_V théorique du capteur (courbe rouge) sont représentées sur la figure (2.15) avec, comme valeurs des différents paramètres du modèle, celles référencées dans le tableau (2.1). γ_H est utilisé comme paramètre d'ajustement.

Paramètre	$I_{pol}(A)$	$R_{mes}(\Omega)$	γ_H	$N_c(m^{-3})$
Mesure	$6 \cdot 10^{-3}$	25	—	—
Modèle	$6 \cdot 10^{-3}$	25	$9 \cdot 10^{-4}$	$17 \cdot 10^{28}$

TABLE 2.1 – Table des valeurs théoriques et expérimentales des paramètres du modèle de la DSP de bruit en tension du capteur à géométrie symétrique de la figure (2.15).

La concordance des courbes expérimentale et théorique obtenue pour une valeur de $\gamma_H = 9 \cdot 10^{-4}$, du même ordre de grandeur que celle des films métalliques, montre qu'un modèle de bruit à deux composantes permet de rendre compte du comportement d'un capteur PHE à géométrie symétrique. Le bruit équivalent en champ magnétique (NEMI) du capteur est représenté sur la figure (2.16). Pour une polarisation de 18 mA , il présente une sensibilité intrinsèque de $40 \text{ nT}/\sqrt{(Hz)}$ à 10 Hz et de $170 \text{ nT}/\sqrt{(Hz)}$ à 100 mHz .

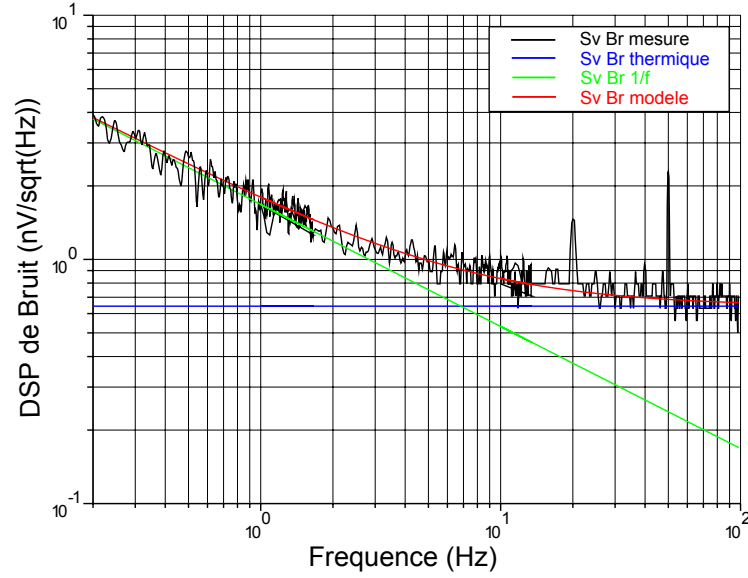


FIGURE 2.15 – Mesure de la DSP de bruit en tension (courbe noire) et courbes théoriques de la DSP de bruit en tension $S_{V_{PHE}}$ (courbe rouge), de la composante de bruit thermique $S_{V_{th}}$ (courbe bleue) et de la composantes de bruit basses fréquences $S_{V_{1/f}}$ (courbe verte) d'un capteur PHE à géométrie symétrique, pour une polarisation de 6 mA.

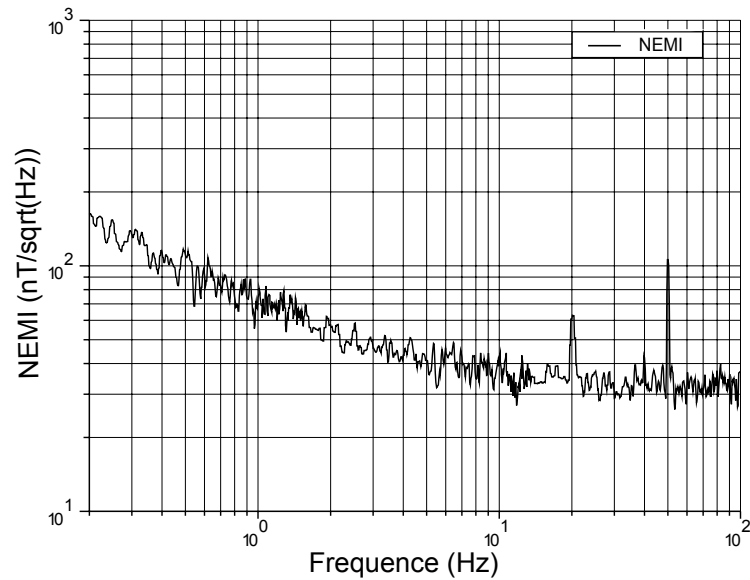


FIGURE 2.16 – Bruit équivalent en champ magnétique (NEMI) d'un capteur PHE à géométrie symétrique pour une polarisation de 18 mA.

2.3.3 Etude d'un capteur à géométrie asymétrique à base d'IrMn

A partir des années 2000, le capteur PHE suscite un regain d'intérêt chez certains groupes de recherche. Ils y voient un possible candidat à de nombreuses applications de magnétométrie basses fréquences, dans divers domaines tels que le spatial, le biomédicale ou encore le contrôle non destructif. Plusieurs études s'intéressent alors aux capteurs PHE à anisotropie d'échange, en particulier ceux à base d'*IrMn*. Ces études visent à améliorer la sensibilité en champ du capteur à travers la mise au point d'empilements magnétiques présentant un champ d'échange que l'on souhaite aussi faible que possible. Damsgaard et ses collaborateurs [Damsgaard 2007] ont, par exemple, montré que pour un empilement de type $Ta/NiFe(t)/IrMn/Ta$, le signal effet Hall plan augmente significativement avec l'épaisseur (t) de la couche de permalloy du fait de la décroissance du couplage d'échange F/AF. Un effet similaire peut être obtenu en introduisant une fine couche de cuivre ou "*Spacer*" entre les couches ferromagnétique et antiferromagnétique, comme pour l'empilement magnétique $Ta/NiFe/Cu/IrMn/Ta$ [Hung 2009]. Toutefois le caractère exponentiel de la dépendance de la valeur du couplage d'échange avec l'épaisseur de la couche de cuivre, demande une grande précision de dépôt et engendre une plus grande variabilité de sensibilité d'un même lot de capteur. Notons enfin que ce même type de dépendance du signal PHE a été mis en évidence dans le cas de capteurs utilisant des empilements de type "*Vanne de spin*" tel que $Ta/NiFe/Cu/NiFe/IrMn/Ta$ [Hung 2010].

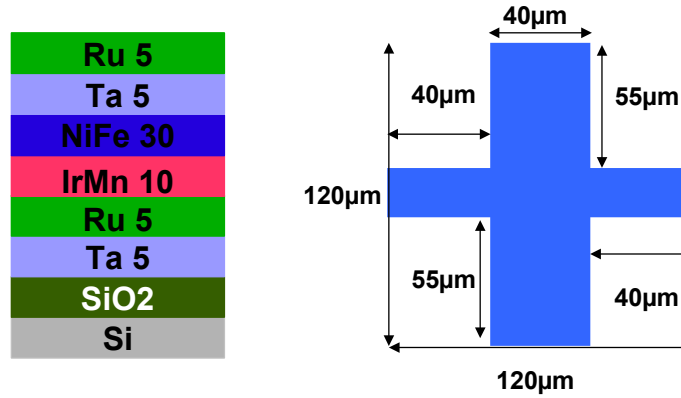


FIGURE 2.17 – Capteur PHE à géométrie asymétrique. **A gauche** : empilement magnétique typique d'un capteur à anisotropie d'échange à base d'IrMn (épaisseurs exprimées en nm). **A droite** : dimensions géométriques de la zone active d'un capteur en forme de croix asymétrique.

Dans la plupart des études réalisées à ce jour, les capteurs présentent une géométrie en forme de croix de Hall symétrique. Cette géométrie permet non seulement d'effectuer aisément la mesure d'effet Hall plan, mais elle présente surtout l'avantage de minimiser l'offset intrinsèque du capteur. En effet, puisque la mesure aux bornes d'une croix est électriquement équivalente à une mesure aux bornes d'un pont. La symétrie de la croix de Hall permet d'obtenir pour chacune des branches une résistance

identique et donc un équilibre du pont. Mais si cette géométrie s'avère avantageuse à plusieurs égards, peu de travaux se sont jusqu'ici intéressés à son impact sur le bruit intrinsèque du capteur [Genish 2010] et notamment sur les contributions respectives des branches de polarisation et de mesure. Avec la géométrie en forme de croix symétrique étudiée dans le paragraphe précédent, ces contributions ne peuvent être clairement identifiées du fait même de cette symétrie. Nous avons donc cherché à la caractériser par le biais d'un capteur présentant une géométrie en forme de croix de Hall asymétrique (fig 2.17), réalisé selon le procédé de fabrication présenté au paragraphe (2.3.1).

2.3.3.1 Sensibilité magnétique

La réponse magnétorésistive d'un capteur asymétrique est mesurée pour les deux configurations de polarisation schématisées sur la figure (2.18) et correspondant à une polarisation du capteur par la branche la plus épaisse (configuration 1) ou bien la plus fine (configuration 2). Les cycles des réponses en champ, corrigés de leur offset (environ $400 \mu V$), sont représentés sur la figure (2.18). L'allure identique des courbes, pour les deux configurations de polarisation, montre que l'asymétrie de la géométrie engendre un offset plus important mais n'altère pas la réponse en champ du capteur. Cette dernière est semblable à celle d'un capteur à géométrie symétrique, avec une gamme de linéarité d'environ $20 Oe$. Mais si l'allure du signal magnétorésistif est identique pour les deux configurations de mesure, son intensité, elle, diffère. La figure (2.19) présente le signal magnétorésistif du capteur pour chacune des deux configurations de polarisation. A polarisation équivalente, la configuration (2) (courbe rouge) qui correspond à une polarisation par une branche deux fois plus résistive que dans le cas de la configuration (1) (courbe noire), présente une sensibilité en champ deux fois supérieure. L'asymétrie de la géométrie permet donc d'augmenter la résistance du capteur, ce qui constitue une condition nécessaire mais insuffisante pour améliorer sa performance de mesure. Il est alors nécessaire de caractériser l'impact de la géométrie en termes de bruit.

2.3.3.2 Bruit intrinsèque et performance à basse fréquence

Les mesures de bruit d'un capteur à géométrie asymétrique sont présentées sur la figure (2.20). L'allure de la DSP de bruit en tension présente, pour chacune des configurations de polarisation, une composante de bruit thermique ainsi qu'une composante de bruit basse fréquence bien distinctes. On note également que la configuration (2) (courbe bleue) présente un bruit thermique inférieur à celui de la configuration (1) (courbe verte). Cette différence de bruit coïncide avec les différences de résistance des branches de mesure du capteur. La composante de bruit thermique semble donc être uniquement liée à la branche de mesure. A l'inverse, on ne note pas de différences notables sur les composantes basse fréquence qui semblent bien être liées au seul courant de polarisation qui, dans le cas présent, est identique pour les deux configurations de mesure.

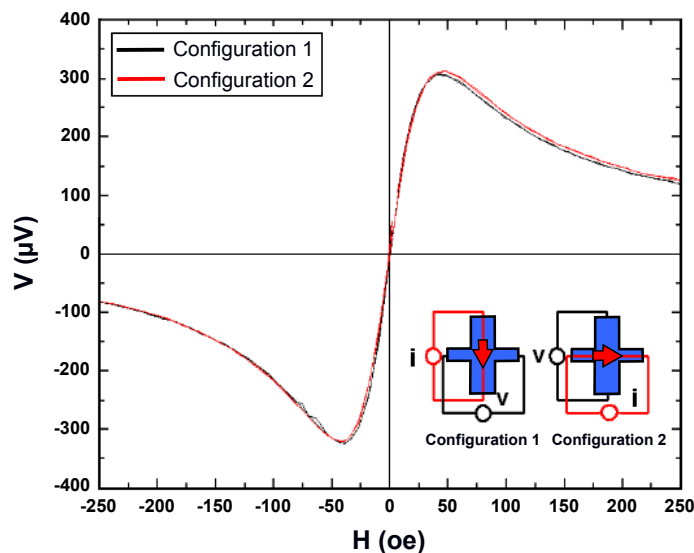


FIGURE 2.18 – Cycle $V(H)$ décrivant la réponse magnétorésistive d'un capteur PHE à géométrie asymétrique (fig 2.17) pour les deux configurations de mesure (1) et (2) (le courant de polarisation n'est pas identique pour les deux configurations). **A droite** : Schéma des configurations de polarisation (1) et (2).

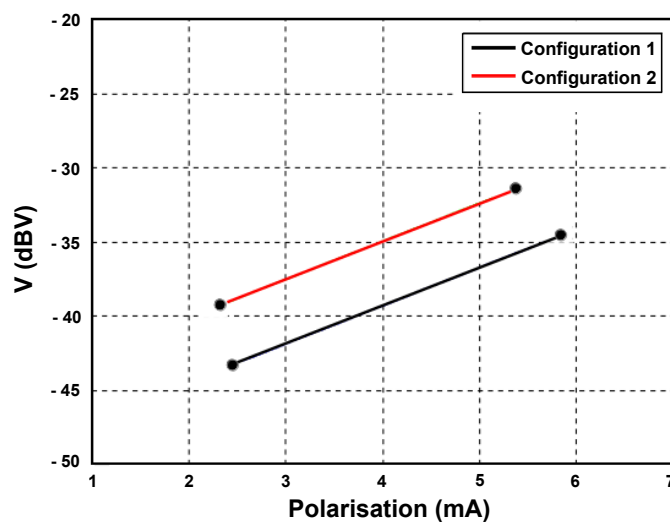


FIGURE 2.19 – Signal magnétorésistif d'un capteur PHE à géométrie asymétrique pour chacune des 2 configurations de polarisation (fig 2.18) à différentes polarisations.

En tenant compte des résistances respectives des branches de polarisation R_{pol} et de mesure R_{mes} , un modèle de la DSP de bruit en tension $S_{V_{PHE}}$ du capteur peut alors être donnée par l'équation (2.9).

$$S_{V_{PHE}} = [4 \cdot k_t \cdot T \cdot R_{mes}] + \left[(R_{pol} \cdot I_{pol})^2 \cdot \gamma_H \cdot (N_c \cdot f)^{-1} \right] \quad (2.9)$$

Pour les valeurs des paramètres données dans la table (2.2) et avec un coefficient de Hooge $\gamma_H = 9.10^{-5}$, un ordre de grandeur plus faible que dans le cas d'une géométrie symétrique, ce modèle permet bien de rendre compte des mesures expérimentales de la figure (2.20) pour chacune des deux configurations de polarisation (courbe rouge et noire). Les bruits équivalents en champ magnétique (NEMI) obtenus pour

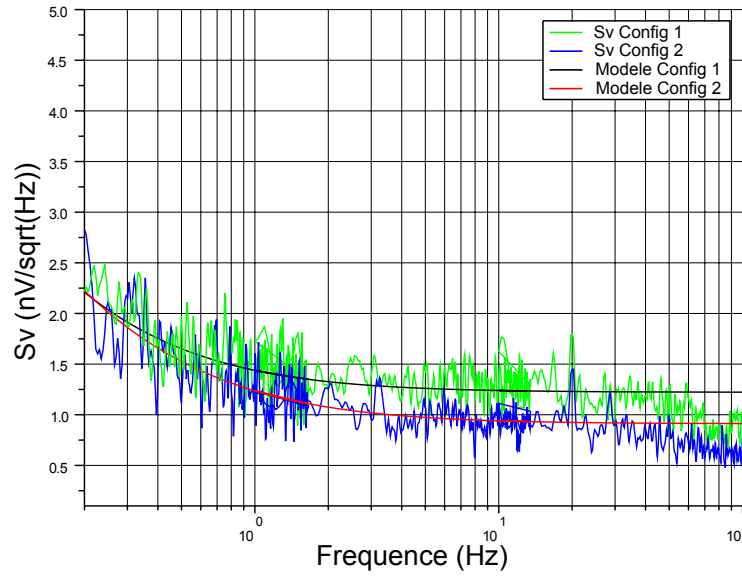


FIGURE 2.20 – DSP de bruit en tension d'un capteur PHE à géométrie asymétrique pour une polarisation de 6 mA. Mesures des DSP de bruit en tension pour les configurations de mesure (1) (courbe verte) et (2) (courbe bleue). Modèles des DSP de bruit en tension pour les configurations de mesure (1) (courbe noire) et (2) (courbe rouge).

des capteurs à géométries symétrique et asymétrique sont comparés sur la figure (2.21). A polarisation identique, on note clairement que les NEMIs diffèrent selon la géométrie du capteur et la configuration de polarisation. En dessous de 1 Hz les NEMI obtenus pour chacune des deux configurations de polarisation du capteur asymétrique (courbes bleue et verte) sont meilleurs que celui d'un capteur symétrique. Au delà de 1 Hz la meilleure performance est obtenue pour la configuration (2) du capteur asymétrique. Ainsi à polarisation équivalente, cette configuration de polarisation du capteur asymétrique offre, dans ce cas précis, une performance de mesure **2 fois supérieure à celle d'un capteur symétrique sur toute la bande de mesure**. Pour une polarisation de **2,5 mA** le NEMI obtenu est de **130 nT/ $\sqrt{Hz}$ à 1 Hz** et de **400 nT/ $\sqrt{Hz}$ à 100 mHz**. Cette amélioration du NEMI peut être expliquée

Configuration 1					
Paramètre	$I_{pol}(A)$	$R_{pol}(\Omega)$	$R_{mes}(\Omega)$	γ_H	N_c
Mesure	6.10^{-3}	90	50	—	—
Modèle	6.10^{-3}	90	50	6.10^{-5}	17.10^{28}
Configuration 2					
Paramètre	$I_{pol}(A)$	$R_{pol}(\Omega)$	$R_{mes}(\Omega)$	γ_H	N_c
Mesure	6.10^{-3}	50	90	—	—
Modèle	6.10^{-3}	50	90	6.10^{-5}	17.10^{28}

TABLE 2.2 – Table des valeurs théoriques et expérimentales des paramètres du modèle de la DSP de bruit en tension du capteur à géométrie asymétrique de la figure (2.20).

en considérant que de manière générale le capteur asymétrique, grâce à sa branche plus résistive, permet d’obtenir un signal plus important sur l’ensemble de la bande de mesure. A l’inverse, du fait de l’asymétrie de la géométrie, la faible résistance de la branche de mesure permet à la fois de réduire la composante de bruit thermique du capteur, prépondérante aux fréquences supérieures à 1 Hz et de minimiser la composante de bruit à basse fréquence (eq 2.9). L’utilisation d’une géométrie de croix asymétrique permet donc d’exploiter au mieux la possibilité, offerte par la mesure d’effet Hall planaire, de dissocier le circuit de polarisation et de mesure, ce qui ne peut être fait pour une mesure longitudinale classique. A titre de comparaison, les performances de la géométrie en croix asymétrique peuvent être rapprochées à celles de la géométrie proposée par Persson et ses collaborateurs [Persson 2011]. Pour un

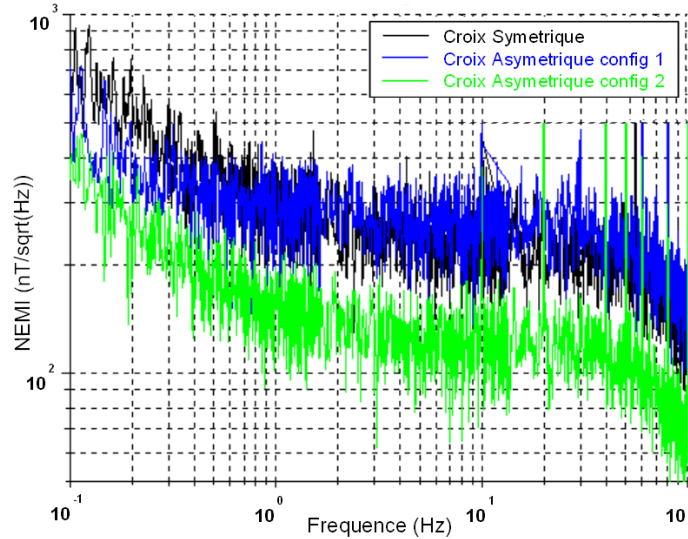


FIGURE 2.21 – Bruits équivalents en champ magnétique (NEMI) de capteurs PHE pour une même polarisation de 2,5 mA. Capteur à géométrie symétrique (courbe noire), capteur à géométrie asymétrique pour la configuration de polarisation (1) (courbe bleue) et pour la configuration de polarisation (2) (courbe verte).

même empilement magnétique, cette géométrie permet d'améliorer d'un facteur 100 le signal du capteur en comparaison d'une géométrie en croix classique. Ce facteur est essentiellement lié à la forte augmentation de la résistance du capteur, rendue possible par l'astucieuse géométrie en pont proposée par les auteurs. En revanche, le bruit à basse fréquence d'un capteur en pont est nettement supérieur à celui d'un capteur en forme de croix (symétrique ou asymétrique) avec une remontée du bruit basse fréquence aux alentours de 400 Hz contre seulement 2 Hz pour une géométrie en croix. Les performances, à basse fréquence du capteur asymétrique à anisotropie d'échange sont particulièrement intéressantes du point de vue de la réalisation du magnétomètre embarqué présenté au chapitre suivant. Toutefois l'amélioration des propriétés électriques obtenues grâce à cette nouvelle géométrie ne suffit pas à atteindre les performances de mesure d'un capteur à base de Step-bunching en raison de la forte valeur de l'anisotropie d'échange⁷ qui affecte la sensibilité magnétique du capteur. Nous avons donc cherché à améliorer par ailleurs les propriétés magnétiques du capteur par la mise au point d'un nouvel empilement.

2.3.4 Etude d'un empilement à base de NiO

Afin d'améliorer davantage les performances des capteurs à effet Hall plan, une solution consiste à utiliser un empilement utilisant du *NiO*, qui est aussi antiferromagnétique à température ambiante, en lieu et place de l'*IrMn*. Le *NiO* fut historiquement le premier antiferromagnétique utilisé en raison de sa température de Néel élevée et de sa grande résistance à la corrosion. Un premier avantage à son utilisation réside dans la valeur de sa constante d'anisotropie d'échange ($1,0 \cdot 10^5\text{ erg.cm}^{-3}$), qui se place en retrait par rapport aux valeurs observées pour l'*IrMn* ($1,3 \cdot 10^6\text{ erg.cm}^{-3}$), ce qui permet, en théorie, d'obtenir une anisotropie plus faible et donc une meilleure réponse du capteur. Mais c'est principalement en sa qualité d'oxyde que le *NiO* constitue un matériau intéressant pour notre application. En effet il est très avantageux d'utiliser un antiferromagnétique non conducteur pour piéger la couche ferromagnétique puisqu'on évite ainsi la dilution de l'effet magnéto-résistif observée dans les alliages de manganèse.

2.3.4.1 Résultats préliminaires

Cette étude visait dans un premier temps, à mettre au point l'empilement magnétique possédant les propriétés requises. Elle a porté sur deux types d'empilement, utilisant du *NiFe* ou du *Co* comme couches actives ferromagnétiques (fig 2.22), avec pour chacun d'entre eux une version avec et sans couche d'adhérence en tantale. Les différents échantillons ont été réalisés par pulvérisation cathodique sur des substrats de silicium. Enfin, les épaisseurs respectives de *NiO* de *NiFe* et de *Co* ont été fixées de manière à obtenir un coulage F/AF conséquent. Les épaisseurs des couches ferromagnétiques ont été fixées à 10 nm et l'épaisseur de la couche de *NiO*, à 15 nm , de manière à obtenir une taille de grain suffisante pour pouvoir obtenir le couplage

7. 45 Oe contre 5 Oe pour le Step-bunching

d'échange souhaité. Après dépôt, chaque échantillon est successivement recuit à différentes températures sous un champ magnétique d'environ 200 Oe, puis caractérisé par AGFM, de manière à déterminer expérimentalement la température de blocage du *NiO* propre à chaque type d'empilement. Les mesures d'aimantation effectuées après chaque recuit et pour chacun des trois empilements étudiés, sont présentées sur la figure (2.23). La comparaison des empilements *Ta/NiO/Co* et *NiO/Co* semble indiquer que le *Ta* n'a qu'une très légère influence sur les propriétés magnétiques du *NiO*. Les mesures réalisées après dépôt sur les empilements *NiO/NiFe* et *NiO/Co*



FIGURE 2.22 – *Empilements magnétiques élaborés pour l'étude des propriétés du couplage d'échange avec NiO (épaisseurs exprimées en nm).*

(courbes noires) indiquent dans les deux cas, la présence d'une très légère anisotropie, probablement due au champ résiduel présent dans le bâti de dépôt, mais ne révèlent aucun couplage d'échange. Après recuit de chacun des échantillons, les mesures d'aimantation mettent en évidence une interaction de type F/AF se traduisant par l'apparition d'un axe d'aimantation facile ainsi que d'une modification des valeurs des champs coercitifs. Pourtant, aucun décalage significatif des cycles mesurés n'est observé même après le recuit à 260 °C, alors que la température de blocage supposée du *NiO* se situe aux alentours de 230 °C [Susumu 1994]. Seul l'empilement *NiO/NiFe* présente une modification significative de ses propriétés magnétiques avec des cycles de mesures parallèle (para) et perpendiculaire (perp) à la direction de recuit bien définis. Mais là encore, aucun décalage du cycle d'aimantation mesuré parallèlement à la direction de recuit n'est observé. De plus la mesure perpendiculaire de ce même cycle d'aimantation présente une double pente indiquant la présence de deux axes d'anisotropie. Ce comportement a déjà été observé et expliqué par Zhao et al, [Zhao 2001] comme une conséquence du processus d'aimantation de la bi-couche *NiO/NiFe* liée à la taille et à la distribution des grains de la couche de *NiO* ainsi qu'à l'épaisseur de la couche de NiFe [Kim 1999].

Cette double pente de la courbe d'aimantation⁸ ainsi que le fort hystérésis de la couche ferromagnétique restent pour le moment un frein à la réalisation d'un capteur PHE à base de *NiO* utilisable pour notre application⁹.

8. qui se traduira par une double sensibilité du capteur

9. cependant, ces inconvénients peuvent être contournés par un dispositif électronique annexe permettant un fonctionnement en contre-réaction du capteur magnétique

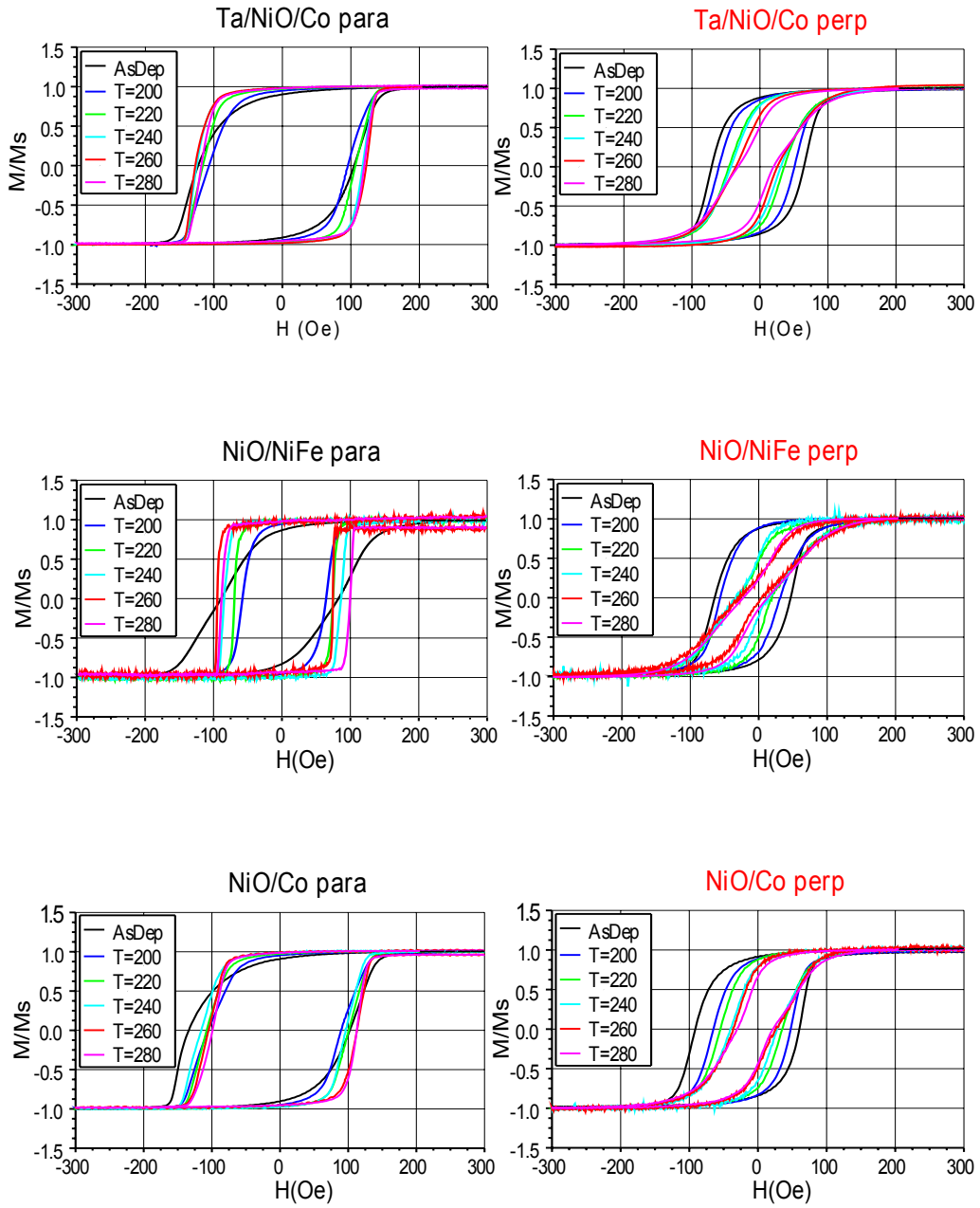


FIGURE 2.23 – Cycles d'aimantation mesurés par AGFM des différents empilements à base de NiO (fig 2.22) après dépôt puis recuits magnétiques à $T = 200, 220, 240, 260$ et 280 °C.

2.3.5 Tolérance aux radiations

Les radiations auxquelles sont soumis les systèmes spatiaux sont à l'origine de dysfonctionnements des composants électroniques et des circuits. Leur sensibilité vis à vis de ces radiations conditionne fortement leur utilisation dans les systèmes embarqués. Avant de faire évoluer un composant comme une magnétorésistance dans un environnement spatial, il doit au préalable être qualifié selon des procédures établies par les agences spatiales. Il s'agit de caractériser le niveau de défaillance du composant lorsqu'il est soumis à des radiations censées être représentatives des conditions de vol.

2.3.5.1 Environnement radiatif spatial

L'environnement radiatif du système solaire, constitué du rayonnement cosmique et de l'émission solaire, est quasi essentiellement constitué d'électrons, de protons et d'ions lourds d'énergies variées. Le vent solaire constitue une première source d'émission solaire. Résultant de l'évaporation du plasma coronal, il est constitué de protons et d'électrons d'énergie faible¹⁰ à l'origine d'effets de surfaces tels que les décharges électrostatiques rencontrées sur les satellites. Le soleil est aussi à l'origine de l'émission d'un rayonnement bien plus énergétique lors de phénomènes d'éruption. On distingue deux types d'éruption. Les éruptions à protons, constituées de

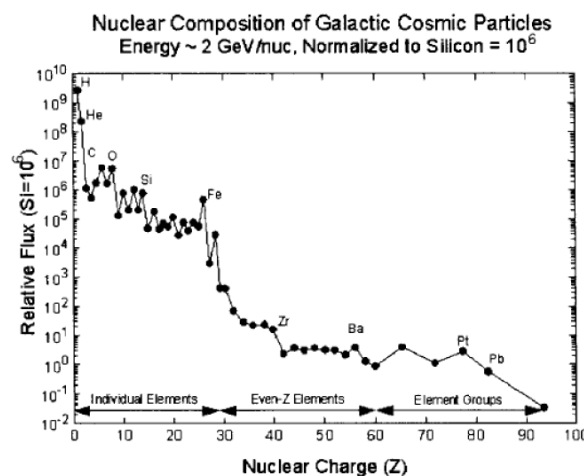


FIGURE 2.24 – Abondance des ions du rayonnement cosmique en fonction de leur numéro atomique Z .

particules pouvant atteindre une énergie de quelques MeV et les éruptions à ions lourds, plus rares dont les énergies atteignent jusqu'à quelques centaines de MeV . Le rayonnement cosmique (fig 2.24) fournit quant à lui le rayonnement le plus énergétique. En effet bien qu'il soit composé essentiellement de protons et d'hélium, respectivement 87 % et 12 % de la composante nucléonique, il est aussi la source

10. 1 eV pour les électrons et quelques keV pour les protons

d'ions hautement énergétiques¹¹ dont l'abondance relative décroît rapidement avec l'énergie.

Mais l'environnement radiatif le plus hostile susceptible d'être rencontré est un environnement appelé "*Ceintures de radiations*". Ces dernières sont une conséquence de la présence d'un champ magnétique sur certaines planètes comme la terre ou bien encore Jupiter et dont les plus connues sont celles créées par le champ magnétique terrestre. Ces ceintures sont constituées de protons et d'électrons d'énergies variées, provenant des sources de radiations citées précédemment et qui ont été piégées par le champ magnétique planétaire. Ces particules chargées subissent alors une force magnétique qui les contraint à osciller le long des lignes de champ magnétique. Dans le cas de la terre, les ceintures de Van Allen sont par exemple constituées de

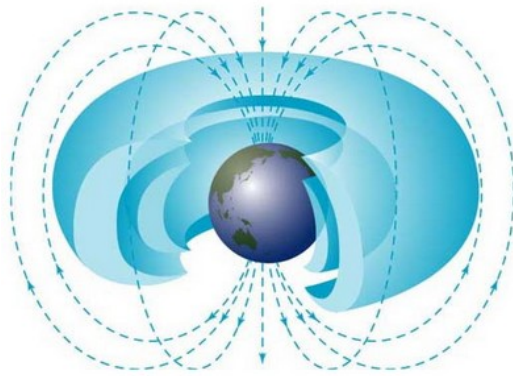


FIGURE 2.25 – *Vue d'artiste des ceintures de radiations terrestres dites de "Van Allen".*

deux zones radiatives distinctes. Une première ceinture, elle-même composée d'une ceinture d'électron d'énergie inférieure à 5 MeV et d'une ceinture de proton dont l'énergie beaucoup plus élevée peut atteindre plusieurs centaines de MeV , s'étend jusqu'à une distance d'environ 3 rayons terrestres. La seconde ceinture s'étend quand à elle sur une distance allant de 3 à 12 rayons terrestres. Elle est constituée d'électrons dont les flux sont à la fois plus variables et légèrement plus intenses et dont l'énergie peut atteindre jusqu'à 7 MeV . Ainsi, selon les régions traversées, un satellite est constamment bombardé par des particules de nature et d'énergie différentes qui interagissent avec l'électronique embarquée, selon différents mécanismes que l'on présente dans les sections suivantes.

2.3.5.2 Effets radiatifs

Les effets radiatifs engendrés par les différentes particules sont nombreux et prennent différents aspects allant de la simple dérive de mesure à la destruction du composant. Néanmoins, ces effets peuvent être répertoriés en trois catégories. Une première catégorie concerne les effets d'ionisation de la matière au passage

11. de 1 eV à plusieurs GeV

des particules ; la seconde, les effets de déplacement d'atome du matériau qui peut être d'ordre temporaire (vibration du réseau cristallin) ou définitif (modification du réseau cristallin). Enfin un troisième type d'effet concerne la création de courant résultant de divers phénomènes d'interaction entre le matériau et la particule à l'origine de perturbations pouvant entraîner, là encore, une perte de fonctionnalité du composant et que l'on regroupe sous le terme générique d'événements singuliers ¹².

2.3.5.3 Effets radiatifs ionisant

Les rayonnements ionisants (électrons, protons, ¹³ ion...) par interaction avec le cortège électronique des atomes, provoquent une ionisation du milieu qui se traduit par la création de paires électron-trou. On imagine aisément le danger de ses effets pour tous les composants à base de semi-conducteur. Citons, par exemple, le décalage de la tension de seuil d'un transistor MOS ¹⁴ qui peut engendrer la perte fonctionnelle du composant. Pour quantifier la robustesse d'un composant vis à vis des effets radiatifs ionisants on s'intéresse au dépôt d'énergie associé aux radiations que le composant peut recevoir sans présenter de défaillance. Exprimée en *Rad (Si)*, la dose de radiation est indépendante de la nature du rayonnement. Ainsi une ionisation correspondant à 1 *rad (Si)* peut être obtenue par l'exposition d'une cible de silicium à une fluence ¹⁵ de $2.10^6 \text{ protons/cm}^2$ d'énergie égale à 10 *Mev*, ou bien, par celle de $2,5.10^7 \text{ electrons/cm}^2$ d'énergie égale à 1 *Mev*. Notons enfin que les effets de dose dépendent de la température et de la polarisation du composant, ces paramètres influant sur l'aptitude du composant à évacuer plus ou moins efficacement les charges déposées.

2.3.5.4 Effets de déplacement

Des effets non ionisants peuvent également être provoqués par certaines particules qui parviennent à transmettre une partie de leur énergie aux noyaux atomiques. Ces effets sont particulièrement importants dans le cas des neutrons qui du fait de leur neutralité électrique n'interagissent pas avec le cortège électronique et engendrent des réactions de collision avec les noyaux. Toutefois la faible densité de neutrons présents dans l'environnement radiatif spatial rend la probabilité d'apparition des effets de déplacement assez faible. Il en va en revanche de manière différente pour les défauts de déplacement créés par les protons ou les ions lourds, bien plus abondants et dont les effets doivent être pris en compte lorsque l'environnement l'exige.

12. Single event en anglais

13. la dose reçue en environnement spatial par les composants est principalement d'origine protonique

14. Metal Oxyde Semiconductor

15. nombre de particules reçues par unité de surface (en *part/cm*²)

2.3.5.5 Impact du rayonnement sur les magnétorésistances

Dès 2004, des tests de tenue aux radiations ont été menés sur des capteurs magnétorésistifs anisotropes de type Honeywell HMC1001 destinés à être embarqués sur la mission NANOSAT1 [Michelena 2010]. Après avoir été exposées à une dose de 4,6 *kRad*, toutes les magnétorésistances du pont dont est constitué le capteur ont vu leur résistance diminuer d'environ 4 % engendrant une dérive sur la mesure absolue du champ évaluée à 33 *mG* après la première moitié de la mission. Cette dérive, jugée acceptable, a néanmoins permis de le qualifier. Le capteur dans son ensemble semble donc présenter une légère sensibilité aux radiations auxquelles il a été exposé¹⁶ sans pour autant que l'on sache si les modifications du signal sont imputables au capteur lui-même ou à l'électronique intégrée qui lui est adjointe. Si, a priori, il est raisonnable de supposer que les propriétés magnétiques ne sont pas, ou très peu, sensibles au rayonnement dans le cas où l'anisotropie est de type magnétostatique comme pour le capteur HMC1001, la question reste entière dans le cas du capteur à base d'énergie d'échange développé au laboratoire. En effet, les propriétés magnétiques, induites par un couplage inter-facial, sont potentiellement sensibles aux modifications qu'un rayonnement incident pourrait engendrer sur la qualité de l'interface F/AF.

De nombreuses études menées sur différents systèmes F/AF ont mis en avant l'effet d'un rayonnement d'ions sur le couplage d'échange et sur les propriétés de transport dans ces couches sur différents systèmes : *Co/Cu* [Cai 1997, Cai 2004], *Co/IrMn* [Schafer 2011], *CoFe/IrMn* [McGrouther 2004, Wang 2006]. Ces études ont montré qu'une irradiation par des ions d'énergie même faible¹⁷ pouvait créer des défauts structuraux de l'interface, modifiant sensiblement les propriétés du couplage d'échange et pouvant aller jusqu'à sa suppression totale [Mewes 2000]. Une source d'ion H^+ peut alors être utilisée dans le but même de modifier la direction ou l'amplitude de l'anisotropie d'échange de certains capteurs [Fassbender 2003, Juraszek 2002]. Notons enfin que des modifications des propriétés du couplage ont aussi été observées pour un rayonnement de protons [Zadeh 2000]. La robustesse du capteur PHE développé au laboratoire, vis à vis des radiations, est donc un paramètre important que nous avons cherché à évaluer.

2.3.5.6 Protocole de test & Résultats

L'étude de la tenue aux radiations des capteurs PHE a été effectuée dans le cadre d'une procédure de test de qualification conforme à la norme ESA [ESNCC 2010] consistant à prendre en compte les effets de dose engendrés par les électrons, les protons et les phénomènes de rayonnements de freinage. L'objectif est de reproduire la dose de rayonnement équivalente (TID)¹⁸ à celle rencontrée par le composant au cours d'une mission spatiale¹⁹. A ce titre, ce type de test limite l'étude de la

16. photon gamma et proton

17. quelques dizaines de keV

18. Total Ionizing Dose

19. la dose est répartie selon un profil propre à chaque mission

vulnérabilité des capteurs aux seuls effets ionisants²⁰. Le temps alloué à la procédure de test étant bien inférieur à la durée réelle d'une mission, le débit de dose est supérieur au débit réel et varie entre 36 et 360 *Rad/h* selon les recommandations des agences spatiales. Les tests ont été réalisés sur trois capteurs identiques montés sur une carte de test semi-circulaire (fig 2.26) afin d'assurer une irradiation identique de tous les échantillons. Les tests ont été menés à l'Université Catholique de Louvain

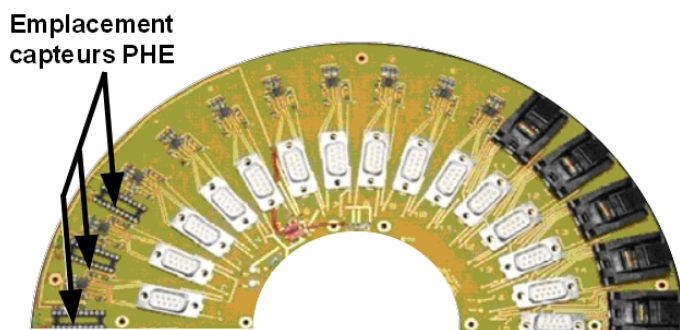


FIGURE 2.26 – Carte de test en radiation des capteurs PHE. Les magnétorésistances irradiées, au nombre de trois, sont positionnées cote à cote et une quatrième magnétorésistance (non présentée) est utilisée comme témoin.

la Neuve en Belgique selon un protocole précis. L'irradiation est réalisée à l'aide du rayonnement gamma d'une source de Co^{60} ²¹ placée à différentes distances de la carte de test de manière à faire varier le débit de dose au cours d'un test se déroulant en deux étapes :

- Une première étape d'irradiation des magnétorésistances jusqu'à une dose de 152 *KRad* et avec un débit de 99 *Rad/h*.
- Une seconde étape d'irradiation des magnétorésistances jusqu'à une dose 305 *KRad* et avec un débit de 488 *Rad/h*.

Les mesures électriques des différents capteurs, sont effectuées sous champ, à l'aide d'une carte dédiée comprenant un circuit permettant de générer un champ magnétique d'amplitude constante. Ces mesures sont réalisées immédiatement après chaque étape d'irradiation, tout au long du test d'une durée de deux mois. Enfin précisons que durant l'irradiation les composants sont polarisés.

A différents niveaux d'irradiation, les résistances électriques des capteurs irradiés ainsi que leurs sensibilité en champ, à différentes fréquences (10 *Hz*, 20 *Hz* et 80 *Hz*), sont mesurées et comparées à celles d'un capteur témoin. Les valeurs de résistance (fig 2.27) et de sensibilité (fig 2.28) relevées, indiquent une **excellente tenue des performances** des différents capteurs puisqu'aucune dérive significative n'a été constatée. Les mesures de sensibilité indiquent notamment que le comportement de l'interface et les propriétés magnétiques associées sont insensibles à l'irradiation.

20. excluant de fait tous phénomènes de déplacement engendrés par les neutrons et les ions lourds

21. le rayonnement est composé de deux raies d'émission à 1,1 *MeV* et 1,33 *MeV* et d'un électron de 0,3 *MeV*

Bien que le résultat de ce test ne permette de conclure quant à la robustesse de l'interface vis à vis des phénomènes de déplacement, il autorise néanmoins à considérer le capteur PHE comme spatialisable au regard des normes des principales agences spatiales. En effet la qualification aux ions lourds de composants ne concernant qu'un nombre restreint de missions aux profils bien spécifiques²².

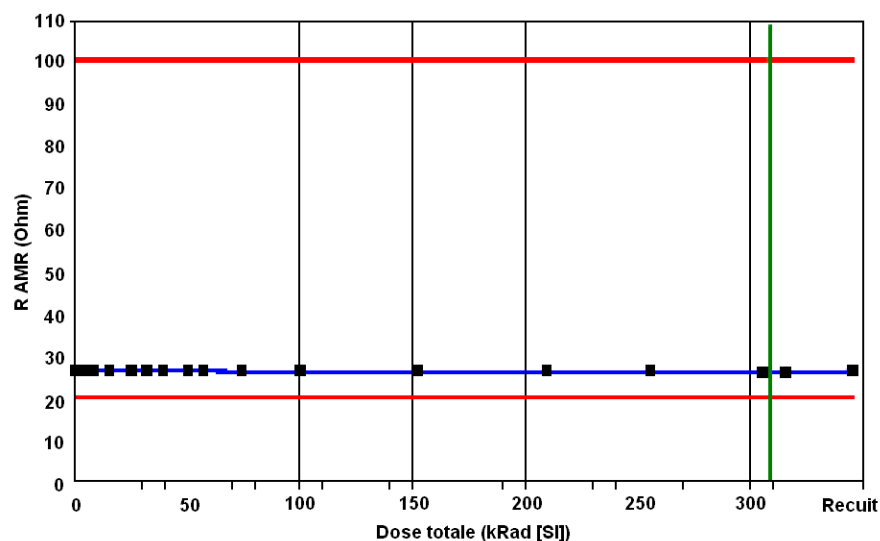


FIGURE 2.27 – Résistance électrique des capteurs PHE à différentes étapes du test d'irradiation.

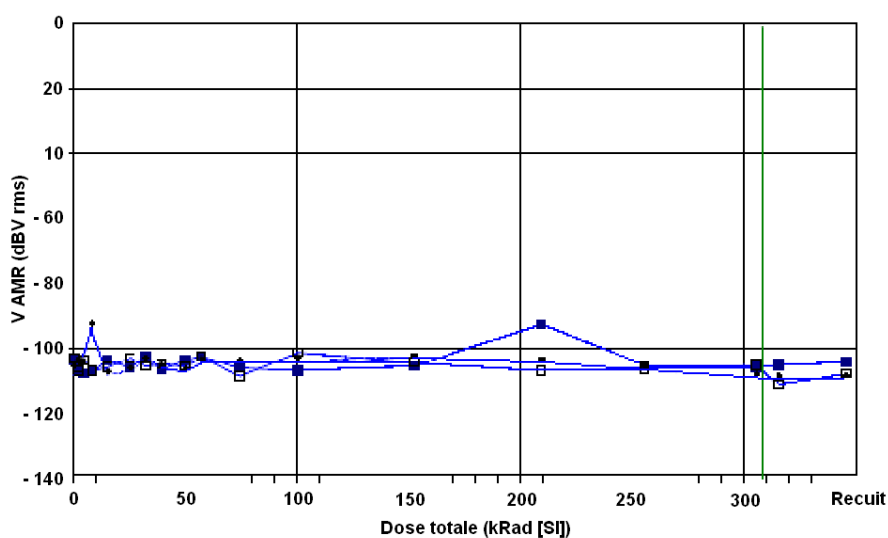


FIGURE 2.28 – Signal de sortie des capteurs PHE à différentes étapes du test d'irradiation.

22. la vulnérabilité du composants est étudiée si nécessaire au travers de nouveaux tests dans des installations nucléaires ou bien encore par simulation

2.4 Etude des jonctions tunnel magnétiques

Au début de ces travaux, le choix du type de magnétorésistance à utiliser dans le cadre du développement du magnétomètre à bande étendue n'était pas défini. Si les magnétomètres à effet Hall plan constituaient une solution technologiquement mûre, les jonctions tunnel magnétiques (JTM) offraient des perspectives de sensibilité tout à fait attrayantes. Toutefois les JTM présentaient deux inconvénients majeurs qui faisaient obstacle à leur utilisation comme dispositif de mesure magnétique. Le premier était lié à la dérive thermique de la résistance d'offset de la jonction qui nécessitait la mise en oeuvre d'une méthode de mesure en pont. Le second était lié aux propriétés du signal délivré par la jonction qui doit impérativement être linéaire et réversible. Une précédente collaboration entre le laboratoire de physique des plasmas et le laboratoire Thales avait permis de résoudre le problème de la dérive d'offset. Leroy et ses collaborateurs [Leroy 2007] ont ainsi proposé une méthode de mesure originale, ne requérant l'emploi que d'une seule jonction à laquelle est appliqué un champ de modulation. Le travail mené sur les jonctions tunnel au cours de cette thèse a donc porté sur la mise au point d'un procédé de linéarisation du signal TMR.

2.4.1 Linéarisation du signal TMR

Le signal magnétorésistif d'une jonction tunnel magnétique est fonction de l'angle θ entre les deux électrodes de la jonction. La dépendance de la résistance R en fonction de l'angle θ , modélisée par Slonczewski [Slonczewski 1989], est donnée par l'équation (2.10) dans laquelle $MR = 2(G_p - G_{ap})/G_p + G_{ap}$ correspond à la différence de conductance entre les états parallèles ($\theta = 0$) et antiparallèle ($\theta = \pi$) des aimantations, normalisée par rapport à la conductance moyenne. R_{perp} correspond à la résistance de la jonction lorsque $\theta = \pi/2$.

$$R = \frac{R_{perp}}{1 + \frac{MR}{2} \cdot \cos\theta} \quad (2.10)$$

L'équation (2.10) montre que la linéarisation du signal d'une JTM peut être obtenue pour de faibles variations de l'angle θ autour d'une configuration d'aimantation des électrodes, perpendiculaire l'une à l'autre (ie pour $\theta = \pi/2$). Pour ce faire, la jonction doit opérer autour d'un point de fonctionnement magnétique. Elle doit donc posséder un système de polarisation permettant d'orienter les deux électrodes de manière indépendante afin d'obtenir la configuration d'aimantation recherchée.

Les premiers développements de capteurs basés sur les JTM utilisaient un effet de forme pour orienter la couche de référence. La couche de détection quant à elle était orientée à l'aide d'un champ de polarisation réalisé par un circuit électrique externe [Tondra 2000]. L'inconvénient d'un tel dispositif réside dans l'utilisation d'un circuit externe qui engendre une consommation électrique importante alors même que l'intérêt d'une JTM tient en partie dans sa faible consommation. Pour pallier ce problème, les développements se sont très rapidement portés sur des solutions de polarisation

intégrée, basées sur l'emploi d'autres sources d'anisotropies magnétiques. Ainsi en 2001, Lacour et al [Lacour 2001] proposent une structure originale par la manière dont les électrodes sont orientées. La solution proposée vise à combiner deux sources d'anisotropie différentes. La couche de détection est orientée par une anisotropie de forme induite par une structuration²³ du substrat de silicium [Sussiau 1997] sur laquelle elle est déposée. La couche de référence est en revanche orientée à l'aide d'un couplage d'échange F/AF avec une couche antiferromagnétique²⁴. Malinowski et ses collaborateurs ont par la suite montré que le couplage d'échange F/AF peut aussi être utilisé pour orienter l'électrode de détection [Malinowski 2003]. Mais dans ce cas, l'électrode de référence est à nouveau orientée à l'aide d'un dispositif de polarisation externe. Ces structures, basées sur le couplage d'échange F/AF, représentent une réelle avancée mais posent encore certains problèmes. L'utilisation dans le premier cas d'un substrat à topologie modulée nécessite un procédé de fabrication lourd et coûteux. L'utilisation dans le second cas d'un dispositif de polarisation externe engendre une consommation électrique accrue, ce qui est un inconvénient dans le cas d'une utilisation embarquée.

Le travail présenté dans ce qui suit a donc été consacré à la mise au point d'une solution permettant de s'affranchir à la fois du procédé de Step-bunching et du dispositif de polarisation externe.

2.4.2 Principe de linéarisation par double anisotropie d'échange

Au début des années 2000, plusieurs travaux révèlent l'influence de la structure cristalline de la couche antiferromagnétique sur le couplage d'échange F/AF. En 2004, les travaux menés au laboratoire Thalès par Lacour et ses collaborateurs [Lacour 2004] ont mis en évidence l'influence de la barrière isolante d'une jonction tunnel sur le couplage d'échange d'une bi-couche F/AF selon que cette dernière est déposée sur un substrat texturé (111) ou sur une barrière isolante d'Alumine amorphe (fig 2.29). Ce résultat est là aussi interprété comme une conséquence de la structure cristalline de la bi-couche F/AF. Dans le cas où elle est déposée au dessus de la couche isolante, l'absence de texture confère à la couche antiferromagnétique une énergie interne plus faible et donc une température de blocage elle aussi plus faible. C'est sur ce résultat que s'est appuyé le procédé de linéarisation du signal TMR mis au point.

L'objectif visé était alors de réaliser une structure dont les électrodes de référence et de détection seraient constituées de la même bi-couche F/AF mais dont les températures de blocage différeraient en fonction de leur position relative, vis-à-vis de la barrière isolante. Les épaisseurs des couches serviraient alors de paramètre d'ajustement. Pour des températures de blocage suffisamment distinctes l'une de l'autre, les piégeages des couches de référence et de détection pourraient être réalisés de manière successive au cours d'un unique procédé de recuit magnétique sous un champ de direction variable.

23. substrat à topologie modulée ou Step-bunching

24. Exchange-bias

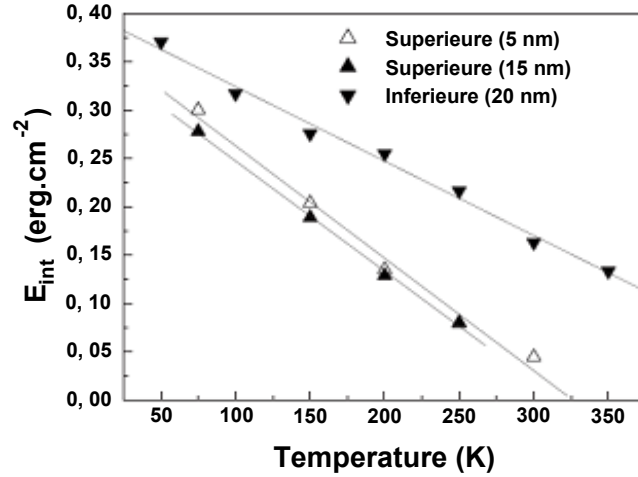


FIGURE 2.29 – Énergie d'échange à l'interface F/AF en fonction de la température pour deux types d'empilement. Le premier correspond à un empilement de type $Si/Ta/NiFe/AlOx/NiFe(15nm)/IrMn$, pour $NiFe = 5\text{ nm}$ ($\triangle$) et $NiFe = 15\text{ nm}$ ($\blacktriangledown$) dans lequel la couche antiferromagnétique d' $IrMn$ est placée au dessus de la barrière isolante. Le second ($\blacktriangledown$) correspond à un empilement $Si/Ta/NiFe/AlOx/NiFe(15nm)/IrMn$ dans lequel il n'y a pas de barrière tunnel (cas où la couche antiferromagnétique est placée au dessous de la barrière isolante), d'après [Lacour 2004].

2.4.3 Empilement magnétique

La mise au point de l'empilement magnétique à partir duquel ont été réalisées les JTMs a nécessité de nombreux tests. La version initiale de l'empilement a donc sensiblement évolué pour aboutir à la version présentée figure (2.30). L'électrode de référence est composée de $CoFe$, choisi pour son fort champ coercitif, tandis que l'électrode de détection est composée de $NiFe$, plus doux. Entre les électrodes se trouve la barrière isolante constituée d'alumine. Une couche de ruthénium, elle même déposée sur une couche d'adhérence en tantale, est utilisée afin de texturer la couche d' $IrMn$ de l'électrode de référence. Enfin le substrat utilisé est un substrat de silicium recouvert d'une fine couche d'oxyde.

Les JTMs ont été réalisées par pulvérisation cathodique. La barrière isolante est une barrière d'Alumine amorphe obtenue par oxydation d'une fine couche d'Aluminium dans un plasma d'oxygène. La structuration des jonctions est obtenue par photolithographie UV puis par gravure ionique. Les propriétés magnétiques sont induites entre l'étape de déposition et de structuration, à l'aide du protocole de recuit sous champ magnétique présenté dans la section qui suit.

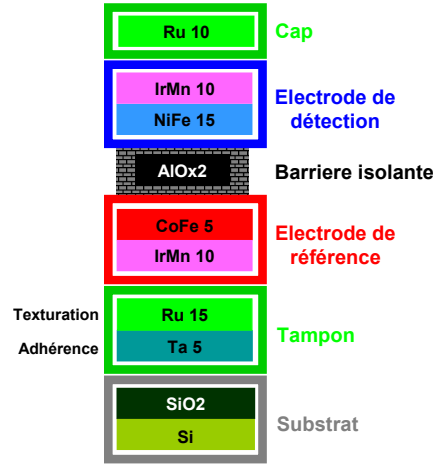


FIGURE 2.30 – *Empilement magnétique caractéristique des jonctions tunnel magnétiques étudiées.*

2.4.4 Procédé de double recuit sous champ

La protocole de recuit magnétique schématisé sur la figure (2.31) et permettant d'obtenir la double anisotropie nécessaire à la linéarisation du signal de la jonction est le suivant :

- L'échantillon est chauffé dans une enceinte sous un environnement d'argon à une pression de 1 *mTorr* en présence d'un champ magnétique continu de 250 *Oe* jusqu'à une température équivalente à la température de blocage²⁵ (Tb_{Top}) de l'électrode de référence (en rouge) : ($Tb_{Top} < Tb_{Bot} < T$).
- Une fois la température de blocage de l'électrode de référence atteinte, les aimantations des deux électrodes s'orientent progressivement dans la direction du champ magnétique extérieur²⁶.
- La température de l'enceinte est refroidie jusqu'à atteindre une valeur comprise entre les deux températures de blocage des électrodes : ($Tb_{Top} < T < Tb_{Bot}$). L'aimantation de l'électrode de référence (fig 2.31, en rouge) est alors piégée dans la direction du champ magnétique extérieur tandis que celle de l'électrode de mesure (fig 2.31, en bleu) est libre d'être réorientée perpendiculairement à la direction d'aimantation de l'électrode de référence.
- Enfin l'échantillon est refroidi, toujours sous champ, en dessous de la température de blocage de l'électrode de détection ($T < Tb_{Top} < Tb_{Bot}$) puis remis à la température ambiante.

25. la température de blocage de l'antiferromagnétique en couche mince correspond à la température de désorganisation de l'état magnétique de la couche et diffère de la température de Néel du matériau en couche épaisse.

26. les couches antiferromagnétiques des deux électrodes s'orientent sous l'effet du champ extérieur et orientent dans la même direction mais en sens contraire les couches ferromagnétiques respectives par interaction d'échange F/AF

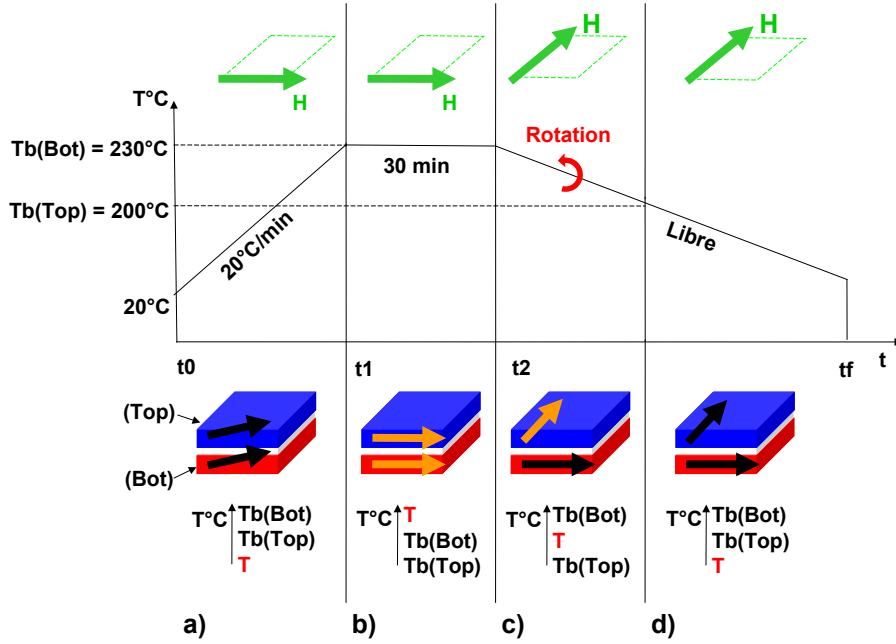


FIGURE 2.31 – Protocole de double recuit sous champ magnétique d'une JTM composée d'une électrode de référence (en rouge) et d'une électrode de détection (en bleu).

Pour chaque type d'empilement, la valeur des températures de blocage des électrodes de référence et de détection est obtenue empiriquement et de manière itérative. Une fois la température de blocage de l'électrode de référence déterminée, on recherche celle de l'électrode de détection en répétant le protocole sur différents échantillons et pour différentes températures. A la fin de chaque recuit, le cycle d'aimantation de l'échantillon est mesuré par AGFM afin de contrôler l'évolution de la configuration magnétique de l'électrode de détection. L'éventuelle réorientation de cette dernière atteste du franchissement de la température de blocage recherchée. Notons par ailleurs que si les rampes de température ainsi que la durée du palier ont une influence sur la qualité du recuit magnétique, ces paramètres n'ont fait ici l'objet d'aucune optimisation.

2.4.5 Caractérisation magnétique du procédé

La figure (2.32) présente les cycles d'aimantation mesurés par AGFM, après chacune des étapes du double recuit. Les mesures d'aimantation effectuées après le premier recuit à 230 °C, parallèlement (fig 2.32.a) et perpendiculairement (fig 2.32.b) à l'axe de facile aimantation de l'électrode de référence, mettent en évidence la présence d'un couplage d'échange dans les 2 électrodes, caractérisé par le décalage du cycle d'aimantation (fig 2.32.a). Les cycles d'aimantation obtenus après le second recuit à 200 °C sont présentés figure (2.32.c) et figure (2.32.d). Le décalage du cycle d'aimantation de la figure (2.32.c) indique bien la présence d'un couplage d'échange

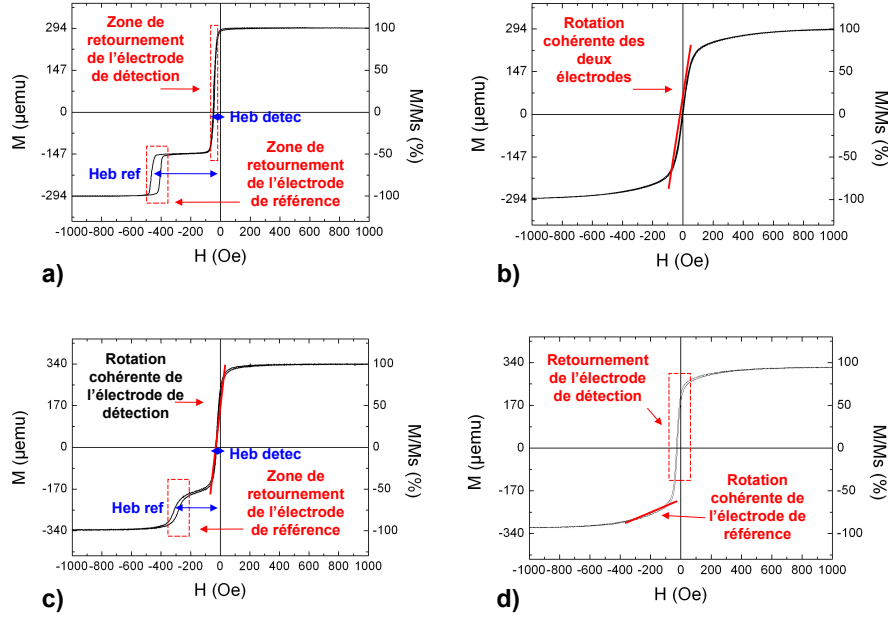


FIGURE 2.32 – Cycles d'aimantation d'une JTM (fig (2.30) avec NiFe (30nm)) obtenus après chacune des deux étapes du double recuit. Cycle d'aimantation de la JTM après la première étape de recuit selon les directions parallèle (a) et perpendiculaire (b) du champ magnétique. Cycle d'aimantation de la JTM après la seconde étape de recuit selon les directions parallèles (c) et perpendiculaire (d) du champ magnétique.

dans chacune des couches, ce qui signifie que l'étape de rotation de l'échantillon a bien été effectuée pour une température T comprise entre les températures de blocage des deux électrodes. Le cycle d'aimantation mesuré parallèlement à l'électrode de référence (fig 2.32.c) montre le comportement linéaire du cycle à faible champ, caractéristique d'un retournement par rotation de l'électrode de détection, suivi du retournement abrupt de la couche de référence pour des champs plus forts. A l'inverse, le cycle d'aimantation mesuré perpendiculairement à l'électrode de référence (fig 2.32.d) présente une caractéristique linéaire à champ fort correspondant au retournement par rotation de l'électrode de référence, ainsi qu'un retournement abrupt de la couche de détection au champ plus faible. Les mesures magnétiques obtenues témoignent donc bien d'une configuration perpendiculaire des aimantations et permettent ainsi de valider le procédé de double recuit sous champ.

2.4.6 Caractérisation électrique et sensibilité

Le signal magnétorésistif d'un capteur TMR à anisotropie d'échange mesuré à différentes températures est présenté sur la figure (2.33). A faible champ et à température ambiante (300 K), le signal possède bien la caractéristique linéaire et

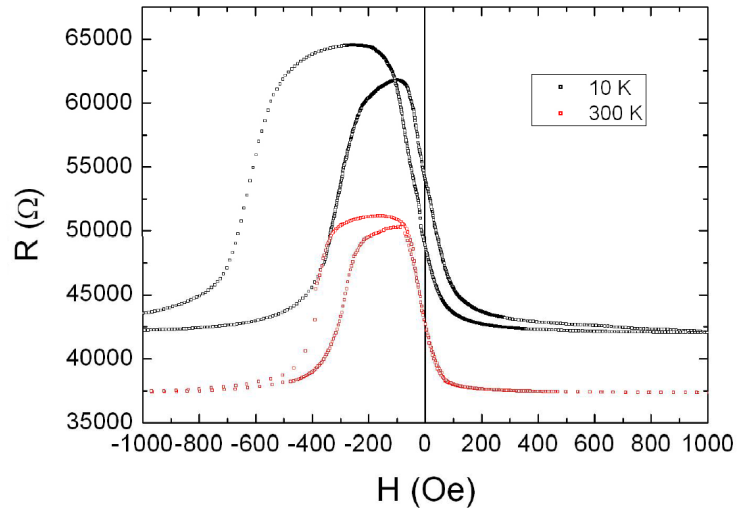


FIGURE 2.33 – Mesure caractéristique du comportement magnétorésistif d’une JTM à $T = 300$ K (courbe rouge) et $T = 10$ K (courbe noire).

faiblement hystérétique recherchée. La mesure de cycles mineurs entre -20 et $+20$ Oe (fig 2.34) révèle une bonne réversibilité du signal dans ce qui sera par la suite la zone de fonctionnement du capteur. La sensibilité obtenue à température ambiante est d’environ $80 \text{ } \Omega/\text{Oe}$ pour une résistance de jonction comprise entre **4 et 5** M Ω et un taux de TMR d’environ **35** %. Le procédé de double recuit permet donc de faire

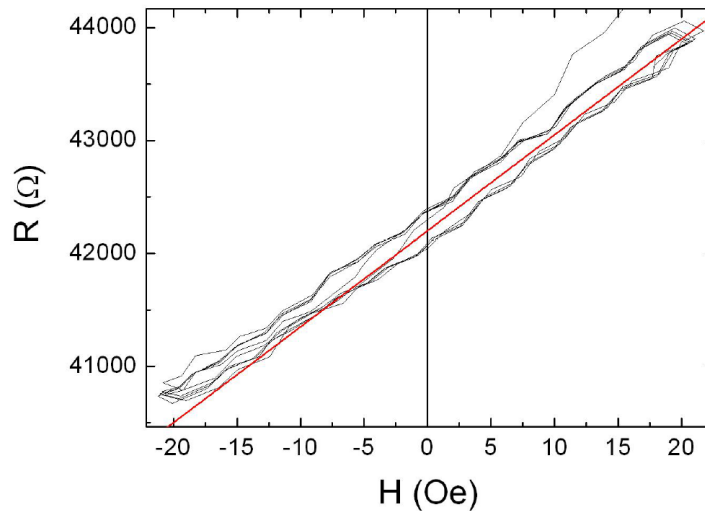


FIGURE 2.34 – Mesure de la magnétorésistance d’une JTM pour plusieurs cycles mineurs compris entre -20 et $+20$ Oe à température ambiante.

d’une jonction tunnel magnétique un dispositif de mesure magnétique très sensible. Notons enfin qu’un procédé similaire, développé par Negulescu et ses collaborateurs

[Negulescu 2009] au LPM²⁷ de Nancy, a permis de réaliser un capteur comparable à celui développé au laboratoire Thalès en termes de taux de TMR et de sensibilité à température ambiante. Ce procédé présente toutefois l'avantage de linéariser le signal d'une jonction dont l'électrode de référence est un antiferromagnétique synthétique. L'emploi d'une telle électrode, magnétiquement compensée, permet d'éliminer le couplage avec l'électrode de détection à travers la barrière isolante et améliore les propriétés magnétiques de la jonction et du capteur.

2.4.7 Réponse angulaire d'une jonction à double anisotropie d'échange

Une étude de la réponse angulaire de la structure à double anisotropie d'échange développée, a été menée afin de caractériser son comportement à fort et faible champ. La résistance d'une jonction magnétique en fonction de l'angle formé par les deux électrodes est donnée par l'équation (2.11) (avec R_{perp} la résistance lorsque $\theta = 0$)

$$R = \frac{1}{G} = \frac{R_{perp}}{1 + \frac{TMR}{2} \cdot \cos(\theta)} \quad (2.11)$$

Afin de déterminer le comportement de l'angle θ il est nécessaire de connaître celui des aimantations respectives des électrodes en fonction du champ appliqué. L'angle θ tel qu'il est représenté sur la figure (2.35) peut être défini par l'équation (2.12). L'expression de $\cos(\theta)$ est alors donnée par l'équation (2.13).

$$\theta = \frac{\pi}{2} - (\delta_\alpha + \delta_\beta) \quad (2.12)$$

$$\cos(\theta) = \sin(\delta_\alpha + \delta_\beta) = \sin(\delta_\alpha) \cdot \cos(\delta_\beta) + \cos(\delta_\alpha) \cdot \sin(\delta_\beta) \quad (2.13)$$

Les positions respectives des aimantations des électrodes en présence du champ magnétique extérieur doivent normalement être obtenues par un calcul de stabilité énergétique des aimantations des électrodes en considérant une rotation cohérente. Ce calcul ne possédant pas toujours de solution analytique, on s'appuie ici sur une méthode précédemment utilisée [Lacour 2001], en considérant que les anisotropies induites dans les deux électrodes agissent comme des champ magnétiques (H_{libre} et H_{ref}) qui, en l'absence de champ extérieur, maintiennent les électrodes dans leur configuration perpendiculaire. En négligeant l'énergie de couplage entre les deux électrodes, la rotation δ_α (fig 2.35) de l'électrode de détection peut alors être déterminée en fonction du champ d'anisotropie de l'électrode H_{libre} , du champ extérieur H (eq 2.14) et de l'angle ϕ .

$$\tan(\delta_\alpha) = \frac{H \cdot \cos(\phi)}{H_{libre} + H \cdot \sin(\phi)} \quad (2.14)$$

De la même manière, la rotation δ_β (fig 2.35) de l'électrode de référence peut être déterminée en fonction du champ d'anisotropie H_{ref} , du champ extérieur H (eq 2.15) et de l'angle ϕ .

$$\tan(\delta_\beta) = \frac{H \cdot \sin(\phi)}{H_{ref} + H \cdot \cos(\phi)} \quad (2.15)$$

27. Laboratoire de Physique des Matériaux

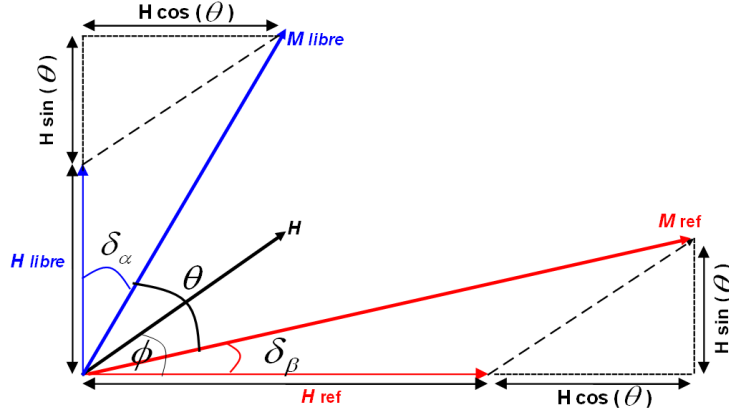


FIGURE 2.35 – Représentation du modèle de la réponse angulaire d'une jonction tunnel à double anisotropie d'échange et notation associée.

Par la suite, en incluant les équations (2.14) et (2.14) à l'aide des relations (2.16) à (2.19) dans l'équation (2.13) et après développement et simplification, l'expression de $\cos(\theta)$ est donnée par l'équation (2.20).

$$\cos(\delta_\alpha) = \frac{\tan(\delta_\alpha)}{\sqrt{1 + \tan(\delta_\alpha)^2}} \quad (2.16)$$

$$\sin(\delta_\alpha) = \frac{1}{\sqrt{1 + \tan(\delta_\alpha)^2}} \quad (2.17)$$

$$\cos(\delta_\beta) = \frac{\tan(\delta_\beta)}{\sqrt{1 + \tan(\delta_\beta)^2}} \quad (2.18)$$

$$\sin(\delta_\beta) = \frac{1}{\sqrt{1 + \tan(\delta_\beta)^2}} \quad (2.19)$$

$$\cos(\theta) = \frac{H^2 + H \cdot [H_{libre} \cdot \sin(\phi - \phi_0 + \phi_{ref}) + H_{ref} \cdot \cos(\phi - \phi_0)] + H_{libre} \cdot H_{ref} \cdot \sin(\phi_{ref})}{\sqrt{H^2 + 2 \cdot H \cdot H_{libre} \cdot \sin(\phi - \phi_0 + \phi_{ref}) + H_{libre}^2} \cdot \sqrt{H^2 - 2 \cdot H \cdot H_{libre} \cdot \cos(\phi - \phi_0) + H_{ref}^2}} \quad (2.20)$$

dans laquelle ϕ_0 représente l'angle réel entre le zéro du banc de mesure et la direction d'aimantation de l'électrode de référence donnée par H_{ref} . ϕ_0 représente l'angle réel entre l'aimantation de l'électrode de référence et la normale à la direction de l'aimantation de l'électrode de détection. Tout comme ϕ_0 , ϕ_{ref} est utilisé comme paramètre d'ajustement des réponses angulaires présentées (fig (2.36) et (2.37)). La figure (2.36) présente la réponse angulaire en champ faible ($H = 20$ Oe) expérimentale (courbe noire) et celle obtenue avec le modèle de l'équation (2.11) (courbe rouge). La même réponse obtenue dans le cas d'un champ fort ($H = 220$ Oe) est présentée sur la figure (2.37). On peut ainsi voir que le modèle rend compte du comportement angulaire expérimentalement à faible champ mais aussi l'augmentation et la distorsion du signal observées aux champs plus forts.

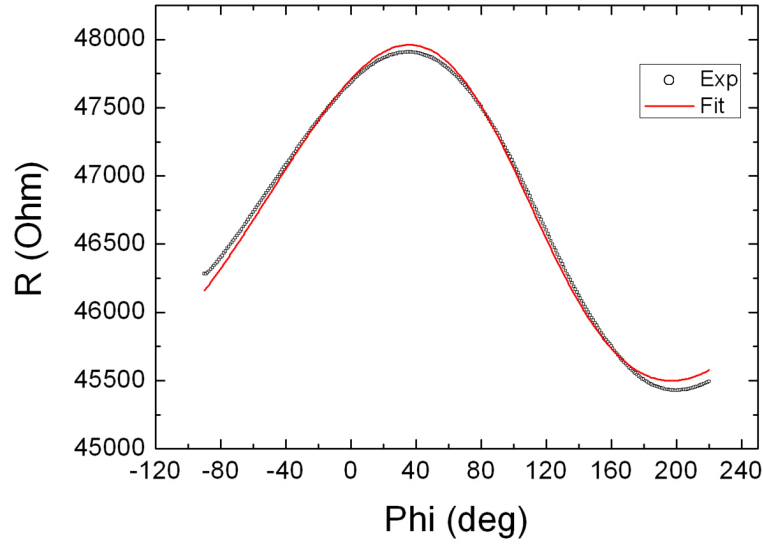


FIGURE 2.36 – Réponse angulaire (courbe noire) et modèle associé (courbe rouge) d'une jonction magnétique pour un champ extérieur H de 20 Oe et pour les valeurs des paramètres suivants du modèle : $H_{ref} = 565$ Oe, $H_{libre} = 45$ Oe, $\phi_0 = 14.7$ deg et $\phi_{ref} = -5.7$ deg.

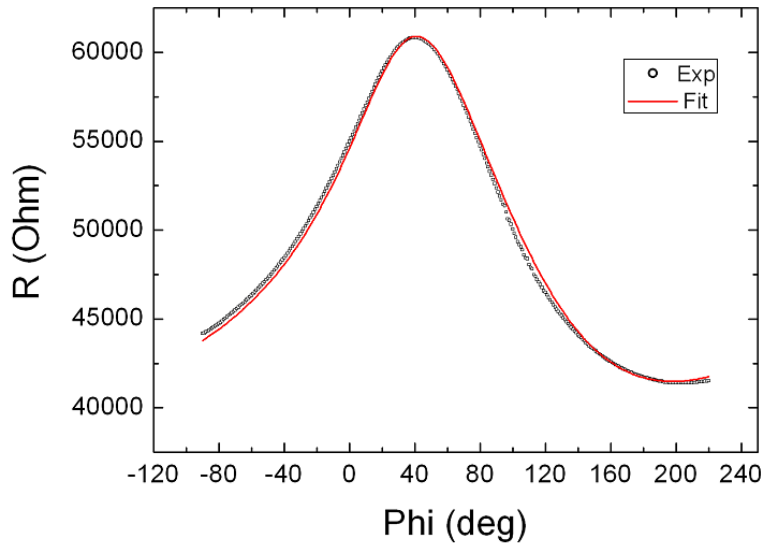


FIGURE 2.37 – Réponse angulaire (courbe noire) et modèle associé (courbe rouge) d'une jonction magnétique pour un champ extérieur H de 220 Oe et pour les valeurs des paramètres suivants du modèle : $H_{ref} = 565$ Oe, $H_{libre} = 45$ Oe, $\phi_0 = 14.7$ deg et $\phi_{ref} = -5.7$ deg.

2.5 Conclusion du chapitre

Un des objectifs visés au début du travail de thèse était de développer un capteur magnétorésistif à anisotropie d'échange à base d'IrMn performant et spatialisable.

La première partie du travail a porté sur le développement d'une génération de capteurs à effet Hall plan, que nous souhaitions aussi performants que celle élaborée initialement au laboratoire et dont l'anisotropie était induite par Step-bunching. Les capteurs PHE à anisotropie d'échange présente une sensibilité magnétique plus faible que leurs homologues à base de Step-bunching en raison de la forte valeur de leur anisotropie d'échange. Nous nous sommes donc efforcés de compenser une partie de la perte de sensibilité magnétique par une amélioration des propriétés électriques du capteur au travers, d'une part, de la mise à profit de sa géométrie et d'autre part, de l'élaboration d'un empilement magnétique intégrant un antiferromagnétique isolant.

Nous avons ainsi montré qu'à polarisation identique une géométrie de croix asymétrique permettait d'obtenir un NEMI meilleur que celui obtenu avec la géométrie en croix symétrique utilisée jusqu'alors. L'étude menée sur des empilements à base de *NiO* n'a en revanche pas été concluante. La qualité du couplage d'échange obtenu, n'a pas été à la hauteur de nos attentes. Une des raisons probables tient à la difficile maîtrise des paramètres de recuit. Depuis cette campagne de test infructueuse, un nouveau four de recuit sous champ a permis d'obtenir des résultats très encourageants sur des échantillons *NiO/NiFe* qui présentaient un couplage d'échange significatif. L'utilisation du *NiO* reste donc une alternative prometteuse. Enfin les tests en radiation effectués sur des capteurs PHE à base d'*IrMn* ont montré leur excellent comportement vis à vis des effets de dose. Ces tests ont permis de qualifier les capteurs à des niveaux qui permettent d'ores et déjà d'envisager leur utilisation au sein de missions très exigeantes sur le plan radiatif comme de futures missions solaires par exemple. C'est en partie pour cette raison que le capteur PHE a été retenu pour équiper le prototype instrumentale présenté au chapitre suivant.

La seconde partie du travail a porté sur le développement de magnétorésistance à effet tunnel à double anisotropie d'échange. Si il n'as pas abouti, comme pour les capteurs PHE, jusqu'à la qualification d'un capteur TMR, ce travail a néanmoins permis de franchir une première étape en ce sens.

La réalisation d'un premier lot de capteurs TMR fonctionnels a démontré des performances, en termes de sensibilité, très encourageantes. Mais bien qu'une étude de la sensibilité magnétique du capteur ainsi que de sa réponse angulaire ait pu être menée, l'étude du bruit n'a pas pu être réalisée faute de temps. Elle sera pourtant indispensable pour pouvoir conclure quant à leur réelle performance de mesure. De même leur tenue en radiation devra être évaluée. Malgré cela les jonctions tunnel magnétiques semblent plus que jamais être de bons candidats à l'élaboration d'une nouvelle génération de magnétomètres de précision car en plus de sa faible consommation, ce type de dispositif magnétoresistif pourrait aussi s'avérer plus performant que ceux déjà existants, basés sur la magnétorésistance géante ou anisotrope.

Conception d'un magnétomètre à bande étendue pour l'étude de la physique aurorale

Sommaire

3.1	Le magnétomètre Searchcoil	82
3.1.1	Principe de fonctionnement	82
3.1.2	Évolutions techniques	84
3.1.3	Concept instrumental du Searchcoil à bande étendue	87
3.2	Concentrateurs magnétiques adaptés aux magnétorésistances 88	
3.2.1	Principe du concentrateur magnétique	88
3.2.2	Principe de fonctionnement d'une géométrie à double entrefer	89
3.2.3	Évaluation des performances d'amplification d'un noyau à double entrefer	90
3.2.4	Optimisation de la forme des concentrateurs	94
3.3	Optimisation de l'instrument	97
3.3.1	Écriture du problème d'optimisation de la partie HF	97
3.3.2	Élaboration de la fonction de coût	101
3.3.3	Choix de l'algorithme d'optimisation	102
3.3.4	Algorithme génétique	102
3.3.5	Présentation du code d'optimisation	103
3.3.6	Résultats	105
3.4	L'instrument Ac-Dc Magnetometer	108
3.4.1	La mission ICI-3	108
3.4.2	Noyaux magnétiques & Bobinages	109
3.4.3	Capteur magnétorésistif	109
3.4.4	Structure mécanique	110
3.4.5	Etude dynamique de la structure	111
3.4.6	Assemblage mécanique	119
3.4.7	Électronique de conditionnement	121
3.5	Conclusion du chapitre	121
3.5.1	Performances de mesure HF et BF	122
3.5.2	Résolution angulaire	122

3.1 Le magnétomètre Searchcoil

3.1.1 Principe de fonctionnement

Un Searchcoil est constitué d'un bobinage enroulé autour d'un noyau magnétique de haute perméabilité. Par abus de langage on utilise le terme de magnétomètre pour ce qui est en réalité un fluxmètre. Le principe de mesure du Searchcoil repose sur le phénomène d'induction décrit par la loi de Lenz (eq 3.1). La mesure de la variation du flux magnétique traversant le bobinage est obtenue par la mesure de la tension à ses bornes, proportionnelle au nombre N et à la section S des spires du bobinage.

$$e(t) = -N \cdot S \cdot \frac{d}{dt} \cdot B_0(t) \quad (3.1)$$

L'adjonction d'un noyau magnétique de forte perméabilité permet d'améliorer sensiblement les performances du seul bobinage, en amplifiant le flux magnétique (3.1) et la tension induite associée $e(t)$ d'un facteur G , que l'on qualifera de gain magnétique.

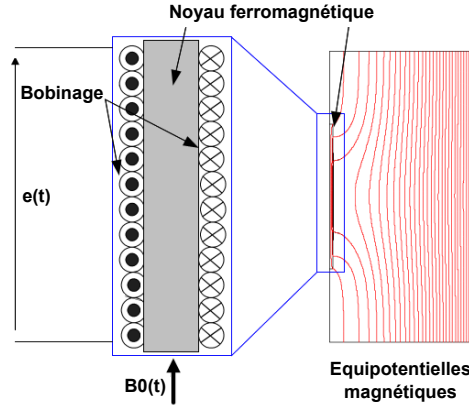


FIGURE 3.1 – *Principe de mesure du magnétomètre Searchcoil. **A gauche** : le flux magnétique $B_{int}(t)$ induit une tension $e(t)$ aux bornes du bobinage. **A droite** : topologie des équipotentiels magnétiques autour du noyau mettant en évidence la concentration du flux magnétique, d'après [Moutoussamy 2009].*

Ce gain est défini par l'équation (3.2) dans laquelle $B_0(t)$ représente le champ extérieur à mesurer et $B(t)$ le champ à l'intérieur du noyau.

$$G = \frac{B(t)}{B_0(t)} \quad (3.2)$$

En présence du noyau, l'équation (3.1) donnant la tension induite peut être réécrite en tenant compte du gain magnétique comme suit :

$$e(t) = -N \cdot S \cdot G \frac{d}{dt} \cdot B_0(t) \quad (3.3)$$

Dans le cas où la section du bobinage S est confondue¹ avec la section du noyau S_n , le gain magnétique est égal à la perméabilité apparente μ_{app} du matériau magnétique. Il s'agit d'une perméabilité qui tient compte de l'impact de la forme du noyau à travers un tenseur de champ démagnétisant $\mathbf{N}$ aussi appelé facteur de forme (cf 1.3.2). Dans le cas d'un noyau à géométrie cylindrique, la perméabilité apparente $\mu_{app_{centre}}$ au centre du noyau est donnée par l'équation suivante :

$$\mu_{app_{centre}} = \frac{\mu_r}{1 + \mathbf{N} \cdot (\mu_r - 1)} \quad (3.4)$$

En revanche, la perméabilité apparente moyennée $\langle \mu_{app} \rangle$ sur la longueur du bobinage, utilisée par la suite dans la définition de la sensibilité intrinsèque S_{SC} du capteur en régime harmonique (eq 3.5), ne peut être évaluée que par le calcul numérique.

$$S_{SC} = \frac{e}{B} \cdot N \cdot S_n \cdot \langle \mu_{app} \rangle \cdot \omega \quad (3.5)$$

En raison de son caractère inductif, la sensibilité du Searchcoil dépend de la gamme de fréquence des champs à mesurer. Ses très bonnes performances à haute fréquence, sont fortement dégradées lorsque que l'on approche des fréquences de l'ordre du Hertz où il est bien moins performant que les magnétomètres Fluxgate, SQUID ou bien encore les magnétomètres à hélium. Il l'est encore moins pour la mesure de champ continu pour laquelle il est, par nature, inefficace. A l'inverse si le comportement de l'instrument était purement inductif (eq 3.1) il aurait une sensibilité infinie à très haute fréquence. Si il n'en est rien en pratique, c'est à cause du caractère capacitif du bobinage lié aux condensateurs élémentaires que constitue chaque couple de spire. Le comportement électrique du bobinage peut être représenté par le circuit de la figure (3.2) faisant apparaître la résistance R l'inductance L et la capacité C du bobinage.

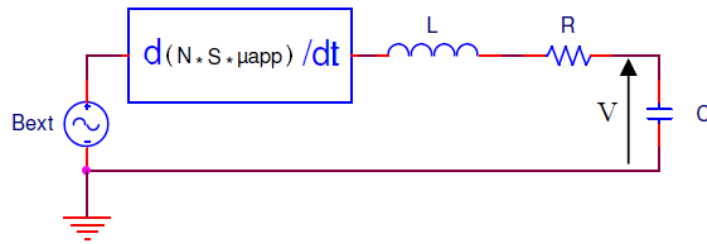


FIGURE 3.2 – *Modèle électrique équivalent du magnétomètre Searchcoil*

Le Searchcoil se comporte donc comme un circuit résonnant et possède, à ce titre, une résonance dont la fréquence f_{res} est donnée par l'équation suivante :

$$f_{res} = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}} \quad (3.6)$$

1. cas où le bobinage est bobiné de manière très ajustée sur le noyau

Cette résonance électrique est visible sur la figure (3.3) (courbe mauve). Elle représente un inconvénient majeur puisqu'elle limite fortement la bande passante de fonctionnement de l'instrument et peut engendrer une saturation de l'électronique de conditionnement.

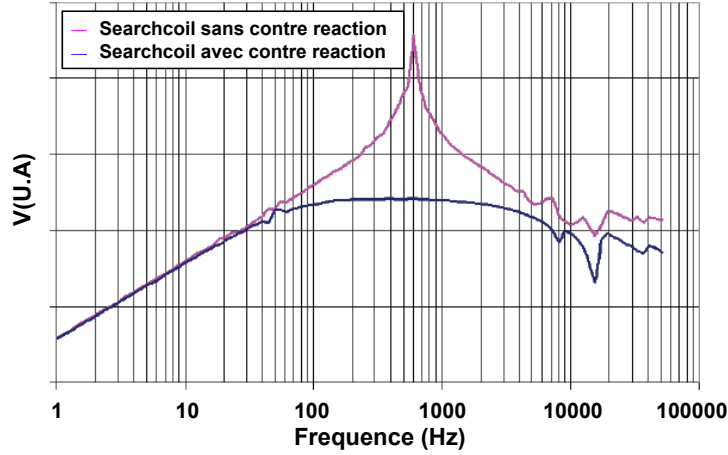


FIGURE 3.3 – *Fonction de transfert caractéristique d'un magnétomètre Searchcoil. Réponse de l'instrument présentant une résonance à la fréquence de 600 Hz (courbe mauve). Atténuation de la résonance grâce à un dispositif de contre réaction en flux (courbe bleue).*

L'instrument doit donc être muni d'un dispositif permettant de s'affranchir du handicap que constitue la résonance. Pour ce faire une technique communément employée consiste à mettre en oeuvre un système de contre-réaction de flux dont le principe de fonctionnement est explicité sur la figure (3.4). L'effet d'une contre-réaction de flux sur la réponse de l'instrument est représenté sur la figure (3.3) (courbe bleue). Enfin notons que le Searchcoil est un instrument passif et par conséquent électriquement peu bruyant. Sa seule composante de bruit est liée à la résistance R du bobinage et le NEMI est donné par l'équation (3.7).

$$NEMI(T/\sqrt{Hz}) = \frac{\sqrt{4 \cdot k_b \cdot T \cdot R}}{N \cdot S_n \cdot \omega \cdot \langle \mu_{app} \rangle} \quad (3.7)$$

3.1.2 Évolutions techniques

Le premier magnétomètre à induction embarqué sur un satellite, était un magnétomètre rotatif, embarqué sur la missions Voyager 5, au début des années soixante. Par la suite, l'intérêt pour les magnétomètres de type Searchcoil s'est accru avec l'apparition des premières missions magnétosphériques comme les missions GEOS². En effet, le magnétomètre à induction est un magnétomètre vectoriel, particulièrement bien adapté à la mesure magnétique dans les environnements spatiaux. Sa conception simple en fait un instrument fiable et robuste. Les évolutions techniques

2. Geostationary Earth Orbit Satellite

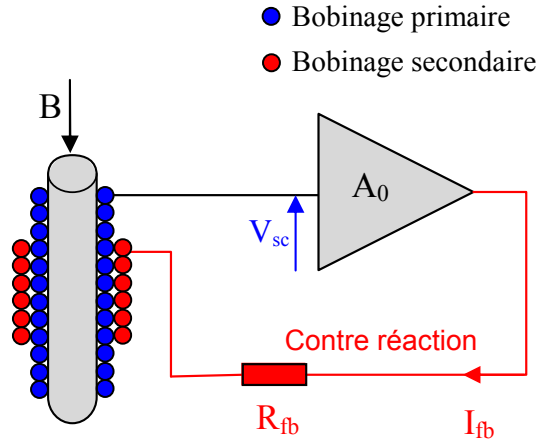


FIGURE 3.4 – *Principe de la contre-réaction de flux. La tension aux bornes de la bobine de mesure (bobinage primaire) est amplifiée puis reinjectée à travers une résistance R_{fb} (feedback) dans une bobine de contre-réaction (bobinage secondaire) de manière à créer un champ opposé à celui traversant la bobine de mesure. L'intensité de la contre-réaction dépend du nombre de spires du bobinage secondaire ainsi que de la valeur de la résistance R_{fb} .*

successives qu'il a connues, ont permis de répondre aux demandes, toujours croissantes, de sensibilité et de miniaturisation. Le tableau (3.1) présente les caractéristiques de quelques uns de ces instruments. Les différentes évolutions portent principalement sur l'amélioration des propriétés électriques du bobinage et des propriétés magnétiques du noyau. Ainsi, avec la mission CLUSTER et l'instrument SCM³ de

Mission	Année	NEMI à 10Hz ($pT/\sqrt{Hz}$)	Bande passante (Hz)	Dimension (cm)	Poids (g)
CLUSTER	2001	0.5	0.1 Hz - 4 kHz	27	790
THEMIS	2007	0.7	1 Hz - 4 kHz	17	600
TARANIS	2013	2	1 Hz - 1 MHz	10	500
MMS	2013	1.5	1 Hz - 1 kHz	10	235
BEPI	2014	2	1 Hz - 1 MHz	10	65

TABLE 3.1 – *Principales caractéristiques de magnétomètres Searchcoil tri-axes embarqués sur des missions magnétosphériques. (les caractéristiques du magnétomètre de la mission BEPI-COLOMBO ne sont données que pour un seul axe).*

l'expérience STAFF⁴, le Searchcoil est devenu extrêmement sensible, capable de mesurer des champs aussi faibles que $0.5 fT \sqrt{Hz}$ à 10 Hz [Cornilleau-Wehrlin 2003]. Plus tard, avec la Mission MMS⁵, le Searchcoil SCM (fig 3.5) se miniaturise et ne mesure plus que 10 cm pour des performances très faiblement dégradées par rapport

3. SearchCoil Magnetometer

4. Spatio Temporal Analysis of Field Fluctuations

5. Magnetospheric Multi-Scale

à celles de STAFF-SCM. Mais l'étude des environnements magnétisés du système solaire nécessite la mesure de champs magnétiques de faibles magnitudes et sur une large gamme de fréquences, allant du continu à plusieurs centaines de kiloHertz. Afin d'offrir la meilleure sensibilité possible sur tout le spectre, la mesure magnétique dans les observatoires spatiaux est réalisée par plusieurs instruments qui se répartissent la bande de fréquences.

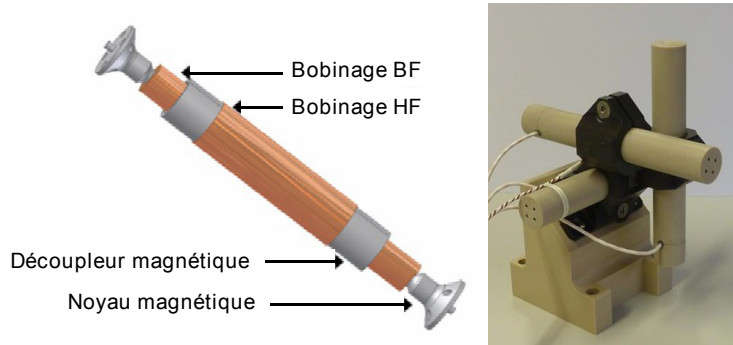


FIGURE 3.5 – *Magnétomètres Searchcoil. A gauche : magnétomètre double bande de la mission BEPI-COLOMBO. Les deux bobinages LF et HF sont magnétiquement découplés par un tube conducteur inséré entre les deux bobinages. A droite : Magnétomètre tri-axe de la mission MMS.*

Arrêtons nous, pour Illustrer notre propos, sur l'exemple de la mission CLUSTER pour laquelle les mesures magnétiques sont réalisées par les instruments STAFF-SCM et STAFF-FGM⁶. Le premier est un Searchcoil qui fournit une mesure du champ magnétique dans une bande de fréquence comprise entre 1 Hz et 4 kHz . Le second est un Fluxgate utilisé pour la mesure basse fréquence allant du continu à quelques Hertz. La figure (3.6) présente les seuils de détection des deux instruments et met en évidence la nécessité de leur utilisation commune afin de couvrir l'ensemble de la bande de fréquences souhaitées. L'idée d'étendre les gammes de fréquences de ces deux instruments respectivement vers les très basses et les très hautes fréquences semble donc à priori attrayante à condition que les budgets de masse et de consommation de chacun des instruments ne soient que faiblement augmentés. La redondance de mesure alors obtenue serait d'une grande utilité.

C'est dans ce but qu'au milieu des années 2000, certains développements se sont orientés vers la recherche de solutions permettant d'élargir la bande passante du Searchcoil. Elles ont abouti, par exemple, à la réalisation des Searchcoils 'double bande' des missions TARANIS⁷ et BEPI-COLOMBO (fig 3.5). Cet instrument se compose de deux bobinages enroulés autour du même noyau magnétique. Un dispositif de découplage magnétique des deux bobinages [Coillot 2007] permet à l'instrument de fournir une mesure du champ sur deux bandes complémentaires, permettant ainsi à l'instrument de mesurer des champs jusqu'au MHz. Grâce à cette solution, la

6. **FluxGate Magnetometer**

7. **T**ool for the **A**nalysis of **R**Aiation from light**N**ing and **S**prites

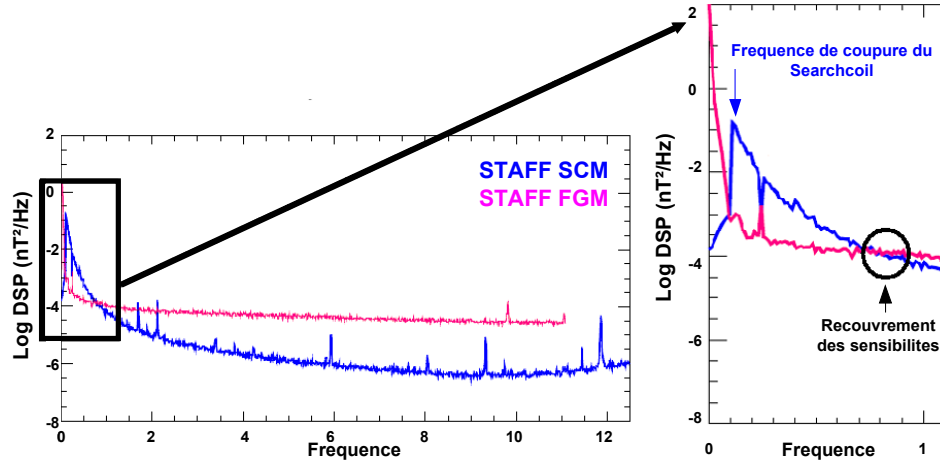


FIGURE 3.6 – Comparaison des NEMI des instruments STAFF-SCM (courbe bleu) et STAFF-FGM (courbe rouge) de la mission CLUSTER. **A gauche** : courbes de NEMI des deux instruments dans la bande 100 mHz - 12 Hz. **A droite** : agrandissement sur la bande 100 mHz - 1 Hz. Le NEMI de FGM est meilleur que celui de STAFF en dessous de 800 mHz.

bande passante du Searchcoil a pu être élargie en direction des hautes fréquences, il semblait alors naturel de se pencher sur une solution permettant d'élargir sa bande passante vers les basses fréquences.

3.1.3 Concept instrumental du Searchcoil à bande étendue

Puisque le phénomène d'induction ne permet pas la mesure des basses fréquences, l'élargissement de la bande passante du Searchcoil vers les basses fréquences ne peut être réalisé qu'à la condition de lui associer un dispositif additionnel reposant sur un principe de mesure différent. En 2007 des travaux réalisés au LPP [Leroy 2007] ont montré qu'au prix d'une légère modification du design du noyau ferromagnétique du Searchcoil, ce dernier pouvait être couplé à une puce à effet Hall, dans le but de réaliser un instrument capable de mesurer aussi bien les hautes que les basses fréquences. Dans ce nouveau design, le noyau magnétique du Searchcoil (fig 3.7.a) est remplacé par deux demi-noyaux séparés (fig 3.7.b) par un entrefer de très faible dimension (environ 100 μm). Après amincissement, la puce à effet Hall d'une épaisseur d'environ 70 μm est positionnée entre les demi-noyaux qui font office de concentrateurs magnétiques extrêmement performants. La réalisation d'un premier prototype de magnétomètre hybride a permis de valider ce concept instrumental très prometteur. Cependant les performances limitées du capteur à effet Hall utilisé, bien que nettement améliorées par l'emploi du dispositif d'amplification magnétique, n'ont pas permis d'obtenir un NEMI à basse fréquence inférieur à quelques $100 pT/\sqrt{(Hz)}$ à 10 Hz. Le principe de fonctionnement de l'instrument présenté dans la suite de ce chapitre est une déclinaison de ce concept de magnétomètre à bande étendue. Il vise à substituer le capteur à effet Hall par un capteur magnétorésistif dont la

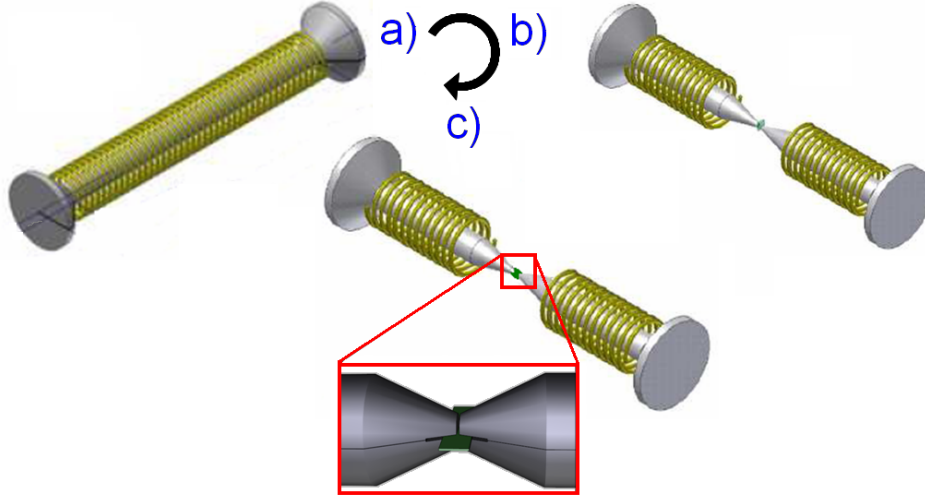


FIGURE 3.7 – *Evolutions du concept de magnétomètre hybride. a) magnétomètre Searchcoil classique. b) magnétomètre Searchcoil couplé à une puce à effet Hall. Le noyau magnétique du Searchcoil est coupé en deux demi-noyaux utilisés comme concentrateurs magnétiques. c) magnétomètre Searchcoil couplé à une puce magnétorésistive. Le dispositif de concentration utilisé précédemment est adapté à la géométrie de mesure de la magnétorésistance (cf 3.2).*

résolution intrinsèque, 10 à 100 fois meilleure permettrait d'envisager une résolution magnétique à basse fréquence, de l'ordre des meilleurs Fluxgates.

3.2 Concentrateurs magnétiques adaptés aux magnétorésistances

3.2.1 Principe du concentrateur magnétique

L'emploi de dispositif de concentration magnétique est couramment utilisé pour améliorer les performances intrinsèques d'un capteur magnétique que cela soit pour les magnétorésistances ou bien les capteurs à effet Hall. Un concentrateur magnétique est généralement constitué de deux barreaux ferromagnétiques de haute perméabilité séparés par un entrefer. En pratique, le dispositif d'amplification et le capteur constituent un système dont les dimensions doivent rester faibles. Par conséquent les gains d'amplification ne dépassent guère des facteurs de l'ordre de 10 ou 20 car pour obtenir une valeur de gain importante, il est nécessaire de disposer d'une quantité conséquente de matériau magnétique. En outre, les dimensionnements sont bien souvent aléatoires. De manière générale les performances d'amplification d'un noyau magnétique sont liées à la perméabilité magnétique du matériau μ_r , et à son facteur de forme (eq 3.4).

$$G_{entrefer} = \frac{\mu_r}{a + (b \cdot l_e)} \quad (3.8)$$

Dans le cas d'un noyau avec en entrefer le facteur de forme peut être exprimée de manière empirique en fonction de la longueur l_e de l'entrefer par la loi de variation de l'équation (3.8) dans laquelle a et b ⁸ représentent des paramètres d'ajustement propres à une géométrie de concentrateurs donnée. Dans le cadre du développement du magnétomètre hybride Searchcoil/Effet Hall, une étude détaillée du comportement du dispositif de concentration magnétique utilisé, a montré que pour de faibles distances d'entrefer, de l'ordre de la centaine de microns, des gains importants pouvaient être obtenus. En revanche, pour des valeurs d'entrefer élevées, les performances d'amplification sont fortement dégradées. Par conséquent si la géométrie du dispositif proposée est bien adaptée au capteur à effet Hall, son efficacité devient extrêmement faible dans le cas où le capteur magnétique est un capteur magnétorésistif. En effet ce dernier, sensible à un champ appliqué dans le plan de la couche magnétorésistive, ne peut être inséré verticalement dans l'entrefer mais doit y être placé le long de celui-ci (fig 3.7.c). La dimension de l'entrefer doit alors être assez grande pour pouvoir y loger le capteur dont les dimensions avoisinent le millimètre.

3.2.2 Principe de fonctionnement d'une géométrie à double entrefer

Afin de pouvoir utiliser le noyau d'un Serchcoil comme concentrateur pour capteurs magnétorésistifs, une variante de la géométrie classique à un entrefer à été proposée [Leroy 2007]. Elle consiste à réaliser un second entrefer (fig 3.8) le long de l'axe des deux demi-noyaux de manière à pouvoir y insérer la puce magnétorésistive tout en maintenant la faible distance d'entrefer entre les deux demi-noyaux, nécessaire à une bonne efficacité d'amplification. L'amplification est alors obtenue

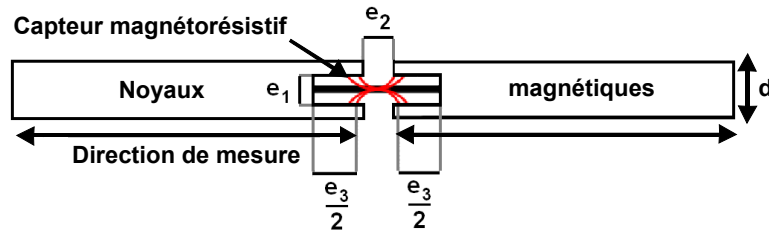


FIGURE 3.8 – Géométrie du concentrateur magnétique adaptée au capteur magnétorésistif. Le noyau magnétique présente deux entrefers e_2 et e_3 . La symétrie de la géométrie permet de tirer partie du champ d'épanouissement situé à l'intérieur de l'entrefer e_1 .

en tirant partie de l'épanouissement des lignes de champ le long de l'entrefer e_1 (lignes rouges figure (3.8)) qui, grâce à la symétrie du dispositif, crée un champ homogène dirigé le long de l'axe des demi-noyaux. Dans la zone d'entrefer, le champ créé et le gain magnétique associé vont, a priori, fortement dépendre de la dimension des noyaux ferromagnétiques et de celles de l'entrefer. Cette dépendance des

8. la valeur de b est de l'ordre de 1000

performances d'amplification en fonction de paramètres géométriques du dispositif a fait l'objet d'une étude que l'on présente dans la section suivante.

3.2.3 Évaluation des performances d'amplification d'un noyau à double entrefer

La modélisation des performances d'amplification du dispositif à double entrefer est relativement complexe. En effet la plupart des modèles utilisés pour l'étude des dispositifs à entrefer, se base sur une approximation de la loi de conservation du flux magnétique au sein de l'entrefer et néglige, de fait, la perte de flux engendrée par le phénomène d'épanouissement du champ magnétique. Or c'est précisément le flux associé au champ d'épanouissement qu'il nous faut quantifier et de manière précise. Seule une modélisation numérique, qui présente l'avantage de ne nécessiter aucune approximation sur les différents paramètres physiques et géométriques du système, permet de quantifier cet effet. L'étude numérique du comportement du gain magnétique en fonction des valeurs des entrefers e_1 , e_2 , e_3 (fig 3.8) et de l'homogénéité du champ d'entrefer a donc été menée à l'aide du logiciel de calcul par éléments finis Flux 3D.

3.2.3.1 Modélisation numérique

En raison des limitations portant sur les ressources mémoire de la machine utilisée, nous avons réalisé un modèle éléments finis du noyau magnétique pour lequel seul un huitième de la géométrie est représenté. Le maillage adaptatif utilisé de type tétraédrique est constitué de mailles d'une dimension variant de $1\ \mu m$ pour la zone d'entrefer à $10\ mm$ pour le corps du noyau. La valeur du gain magnétique est obtenue par la mesure ponctuelle du champ magnétique à l'emplacement de la partie sensible de la puce magnétorésistive (fig 3.8) se situant à l'intersection des entrefers e_2 et e_3 le long de l'axe du noyau.

3.2.3.2 Homogénéité du champ d'entrefer

Pour que le dispositif d'amplification soit efficace, il doit permettre d'obtenir localement une amplification conséquente mais aussi homogène sur une zone équivalente à la dimension de la zone active de la puce magnétorésistive dont les dimensions sont de l'ordre de $50\ \mu m$ par $50\ \mu m$. Les distances d'entrefer ont un effet significatif sur les dimensions de cette zone d'homogénéité. La figure (3.9) présente pour deux valeurs de l'entrefer e_2 , et pour e_1 constant, le profil de gain magnétique dans l'entrefer et le long de l'axe des noyaux. Pour une distance d'entrefer $e_2 = 400\ \mu m$ le profil de gain est constant à $\pm 5\ \%$ sur une longueur d'environ $200\ \mu m$ alors que pour une distance d'entrefer de $100\ \mu m$ le gain n'est constant que sur une longueur de $50\ \mu m$. En revanche, le gain le plus important est obtenu pour la dimension d'entrefer la plus faible. Gain magnétique et homogénéité spatiale sont donc deux paramètres variants de manière antagoniste. En pratique, la distance d'entrefer e_2 sera limitée par la dimension de la zone active de la puce magnétorésistive.

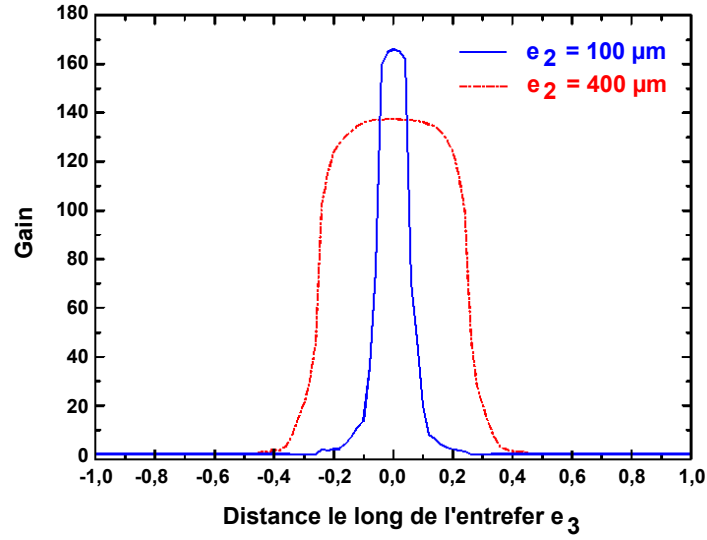


FIGURE 3.9 – Profil du gain magnétique au niveau de l'entrefer e_3 , le long de l'axe des noyaux, pour $e_2 = 100 \mu\text{m}$ (courbe bleue) et $e_2 = 400 \mu\text{m}$ (courbe rouge) (avec $e_1 = 100 \mu\text{m}$, $L = 50 \text{ mm}$, $d = 4 \text{ mm}$ et $\mu_r = 1000$, (cf (fig 3.8)).

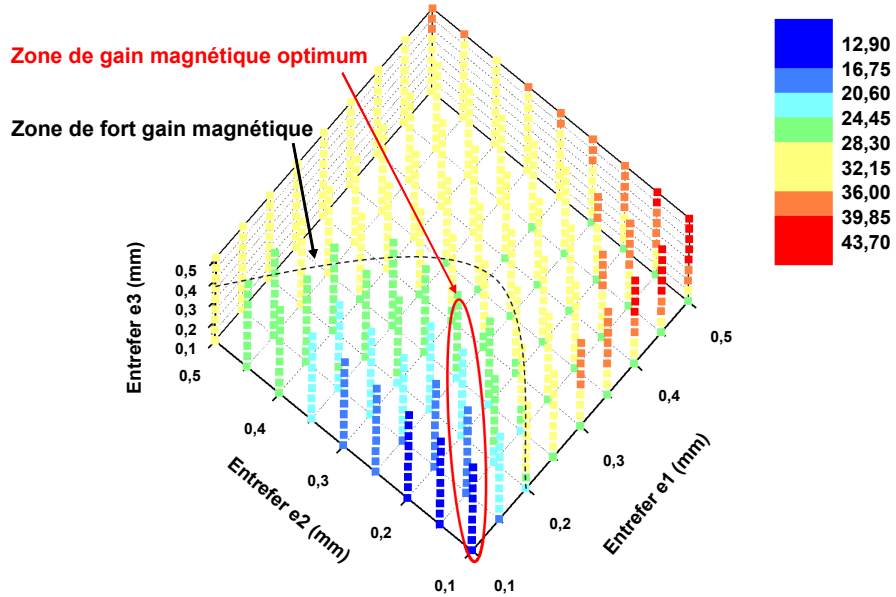


FIGURE 3.10 – Influence des distances d'entrefers e_1 , e_2 et e_3 sur le comportement du gain magnétique du concentrateur à double entrefer.

3.2.3.3 Variation du gain en fonction de l'entrefer e_3 :

Ce paramètre n'a que peu d'influence dès lors que e_1 et e_2 sont bien inférieurs à e_3 (fig 3.11.c). Il s'agit là d'un résultat intéressant pour la conception de la puce magnétorésistive logée dans l'entrefer. Cette dernière peut en effet être particulièrement longue (quelques millimètres). La zone active d'une puce magnétorésistive n'occupant qu'une très faible surface, il n'est alors pas impossible d'envisager d'utiliser cette surface libre pour y intégrer des fonctions électroniques intégrées (ASIC)⁹ de préamplification par exemple.

3.2.3.4 Variation du gain en fonction de l'entrefer e_2 :

La dimension de cet entrefer modifie de manière sensible le gain magnétique (fig 3.11.b). Deux types de comportement se distinguent :

- Pour des valeurs de l'entrefer e_3 tel que $e_3 < e_1$: le gain magnétique est maximum pour la plus petite valeur de e_2 et sa variation en fonction de e_1 est relativement faible.
- Pour des valeurs de l'entrefer e_3 tel que $e_3 > e_1$: la variation en fonction de e_1 est alors plus forte et le maximum de gain est obtenu pour $e_2 = e_1$.

3.2.3.5 Variation du gain en fonction de l'entrefer e_1 :

Il s'agit d'un paramètre qui peut faire varier le gain de manière significative. Il est aussi fortement dépendant de la valeur des dimensions des deux autres entrefers. Ainsi la figure (3.11.a) montre que la valeur du gain en fonction de la distance d'entrefer e_1 est fonction de celles des entrefers e_2 et e_3 , dès lors que la condition $e_3 \leq e_1$ est satisfaite. De plus, pour de grandes valeurs de l'entrefer e_2 , la variation du gain en fonction de e_1 tend vers une caractéristique linéaire.

3.2.3.6 Règle de dimensionnement des entrefers :

La variation du gain magnétique, bien que plus complexe que dans le cas d'un unique entrefer, suit la même loi de décroissance en fonction des distances d'entrefer. Le graphique de la figure (3.10) résume le comportement du gain en fonction de leurs dimensions respectives.

A partir de l'étude réalisée, il est possible de déduire une règle de dimensionnement géométrique des concentrateurs visant à obtenir le gain optimum. Ainsi on tâchera d'obtenir **des distances d'entrefer e_1 et e_2 aussi petites que possible**, dans les limites des dimensions de la puce magnétorésistive et de faisabilité de l'assemblage mécanique. L'ensemble des valeurs possibles est représenté sur la figure (3.10) par la zone de fort gain magnétique. **La distance d'entrefer e_2 devra en revanche être égale à celle de l'entrefer e_1** , ce qui correspond aux valeurs regroupées dans la zone de gain magnétique optimum de la figure (3.10).

9. Application Specific Integrated Circuit

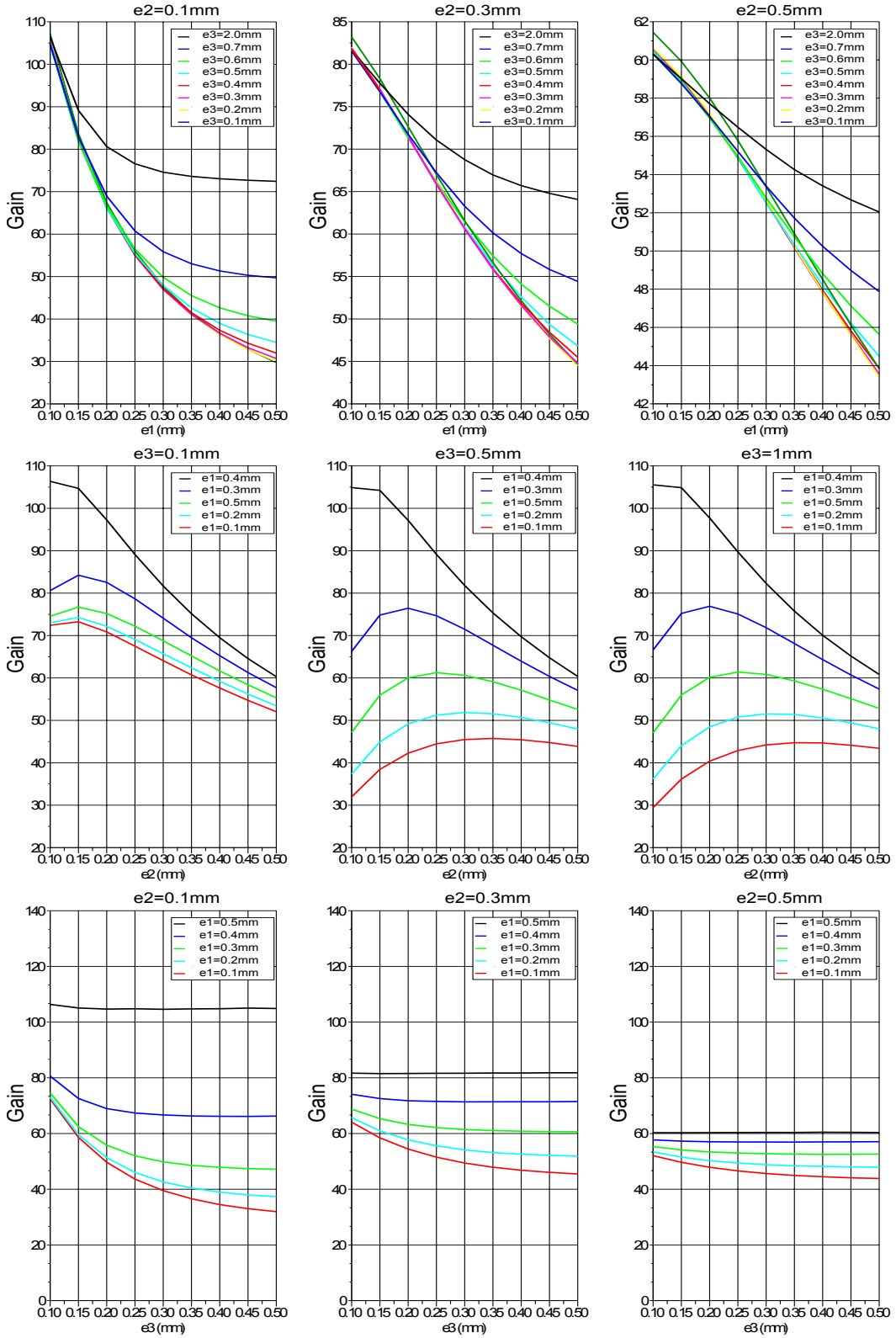


FIGURE 3.11 – Variation du gain magnétique en fonction des distances d'entrefer e_1 , e_2 et e_3 . **De haut en bas** : variation du gain en fonction de l'entrefer e_1 pour différentes valeurs des entrefers e_2 et e_3 . Variation du gain en fonction de l'entrefer e_2 pour différentes valeurs des entrefers e_3 et e_1 . Variation du gain en fonction de l'entrefer e_3 pour différentes valeurs des entrefers e_2 et e_1 .

3.2.4 Optimisation de la forme des concentrateurs

3.2.4.1 Évasement des extrémités

Dans le cas d'un noyau à géométrie de révolution, il a été montré [Coillot 2007] qu'à sensibilité donnée, une géométrie de noyau présentant des extrémités évasées¹⁰ offrait de meilleures performances en terme de masse qu'un noyau à section constante. La dimension des évasements étant alors limitée par l'encombrement du dispositif et la masse occasionnée aux extrémités du noyau, qui peut être pénalisante lorsqu'il est soumis à de fortes contraintes vibratoires. Nous avons donc cherché à

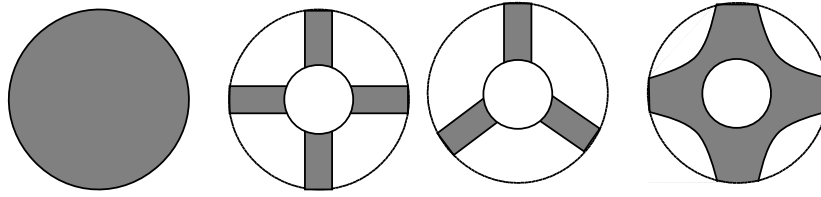


FIGURE 3.12 – Géométries des évasements des noyaux magnétiques. **De gauche à droite** : Circulaire, 4-branches, 3-branches, astroïde.

diminuer la masse de ces évasements en en modifiant la géométrie. Pour ce faire, nous avons comparé les performances des trois géométries présentées sur la figure (3.12) à celle de la géométrie circulaire utilisée jusqu' alors . Pour comparer l'efficacité des différentes géométries, un critère d'efficacité magnétique E_{mag} (eq 3.9) défini comme le rapport du gain magnétique G sur la masse de l'évasement m a été utilisé.

$$E_{mag} = \frac{G_{entrefer}}{m} \quad (3.9)$$

Parmi les différentes géométries testées dont les performances sont répertoriées dans le tableau (4.2), celle en forme d'ailette à 4 branches a démontré les meilleures performances. A encombrement équivalent, cette géométrie permet d'obtenir une valeur de E_{mag} **3 fois supérieure à la géométrie en forme de disque**.

Forme	Gain	E_{mag}
Astroïde	306	2,03
3-branches	307	2,60
4-branches	304	3,02
Circulaire	304	1,00

TABLE 3.2 – Table de valeurs du gain G et de l'efficacité magnétique E_{mag} des différentes géométries d'évasement des noyaux magnétiques.

10. de forme circulaire

3.2.4.2 Réduction de section

Afin d'améliorer davantage l'efficacité d'amplification des concentrateurs, chacune des extrémités pinçant la magnétorésistance a été profilées. En effet dans le cas où la perméabilité magnétique des noyaux est très forte¹¹, une grande partie du flux d'induction est canalisée par les noyaux magnétiques. D'après la loi de conservation du flux magnétique (eq 3.10), ce dernier devrait être plus intense au niveau de la plus petite section du noyau, soit au plus près de la puce magnétoresistive, améliorant ainsi le gain magnétique.

$$B_1.S_1 = B_2.S_2 \quad (3.10)$$

Bien que la présence des deux entrefers ne permette pas à partir de l'équation (3.10) de modéliser analytiquement l'efficacité de la réduction de section, nous avons toutefois pu vérifier par la simulation la validité du principe de concentration de flux et son efficacité. La figure (3.13) présente le gain obtenu pour une réduction du diamètre du noyau allant de 4 mm à 1 mm. A la plus forte réduction correspond bien le gain le plus grand. La variation du gain en fonction des diamètres des sections initiales et finales possède un caractère linéaire dont la pente, propre à une géométrie d'entrefer donnée, peut être déterminée numériquement. Enfin la réduction de

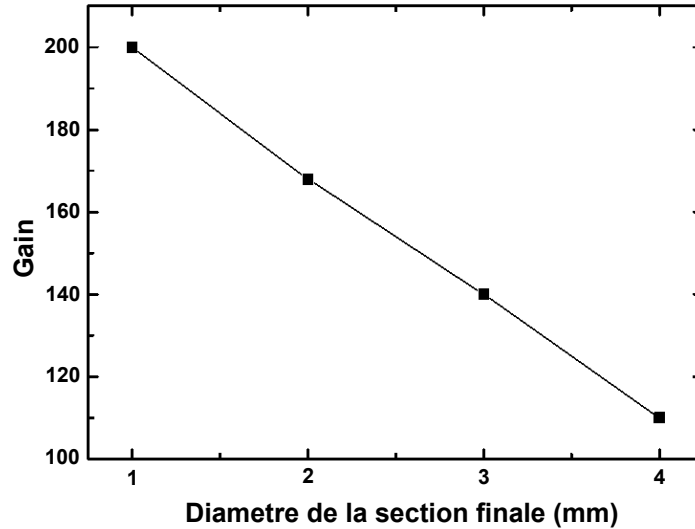


FIGURE 3.13 – Variation du gain magnétique au centre du double entrefer pour un noyau de diamètre initial de 4mm et un diamètre final réduit à 1mm (avec $L = 25mm$, $\mu_r = 1000$, $e_1 = 100 \mu m$, $e_2 = 100 \mu m$, $e_3 = 1 mm$).

section ne dégrade pas l'homogénéité du gain magnétique au niveau de l'entrefer comme le montre la cartographie du gain magnétique de la figure (3.14). Le gain magnétique atteint ici une valeur d'environ 460 au niveau de la partie sensible du capteur.

11. typiquement plus de 1000

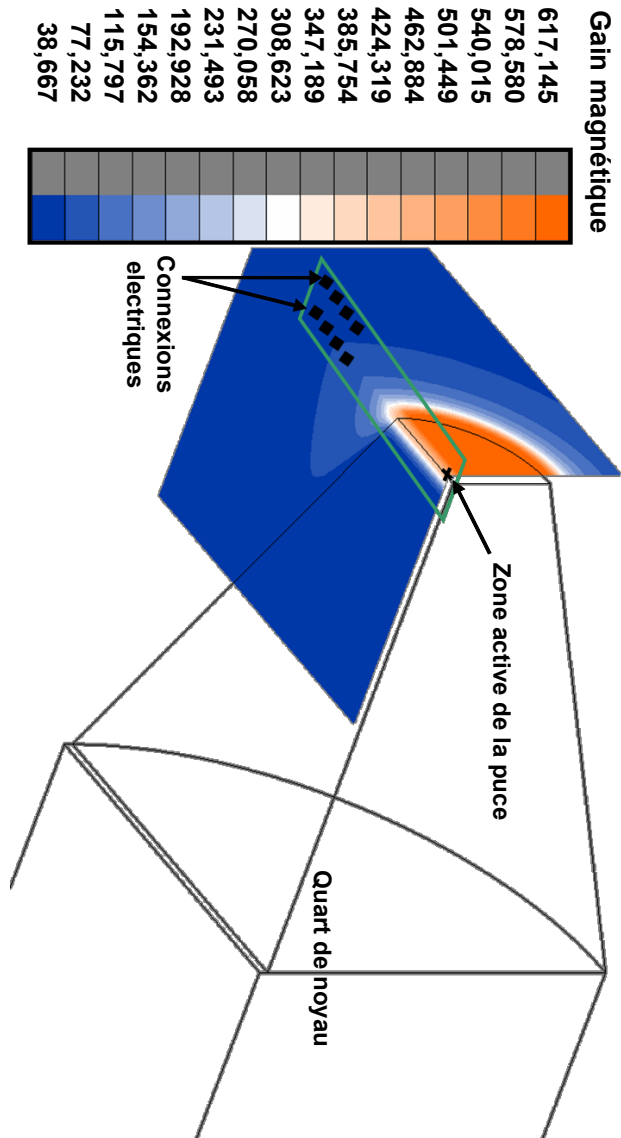


FIGURE 3.14 – Distribution du gain magnétique au niveau du double entrefer pour un noyau à géométrie profilée. Seul un quart de la géométrie d'un demi-noyau est représenté ($d_{initial} = 4\text{ mm}$, $d_{final} = 1\text{ mm}$, $L = 50\text{ mm}$, $\mu r = 1000$, $e_1 = 100\text{ }\mu m$, $e_2 = 100\text{ }\mu m$, $e_3 = 1\text{ mm}$).

3.3 Optimisation de l'instrument

L'analyse et la recherche d'un optimum de performance ou "*phase d'optimisation*", est une étape incontournable du développement d'un nouveau système. De manière générale, elle vise à trouver la combinaison des différents paramètres du dispositif (mécanique, électrique...) qui permet d'obtenir la performance optimale. Mais elle peut aussi, comme nous le verrons par la suite, consister à trouver une combinaison de paramètres permettant d'obtenir une performance souhaitée, tout en satisfaisant à certains critères. On parle alors d'optimisation sous contraintes.

Quel que soit le domaine d'application, la résolution d'un problème d'optimisation nécessite quelques pré-requis. Tout d'abord, l'existence d'un modèle décrivant le comportement du système à optimiser. Elle nécessite ensuite l'élaboration d'une fonction de coût où "*fonction objectif*", servant de critère d'évaluation des performances du système. Elle requiert enfin un algorithme d'optimisation adéquat. Nous présentons dans ce qui suit la manière dont nous avons répondu à ces pré-requis dans le cadre du développement d'un code d'optimisation du magnétomètre à bande étendue réalisé au cours de la thèse. L'objectif premier de ce travail était de concevoir et d'évaluer la pertinence d'un nouvel outil d'optimisation. Par conséquent, le travail réalisé s'est limité à l'optimisation de la partie haute fréquence (HF) de l'instrument pour laquelle nous présentons les premiers résultats.

3.3.1 Écriture du problème d'optimisation de la partie HF

Afin que le modèle développé puisse rendre compte de l'ensemble des propriétés géométriques, mécaniques, électriques et magnétiques, nous avons opté pour une modélisation de l'instrument mêlant modèles analytiques et modèles éléments finis. L'optimisation à réaliser ne concernant que la partie HF de l'instrument, elle ne tient compte que des propriétés du noyau magnétique à double entrefer et du bobinage, l'électronique de conditionnement étant optimisée par ailleurs.

Les grandeurs géométriques (dimensions, surfaces, volumes...) sont modélisées par le jeu d'équations (3.14) et les grandeurs mécaniques par le jeu d'équations (3.13). Les propriétés électriques sont respectivement calculées à l'aide des équations (3.11), (3.12), (3.15) et (3.16). Enfin la valeur de la perméabilité apparente moyenne du noyau $\langle \mu_{app} \rangle$, dont on rappelle qu'elle représente le gain magnétique de ce dernier (cf 3.1.1), est calculée à l'aide de la modélisation par éléments finis présentée dans la section précédente, et ce, en dépit du coût important qu'une telle modélisation occasionne en terme de temps de calcul. Ce choix a été motivé par la difficulté de disposer d'une expression analytique précise du comportement magnétique du noyau.

$$V_{AC} = N \cdot S \cdot \langle \mu_{app} \rangle \cdot \omega \cdot B \quad (3.11)$$

$$DSP_{bruit_{AC}} = 4 \cdot k \cdot T \cdot R_{bobinages} + e_{pa_{AC}}^2 \quad (3.12)$$

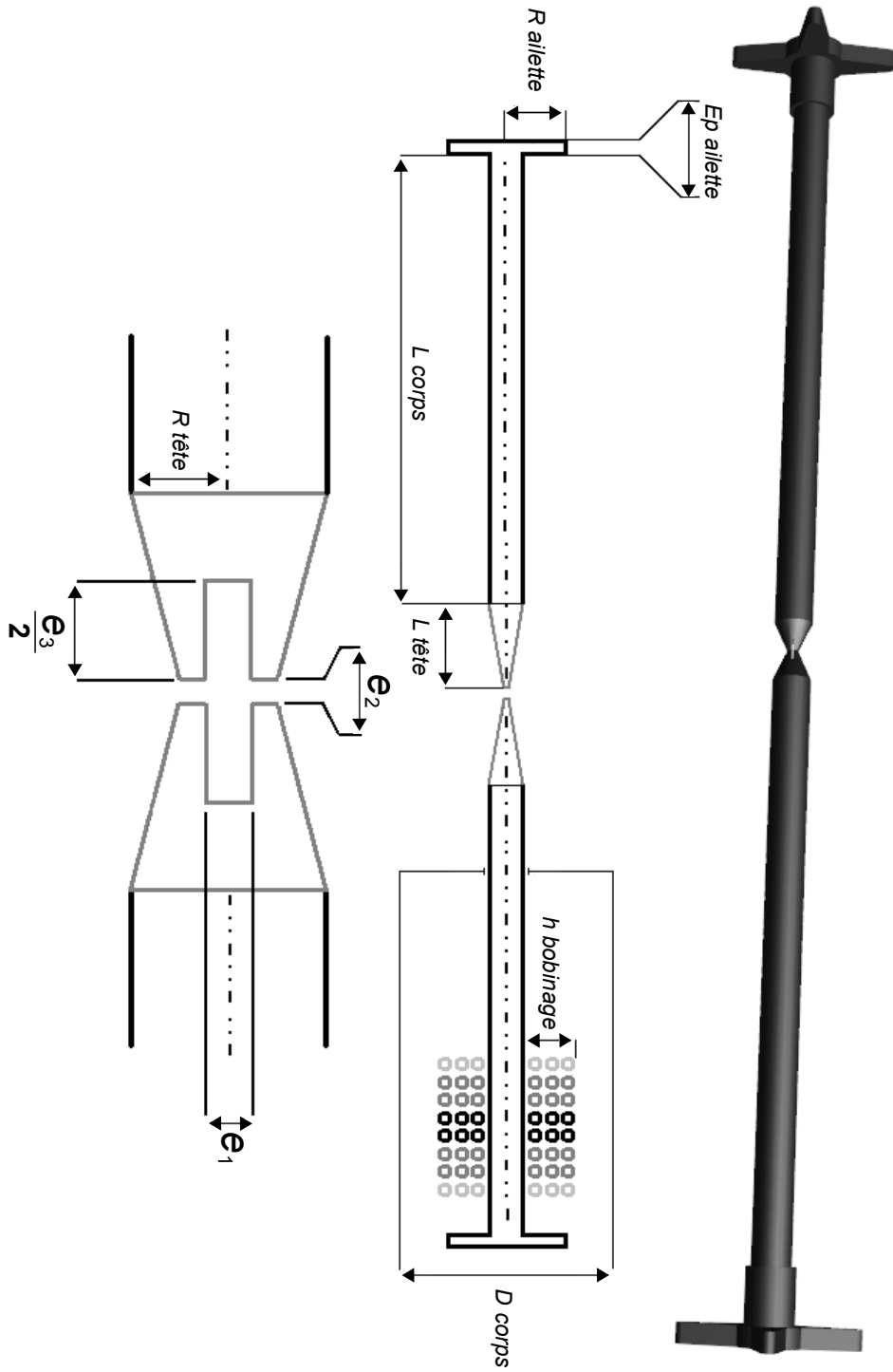


FIGURE 3.15 – Définition des paramètres géométriques (noyau à double entrefer et bobinages) du modèle numérique du magnétomètre à bande étendue.

$$\left\{ \begin{array}{lcl} P_{noyaux} & = & \rho_{ferrite} \cdot V_{noyaux} \\ P_{enrobant} & = & \rho_{enrobant} \cdot V_{enrobant} \\ P_{epoxy} & = & \rho_{epoxy} \cdot V_{epoxy} \\ P_{bobinage} & = & \rho_{cuivre} \cdot V_{bobinage} \end{array} \right. \quad (3.13)$$

$$\left\{ \begin{array}{lcl} V_{bobinage} & = & \frac{\pi}{4} \cdot [(D_{corps} + 2 \cdot h_{bobinage})^2 - D_{corps}^2] \cdot L_{corps} \\ V_{tete} & = & \left[\frac{\pi \cdot \left(\frac{D_{corps}}{2}\right)^2 \cdot L_{tete}}{3} \right] \cdot \left[1 + \left(\frac{R_{tete}}{D_{corps}/2}\right) + \frac{R_{tete}^2}{(D_{corps}/2)^2} \right] \\ V_{corps} & = & \frac{\pi}{4} \cdot [(L_{corps} + E_{paillette}) \cdot D_{corps}^2] \\ & & + [e_1 \cdot (L_{corps} + E_{paillette}) \cdot D_{corps}] \\ V_{ailette} & = & 4 \cdot [R_{ailette} \cdot E_{paillette} \cdot \left(\frac{D_{corps}}{2} \cdot \sqrt{2}\right)] \\ V_{noyaux} & = & 2 \cdot (V_{tete} + V_{corps} + V_{ailette}) \\ V_{enrobant} & = & 2 \cdot \pi \cdot [R_{ailette}^2 \cdot (L_{corps} + L_{tete} + e_2 + e_{paillette})] \\ & & - (V_{noyaux} + 2 \cdot V_{bobinage}) \\ V_{epoxy} & = & \left[4 \cdot (L_{corps} + L_{tete} + \frac{e_2}{2} + e_{paillette}) \cdot \left(\frac{D_{corps}}{4} + R_{ailette} + epoxy\right)^2 \right] \\ & & - (V_{noyaux} + V_{enrobant}) \end{array} \right. \quad (3.14)$$

$$h_{bobinage} = N \cdot \frac{(d_c + 2 \cdot t)^2}{(2 \cdot L_{corps})} \quad (3.15)$$

$$R_{bobinages} = \frac{1}{2} \cdot \left[4 \cdot \rho_c \cdot \frac{N}{2} \cdot \frac{(D_{corps} + h_{bobinage})}{d_c^2} \right] \quad (3.16)$$

Paramètre	Description	Unité
$R_{ailette}$	Rayon d'une ailette	m
e_1	Distance d'entrefer e_1	m
e_2	Distance d'entrefer e_2	m
e_3	Distance d'entrefer e_3	m
$E_{paillette}$	Épaisseur d'une ailette	m
D_{corps}	Diamètre du corps d'un demi noyau	m
L_{corps}	Longueur du corps d'un demi-noyau	m
L_{tete}	Longueur de la tête d'un demi-noyau	m
R_{tete}	Rayon final de la tête d'un demi noyau	m
N	Nombre de spires total des 2 bobinages	-
$DSP_{bruit_{AC}}$	Densité Spectrale de Puissance de bruit de la partie HF	$V^2/(Hz)$
M_T	Masse des 2 demi noyaux et des bobinages	Kg
$R_{bobinages}$	Résistance équivalente des 2 bobinages	Ohm
$V_{bobinage}$	Volume du bobinage d'un demi noyau	m^3
V_{tete}	Volume de la tête d'un demi noyau	m^3
V_{corp}	Volume du corps d'un demi noyau	m^3
V_{epoxy}	Volume du tube de protection	m^3
$V_{enrobant}$	Volume de l'enrobant	m^3
$V_{ailette}$	Volume d'une ailette	m^3
V_{noyaux}	Volume du noyau	m^3
$h_{bobinage}$	Hauteur des bobinages	m
V_{AC}	Signal de sortie du Searchcoil	V
S	Section d'une spire	m^2
d_c	Section du fil de cuivre	m^2
t	Épaisseur d'isolant d'une spire	m
ω	Pulsation du signal magnétique	Rad/s
$epoxy$	Epaisseur du tube de protection	m
$\rho_{enrobant}$	Densité volumique de l'enrobant	Kg/m^3
$\rho_{ferrite}$	Densité volumique du ferrite	Kg/m^3
ρ_{epoxy}	Densité volumique de l'époxy	Kg/m^3
ρ_{cuivre}	Densité volumique du cuivre	Kg/m^3
k	Constante de Boltzmann	$J.K^{-1}$
γ	Coefficient de pénalité	-
B_s	Objectif de sensibilité	$T/\sqrt{Hz}$
ρ_c	Résistivité du cuivre	$\Sigma \cdot m$
T	Température	K

TABLE 3.3 – Définition de l'ensemble des paramètres du code d'optimisation du magnétomètre à bande étendue. *En bleu* : paramètres fixes au cours de l'optimisation. *En vert* : ensemble des grandeurs calculées au cours de l'optimisation. *En rouge* : variables d'optimisation.

3.3.2 Élaboration de la fonction de coût

Hormis la sensibilité, la consommation ainsi que l'encombrement et le poids sont des critères dimensionnants pour tous systèmes embarqués. Dans le cas d'une instrumentation spatiale, ils conditionnent fortement le développement d'un instrument, et ce, dès les toute premières phases. Dès lors, un problème d'optimisation se réduit presque toujours à un problème d'optimisation sous contraintes dans lequel on cherchera à obtenir la meilleure sensibilité possible, tout en satisfaisant à un budget donné de masse, de consommation et d'encombrement limité et rarement extensible. Dans le cas du Searchcoil, la réduction de la masse et de l'encombrement vont rarement de pair avec l'amélioration de sa sensibilité. Plus l'on cherchera à limiter la longueur du noyau, pour limiter l'encombrement et le nombre de spires du bobinage pour restreindre la masse, plus la sensibilité diminuera. L'instrument nécessite donc d'être optimisé au sens d'un compromis poids/encombrement/consommation/performance.

Le Searchcoil est un instrument passif et sa consommation électrique est nulle. Il en va de même pour la configuration hybride étudiée pour laquelle seule la puce magnétorésistive nécessite d'être polarisée. Par conséquent, l'optimisation de la partie HF de l'instrument se résume en un compromis poids/encombrement/sensibilité. Il s'agit d'une optimisation multi-paramètres et multi-critères (3 critères). Afin de simplifier l'expression du problème d'optimisation et de la fonction de coût associée, nous avons cherché à le rendre mono-critère. Le nombre de contraintes de la fonction de coût que l'on cherchera ici à minimiser peut dans un premier temps être ramené à deux, en bornant les valeurs des paramètres géométriques. Par exemple, le diamètre et la longueur maximum autorisés pour les noyaux seront imposés. Nous procéderons de même pour les valeurs minimales. Cela permet d'inclure de manière implicite une contrainte sur la robustesse du dispositif. Il ne sera ainsi pas possible d'obtenir, en fin d'optimisation, un noyau de dimensions si faibles qu'il sera trop fragile ou bien encore impossible à usiner. Les valeurs minimales sont déterminées à partir du retour d'expérience des tests réalisés sur des noyaux équipants déjà certains instruments développés au laboratoire. L'écriture de la fonction de coût peut enfin être ramenée (eq 3.17) à une expression ne dépendant que du seul critère de masse M_T grâce à l'emploi d'un système de pénalité (coefficient γ) permettant de vérifier de manière implicite le critère lié à la performance de mesure B_s désirée.

$$\begin{cases} F_{cout} = M_T + \gamma \cdot C \\ C \rightarrow 0 \\ C = | N \cdot S \cdot \langle \mu_{app} \rangle \cdot \omega \cdot B_s - \sqrt{4 \cdot k \cdot T \cdot R_{bobinages} + e_{paAC}^2} | \end{cases} \quad (3.17)$$

L'optimisation de la masse de l'instrument sous la contrainte d'une performance de mesure donnée consistera donc à minimiser la valeur de F_{cout} (eq 3.17) tout en maintenant la valeur de C à une valeur nulle.

3.3.3 Choix de l'algorithme d'optimisation

Parce que chaque problème comporte ses propres spécificités, il est difficile de savoir, a priori, quelle méthode d'optimisation sera le plus à même d'aboutir à la solution souhaitée. L'exercice consistant à essayer différentes solutions et à choisir la mieux appropriée, s'avérant bien trop fastidieux, notre choix s'est appuyé sur une étude bibliographique des différentes méthodes communément utilisées. Le choix d'un algorithme est généralement d'abord motivé par le nombre de paramètres du problème et la taille de l'espace de recherche associé. Dans le cas qui nous occupe, les nombreux paramètres du système à optimiser en font un problème de grande taille pour lequel l'espace de recherche est très étendu. Dans ce cas, l'exploration systématique de l'espace de recherche, associée à l'emploi d'algorithme de recherche exact et visant à trouver la meilleure solution, engendre un coup de calcul rédhibitoire. Un second critère concerne la capacité de l'algorithme à explorer l'espace des solutions dans le cas où la fonction objectif comprend de nombreux minima locaux. Pour ces raisons, nous avons éliminé les algorithmes de recherche exacts au profit d'algorithmes de recherche approchés parmi lesquels on compte les méta-heuristiques. Les méta-heuristiques sont une famille d'algorithmes stochastiques itératifs permettant de résoudre des problèmes d'optimisation difficiles et hors d'atteinte des méthodes d'optimisation déterministes. A défaut d'obtenir la solution optimale ce type d'algorithme permet néanmoins d'obtenir une bonne solution.

Parmi les différents algorithmes de recherche approchés, nous nous sommes intéressés aux plus communément répandus : les algorithmes du recuit simulé, tabous et enfin évolutionnaires, à travers l'algorithme génétique. Leur efficacité a déjà été démontrée et il est difficile de définir de manière absolue le plus efficace d'entre eux. Toutefois le caractère intrinsèquement parallèle de l'algorithme génétique qui, à la différence des autres méthodes, ne considère pas qu'une seule solution à la fois, mais plusieurs, présente un réel avantage. En effet, au prix d'un effort de conception raisonnable, l'algorithme génétique se prête au calcul multiprocesseur. Ainsi le principal inconvénient de cet algorithme lié à l'espace de recherche et au temps de calcul s'estompe progressivement avec la démocratisation du calcul parallèle. Enfin le haut niveau d'abstraction de cet algorithme lui permet d'être adapté à une large gamme de problèmes. Il s'applique aussi bien aux problèmes mono-critère qu'aux problèmes multi-critères. Nous avons par conséquent orienté le choix de notre algorithme d'optimisation vers un algorithme de type génétique.

3.3.4 Algorithme génétique

Les premiers algorithmes génétiques ont été développés au début des années 70 par John Holland [Holland 1975]. Ces algorithmes s'inspirent de la théorie darwinienne de l'évolution stipulant que la survie d'un individu est liée à sa capacité d'adaptation à l'environnement dans lequel il évolue. Dans un algorithme génétique, l'environnement est modélisé par les critères de la fonction de coût que l'on cherche

à optimiser et un individu par une combinaison des paramètres du problème encore appelés gènes. L'optimisation est réalisée à l'aide d'un "*moteur d'évolution*". Il en existe plusieurs versions mais toutes sont articulées selon un même modèle constitué de trois étapes. La première est une étape de "*sélection*". Elle consiste à ne sélectionner que les individus les mieux adaptés à leur environnement, les autres étant voués à disparaître. A chaque génération, les meilleurs individus sont sélectionnés et répandent leurs caractéristiques génétiques à une majorité de la population lors d'une étape de "*croisement*". La dernière étape est une mise en application du concept de variation non dirigée du matériel génétique des individus. Afin d'éviter que l'ensemble de la population ne converge vers une même caractéristique génétique, certains individus n'héritent pas complètement des caractéristiques parentales et subissent une "*mutation*" aléatoire. C'est cette étape de mutation qui permet d'éviter le piège des minima locaux.

3.3.5 Présentation du code d'optimisation

Le code d'optimisation est constitué de différents modules principalement écrits en Scilab et Python. Le premier est un logiciel libre de calcul scientifique, multi-plateforme. Son langage de programmation haut niveau et le grand nombre de bibliothèques de calcul numérique dont il dispose en font un outil simple et efficace. Le second est un langage généralement utilisé comme langage de script et d'automatisation de tâches. Les langages de haut niveau sont généralement pénalisants sur le plan de la vitesse d'exécution en comparaison des langages compilés comme le langage C. Ce choix de langages se justifie ici par le fait qu'à l'exception de l'étape d'évaluation de la fonction objectif, qui peut s'avérer très coûteuse en temps de calcul, l'algorithme génétique est relativement léger. Nous avons donc choisi de profiter de la simplicité de programmation offerte par ces deux langages.

L'algorithme complet du code d'optimisation est représenté sur figure (3.16). Scilab a été utilisé pour coder la majorité des modules et notamment les étapes

- de calculs des différentes grandeurs géométriques mécaniques et électriques du modèle
- d'évaluation de la fonction de coût
- du moteur d'évolution (mutation, sélection, croisement...)
- de post-traitement

Pour le calcul des grandeurs magnétiques du système pour lequel nous ne disposions pas de modèle analytique assez précis, nous avons eu recours au modèle éléments finis réalisé à l'aide de Flux 3D pour l'étude des concentrateurs. Un module dédié écrit en Python¹² permet d'automatiser l'ensemble de la procédure de calcul éléments finis incluant le paramétrage de la géométrie du maillage et de la résolution numérique. Pour finir, l'interface et la communication entre les différents modules est réalisé à l'aide d'un module principal écrit en Python et qui permet de piloter et d'automatiser l'ensemble de la séquence d'optimisation.

12. Python est à l'origine du langage de script propriétaire du logiciel Flux 3D

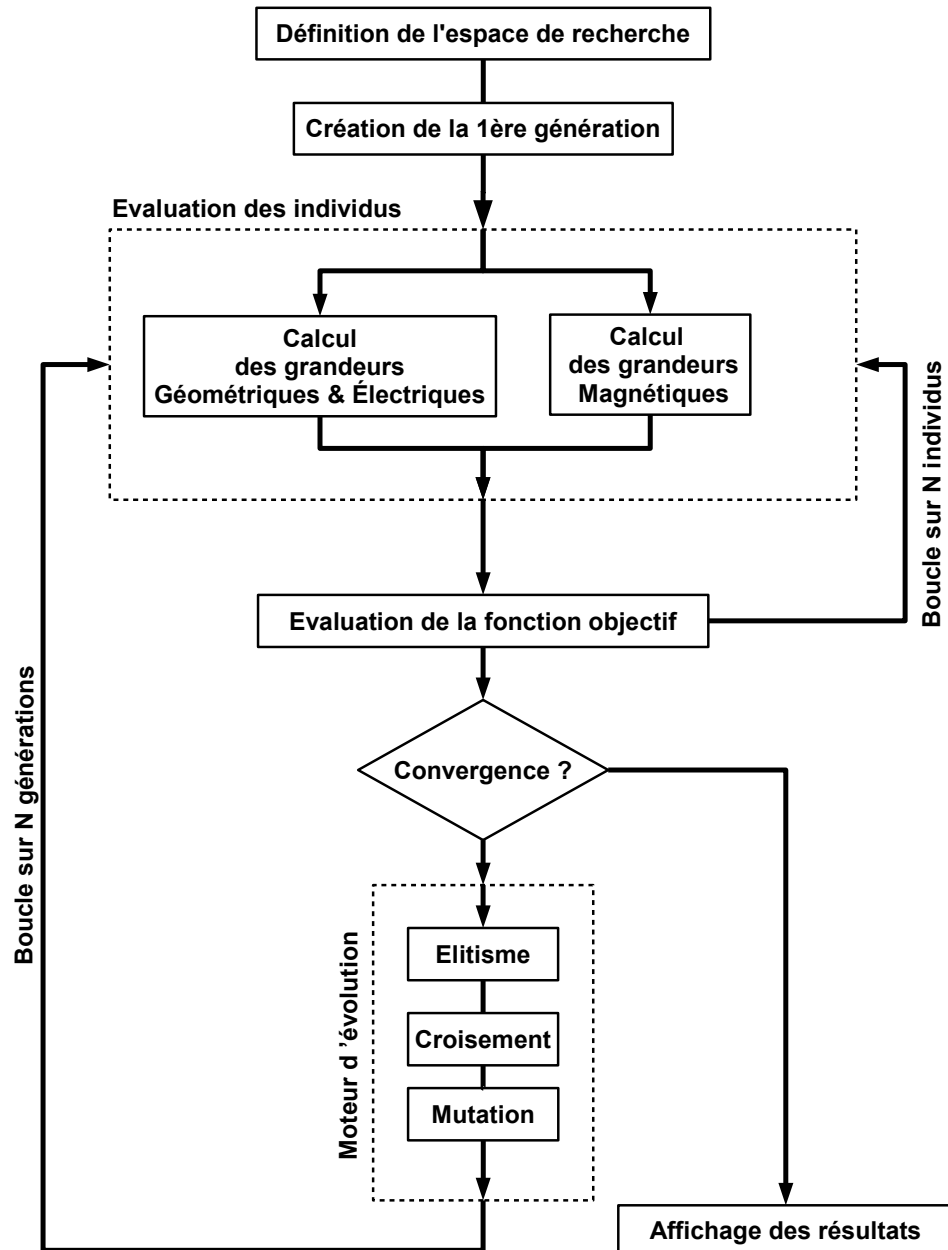


FIGURE 3.16 – Algorithme du code d'optimisation du magnétomètre à bande étendue.

3.3.6 Résultats

On présente deux résultats d'optimisation de la masse de l'instrument réalisée avec le code développé. Le premier correspond à un objectif de NEMI fixé à $2 pT/\sqrt{Hz}$ à $10 Hz$ et le second à un objectif de NEMI fixé à $20 pT/\sqrt{Hz}$ à $10 Hz$. Ces deux résultats sont obtenus à partir d'une population de 100 individus et après une évolution portant sur 10 générations. Le critère d'arrêt de la simulation est choisi comme étant le nombre d'itération et est fixé à 1000. L'ensemble des paramètres du problème d'optimisation est répertorié dans le tableau (3.3). Les valeurs de $t = 10.10^{-6} m$, $dc = 70.10^{-6} m$, $e_{pa_{AC}} = 4 nV/\sqrt{Hz}$ et de $\gamma = 1000$ sont constantes tout au long de l'optimisation. Enfin le multiplet de paramètres géométriques à optimiser est défini sur la figure (3.15, courbe bleue). La figure (3.17) décrit l'évolution de la valeur de la fonction de coût pour le premier problème d'optimisation et pour lequel on souhaite obtenir un NEMI de $2 pT/\sqrt{Hz}$. Ce premier cas permet de mettre en évidence le comportement saint de l'algorithme. En effet ce dernier parvient à faire converger la fonction de coût vers un minimum tout en maintenant la contrainte C (eq 3.17) à une valeur très proche de zéro (fig 3.18, courbe bleue) ce qui se traduit bien par une diminution de la masse et un respect du critère de sensibilité (fig 3.19, courbe bleue). Ainsi pour un objectif de NEMI de $2 pT/\sqrt{Hz}$ à $10 Hz$ l'optimisation à permis d'aboutir à un poids de **90 grammes par axe**.

Dans le second problème d'optimisation pour lequel l'objectif de NEMI a été fixé à $20 pT/\sqrt{Hz}$ à $10 Hz$ le résultat obtenu semble moins satisfaisant. Dans ce second cas l'algorithme assure bien une convergence de la fonction de coût (fig 3.17, courbe rouge) mais ne parvient pas à annuler la valeur de la contrainte (fig 3.18, courbe rouge). A l'issu de l'optimisation le NEMI obtenu d'une valeur de $7 pT/\sqrt{Hz}$ est meilleur que le NEMI requis. Par conséquent la masse obtenue n'est pas optimale. Elle pourrait être plus faible si l'on dégradait légèrement les performances en diminuant par exemple le nombre de spires. Ce résultat est la conséquence d'un mauvais paramétrage de l'algorithme. En effet la figure (fig 3.19, courbe rouge) montre qu'aucune des solutions suggérées par l'algorithme n'a permis d'obtenir le NEMI requis, et ce, dès les premières générations. L'algorithme s'est engagé dans une mauvaise direction compromettant ainsi fortement la probabilité de succès de l'optimisation. Rappelons que l'espace de recherche, le critère d'arrêt ainsi que le coefficient de contrainte étaient identiques pour les deux problèmes alors que les objectifs de NEMI étaient ,eux, différents. De cette façon, si dans le premier cas le paramétrage était adéquat pour assurer à la fois la convergence de la fonction de coût et le respect du critère de sensibilité, il était en revanche inadapté à la résolution d'un problème a priori plus simple à résoudre! Ce second cas souligne la sensibilité au paramétrage de la méthode d'optimisation probabiliste utilisée. Ainsi il est souvent nécessaire de lancer plusieurs optimisations afin de jouer sur les différents paramètres de l'algorithme¹³. Cette méthode d'optimisation s'avère donc très efficace mais nécessite pour chaque problème un paramétrage qui n'est pas toujours trivial.

13. critère d'arrêt, définition de l'espace de recherche ou bien encore valeur du coefficient γ

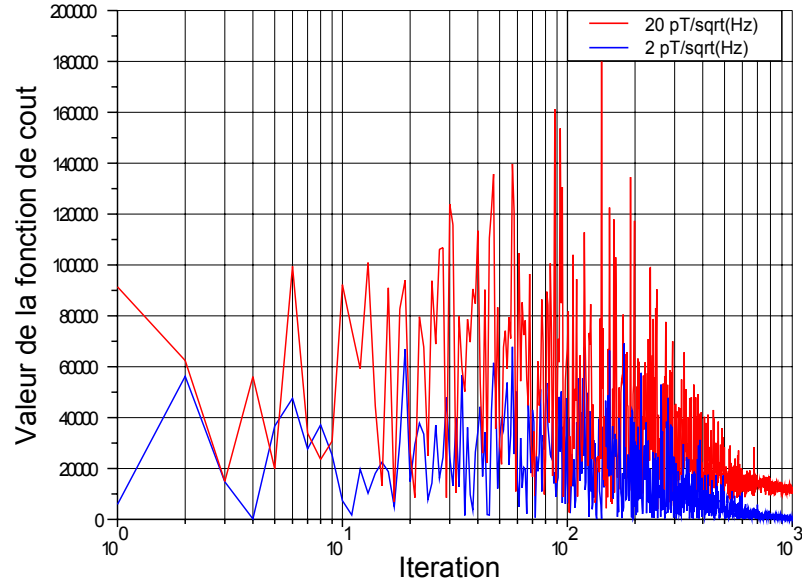


FIGURE 3.17 – Évolution de la valeur de la fonction de coût au cours de l'optimisation pour un objectif de NEMI de $20 \text{ pT}/\sqrt{(\text{Hz})}$ à 10 Hz (courbe rouge) et de $2 \text{ pT}/\sqrt{(\text{Hz})}$ à 10 Hz (courbe bleue).

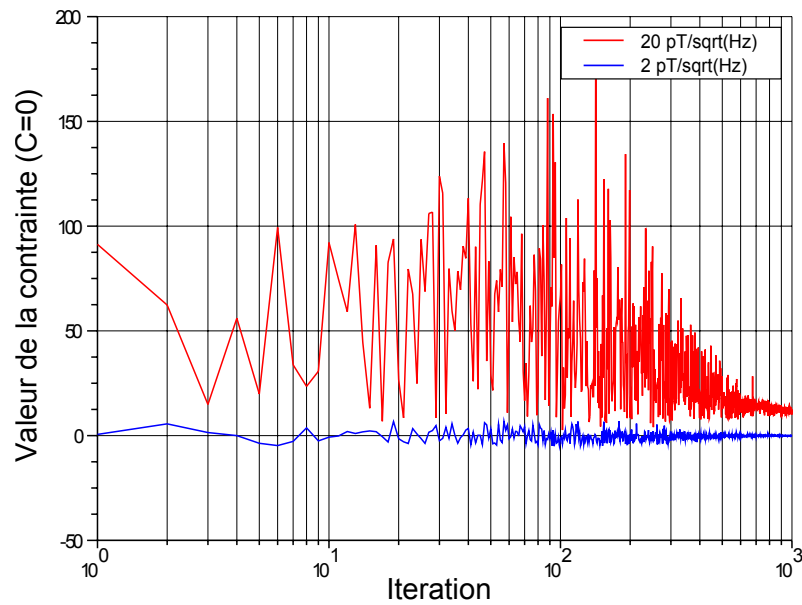


FIGURE 3.18 – Évolution de la valeur de la contrainte C de la fonction de coût (eq 3.17) au cours de l'optimisation pour un objectif de NEMI de $20 \text{ pT}/\sqrt{(\text{Hz})}$ à 10 Hz (courbe rouge) et de $2 \text{ pT}/\sqrt{(\text{Hz})}$ à 10 Hz (courbe bleue).

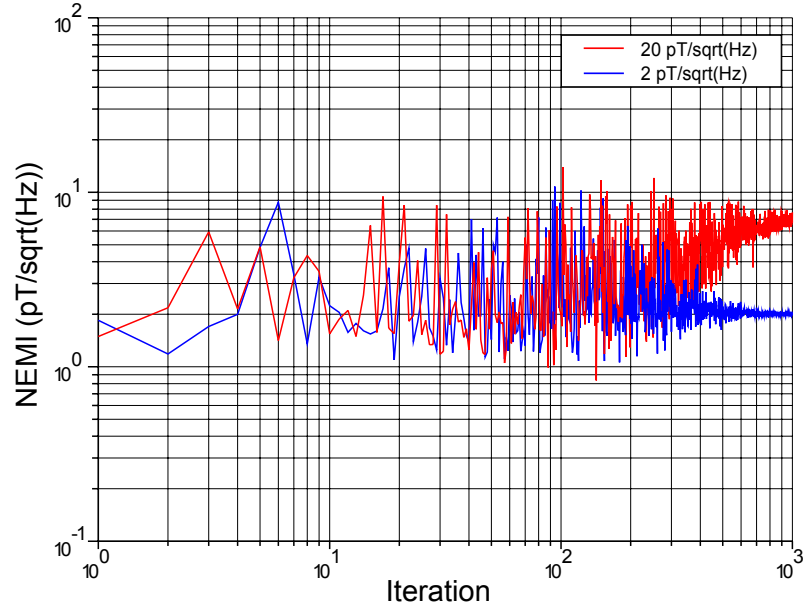


FIGURE 3.19 – Évolution de la valeur du NEMI au cours de l'optimisation pour un objectif de NEMI de $20 \text{ pT}/\sqrt{(\text{Hz})}$ à 10 Hz (courbe rouge) et de $2 \text{ pT}/\sqrt{(\text{Hz})}$ à 10 Hz (courbe bleue).

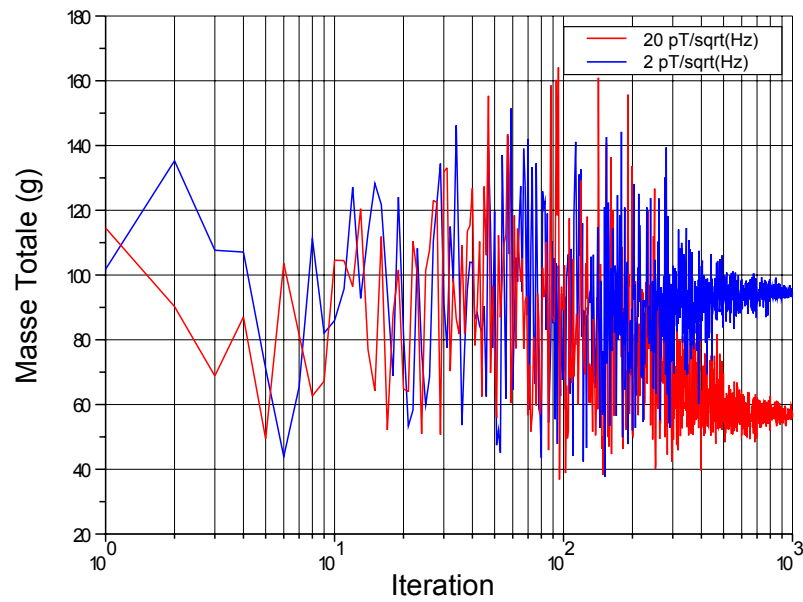


FIGURE 3.20 – Évolution de la valeur de la masse au cours de l'optimisation pour un objectif de NEMI de $20 \text{ pT}/\sqrt{(\text{Hz})}$ à 10 Hz (courbe rouge) et de $2 \text{ pT}/\sqrt{(\text{Hz})}$ à 10 Hz (courbe bleue).

3.4 L'instrument Ac-Dc Magnetometer

3.4.1 La mission ICI-3

Le programme Norvégien de fusées scientifiques ICI¹⁴ est un programme dédié à l'étude des phénomènes d'instabilité se déroulant dans l'ionosphère terrestre au niveau des pôles. Lors d'événements auroraux, ces instabilités donnent lieu à de fortes perturbations des signaux de télécommunications tels que les signaux GPS¹⁵. Cette étude vise donc à comprendre et à modéliser le comportement de ces instabilités afin de pouvoir les intégrer aux modèles déjà existants de météorologie spatiale. La mission ICI-3 est le troisième des cinq tirs balistiques de fusée que compte le programme. Ce troisième tir, dont l'apogée se situera à environ 350 km, s'intéressera à l'étude des instabilités donnant lieu à un type particulier d'événement appelé : **Reversed Flow Events** (RFE). Les RFEs (fig 3.21) sont des flux de particules (ions et électrons) qui, sur une distance de 100 à 200 km, se déplacent dans le sens contraire à celui du mouvement global de convection des particules ionosphériques. La mission ICI-3

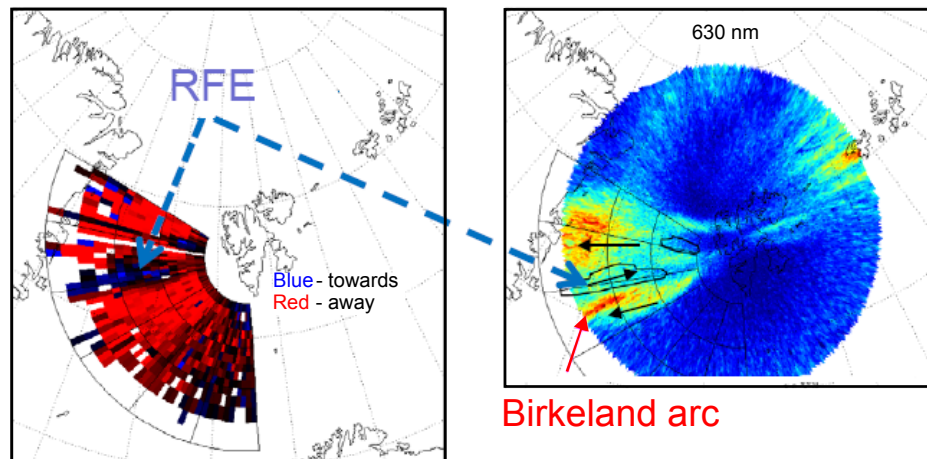


FIGURE 3.21 – Observation d'un épisode de RFE par le EISCAT-RADAR situé à Longyearbyen. **A gauche** : mesures dopplers mettant en évidence un flux de particules (en bleu) se déplaçant en direction du RADAR alors que l'ensemble des autres particules (en rouge) s'en éloignent. **A droite** : cartographie de l'évènement observé dans la longueur d'onde 630 nm. On distingue la formation de l'arc auroral en couleur chaude au sein duquel se produisent les RFEs.

permettra de réaliser des mesures in-situ des champs magnétiques, électriques, ainsi que de la densité de particules. Le tir fusée sera accompagné de mesures RADAR et sera suivi par des caméras plein ciel permettant d'observer le phénomène dans les longueurs d'onde 630 et 557,7 nm.

14. Investigation of Cusp Irregularities

15. Global Positioning System

3.4.2 Noyaux magnétiques & Bobinages

La géométrie des noyaux magnétiques de l'instrument est identique à celle présentée sur la figure (3.15). Leurs dimensions géométriques sont répertoriées dans le tableau (3.4). Il s'agit de noyaux optimisés (cf 3.2.4) présentant un gain magnétique de 350 dont l'usinage est rendu très difficile par la géométrie, les faibles dimensions d'entrefers et la fragilité du matériau utilisé. Ils ont donc été assemblés selon une procédure détaillée dans le paragraphe (3.4.6) à partir de quatre quart de noyaux identiques en ferrite de type $MnZn$ de perméabilité magnétique μ_R égale à 2500.

Le bobinage est composé de deux bobines de 12000 spires de $650 \mu m$ de diamètre, disposées en plusieurs couches entre lesquelles est insérée une fine feuille de blindage électrique en cuivre. Le bobinage a été réalisé selon la technique dite du "*Bobinage discontinu*" consistant à bobiner toutes les couches du bobinage dans le même sens. De cette manière on favorise une répartition homogène de l'énergie électrostatique dans le bobinage évitant ainsi efficacement les problèmes liés aux résonances secondaires.

D _{corps}	L _{tete}	L _{corps}	R _{tete}	R _{aillette}	e _{Palette}	e ₁	e ₂	e ₃
4	10	60	0,75	5	1	0,1	0,1	1

TABLE 3.4 – Dimensions géométriques des noyaux magnétiques de l'instrument ADM (en mm).

3.4.3 Capteur magnétorésistif

La puce magnétorésistive est un capteur à effet Hall plan à anisotropie d'échange du type de ceux présentés dans le chapitre (2) et réalisé selon un procédé de fabrication identique. L'empilement utilisé est le suivant : $Si/SiO_2/Ta(5nm)/Ru(5nm)/IrMn(10nm)/NiFe(30nm)/Ta(5nm)/Ru(5nm)$. Le design de la puce (fig 3.22) a été adapté de manière à pouvoir associer le capteur à son dispositif d'amplification magnétique. A cet effet, un jeu complet de masques de photolithographie a été réa-



FIGURE 3.22 – Puce magnétorésistive à effet Hall plan de l'instrument ADM. On y distingue la zone active du capteur (en forme de croix) ainsi que les circuits électriques de polarisation (en rouge), de mesure (en bleu) et de contre-réaction (en vert).

lisé. Il se compose de cinq masques permettant de réaliser la gravure de la partie sensible de la puce ainsi que les différents niveaux d'isolation et de métallisation. La puce, d'une longueur de 5 mm et d'une largeur de 1 mm, comprend une partie sensible en forme de croix symétrique de 50 μm de longueur. La croix qui a été volontairement excentrée vers l'une des extrémités de la puce pour satisfaire à des contraintes d'ordre mécanique présente une sensibilité de 10 V/T.A. Les circuits de polarisation, de prise de mesure, de contre-réaction ainsi que les pads de connexion¹⁶ associés, sont tous situés du même côté de la puce pour des raisons de compatibilité électromagnétique et de facilité de raccord des connexions à l'électronique de traitement.

3.4.4 Structure mécanique

La conception de la structure mécanique tout comme l'assemblage ont été réalisés en étroite collaboration avec la DT-INSU¹⁷. Le rôle de cette structure mécanique est double. Comme il a été montré précédemment, les performances à basse fréquence de l'instrument dépendent fortement des valeurs des deux entrefers du noyau magnétique. Par conséquent, la structure mécanique doit permettre de maintenir de manière efficace l'assemblage réalisé à partir des quatre demi noyaux en évitant toutes variations des distances d'entrefers. Il doit Ensuite permettre d'assurer à l'ensemble du mécanisme une robustesse suffisante pour qu'il puisse évoluer dans un environnement vibratoire contraignant, sans subir de dégradation. Pour ce faire, la structure mécanique (fig 3.23) d'une longueur de 14 cm et d'un diamètre de 16 mm est réalisée en PEEK¹⁸ [Victrex 1997] et verre epoxy. Elle est constituée des éléments suivants : un corps principal, deux tubes de bobinage et un tube de protection (non représenté).

Le corps principal : Il s'agit de la pièce la plus importante de la structure et a connu plusieurs évolutions. Elle permet d'accueillir la puce magnétorésistive et assure le guidage et le maintien des noyaux. Le berceau accueille aussi le circuit imprimé sur lequel sont reportées les connexions de la puce et qui permet de la relier à l'électronique de conditionnement.

Les tubes de bobinages : Les tubes permettent d'accueillir les deux bobinages et le noyau magnétique et sont utilisés comme guide d'alignement lors de l'assemblage.

Le tube de protection : Le tube de protection, réalisé en verre epoxy, permet de rigidifier l'ensemble de la structure et d'accueillir un enrobant silicone de protection.

16. les pads supplémentaires avaient été prévus à l'origine pour pouvoir inclure un éventuel circuit de suppression d'offset qui n'a pas été implémenté.

17. Division Technique de l'Institut National des Sciences de l'Univers

18. Polyétheréthercéthane

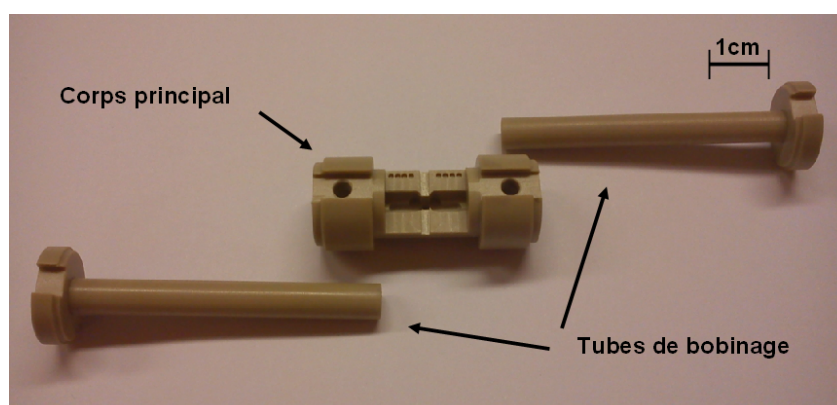


FIGURE 3.23 – Structure mécanique en PEEK d'un axe de l'instrument ADM. Cette structure est identique pour les trois axes.

3.4.5 Etude dynamique de la structure

Au cours d'une mission, l'instrument est soumis à différentes contraintes mécaniques, mais c'est au cours de la phase du lancement que l'instrument subit les contraintes dynamiques les plus fortes. Si la structure mécanique est mal dimensionnée le risque encouru est la casse de l'instrument. Nous avons mené une étude numérique dans le but d'analyser la réponse dynamique de l'assemblage mécanique mis au point, à l'environnement vibratoire auquel il sera soumis. Nous avons en particulier cherché à évaluer le comportement mécanique de l'assemblage constitué de la puce magnétorésistive et du noyau magnétique. L'objectif des simulations réalisées est de quantifier les contraintes maximales obtenues en fonction des différents types d'excitations subies par la structure.

3.4.5.1 Modélisation numérique

L'étude numérique est réalisée à l'aide d'une modélisation par éléments finis de l'assemblage de l'ensemble des éléments de l'instrument (fig 3.24). Le modèle numérique a été réalisé à partir de la plateforme de modélisation Siemens NX.

	Masse Volumique (Kg/m^3)	Module d'élasticité (Mpa)	Coefficient de Poisson	Contrainte de rupture (Mpa)
PEEK	1510	6300	0,45	90
Ferrite	4900	100000	0,30	30
Epoxy	1900	17000	0,20	250
Cuivre	8900	110000	0,34	220
Silicium	2330	110000	0,28	120

TABLE 3.5 – Propriétés mécaniques des différents matériaux utilisés dans la conception mécanique de l'instrument ADM.

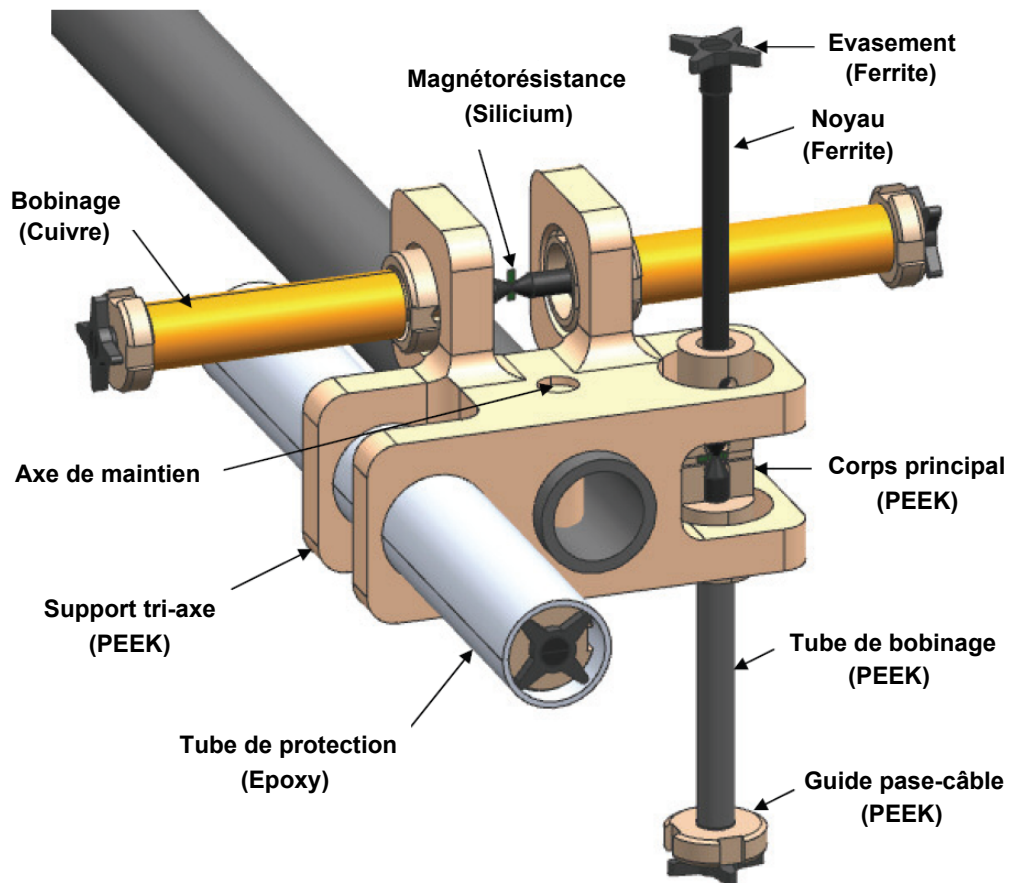


FIGURE 3.24 – Modèle CAD de l'instrument ADM. L'antenne tri-axe montée au bout d'un bras (en noir) est composée d'un support dans lequel sont insérés trois magnétomètres Searchcoil hybrides identiques (les représentations de deux des trois axes sont volontairement incomplètes afin de faire apparaître l'ensemble des pièces de l'assemblage).

Il est composé d'un maillage tétraédrique constitué de 140400 éléments et de 44600 noeuds (fig 3.25). Les propriétés mécaniques des différents matériaux utilisés sont répertoriés dans le tableau (3.5). La simulation réalisée à l'aide du moteur de résolution NASTRAN reproduit l'environnement vibratoire du lanceur dont les spécifications sont répertoriées dans la référence [RR 2007]. Dans ce cas précis, la gamme de fréquence étudiée est comprise entre 0 et 2500 Hz . L'étude consiste dans un premier temps en l'identification des modes propres de vibration de la structure. Elle vise ensuite à analyser la réponse de la structure à une excitation de type sinusoïdale en termes de contrainte et de déplacement. Enfin cette même réponse est examinée dans le cas d'une excitation aléatoire définie par une loi de probabilité basée sur une distribution gaussienne dont la valeur RMS équivaut à 1σ .

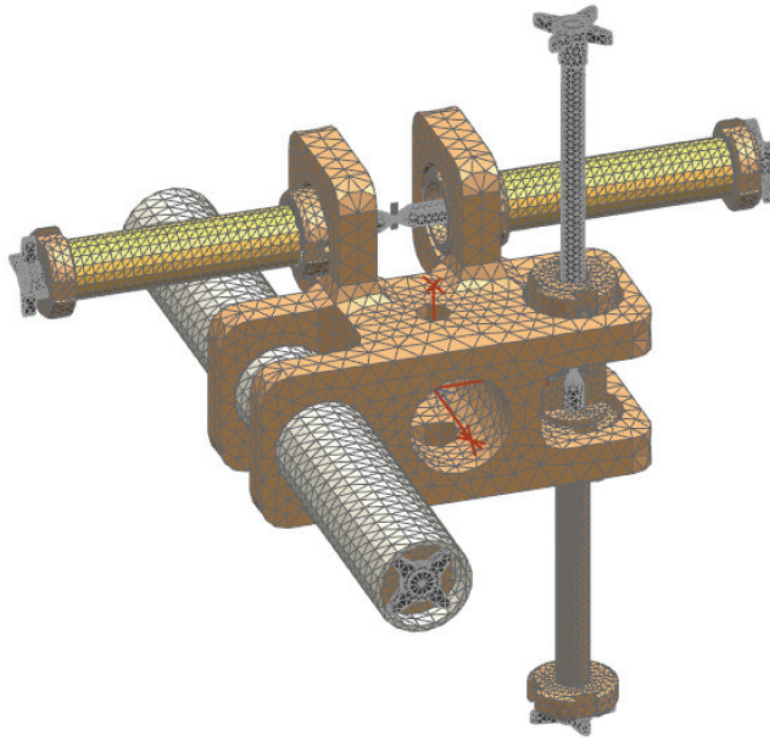


FIGURE 3.25 – *Modélisation par éléments finis de l'instrument ADM réalisé à partir de la plateforme de modélisation Siemens NX (certains volumes maillés sont volontairement omis pour faciliter la visualisation de l'intérieur de la structure).*

3.4.5.2 Caractérisation de la structure

Caractérisation Modale L'analyse modale a permis d'identifier un total de 12 modes propres. Les déplacements relatifs aux quatre premiers modes sont présentés de manière volontairement exagérée sur la figure (3.26). On peut y voir les tubes des capteurs en flexion subir des déformations d'amplitudes et de phases différentes.

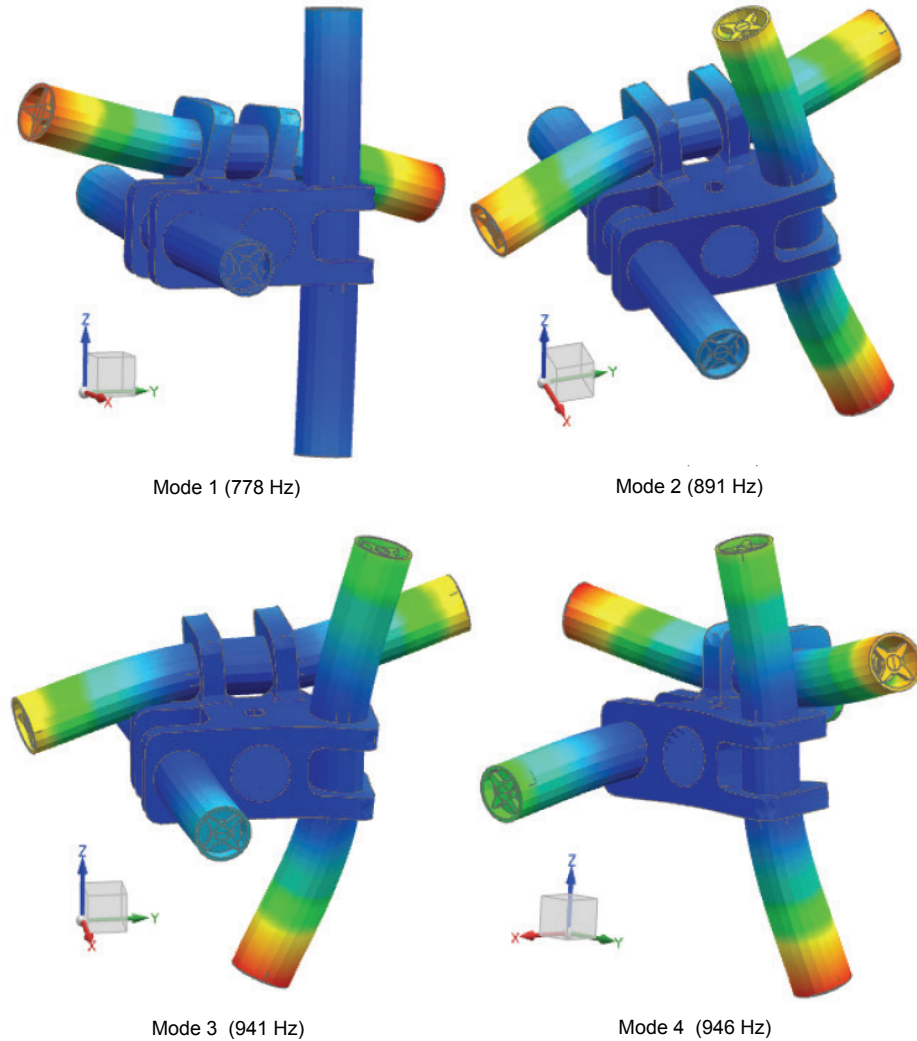


FIGURE 3.26 – Premiers modes propres de vibration de l'instrument ADM (module du déplacement en amplitude exagérée).

Réponse à une excitation sinusoïdale L'excitation consiste ici en un mouvement sinusoïdale forcé appliqué dans l'axe **X** et variant en fréquence ainsi qu'en amplitude, de manière linéaire, dans des valeurs comprises entre 20 Hz et 2 kHz en fréquence et 0,1 g à 0,2 g (avec $g = 9,81 m.s^{-2}$) en amplitude. Les deux autres directions ne sont pas étudiées du fait de la symétrie du montage tri-axial. Le comportement dynamique est caractérisé à travers deux paramètres que sont le déplacement de la structure et la contrainte de Von-Mises de chacun des éléments.

Les grandeurs maximales associées à chacun des deux paramètres sont représentées respectivement sur les figures (3.27) et (3.28) pour chacune des fréquences propres identifiées précédemment. La contrainte de Von-Mises la plus forte est obtenue pour le 5^{ème} mode de vibration avec une valeur de 0,35 MPa (fig 3.28) mais

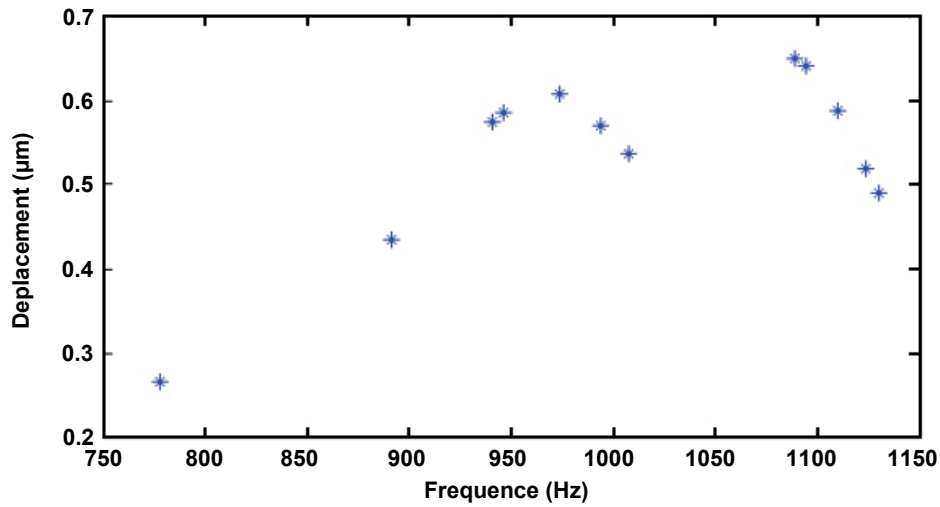


FIGURE 3.27 – *Déplacement maximum pour les différents modes propres de vibration de la structure.*

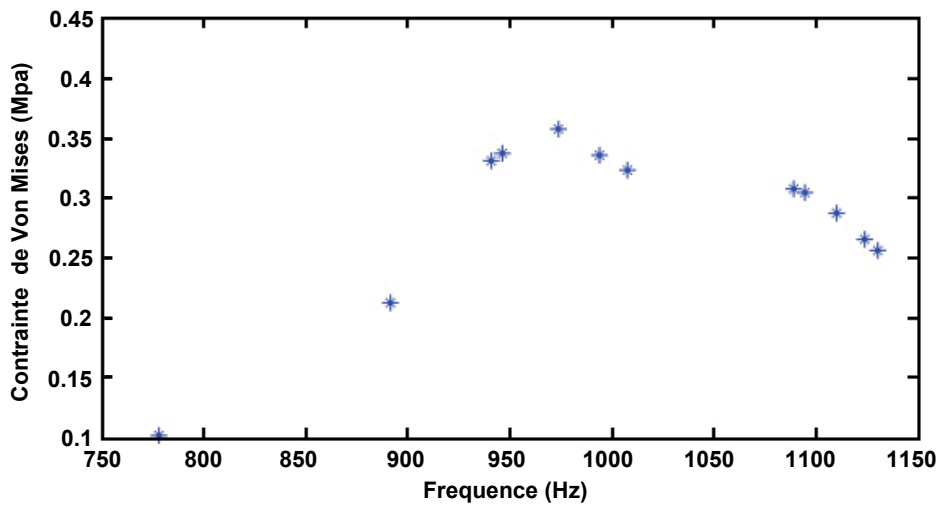


FIGURE 3.28 – *Contraintes de Von-Mises maximales pour les différents modes propres de vibration de la structure.*

c'est pour la fréquence correspondant au 8^{eme} mode que l'on observe le maximum de déplacement (fig 3.27). La réponse dynamique de l'ensemble de la structure pour ce même mode est présentée sur la figure (3.29). En raison de leur géométrie, les déplacements les plus importants sont obtenus aux extrémités des axes avec une valeur maximale approchant les 650 nm.

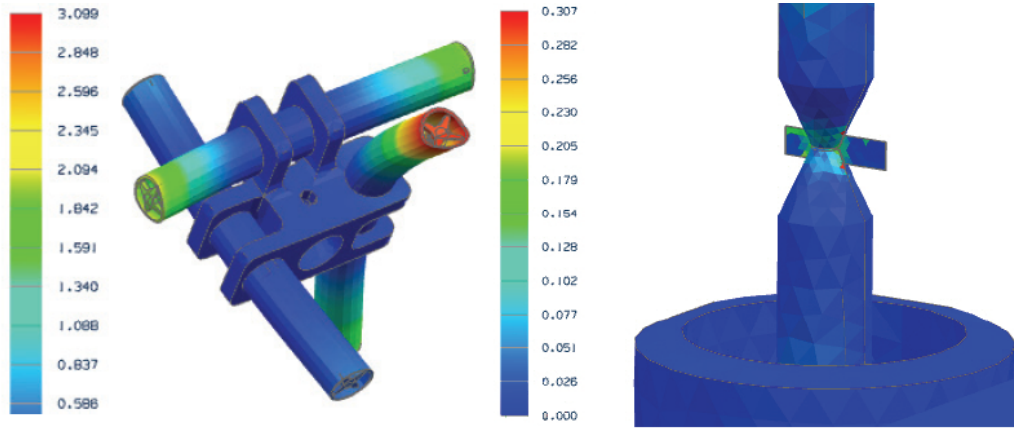


FIGURE 3.29 – Réponse dynamique de l'instrument ADM pour le 8^{eme} mode de vibration. **A gauche** : cartographie du module de la réponse en déplacement (en μm RMS et en amplitude exagérée) de la structure complète. **A droite** : cartographie de réponse en contrainte (en MPa RMS) des noyaux magnétiques au niveau de la puce magnétorésistive.

Réponse à une excitation aléatoire dans l'axe de la poussée Dans ce second cas, on s'intéresse à la réponse de la structure à une excitation aléatoire orientée dans l'axe de la poussée (axe **X**). Cette excitation est définie dans le domaine fréquentiel comme une densité spectrale de puissance d'amplitude constante de $0,051 \text{ } g^2/Hz$. Il en résulte un niveau d'excitation RMS¹⁹ de $10 \text{ } g$. Les paramètres évaluées dans les directions **X**, **Y** et **Z** sont les mêmes que dans le cas d'une excitation sinusoïdale et leur valeur maximale respective recensée dans le tableau (3.6).

Axe	Accélération max (g RMS)	Déplacement max (μm RMS)	Contrainte de Von-Mises max (Mpa RMS)
X	47,9	362,9	
Y	7,8	1,9	7,1
Z	31,7	7,5	

TABLE 3.6 – Valeur de l'accélération, du déplacement et de la contrainte de Von-mises obtenus pour chacun des trois axes de la structure en réponse à une excitation aléatoire dans l'axe de la poussée.

Les réponses en déplacement de la structure pour chacune des trois directions de l'espace sont présentées sur la figure (3.30. a, b et c). Les valeurs des déplacements les plus importantes sont là encore obtenues aux extrémités des axes, avec un déplacement maximum de $363 \mu m$ observé pour la composante correspondant à l'axe de la poussée (fig 3.30.a). En revanche, la réponse en contraintes de Von-Mises

19. Root Mean Square

maximale d'une valeur de 7.1 MPa est obtenue sur partie centrale du capteur (fig 3.30.d) au niveau de la section la plus étroite du noyau ferromagnétique ainsi que sur la puce magnétorésistive.

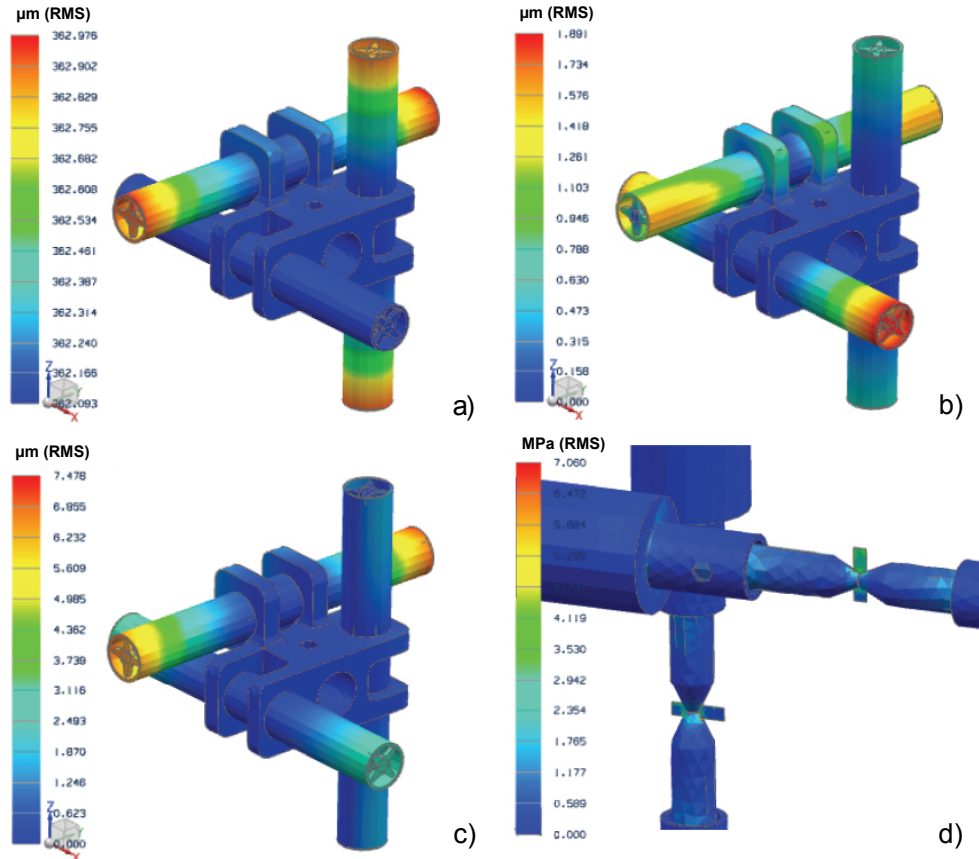


FIGURE 3.30 – Réponse mécanique de l'instrument ADM à une excitation aléatoire dans l'axe de la poussée. a) cartographie de la déformation dans la direction de la poussée (axe **X**). b) cartographie de la déformation dans la direction **Y**. c) cartographie de la déformation dans la direction **Z**. d) cartographie de la contrainte de Von-Mises au niveau de la puce magnétorésistive.

Réponse à une excitation aléatoire dans l'axe latéral On s'intéresse enfin à la réponse à une excitation aléatoire orientée dans une direction normale à l'axe de la poussée (axe **Y**) et définie dans le domaine fréquentiel comme une densité spectrale de puissance d'amplitude constante de $0,029 \text{ g}^2/\text{Hz}$ de 2 Hz à 2 kHz . Il en résulte un niveau d'excitation RMS de $7,6 \text{ g}$.

Les résultats, répertoriés dans le tableau (3.7), sont semblables à ceux obtenus dans le cas d'une excitation aléatoire dans l'axe de la poussée (fig 3.31 a, b et c). A nouveau, le déplacement maximum d'une valeur de $273 \text{ }\mu\text{m}$ est obtenu aux extrémités des tubes (fig 3.31.c) et pour la composante correspondant à la direc-

tion d'excitation. La réponse en contrainte de Von-Mises est là encore maximum au niveau de la puce magnétorésistive tout en atteignant une valeur de 5,4 *Mpa* légèrement inférieure à celle obtenue pour une excitation dans l'axe de la poussé.

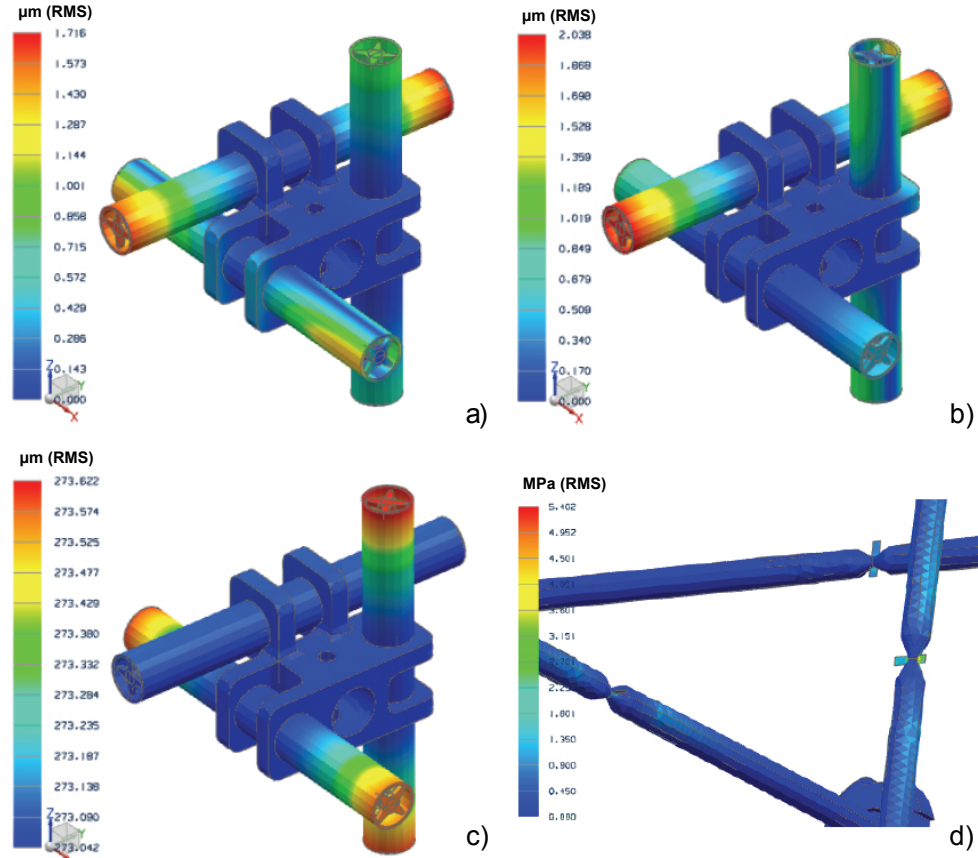


FIGURE 3.31 – Réponse mécanique de l'instrument ADM à une excitation aléatoire dans un axe normal à la direction de la poussée. a) cartographie de la déformation dans la direction *X*. b) cartographie de la déformation dans la direction *Y*. c) cartographie de la déformation dans la direction *Z*. d) cartographie de la contrainte de Von-Mises au niveau de la puce magnétorésistive.

Axe	Acceleration max <i>g</i> (<i>RMS</i>)	Displacement max (μm)	Contrainte de Von-Mises max (<i>MpaRMS</i>)
X	7,3	1,7	5,4
Y	39,6	273,6	
Z	8,1	2,0	

TABLE 3.7 – Valeurs de l'accélération, du déplacement et de la contrainte de Von-mises obtenues pour chacun des trois axes de la structure en réponse à une excitation aléatoire dans un axe normale à la direction de la poussée (axe *Y*).

3.4.5.3 Conclusion de l'étude

Les simulations réalisées ont permis de mieux cerner les niveaux de réponses générées par l'instrument lorsqu'il est soumis à l'environnement vibratoire caractéristique d'une phase de lancement. Elles ont montré, que, de manière générale, les réponses de la structures sont directement liées à la géométrie de la structure et à la forme des modes propres associés. Les réponses maximales en accélération et en déplacement se situent aux extrémités des tubes en epoxy ou des évasements des noyaux en ferrite qui apparaissent ainsi comme les éléments les plus fragiles. Toutefois ces contraintes restent bien inférieures aux limites élastiques des matériaux. Avec une valeur de **85**, le coefficients de sécurité du ferrite, défini comme le rapport entre la contrainte de rupture du matériau et la contrainte maximale à laquelle il est soumis (tab 3.8), est considéré comme très suffisant.

Dans le cas de la simulation en environnement vibratoire aléatoire, ce dernier est défini par une loi de probabilité basée sur une distribution gaussienne dont la valeur RMS équivaut à 1σ . Il est donc nécessaire de considérer les valeurs de contrainte à 3σ pour évaluer les coefficients de sécurité. Ces valeurs sont rassemblées pour le ferrite dans le tableau (3.8) et font apparaître des marges de sécurité considérées comme suffisantes. Enfin le résultat le plus significatif concerne la zone abritant la

Type d'excitation	Coefficient de sécurité
Excitation sinus	$30/0,35 = 85$
Excitation aléatoire dans l'axe de la poussée	$30/(3 * 7,1) = 1,4$
Excitation aléatoire dans l'axe latéral	$30/(3 * 5,4) = 1,8$

TABLE 3.8 – *Calcul des coefficients de sécurité du ferrite pour les trois types d'excitation.*

puce magnétorésistive. En effet la modélisation n'a révélé **aucune accélération ni déplacement significatifs des noyaux au niveau de la magnétorésistance**. Conformément à l'objectif visé lors du design de la structure mécanique, cette partie fait bloc et suit les mouvements du support tri-axe.

3.4.6 Assemblage mécanique

La séquence d'assemblage complète ainsi que l'outillage spécifique mis au point ne sont pas présentés dans leur ensemble. Cette séquence d'assemblage est identique pour les trois axes de l'instrument. Elle se compose des principales étapes suivantes :

- Une fois les bobinages réalisés autour des 2 tubes, ces derniers sont associés au corps principal (3.32.a).
- On procède ensuite à un rodage de chaque quart de noyau de manière à réaliser un épaulement dont les dimensions définiront celles de l'entrefer dans lequel sera insérée la puce magnétorésistive.
- Les quarts de noyaux inférieurs sont alors placés dans les tubes puis ajustés de manière à obtenir la distance d'entrefer souhaitée et à s'assurer de leur

coaxialité.

- Ces derniers sont ensuite fixés par collage au niveau de la tête des quarts de noyaux, au plus près de l'emplacement de la puce magnétorésistive (3.32.b). Ceci afin de minimiser les contraintes exercées sur la puce en cas de dilatation thermique des quarts de noyaux.

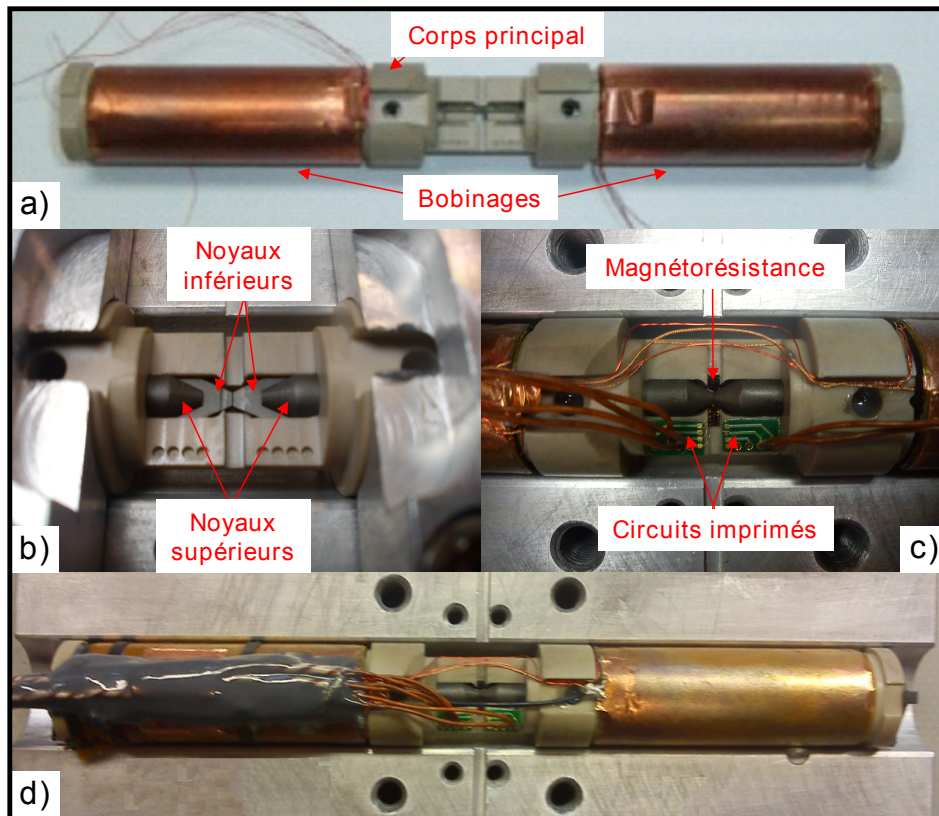


FIGURE 3.32 – Photos d'un des axe de l'instrument ADM lors des principales étapes d'assemblage mécanique.

- On procède ensuite au pré-positionnement des quarts de noyaux supérieurs puis au collage de la puce magnétorésistive. Après séchage, les quarts de noyaux supérieurs sont refermés sur la puce magnétorésistive en contrôlant la distance d'entrefer (3.32.c) puis les évasements des noyaux (ailettes) sont collés aux extrémités. On réalise ensuite le report des connexions électriques de la magnétorésistance sur des circuits imprimés prévus à cet effet et collés au préalable sur le corps principal (3.32.c) puis on effectue le câblage électrique des bobinages (3.32.d). L'ensemble est enfin inséré dans un tube de verre époxy pour y être enrobé à l'aide d'un enrobant en silicone²⁰ de protection contre les vibrations.

20. Mapsil

3.4.7 Électronique de conditionnement

De manière générale cette électronique (fig 3.33) assure les opérations d'alimentation d'amplification et de filtrage des signaux délivrés par chacune des six voies de mesure de l'instrument. L'électronique retenue pour les trois voies BF ($DC - 100\text{ Hz}$) de l'instrument est celle présentée dans la section consacrée à l'étude des capteurs à effet Hall plan. Quelques modifications y ont été apportées. Un seul circuit programmable commande les interrupteurs des trois voies et un seul transformateur de polarisation, possédant un primaire et trois secondaires, est utilisé. Pour les trois voies HF ($100\text{ Hz} - 8\text{ kHz}$), une électronique en technologie ASIC (boîtiers carrés figure 3.33) développée hors du cadre de cette thèse²¹ assure l'amplification du signal [Rhouni Tbp]. L'électronique est complétée par une carte d'acquisition permettant

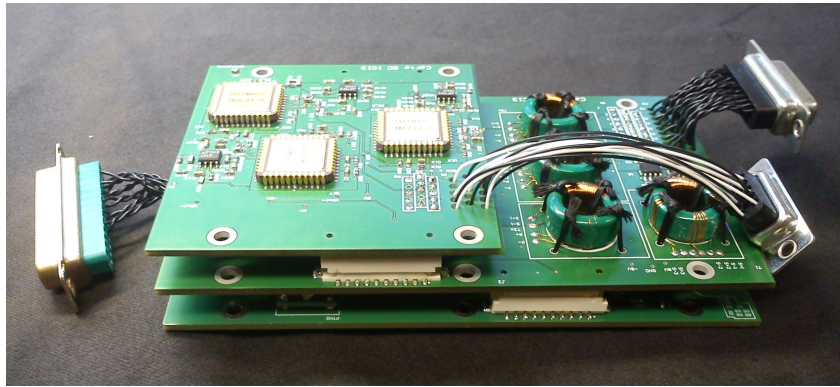


FIGURE 3.33 – Électronique de conditionnement de l'instrument ADM. *De haut en bas* : Carte d'amplification de la partie HF, carte de polarisation et d'amplification de la partie BF, carte d'acquisition et de traitement numérique.

la numérisation des signaux des six voies de mesure ainsi qu'un circuit numérique programmable de type FPGA²² dans lequel est implémenté un filtre numérique d'anti-repliement du spectre. La numérisation utilisée est de 16 bits pour les voies HF et de 24 bits pour les voies BF. Cette dernière numérisation permet d'obtenir la dynamique de mesure de $\pm 40\text{ }\mu\text{T}$ nécessaire dans le cas d'un lancement le long du champ magnétique terrestre, ainsi qu'un pas de quantification de $4,7\text{ pT}$ ²³ suffisant pour rendre compte de la résolution de la partie BF de l'instrument.

3.5 Conclusion du chapitre

Pour conclure ce chapitre on présente les performances respectives des parties HF et BF du magnétomètre ADM composé de trois axes de mesure et d'un support de fixation pour un poids total d'environ **380 g**. La consommation des six voies de

21. développements issus des travaux de thèse de Amine Rhouni

22. Field-Programmable Gate Array ou "réseau de portes programmables in situ"

23. $80\text{ }\mu\text{T}/2^{24}$

mesure de l'instrument et de l'ensemble ainsi que de l'électronique de conditionnement analogique et numérique est d'environ **4 W**.

3.5.1 Performances de mesure HF et BF

Les figures (3.35), (3.37) et (3.39) représentent respectivement les fonctions de transfert, le bruit en champ magnétique et le NEMI de la partie HF de l'instrument. Avec une valeur de **200 fT**/ $\sqrt{Hz}$ à **1 kHz** et **200 pT**/ $\sqrt{Hz}$ à **10 Hz** le NEMI de la partie HF est de l'ordre de celui d'instruments déjà embarqués sur satellite. La figure (3.36) présente quant à elle les fonctions de transfert de la puce magnétorésistive à effet Hall plan seule (courbe noire) ou avec un dispositif de concentration magnétique (courbe rouge). Ce dernier permet d'améliorer la sensibilité du capteur magnétorésistif d'un facteur **350**. Un résultat remarquable est que l'apport en bruit magnétique du concentrateur est négligeable au regard de celui du capteur à effet Hall plan, y compris à très basse fréquence comme l'indiquent les mesures de la figure (3.38). Grâce à ces performances d'amplification, la partie BF de l'instrument présente un NEMI d'environ **150 pT**/ $\sqrt{Hz}$ à **10 Hz**, **400 pT**/ $\sqrt{(Hz)}$ à **1 Hz** et **150 nT**/ $\sqrt{Hz}$ à **100 mHz** (fig 3.40).

3.5.2 Résolution angulaire

La réponse d'un axe de l'instrument pour différentes orientations θ du champ magnétique à une fréquence de **10 Hz** est représentée sur la figure (3.34). Avec une sensibilité en champ transverse ($V(\text{rms})$ à $\theta = 90^\circ$) 2000 fois plus faible que celle obtenue pour un champ dirigé le long de l'axe de mesure ($V(\text{rms})$ à $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 180^\circ$), l'instrument présente une résolution angulaire de **0,05°**.

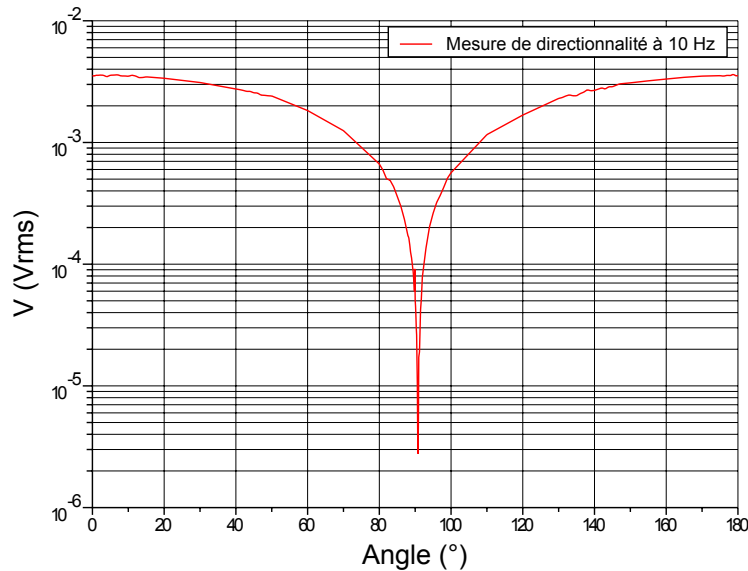


FIGURE 3.34 – *Mesure de directionnalité de la partie BF de l'instrument ADM (puce magnétorésistive avec son dispositif de concentration).*

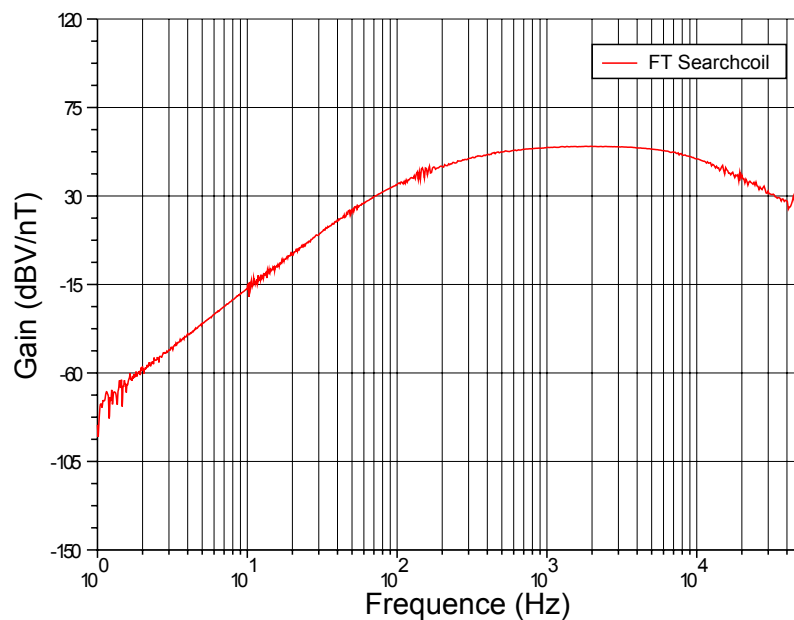


FIGURE 3.35 – *Fonction de transfert en champ de la partie HF de l'instrument ADM.*

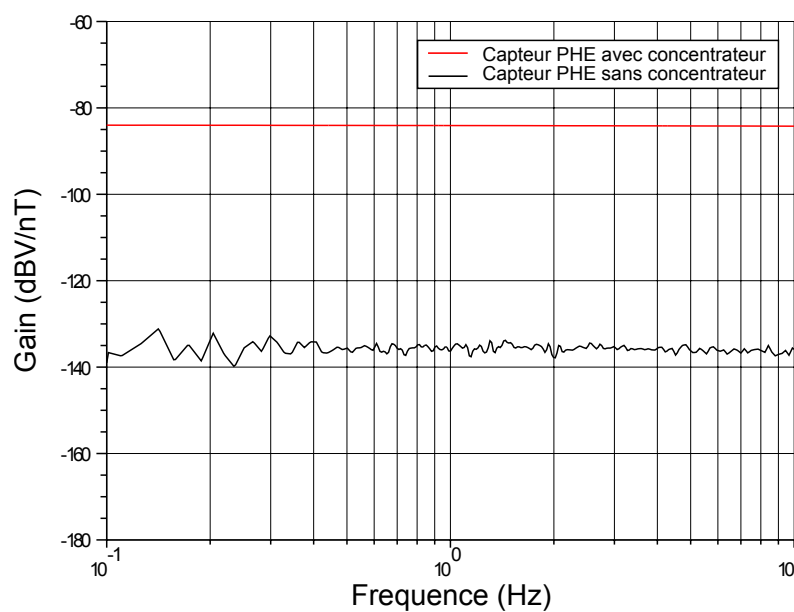


FIGURE 3.36 – *Fonction de transfert en champ de la partie BF de l'instrument ADM (courbe rouge) et d'un capteur à effet Hall plan (courbe noire) pour une même polarisation.*

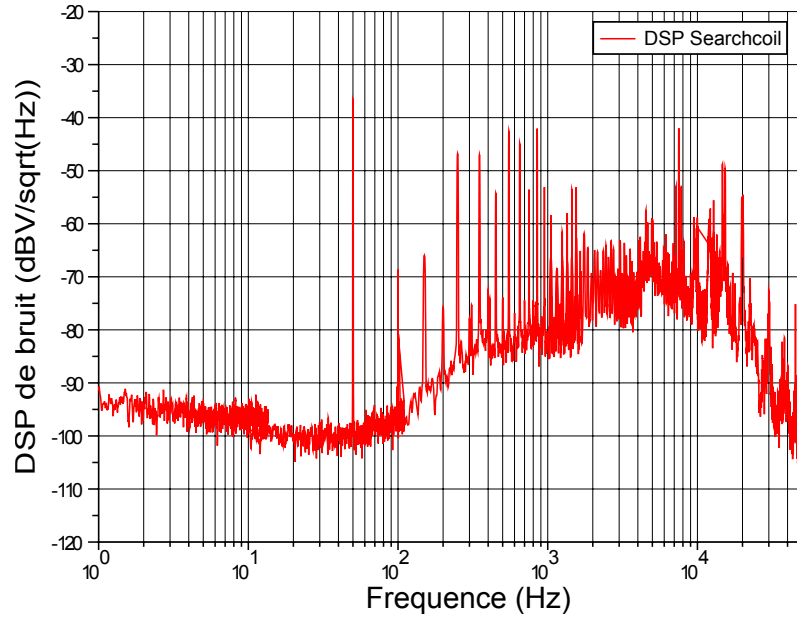


FIGURE 3.37 – Densité spectrale de puissance de bruit en tension de la partie HF de l'instrument ADM.

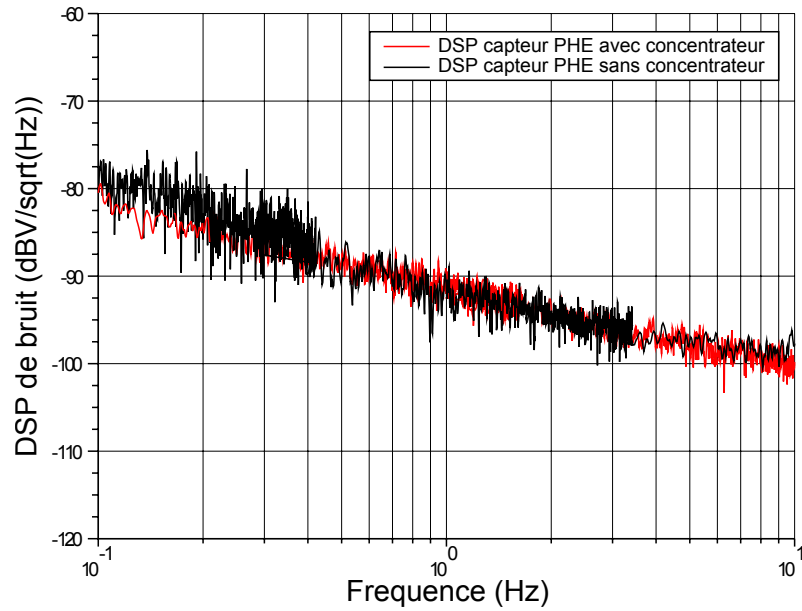


FIGURE 3.38 – Densité spectrale de puissance de bruit en tension de la partie BF de l'instrument ADM (courbe rouge) et d'un capteur à effet Hall plan (courbe noire) pour une même polarisation.

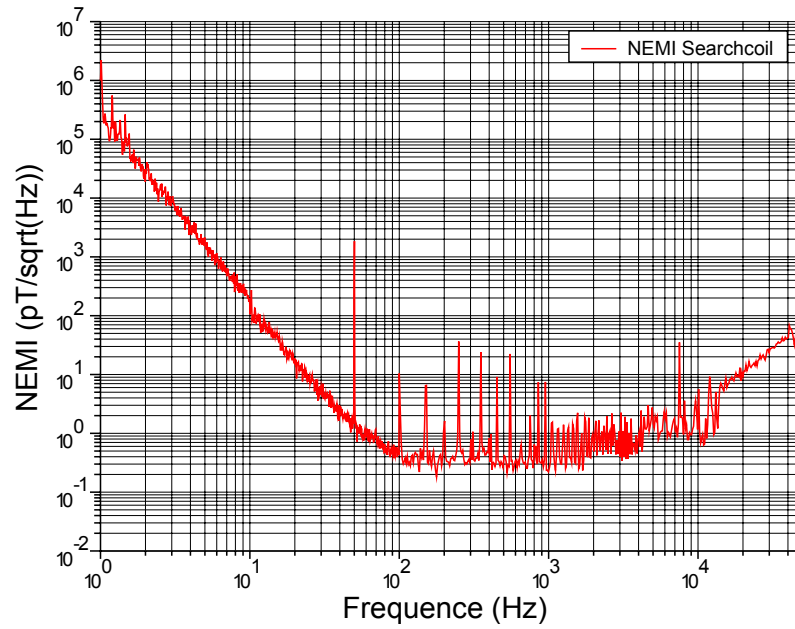


FIGURE 3.39 – Bruit en champ magnétique (NEMI) de la partie HF de l'instrument ADM.

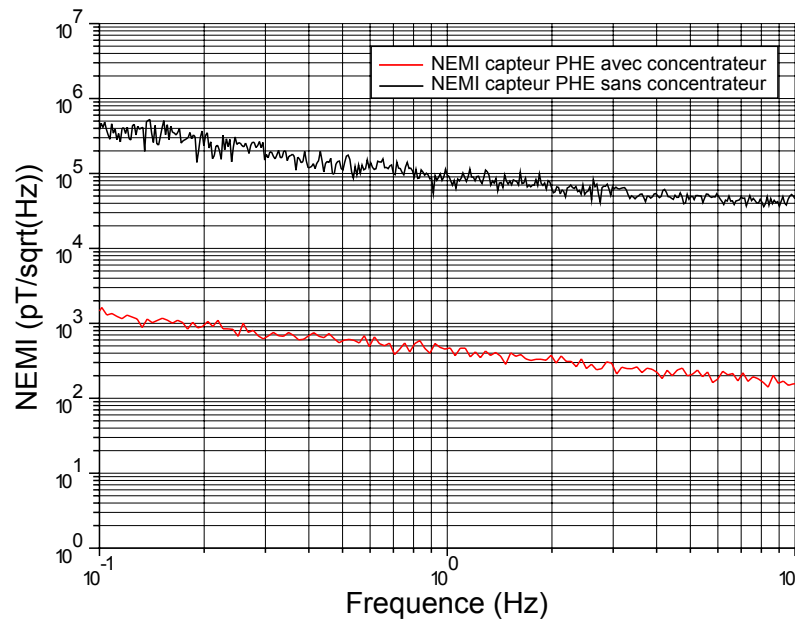


FIGURE 3.40 – Bruit en champ magnétique (NEMI) de la partie BF de l'instrument ADM (courbe rouge) et d'un capteur à effet Hall plan (courbe noire) pour une même polarisation.

Conclusion générale

"The reward of our work is not what we get but what we became".

Paulo Coelho

Bilan de la thèse

Au cours de cette thèse, nous nous sommes employés à élaborer et à mettre en oeuvre un concept innovant de magnétomètre hybride inductif/magnétorésistif, associant un dispositif magnétorésistif et un magnétomètre de type Searchcoil. L'objectif était de réaliser un instrument capable de fournir une mesure magnétique sur une bande de fréquences allant du continu à plusieurs kilohertz.

Pour y parvenir, nous avons conçu et étudié deux types de capteurs magnétorésistifs, basés sur l'effet Hall plan (PHE) et sur l'effet de magnétorésistance tunnel (TMR) et dont les propriétés magnétiques sont contrôlées par couplage d'échange. Ces études ont permis d'obtenir plusieurs résultats significatifs :

- Une caractérisation complète des performances à très basse fréquence d'un capteur PHE à anisotropie d'échange a pu être menée.
- Cette étude a notamment permis de mettre en évidence l'impact de la géométrie sur les performances à basse fréquence du capteur à travers son influence sur les propriétés électriques. Une alternative à la géométrie conventionnelle en forme de croix symétrique a été proposée. Cette nouvelle géométrie, en forme de croix asymétrique, permet d'améliorer significativement la performance de mesure du capteur sur l'ensemble de la bande de fréquence.
Une électronique inédite de conditionnement du signal Hall planaire, présentant un niveau de bruit inférieur à $0,5 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 100 mHz a été développée.
- Les résultats des tests de tenue en radiation (dose totale cumulée) menée sur des capteurs PHE ont permis de valider leur utilisation dans les applications embarquées les plus contraignantes comme les missions solaires.
- Nous avons pu mettre au point, au laboratoire Thalès, un procédé de linéarisation du signal d'une jonction magnétique, basé sur le piégeage des aimantations des deux électrodes, à l'aide d'un unique recuit sous champ magnétique.
- Grâce à l'obtention d'un premier lot de capteurs fonctionnels, la réponse angulaire d'un capteur TMR à double anisotropie d'échange a pu être étudiée et modélisée.

Parallèlement aux études réalisées sur les capteurs magnétorésistifs, nous avons travaillé au développement d'une instrumentation innovante adaptée aux contraintes environnementales propres aux expériences embarquées. Pour ce faire un important

travail de conception à été réalisé :

- Il a été montré par la simulation numérique qu' à l'aide d'une nouvelle géométrie de concentrateur magnétique, il était possible d'améliorer la sensibilité des dispositifs magnétorésistifs de plus de deux ordres de grandeur, autorisant dès lors, leur utilisation en vue d'une application de magnétométrie spatiale faible champ à basse fréquence.
- De manière à en optimiser les performances, un modèle numérique de l'instrument combinant une description semi-analytique et une modélisation par éléments finis a été élaboré. Nous avons alors pu démontrer que la combinaison de ce type de modélisation et d'un code d'optimisation génétique constituait un outil efficace. La robustesse de ce type d'algorithme ayant d'ores et déjà permis de réaliser une optimisation de la partie haute fréquence de l'instrument portant sur un total de neuf paramètres.
- Toujours grâce à l'outil numérique nous avons mis au point un assemblage mécanique complexe permettant d'associer une magnétorésistance et un magnétomètre Searchcoil en les faisant évoluer dans un environnement vibratoire intense.
- Nous avons prouvé la faisabilité du concept instrumental en réalisant un premier prototype de magnétomètre hybride tri-axe offrant des performances très encourageantes. Il présente une résolution angulaire de 0.05° et un NEMI à haute fréquence avoisinant les $200 \text{ fT}/\sqrt{(\text{Hz})}$ à 1 kHz . A basse fréquence, son NEMI de l'ordre $400 \text{ pT}/\sqrt{(\text{Hz})}$ à 1 Hz le place à seulement une décade de celui des meilleurs Fluxgates.

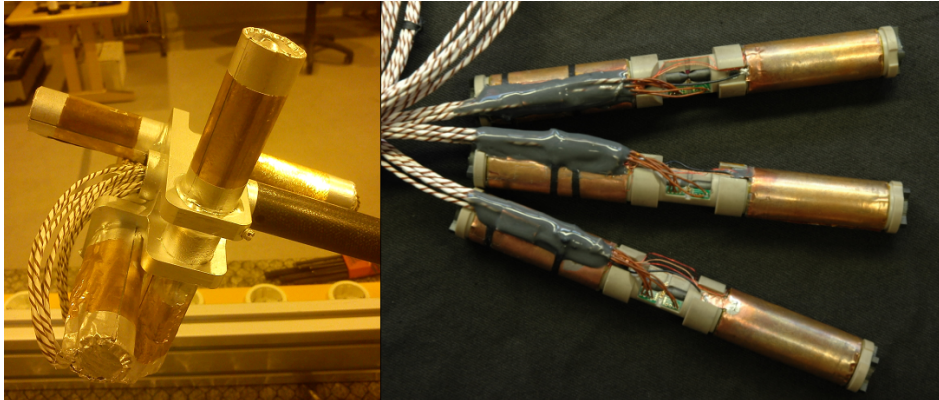


FIGURE 3.41 – L'instrument ADM. **A gauche** : modèle de vol sur son bras téléscopique lors de son intégration sur la charge utile de la mission ICI-3 (Novembre 2011 à Ny-Alesund (Svalbard)). L'instrument est recouvert d'un blindage électrique (en couleurs cuivre et argent). **A droite** : les trois axes du modèle de table de l'instrument ADM, avant enrobage dans leur tube de protection.

Enfin les bonnes performances du magnétomètre hybride ADM lui ont valu d'être retenu pour une mission scientifique embarquée (fig 3.41) lancée avec succès au mois

de décembre 2011 depuis l'archipel du Svalbard. Ce tir qui a marqué l'aboutissement du travail de thèse, a surtout constitué un premier test en condition réelle qui a permis de valider, en partie, le senseur magnétique tri-axe et son électronique de conditionnement. Deux exemples des signaux délivrés par l'instrument au cours du vol, témoignant du bon fonctionnement de l'instrument, sont présentés sur les figures (3.42) et (3.43). La figure (3.42) est un tracé des trois composantes ainsi que du mo-

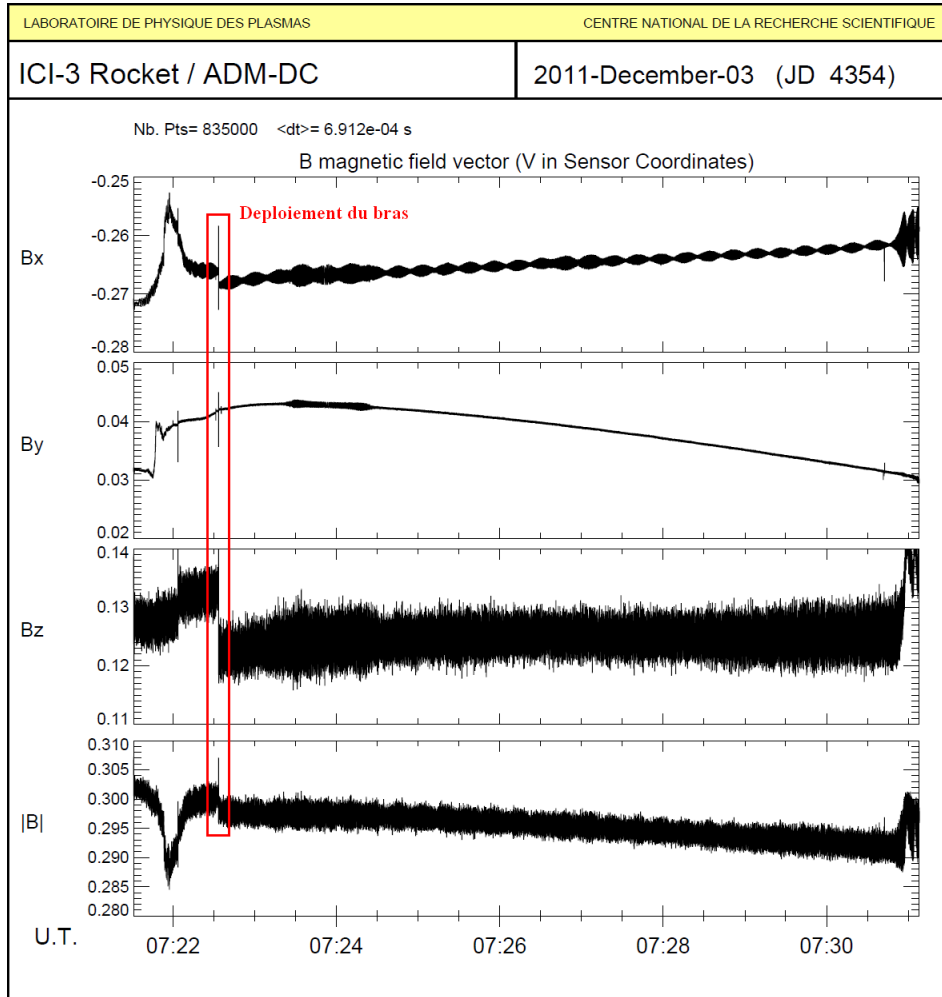


FIGURE 3.42 – Signal magnétique mesuré par la partie basse fréquence de l'instrument ADM lors des quatre premières minutes de vol de la mission ICI-3 (données non calibrée, exprimée dans le repère de la fusée en V) : **De haut en bas** : forme d'ondes dans la bande [DC - 80 Hz] des composantes B_x , B_y et B_z ainsi que du module $|B|$ du champ magnétique. La signature du déploiement du bras télescopique est repérée en pointillés.

dule du champ magnétique mesuré par la puce magnétorésistive (capteurs PHE) de l'instrument. On peut y distinguer plusieurs pics pouvant être corrélés aux différents événements de la phase de lancement, comme par exemple, le déploiement du bras

au bout duquel est monté l'instrument (en rouge). La signature de cet événement est aussi visible sur l'ensemble des composantes²⁴ du spectrogramme de la figure (3.43, en noir) représentant le signal basse fréquence mesuré par la partie Searchcoil de l'instrument. On distingue sur ce même spectrogramme les trois composantes du champ magnétique terrestre continu $B_{\text{terrestre}}$ (flèches noires), transposé à la fréquence de rotation de la fusée qui est comprise entre 3 et 4 Hz . On remarquera enfin l'atténuation de la composante B_x du signal $B_{\text{terrestre}}$ au profit de la composante B_y . Cette inversion de composantes, caractéristique des mesures embarquées, est liée à la rotation de 90° (dans le plan $(\mathbf{XY})$) effectuée par l'instrument au moment du déploiement du bras.

Perspectives...

Conformément à l'objectif visé au début de cette thèse, nous avons démontré la faisabilité d'un nouveau concept instrumental de magnétomètre hybride. Dès lors, il ouvre un large éventail de perspectives, à court ou à plus long terme, visant à l'amélioration des performances de l'instrument et de son électronique, en termes de sensibilité, d'encombrement, de masse ou bien encore de consommation.

Ainsi, à court terme, il paraît raisonnable d'envisager d'améliorer davantage la sensibilité de l'instrument et notamment celle des puces à effet Hall plan. En ce sens la poursuite du travail entrepris sur l'empilement magnétique à base de NiO semble être une piste intéressante. Une amélioration pourrait aussi être apportée à l'étape d'optimisation. Le modèle existant pourrait être enrichi d'un modèle analytique du comportement de la partie basse fréquence de l'instrument, incluant par exemple le modèle de bruit utilisé pour l'étude des capteurs PHE. L'objectif serait d'offrir la possibilité d'une optimisation globale de l'instrument tenant compte de l'ensemble des paramètres électriques et magnétiques.

A plus long terme, ce sont les considérations d'encombrement et de consommation qui devront être examinées. La réduction de l'encombrement réside en grande partie dans la miniaturisation de l'électronique de conditionnement. Elle passe donc par le développement d'une électronique intégrée (ASIC) pour la partie basse fréquence de l'instrument. De même, le concept instrumental développé restant valable pour différents types de magnétorésistances, il est tout à fait raisonnable d'envisager l'utilisation d'un capteur TMR dont la robustesse vis à vis des radiations devra être au préalable caractérisée et au besoin améliorée. Le gain obtenu grâce à l'utilisation de ce type de capteur, tant sur le plan de la sensibilité que sur celui de la consommation permettrait alors de disposer d'un instrument très performant. Cet instrument présenterait l'avantage de proposer, à moindre coût, une redondance sur la mesure du champ continu réalisée par les magnétomètres Fluxgate et pourrait même, dans certains cas, se présenter comme une réelle alternative.

24. le bruit élevé de la composante B_z est lié à la puce magnétorésistive utilisée

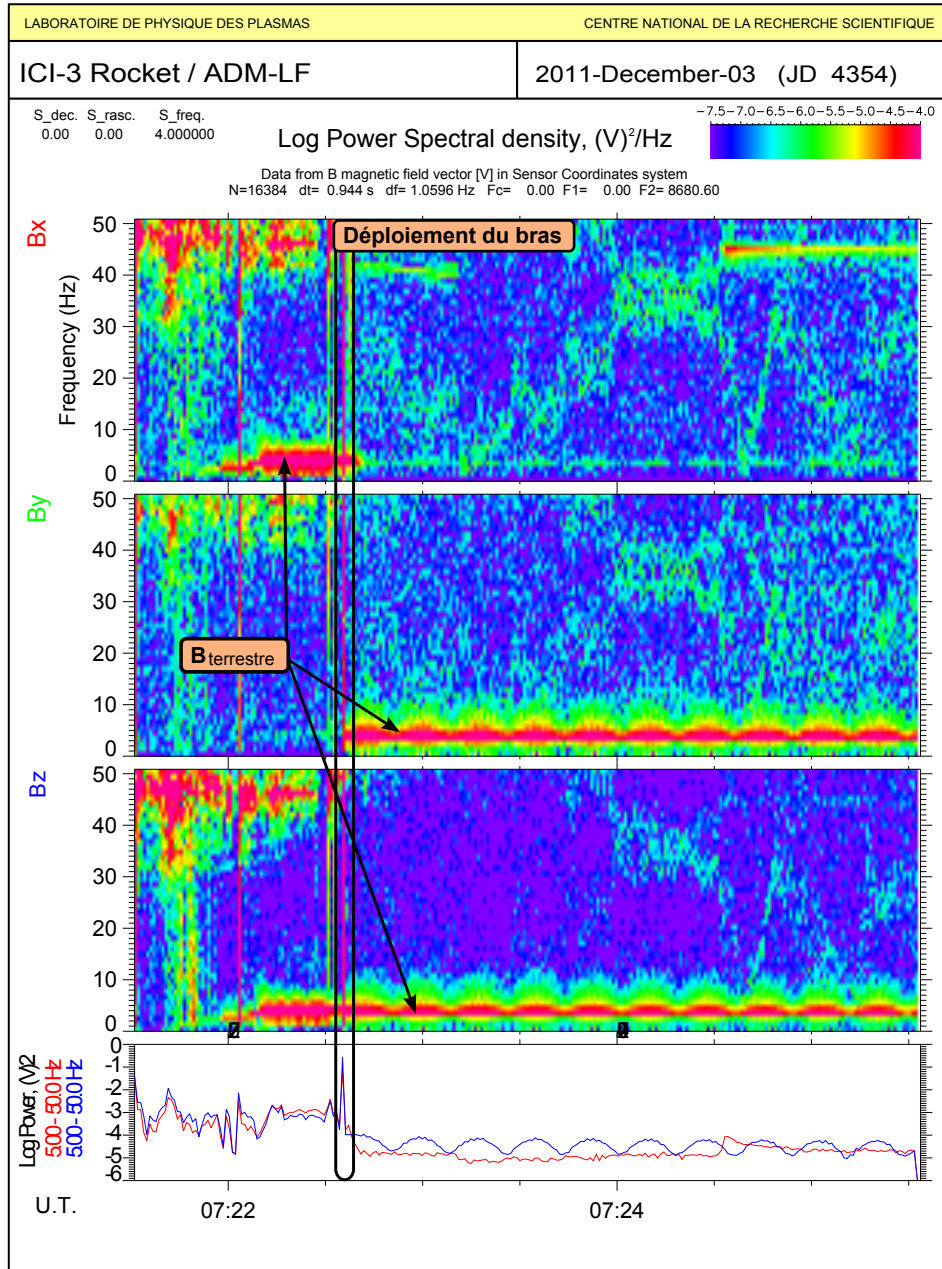


FIGURE 3.43 – Signal magnétique mesuré par la partie haute fréquence de l'instrument ADM lors des 4 premières minutes de vol de la mission ICI-3 (données non calibrée, exprimée dans le repère de la fusée en V^2/Hz) : **En haut** : spectrogramme donnant la répartition fréquentielle (jusqu'à 50 Hz), pour chacune des composantes B_x , B_y et B_z , de la puissance du signal magnétique. **En bas** : allure temporelle de la puissance du signal magnétique (forme d'onde) dans la bande [DC - 500 Hz] des composantes B_x (courbe rouge) et B_y (courbe bleu). La signature magnétique correspondant au champ terrestre $B_{terrestre}$ est identifiée sur les trois composantes par les flèches noires. La signature du déploiement du bras télescopique est repérée en pointillés.

Bibliographie

- [Aharoni 1998] A. Aharoni. *Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms*. Journal of Applied Physics, vol. 83, pages 3432–3434, Mars 1998. [26](#)
- [Alfvén 1942] H. Alfvén. *Existence of Electromagnetic-Hydrodynamic Waves*. Nature, vol. 150, pages 405–406, Octobre 1942. [5](#)
- [Bellanger 2006] Maurice Bellanger. Traitement numérique du signal. Dunod, 2006. [36](#)
- [Brinkman 1969] W. F. Brinkman, R. C. Dynes et J. M. Rowell. *Tunneling Conductance of Asymmetrical Barriers*. Journal of Applied Physics, vol. 41, 1969. [22](#)
- [Cai 1997] M. Cai, T. Veres, S. Roorda, R. W. Cochrane, R. Abdouche et M. Sutton. *MeV ion irradiation of Co/Cu multilayers*. Journal of Applied Physics, vol. 81, pages 5200–5202, Avril 1997. [67](#)
- [Cai 2004] M. Cai, T. Veres, F. Schiettekatte, S. Roorda et R. W. Cochrane. *Ion-beam irradiation of Co/Cu nanostructures : Effects on giant magnetoresistance and magnetic properties*. Journal of Applied Physics, vol. 95, pages 2006–2014, Février 2004. [67](#)
- [Chen 1986] C.W. Chen. Magnetism and metallurgy of soft magnetic materials. 1986. [25](#)
- [Chen 1991] D.-X. Chen, J. A. Brug et R. B. Goldfarb. *Demagnetizing factors for cylinders*. IEEE Transactions on Magnetics, vol. 27, pages 3601–3619, Juillet 1991. [26](#)
- [Chen 2006] D.-X. Chen, E. Pardo et A. Sanchez. *Fluxmetric and magnetometric demagnetizing factors for cylinders*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 306, pages 135–146, Novembre 2006. [26](#)
- [Coillot 2007] C. Coillot, J. Moutoussamy, P. Leroy et A. Chanteur G. and Roux. *Improvements on the Design of Search Coil Magnetometer for Space Experiments*. Sensor Letters, vol. 5, 2007. [86](#), [94](#)
- [Coillot 2010] C. Coillot. *LSB et Bruit de quantification associée (Notes de cours)*. 2010. [37](#)
- [Cornilleau-Wehrin 2003] N. Cornilleau-Wehrin, G. Chanteur, S. Perraut, L. Rezeau, P. Robert, A. Roux, C. de Villedary, P. Canu, M. Maksimovic, Y. de Conchy, D. Hubert, C. Lacombe, F. Lefeuvre, M. Parrot, J. L. Pinçon, P. M. E. Décréau, C. C. Harvey, Ph. Louarn, O. Santolik, H. St. C. Alleyne, M. Roth, T. Chust, O. Le Contel et STAFF team. *First results obtained by the Cluster STAFF experiment*. Annales Geophysicae, vol. 21, no. 2, pages 437–456, 2003. [85](#)
- [Couturier 2010] G. Couturier. *Bruit en électronique (Notes de cours)*. 2010. [30](#)

- [Damsgaard 2007] C.D. Damsgaard, S.C. Freitas, P.P. Freitas et M.F. Hansen. *Exchange-biased planar Hall effect sensor optimized for biosensor applications*. Journal of Applied Physics, vol. 103, 2007. 56
- [ESNCC 2010] European Space Agency/Space Components Coordination Group ESNCC. *Total Dose Steady-State Irradiation Method*. vol. 4, 2010. 67
- [Fassbender 2003] J. Fassbender, S. Poppe, T. Mewes, J. Juraszek, B. Hillebrands, K.-U. Barholz, R. Mattheis, D. Engel, M. Jung, H. Schmoranzler et A. Ehresmann. *Ion irradiation of exchange bias systems for magnetic sensor applications*. Applied Physics A : Materials Science & Processing, vol. 77, pages 51–56, 2003. 67
- [Fruchart 2010] O. Fruchart. *Couches minces et nanostructures magnétiques (Notes de cours)*. 2010. 19
- [Genish 2010] I. Genish, Y. Shperber, N. Naftalis, G. Salitra, D. Aurbach et L. Klein. *The effects of geometry on magnetic response of elliptical PHE sensors*. Journal of Applied Physics, vol. 107, no. 9, Mai 2010. 57
- [Hardner 1993] H. T. Hardner, M. B. Weissman, M. B. Salamon et S. S. P. Parkin. *Fluctuation-dissipation relation for giant magnetoresistive 1/f noise*. Phys. Rev. B, vol. 48, no. 21, pages 16156–16159, Dec 1993. 33
- [Holland 1975] J.H. Holland. *Adaptation in natural and artificial system*. The University of Michigan Press, 1975. 102
- [Hooge 1997] F. N. Hooge. *On the correlation function of 1/f noise*. Physica B, vol. 239, pages 223–230, 1997. 33
- [Hung 2009] T.Q. Hung, S.J. Oh, B.D. Tu, N.H. Duc, L.V. Phong, S. Anandakumar, J.R. Jeong et C.G. Kim. *Sensitivity dependence of the planar hall effect sensor on the free layer of the spin-valve structure*. IEEE Transactions on magnetics, vol. 45, 2009. 56
- [Hung 2010] T.Q. Hung, S.J. Oh, B. Sinha, J.R. Jeong, D.Y. Kim et C.G. Kim. *Sensitivity dependence of the planar hall effect sensor on the free layer of the spin-valve structure*. Journal of Applied Physics, vol. 107, 2010. 56
- [Ikeda 2008] S. Ikeda, J. Hayakawa, Y. Ashizawa, Y. M. Lee, K. Miura, H. Hasegawa, M. Tsunoda, F. Matsukura et H. Ohno. *Tunnel magnetoresistance of 604% at 300 K by suppression of Ta diffusion in CoFeB/MgO/CoFeB pseudo-spin-valves annealed at high temperature*. Applied Physics Letters, vol. 93, pages 6995–7002, Apr 2008. 22
- [Jaffrès 2001] H. Jaffrès, D. Lacour, F. Nguyen Van Dau, J. Briatico, F. Petroff et A. Vaurès. *Angular dependence of the tunnel magnetoresistance in transition-metal-based junctions*. Phys. Rev. B, vol. 64, page 064427, Jul 2001. 20
- [Julliere 1975] M. Julliere. *Tunneling between ferromagnetic films*. Physics Letters A, vol. 54, pages 225–226, Septembre 1975. 18, 21
- [Juraszek 2002] J. Juraszek, J. Fassbender, S. Poppe, T. Mewes, B. Hillebrands, D. Engel, A. Kronenberger, A. Ehresmann et H. Schmoranzler. *Tuning exchange bias and coercive fields in ferromagnet/antiferromagnet bilayers with*

- ion irradiation*. Journal of Applied Physics, vol. 91, pages 6896–6898, Mai 2002. 67
- [Kim 1999] C.G. Kim, H. C. Kim, B. S. Park, D. G. Hwang, S.S. Lee et D.Y. Kym. *Angular dependance of magnetoresistance in bilayer NiFe/NiO*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 1999. 62
- [Kiwi 2001] M. Kiwi. *Exchange bias theory*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 234, pages 584–595, Septembre 2001. 27
- [Lacour 2001] D. Lacour, H. Jaffrès, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff et A. Vaurès. *Field sensing using the magnetoresistance of IrMn exchange-biased tunnel junctions*. Journal of Applied Physics, 2001. 71, 77
- [Lacour 2004] D. Lacour, O. Durand, J.-L. Maurice, H. Jaffrès, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, Etienne P., Humbert J. et Vaurès A. *On the use of exchange biased top electrodes in magnetic tunnel junctions*. vol. 270, 2004. 71, 72
- [Leroy 2007] P. Leroy. *Mesures des champs magnétiques alternatifs et continus dans les plasmas naturels : développement d'un magnétomètre SearchCoil à bande étendue*. PhD thesis, Thèse de l'Université Versailles Saint-Quentin en Yvelines, 2007. 70, 87, 89
- [Malinowski 2003] G. Malinowski, M. Hehn, M. Sajieddine, F. Montaigne, E. Jouguelet, F. Canet, M. Alnot, D. Lacour et A. Schuhl. *Using antiferromagnetic/ferromagnetic bilayers as detection layers in magnetic tunnel junctions*. vol. 83, 2003. 71
- [McGrouther 2004] D. McGrouther, J. N. Chapman et F. W. M. Vanhelmont. *Investigation of the origin of the decrease in exchange biasing in Ga^+ ion irradiated CoFe/IrMn films*. Journal of Applied Physics, vol. 95, pages 7772–7778, Juin 2004. 67
- [McGuire 1975] T.R. McGuire et R. Potter. *Anisotropic Magnetoresistance in Ferromagnetic 3d Alloys*. IEEE Transactions on Magnetics, 1975. 15
- [Meiklejohn 1957] W. H. Meiklejohn et C. P. Bean. *New Magnetic Anisotropy*. Phys. Rev., vol. 105, no. 3, pages 904–913, Feb 1957. 27
- [Mewes 2000] T. Mewes, R. Lopusnik, J. Fassbender, B. Hillebrands, M. Jung, D. Engel, A. Ehresmann et H. Schmoranz. *Suppression of exchange bias by ion irradiation*. Applied Physics Letters, vol. 76, pages 1057–1060, Février 2000. 67
- [Michelena 2010] M. D. Michelena, I. Arruego, J. M. Oter et H. Guerrero. *COTS-Based Wireless Magnetic Sensor for Small Satellites*. IEEE Transactions on Aerospace Electronic Systems, vol. 46, pages 542–557, Avril 2010. 67
- [Montalenti 1970] G. Montalenti. *Le bruit de Barkhausen dans les matériaux ferromagnétiques*. Revue de Physique appliquée, vol. 5, pages 6995–7002, Apr 1970. 34
- [Mooodera 1995] J. S. Mooodera, Lisa R. Kinder, Terrilyn M. Wong et R. Meservey. *Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film*

- Tunnel Junctions*. Phys. Rev. Lett., vol. 74, no. 16, pages 3273–3276, Apr 1995. 20
- [Mott 1936] N.F. Mott. *The Electrical Conductivity of Transition Metals*. In Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, 1936. 15
- [Moutoussamy 2009] J. Moutoussamy. *Nouvelles solutions de capteurs à effet de magnétoimpédance géante : Principe, Modélisation et Performances*. PhD thesis, Thèse de l'Ecole Normale Supérieure de Cachan, 2009. 82
- [Negulescu 2009] D. Negulescu B.and Lacour, F. Montaigne, A. Gerken, J. Paul, V. Spetter, J. Marien, C. Duret et M. Hehn. *Wide range and tunable linear magnetic tunnel junction sensor using two exchange pinned electrodes*. vol. 95, 2009. 77
- [Nezer 1974] Y. Nezer. *A New Interpretation of Noise Reduction by Matching*. Proceedings of the IEEE, vol. 62, pages 404–406, 1974. 45
- [Nicole 2008] E. Nicole. *Caractérisations et fiabilité de mémoires magnétiques à accès aléatoires (MRAM)*. PhD thesis, Thèse de l'Université Paris-Sud 11, 2008. 23
- [Nogués 1999] J. Nogués et I. K. Schuller. *Exchange bias*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 192, pages 203–232, Février 1999. 27
- [Nowaka 1992] J. Nowaka et J. Rauszkiewicz. *Spin dependent electron tunneling between ferromagnetic films*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, vol. 109, pages 79–90, 1992. 19
- [Osborn 1945] C.W. Osborn. *Demagnetizing factors of the general ellipsoid*. Phys. Rev., vol. 67, page 351, 1945. 26
- [P. Dutta 1981] P.M. Horn P. Dutta. *Low-frequency fluctuations in solid : 1/f noise*. Review of Modern Physics, vol. 53, pages 497–516, 1981. 33
- [Persson 2011] A. Persson, R.S. Bejhed, H. Nguyen, K. Gunnarsson, B.T. Dalslet, F.W. Osterberg, M.F. Hansen et P. Svedlindh. *Low-frequency noise in planar Hall effect bridge sensors*. Sensors and Actuators A, vol. 171, no. 2, pages 212–218, 2011. 60
- [Potter 1974] Robert I. Potter. *Magnetoresistance anisotropy in ferromagnetic NiCu alloys*. Phys. Rev. B, vol. 10, no. 11, pages 4626–4636, Dec 1974. 15
- [Ramesh 1993] R.H. ; Franzel K.S Ramesh M. ; Dee. *Dependence of Barkhausen noise on film parameters in shielded MR heads*. IEEE Transactions on Magnetics, vol. 29 Issue 6, pages 3817 – 3819, 1993. 35
- [Rhouni Tbp] A. Rhouni, G. Sou, P. Leroy et C. Coillot. *A Very Low 1/f Noise ASIC Preamplifier for High Sensitivity Search-Coil Magnetometers*. to be published, Tbp. 121
- [RR 2007] A. RR. *HotPay 2, environmental testing report*. Rapport technique, Andoya Rocket Range, 2007. 113

- [Schafer 2011] D. Schafer, P. L. Grande, L. G. Pereira et J. Geshev. *Ion irradiation effects on the exchange bias in IrMn/Co films*. Journal of Applied Physics, vol. 109, no. 2, Janvier 2011. 67
- [Simmons 1963] John G. Simmons. *Generalized Formula for the Electric Tunnel Effect between Similar Electrodes Separated by a Thin Insulating Film*. Journal of Applied Physics, vol. Volume 34 / Issue 6, 1963. 22
- [Slonczewski 1989] J. C. Slonczewski. *Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier*. Phys. Rev. B, Apr 1989. 22, 70
- [Smith 1951] J. Smith. *Physica XVI*. 1951. 15
- [Stephany 1998] J. F. Stephany. *A theory of 1/f noise*. Journal of Applied Physics, vol. 83, pages 313–3143, 1998. 33
- [Suezawa 1992] Yoshitaka Suezawa, Fumiaki Takahashi et Yasuo Gondō. *Spin-Polarized Electron Tunneling in Ni/Al₂O₃/Co Junction and Large Magnetoresistance of Ni/Co Double Layers*. Japanese Journal of Applied Physics, vol. 31, no. Part 2, No. 10A, pages L1415–L1416, 1992. 19
- [Sussiau 1997] M. Sussiau. *Films minces magnétiques à topologie modulée*. PhD thesis, Thèse de l'université Paris VII, 1997. 48, 71
- [Susumu 1994] S. Susumu, I. Takao, M. Katsuya et N. Shinj. *Distribution of blocking temperature in bilayered NiFe/NiO films*. Journal of Applied Physics, vol. 76, 1994. 62
- [Tedrow 1971] P. M. Tedrow et R. Meservey. *Spin-Dependent Tunneling into Ferromagnetic Nickel*. Phys. Rev. Lett., vol. 26, no. 4, pages 192–195, Jan 1971. 18
- [Thompson 1975] D.A. Thompson, L. T. Romankiw et A. F. Mayadas. *Demagnetizing factors for cylinders*. IEEE Transactions on Magnetics, vol. 11, page 1039, 1975. 15, 16
- [Tondra 2000] M. Tondra, J.M. Daughton, C. Nordman, D. Wang et J. Taylor. *Micromagnetic design of spin dependent tunnel junctions for optimized sensing performance*. Journal of Applied Physics, 2000. 70
- [Tsyganenko 1989] N. A. Tsyganenko. *A magnetospheric magnetic field model with a warped tail current sheet*. Planetary and Space Sciences, vol. 37, pages 5–20, Janvier 1989. 6
- [Van de Veerdonk 1997] R. J. M. Van de Veerdonk, P. J. L. Beliën, J. C. S. and de Nooijer M. C. Schep K. M. and Kools, M. A. M. Gijs, R. Coehoorn et W. J. M. de Jonge. *1/f noise in anisotropic and giant magnetoresistive elements*. Journal of Applied Physics, vol. 82, pages 6152–6164, 1997. 34
- [Victrex 1997] Victrex. *Profil des Plastiques Techniques*. Rapport technique, Distributeur : www.vacourplastique.com, 1997. 110
- [Wang 2006] Y. G. Wang, D. McGrouther, S. McVitie, M. MacKenzie et J. N. Chapman. *Investigation of the origin of the decrease in exchange biasing in Ga⁺*

- ion irradiated CoFe/IrMn films*. Journal of Applied Physics, vol. 100, no. 7, Octobre 2006. 67
- [Wohlfarth 1980] E.P. Wohlfarth. Ferromagnetic Materials. 1980. 18, 25
- [Zadeh 2000] H. S. Zadeh, V. S. Tomar, S. Venkatesh et Shahnawaz. *Giant Magnetoresistance in Magnetic Multilayer Co/Cu System Irradiated with 28 MeV Proton*. In M. Akhavan, J. Jensen, & K. Kitazawa, editeur, Magnetic and Superconducting Materials, pages 923–930, Septembre 2000. 67
- [Zhao 2001] T. Zhao, K. Fujiwara, K. Zhang, C. Hou et T. Kai. *Enhanced uniaxial anisotropy and two-step magnetization process along the hrd axis of polycrystalline NiFe/NiO bilayers*. Phys. Rev. B, vol. 65, page 014431, Dec 2001. 62

Résumé : L'étude in situ des relations Soleil-Terre et plus généralement des environnements ionisés du système solaire, nécessite la mesure d'ondes qui se propagent dans un plasma magnétisé. A bord des observatoires spatiaux, la composante magnétique de ces ondes est obtenue à l'aide de magnétomètres à induction. La mesure des hautes fréquences (de quelques Hz à quelques 100 kHz) est réalisée par des magnétomètres Searchcoil tandis que celles des basses fréquences (de quelques 10 mHz à quelques Hz) et de la composante continue sont confiées aux magnétomètres Fluxgate. Cette thèse porte sur le développement d'un magnétomètre dont la bande de mesure s'étend du continu à plusieurs kiloHertz. On y présente un concept instrumental innovant reposant sur la mise en oeuvre simultanée d'une mesure inductive et magnétorésistive du champ magnétique.

Nous nous intéressons d'abord à la conception et à l'étude de capteurs à magnétorésistance anisotrope (AMR) et à magnétorésistance tunnel (TMR) dont les propriétés d'anisotropie sont contrôlées par couplage d'échange. Nous montrons ensuite comment ces magnétorésistances peuvent être intégrées à un magnétomètre Searchcoil dont le noyau ferromagnétique est mis à profit pour réaliser un concentrateur magnétique performant. Nous détaillons alors les différents aspects de la conception d'un magnétomètre hybride Searchcoil/Magnétorésistance répondant aux contraintes environnementales associées aux expériences spatiales, ainsi que d'un outil original d'optimisation des performances alliant un modèle par éléments finis à un algorithme de type génétique. Nous prouvons enfin la faisabilité du concept proposé en réalisant un premier prototype de magnétomètre hybride Searchcoil/Capteur PHE tri-axes et de son électronique de préamplification faible bruit. La sensibilité de ce prototype, testé en conditions réelles lors d'un tir de fusée scientifique avoisine les $200\text{ fT}/\sqrt{(Hz)}$ à 1 kHz et les $400\text{ pT}/\sqrt{(Hz)}$ à 1 Hz .

Mots clés : Searchcoil, Magnétomètre hybride, Instrumentation spatiale, Radiations, Capteur PHE, Jonction tunnel magnétique, Energie d'échange, Modélisation éléments finis, Algorithme génétique, Optimisation, Electronique faible bruit.

Abstract : In situ study of Sun-Earth relations and ionized environments of our solar system needs for the measurement of waves propagated in a magnetized plasma. Aboard space observatories, wave's magnetic components are measured by inductive magnetometers. High frequencies measurement (a few Hz up to a few 100 kHz) is made by Searchcoil magnetometers whereas low frequencies (a few Hz down to a few 10 mHz) and dc field measurement are leaved to Fluxgate magnetometers. In this thesis we deal with the design of a broadband magnetometer able to measure magnetic fields from dc up to a few kiloHertz. We present an innovative instrumental concept based on the implementation, in a unique instrument, of both an inductive and a magnetoresistive measurement of the magnetic field.

We address the design and the study of anisotropic (AMR) and tunneling (TMR) magnetoresistive sensors whose magnetic properties are controlled by exchange anisotropy. We show how those sensors can be associated to a Searchcoil magnetometer whose ferromagnetic rode is used to achieve an efficient magnetic concentrator. We then detail the design of a hybrid Searchcoil/Magnetoresistor magnetometer meeting the environmental constraints associated to space experiments as well as an original optimization tool based on finite element modeling and a genetic algorithm. We finally prove the feasibility of the concept making a first prototype of a hybrid tri-axes Searchcoil/PHE sensor and its low noise conditioning electronics. This prototype reaching a detectivity around $200\text{ fT}/\sqrt{(Hz)}$ at 1 kHz and $400\text{ pT}/\sqrt{(Hz)}$ at 1 Hz has been tested in real conditions during a scientific rocket experiment.

Keywords : Searchcoil, Hybrid magnetometer, Space instrumentation, Radiations, PHE sensor, Magnetic tunnel junction, Exchange anisotropy, Finite element modeling, Genetic algorithm, Optimization, Low noise electronics.