



HAL
open science

Développement d'un magnétomètre miniaturisé à base de jonctions tunnel magnétiques pour applications spatiales

Samuel Manceau

► **To cite this version:**

Samuel Manceau. Développement d'un magnétomètre miniaturisé à base de jonctions tunnel magnétiques pour applications spatiales. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université d'Orléans, 2023. Français. NNT : 2023ORLE1021 . tel-04335521

HAL Id: tel-04335521

<https://theses.hal.science/tel-04335521v1>

Submitted on 11 Dec 2023

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.

UNIVERSITÉ D'ORLÉANS

ÉCOLE DOCTORALE
ÉNERGIE, MATÉRIAUX, SCIENCES DE LA TERRE ET DE L'UNIVERS
SPINTEC - LPC2E

THÈSE présentée par :

Samuel Manceau

soutenue le : 24 juillet 2023

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'Université d'Orléans**

Discipline / Spécialité : Sciences de l'Univers / Capteurs Magnétiques

DÉVELOPPEMENT D'UN MAGNÉTOMÈTRE MINIATURISÉ À BASE DE JONCTIONS TUNNEL MAGNÉTIQUES POUR APPLICATIONS SPATIALES

THÈSE dirigée par :

Mr KRETZSCHMAR Matthieu

Maitre de conférences, LPC2E

RAPPORTEURS :

Mme PANNETIER-LECOEUR Myriam

Mr JAFFRES Henri

Directrice de recherche, LNO

Dir. de recherche, Unité Mixte de Physique CNRS/Thales

JURY :

Mr DUDOK DE WIT Thierry

Mr JAFFRES Henri

Mme PANNETIER-LECOEUR Myriam

Mme BARADUC Claire

Mme CARDOSO FREITAS Susana

Mr KRETZSCHMAR Matthieu

Mr MANSOUR Malik

Professeur des universités, LPC2E, Président du jury

Dir. de recherche, Unité Mixte de Physique CNRS/Thales

Directrice de recherche, LNO

Directrice de recherche, Spintec, Co-encadrante

Associate Professor, INESC MN

Maitre de conférences, LPC2E

Ingénieur de recherche, LPP

Résumé

Les magnétomètres sont des instruments fréquemment utilisés pour l'exploration de notre environnement spatial et terrestre. Aujourd'hui, l'essor des petits satellites rend nécessaire le développement de nouveaux magnétomètres aux performances comparables à ceux actuellement embarqués mais avec un encombrement fortement réduit. Cette miniaturisation requiert l'utilisation de nouvelles technologies. Les jonctions tunnel magnétiques sont des magnétorésistances actuellement très prisées dans le développement de nombreux capteurs et semblent offrir une solution intéressante pour réaliser une nouvelle génération de magnétomètres spatiaux très sensibles à faible encombrement. Néanmoins, la détectivité des jonctions tunnel magnétiques diminue fortement à basse fréquence à cause de leur bruit en $1/f$ important, ce qui constitue une limite majeure à leur utilisation.

Pour contourner ce problème, un nouveau concept de capteur nommé MAROT et basé sur l'utilisation de jonctions tunnel magnétiques associées à des concentrateurs de flux et à une méthode de modulation a été proposé. La modulation utilisée requiert des jonctions tunnel magnétiques atypiques présentant une réponse symétrique. De plus, le processus de microfabrication de ce capteur qui nécessite d'intégrer les jonctions tunnel magnétiques, les concentrateurs de flux, et les bobines de modulation sur une puce est un défi technologique. Le travail présenté dans cette thèse porte principalement sur la fabrication et l'optimisation des jonctions à réponse symétrique et des concentrateurs de flux.

Un important travail de microfabrication a, dans un premier temps, permis de réaliser des jonctions à réponse symétrique de dimensions micrométriques. Alors qu'initialement la gravure entraînait une détérioration des propriétés magnétiques de l'empilement, nous avons d'abord trouvé un moyen de refixer l'aimantation de la couche de référence, puis l'aimantation de la couche libre a pu être stabilisée par couplage d'échange selon une méthode de soft pinning. Dans un deuxième temps, nous avons cherché à augmenter la sensibilité des jonctions en réduisant l'intensité du couplage d'échange. L'utilisation d'un insert de ruthénium s'est révélée efficace pour réduire le champ d'échange mais l'augmentation de la sensibilité reste limitée à cause du champ d'anisotropie magnétocristalline important du dépôt. Nous avons également étudié l'influence de l'anisotropie de forme sur la sensibilité des jonctions. La réalisation de formes allongées dans la direction de l'axe difficile a permis de compenser partiellement l'anisotropie magnétocristalline. Un modèle analytique de type Stoner-Wohlfarth incluant les champs d'échange et d'anisotropie permet un très bon ajustement des résultats expérimentaux de magnéto-transport.

En parallèle, des concentrateurs de flux en NiFe déposés par électrolyse ont été développés. Cette méthode, adaptée au dépôt de couches épaisses, nous permet de choisir la composition du dépôt en modifiant la densité de courant utilisée. Les premiers dépôts présentaient des cycles d'aimantation hystérétiques dus à une structure magnétique en bande

liée à une anisotropie perpendiculaire. En modifiant la composition du dépôt, une réponse magnétique linéaire a finalement pu être obtenue. Nous avons finalement inclus les concentrateurs de flux autour des jonctions afin de mesurer l'amplification du champ dans l'entrefer, et avons obtenu un gain moyen des concentrateurs de 550, ce qui constitue une avancée significative par rapport à l'état de l'art.

La réalisation d'un premier dispositif intégrant des jonctions tunnel magnétiques et des concentrateurs de flux a permis de vérifier la méthode de modulation proposée pour réduire le bruit en $1/f$. Malheureusement, la modulation ne semble pas permettre de réduire le bruit à basse fréquence comme attendu et de nouvelles pistes doivent donc être explorées pour améliorer la détectivité du capteur.

Remerciements

Enfin ! Après quatre années de travail, d'apprentissage, d'expériences, d'échanges, et l'écriture d'un manuscrit, le résultat est là ! J'ai à la fois pu découvrir l'univers excitant de la recherche et apporter une brique à l'évolution de la science (aussi petite soit-elle). J'ai eu la chance de pouvoir intégrer un projet prometteur aussi intéressant qu'enrichissant, au sein d'une petite équipe dont chacun m'a offert une aide très précieuse. J'ai également partagé ces années avec un grand nombre de personnes fantastiques qui ont su me motiver. Il va sans dire que tout ce travail n'aurait pas été possible seul et je me dois de remercier plusieurs personnes.

En tout premier mon encadrante Claire, qui m'a guidée et conseillée tout au long de cette thèse. La disponibilité et la pédagogie qu'elle m'a offerte m'ont été très précieuses et m'ont permis de gagner mon autonomie de travail sans jamais me sentir seul pour autant. Elle m'a beaucoup aidé et a également su me soutenir lors des difficultés rencontrées. J'ai eu la chance de bénéficier de son encadrement dévoué qui m'a assuré la réussite de cette thèse.

Je dois également remercier mon directeur Matthieu qui m'a permis de faire cette thèse. Son soutien a toujours été positif et amical, et nos échanges m'ont permis de prendre du recul sur mon travail. Il est parfois nécessaire d'oublier temporairement les problèmes présents et de prendre le temps de regarder les résultats obtenus.

Tout au long de cette thèse, j'ai également eu la chance d'être formé aux procédés de microfabrication par Philippe, mon incontestable mentor de la salle blanche. Il s'agit d'une cuisine spéciale alliant connaissances techniques et petites astuces, et dont le savoir-faire acquis m'a énormément enrichi.

Enfin, j'ai pu mener mon travail à l'aide d'une super équipe qui s'est montée autour du projet et qui allie des compétences multiples. Claude, le créateur d'un projet prometteur. Guillaume qui a été l'un des premiers à travailler avec moi. Il m'a fait découvrir l'électronique et a réalisé nos premières mesures de bruit qui ont été capitale pour les conclusions de cette thèse. Jean Louis dont les conseils ont pu débloquent certains problèmes. Vincenzo qui m'a inspiré la rigueur nécessaire à l'obtention d'un travail bien fait. Thomas avec qui j'ai apprécié partager notre projet et qui m'a bien aidé en poursuivant mes expériences. Je suis persuadé qu'il saura continuer ce projet en explorant de nouvelles possibilités.

Par ailleurs, il y a tous ceux qui m'ont suivi tout en étant détaché du projet, mais qui ont fortement aidé à structurer ce travail et à écrire ce manuscrit. Je remercie toute l'équipe capteur pour nos échanges réguliers et toujours plaisants. Spécialement Hélène pour son suivi, ses conseils et ses explications, ainsi que Johanna pour son aide à rendre mes présentations et rédactions bien plus claires et compréhensibles. Les membres de Spintec, Lucian, Bernard, Liliana et Olivier m'ont également apporté leur expertise sur différents problèmes.

Je remercie les membres de mon jury Myriam, Susana, Henri, Thierry et Malik qui ont relu, évalué, et aidé à améliorer ce manuscrit. J'ai eu la chance de pouvoir échanger avec plusieurs d'entre eux dont les travaux ont pu inspirer mes recherches.

Mon travail plus technique a été réalisé avec des personnes, sans qui je n'aurais pas pu réaliser mes échantillons de capteur ou faire les mesures associées. Ils m'ont aussi apporté leurs connaissances et leurs savoir-faire, et c'est grâce à eux que mon travail a pu être aussi riche. Clarisse de Crocus Technology m'a offert mon support de travail : des wafers et dépôts sur mesure, nécessaires à la réalisation des capteurs. Elle m'a partagé son temps et son expertise qui m'ont permis d'avancer. Stéphane m'a partagé son immense savoir et enseigné la complexité des matériaux. Je remercie grandement tous les membres de l'équipe technique de la PTA, spécialement Christophe, Victor, Thomas, Jean Luc, Florian et Aurélien souvent sollicités lors des fabrications, qui m'ont aidé à de nombreuses reprises et appris beaucoup de chose sur chacun des procédés.

Il y a également les personnes qui m'ont aidé à réaliser des mesures. Ricardo m'a sauvé plusieurs fois de l'indéchiffrable Veeco. Isabelle m'a suivi sur le VSM. Mihai m'a présenté le SNOM qui a mené à une observation clé. Eric G m'a offert des observations TEM. Eric B, Eyub, Patrick et Kevin m'ont offert plusieurs fois leur aide.

Je tiens également à remercier Céline de Spintec et Tiphaine du LPC2E qui ont passé un certain temps à traiter tous les documents administratifs associés à cette thèse.

Je remercie tous les membres de Spintec avec qui j'ai pu échanger et partager des pauses autour de nombreux cafés. J'ai eu la chance d'être intégré au sein d'un laboratoire très riche et dynamique et j'ai pu poursuivre les échanges en dehors du bureau avec de véritables amis. Je tiens à mentionner spécialement Charles mon acolyte de thèse avec qui j'ai partagé les différentes épreuves de la thèse entrecoupées de sorties incroyables. J'ai également eu la chance de partager mon bureau avec Miina, avec qui j'ai adoré vivre et qui semble toujours m'apprécier après m'avoir côtoyé 24h/24. Il y a aussi tout ce groupe de « non-permanent » dont j'oublierais forcément des noms, mais vous me pardonneriez lorsque l'on se reverra. Eric, Laura, Aurélie, Nuno, Khasan, Mateo, David, Libor, Andrea, Louis, Quentin, Naveen, Mario, sont parmi ceux avec qui j'ai partagé de superbes moments. Je remercie également les membres du LPC2E et spécialement Mélodie qui a toujours été là pour m'accueillir.

Enfin, je remercie tous ceux qui m'ont également entouré durant ces années. Mes amis de Polytech Claire, Jenny, Raph, Eglantine, Elodie, Antoine, Alex, Hugo, Jordan et Julie aux côtés de qui j'ai continué cette thèse. Mes colocataires, Gilles, Yannis et Babou qui m'ont grandement soutenu. Je remercie enfin ma famille et mes amis de toujours, qui m'ont soutenu tout au long de la thèse et sur qui je pourrais encore compter.

Table des matières

ABREVIATIONS & ACRONYMES	9
1 PROJET D'UN MAGNETOMETRE A JONCTION TUNNEL MAGNETIQUE.....	11
1.1 Motivations et objectifs du projet	11
1.2 Caractéristiques générales d'un capteur	12
1.3 Présentation des magnétorésistances à effet tunnel.....	14
1.3.1 Principe de l'effet de magnétorésistance tunnel	14
1.3.2 Utilisation de l'effet TMR dans les jonctions tunnel magnétiques.....	15
1.3.3 Sources de bruit des MTJ.....	16
1.3.4 Méthodes d'amélioration de la sensibilité des jonctions	18
1.3.5 Réduction du bruit des jonctions.....	19
1.4 Le capteur MAROT.....	20
1.4.1 Besoins pour un magnétomètre spatial	20
1.4.2 Architecture du capteur.....	20
1.4.3 Modulation magnétique employée	21
1.4.4 Maintien du champ d'opération	22
1.5 Jonctions tunnel à réponse symétrique	23
1.5.1 Configuration des SR-MTJ.....	23
1.5.2 Modélisation de la réponse d'une SR-MTJ	24
1.5.3 Utilisation des SR-MTJ comme élément sensible	29
1.6 Dimensionnement des éléments du capteur	30
1.6.1 Concentrateurs de flux magnétique	31
1.6.2 Bobines	32
1.6.3 Objectifs des SR-MTJ à développer pour le capteur	34
1.6.4 Électronique de modulation	36
1.7 Choix de fabrication du capteur	36
1.8 Point de départ et objectifs de la thèse	37
2 DEVELOPPEMENT DE JONCTIONS A REPONSE SYMETRIQUE.....	39
2.1 Empilement magnétique des jonctions.....	39
2.1.1 Dépôt de l'empilement magnétique.....	39
2.1.2 Caractérisation de l'empilement magnétique	41
2.2 Procédé de microfabrication des jonctions dans le capteur	43
2.3 Investigation des défauts des jonctions non fonctionnelles	48
2.3.1 Analyse de défauts des jonctions fabriquées	48
2.3.2 Historique des modifications apportées avant cette thèse	50
2.3.3 Investigation des modifications liées à l'empilement magnétique.....	51

2.4	Améliorations du procédé de fabrication	52
2.4.1	Modification de la méthode d'ouverture du contact supérieur	52
2.4.2	Diminution de la température de solidification du Spin on glass	53
2.4.3	Comparaison de différentes gravures des piliers magnétiques	54
2.4.4	Variation du design de l'électrode inférieure.....	56
2.4.5	Réduction de la résistance des connexions	56
2.5	Fixation de la référence de la jonction tunnel	59
2.5.1	Analyse d'une référence dépiégée	59
2.5.2	Repiégeage de la référence par un recuit sous champ	63
2.5.3	Influence de la forme sur l'inclinaison de la référence.....	65
2.5.4	Stabilité de la référence sous champ transverse	67
2.6	Stabilisation de la couche libre	68
2.6.1	Influence de l'anisotropie de forme.....	69
2.6.2	Stabilisation par ajout d'un champ transverse	72
2.6.3	Utilisation d'un piégeage d'échange doux (soft pinning).....	73
2.7	Conclusion sur la stabilité des SR-MTJ	76
3	OPTIMISATION DE LA SENSIBILITE ET DU CHAMP D'OPERATION	77
3.1	Modélisation complète de la réponse des jonctions	77
3.1.1	Energies du modèle	78
3.1.2	Détermination de l'angle d'aimantation θ_{CL}	80
3.1.3	Modélisation numérique de la réponse en résistance	83
3.1.4	Comparaison qualitative du champ d'échange et du champ d'anisotropie.....	85
3.1.5	Détermination des sensibilités attendues et champs d'opération	86
3.1.6	Comparaison des sensibilités et champs d'opérations entre échange et anisotropie.....	88
3.2	Vérification et adaptation du modèle	90
3.3	Augmentation de la sensibilité par utilisation du soft pinning	94
3.3.1	Caractérisations magnétiques des empilements et réduction du champ d'échange	94
3.3.2	Fabrication de jonctions sensibles avec soft pinning	97
3.3.3	Comparaison des sensibilités et champs d'opérations	99
3.3.4	Confirmation expérimentale de la valeur d'anisotropie de dépôt.....	103
3.4	Influence de l'anisotropie de forme	105
3.4.1	Comparaison des réponses associées aux formes.....	105
3.4.2	Anisotropie de forme négative	107
3.4.3	Comparaison des sensibilités associées aux formes.....	109
3.4.4	Mesure du champ d'anisotropie.....	110
3.5	Perspectives	113
3.5.1	Impact du désalignement sur la stabilité de la réponse	113
3.5.2	Etude de l'hystérèse	116
3.5.3	Influence de l'épaisseur de la couche libre.....	117
3.6	Conclusions sur la sensibilité des SR-MTJ	117

4	AJOUT DE CONCENTRATEURS DE FLUX MAGNETIQUES	
	ET AUGMENTATION DE LA SENSIBILITE	119
4.1	Fabrication des concentrateurs	119
4.1.1	Electrolyse des concentrateurs.....	119
4.1.2	Amélioration du moule de résine structurante	122
4.1.3	Uniformités des concentrateurs	123
4.1.4	Mesure de la composition des dépôts de NiFe	125
4.2	Difficulté d'un contrôle de courant en pulse reverse	126
4.2.1	Caractérisations magnétiques des concentrateurs réalisés en courant « pulse reverse »	127
4.2.2	Détermination d'une structure magnétique dans les dépôts réalisés en pulse reverse	128
4.2.3	Recherche de l'origine de l'anisotropie perpendiculaire	130
4.3	Amélioration du cycle M-H par contrôle du courant d'électrolyse	132
4.4	Influence des concentrateurs sur la réponse des jonctions	135
4.5	Conclusions sur les concentrateurs de flux	139
5	CONCLUSIONS GENERALES	141
5.1	Réalisation des SR-MTJ	141
5.2	Ajout des concentrateurs de flux	142
5.3	Mesures préliminaires de bruit	142
5.4	Conclusion sur le capteur et la réduction de bruit	144
5.5	Perspectives pour le capteur	145
6	ANNEXES	147
6.1	Instrumentation	147
6.1.1	Current In Plan Tunneling (CIPT).....	147
6.1.2	Vibrating Sample Magnetometer (VSM).....	147
6.1.3	Caractérisations électriques sous champ statique des jonctions	149
6.2	Traitement des caractérisations électriques	151
6.2.1	Calcul de l'inclinaison de la référence	151
6.3	Influence de l'anisotropie de forme avant recuit sous champ	152
6.4	Détermination de la sensibilité	154
6.4.1	Sensibilité d'une jonction stabilisée par un champ d'échange	154
6.4.2	Sensibilité d'une jonction stabilisée par un champ d'anisotropie	155
6.4.3	Caractérisation de la sensibilité par mesures électriques sous champ	155
6.5	Calcul de la rotation de la référence	156
6.6	Calcul du champ d'anisotropie de la couche libre	157
	RÉFÉRENCES	159

Abréviations & acronymes

CL : Couche Libre

FC : Flux Concentrators

MAROT : Magnétomètre haute sensibilité à jonction tunnel magnétique

MTJ : Magnetic Tunnel Junction

RA : Produit de la résistance par l'aire (en $\Omega \cdot \mu\text{m}^2$)

SR-MTJ : Symmetric Response Magnetic Tunnel Junction

SAF : Synthetic AntiFerromagnetic system

TMR : Taux de magnéto-résistance

VSM : Vibrating Sample Magnetometer

Chapitre I

1 Projet d'un magnétomètre à jonction tunnel magnétique

1.1 Motivations et objectifs du projet

Les magnétomètres sont très fréquemment embarqués à bord de satellites, que ce soit comme instruments scientifiques ou pour l'aide à la navigation. Plusieurs technologies existent déjà pour ces instruments, chacune avec ses avantages et ses inconvénients. L'utilisation d'un type de magnétomètre dépend alors des mesures souhaitées en termes de précision, d'amplitude ou de fréquence ; ainsi que des contraintes techniques de la mission en termes de coût, consommation d'énergie ou d'encombrement. Certaines applications requièrent la mesure de champs magnétiques très faibles et nécessitent l'utilisation de magnétomètres très sensibles. Aujourd'hui, les magnétomètres de type fluxgate sont régulièrement embarqués pour mesurer la composante continue du champ magnétique. Les magnétomètres de type Search Coil (fluxmètre en français) sont également couramment utilisés, pour mesurer et caractériser les ondes électromagnétiques présentes dans le milieu étudié [1]. Ce dernier type de magnétomètre, qui est un capteur inductif sensible au flux magnétique, a notamment été développé par le LPC2E et utilisé lors de plusieurs missions internationales telles que Parker Solar Probe (NASA, 2018) et Solar Orbiter (ESA, 2020) [2], [3]. Cependant, son encombrement (en termes de masse et taille) reste important puisqu'une réduction de ses dimensions entraînerait nécessairement une réduction de sa sensibilité, la mesure du flux magnétique étant proportionnelle au volume de l'instrument.

Aujourd'hui, la miniaturisation des technologies et instruments spatiaux est un enjeu important, car elle permet soit de réaliser des économies considérables en termes de coûts de lancement, en réduisant la masse totale, soit d'augmenter le potentiel scientifique des missions, en augmentant la charge utile. Ainsi, à performance égale, l'instrument le moins encombrant sera sélectionné. Par ailleurs, l'émergence des nano-satellites (Cubesats) facilite l'accès à l'espace et multiplie les opportunités de mesurer localement le champ magnétique. Plusieurs projets de constellations de satellites sont à l'étude ou en développement et prévoient de cartographier le champ magnétique grâce à ces mesures multi-points. Ces constellations sont basées sur l'utilisation de petits satellites dont l'archétype est le CubeSat, pour lequel l'unité de base est $(10 \text{ cm})^3 = 1\text{U}$, et qui requièrent donc une réduction importante du volume des instruments. La miniaturisation des technologies existantes se faisant en contrepartie d'une baisse des performances, le développement d'un nouveau type de magnétomètre basé sur une

technologie innovante qui permette de conserver les performances tout en diminuant ses dimensions apparait comme nécessaire pour les futurs projets d'exploration spatiale [4].

Un nouveau type de magnétomètre basé sur l'utilisation de magnétorésistances et inspiré des fluxgates a été imaginé et développé en collaboration par les laboratoires du LPC2E et Spintec [5], [6]. L'utilisation des magnétorésistances est généralement limitée par leur bruit $1/f$ important à basse fréquence, mais le capteur imaginé utiliserait une modulation afin de déplacer les mesures à une fréquence plus élevée. Le capteur ainsi conçu a pour but de remplacer les deux types de magnétomètres spatiaux actuellement employés tout en offrant un gain considérable en termes d'encombrement. L'objectif est de mesurer des champs magnétiques de l'ordre du pT dans une large gamme de fréquences allant du continu à la dizaine de kHz. L'obtention d'une telle performance par un capteur de quelques centimètres serait une avancée importante dans le domaine des magnétomètres spatiaux, mais son rapport sensibilité/volume lui ferait également occuper une position intéressante parmi les capteurs existants (Figure 1), ouvrant la voie à de nouvelles applications dans les domaines médicaux et du contrôle non destructif.

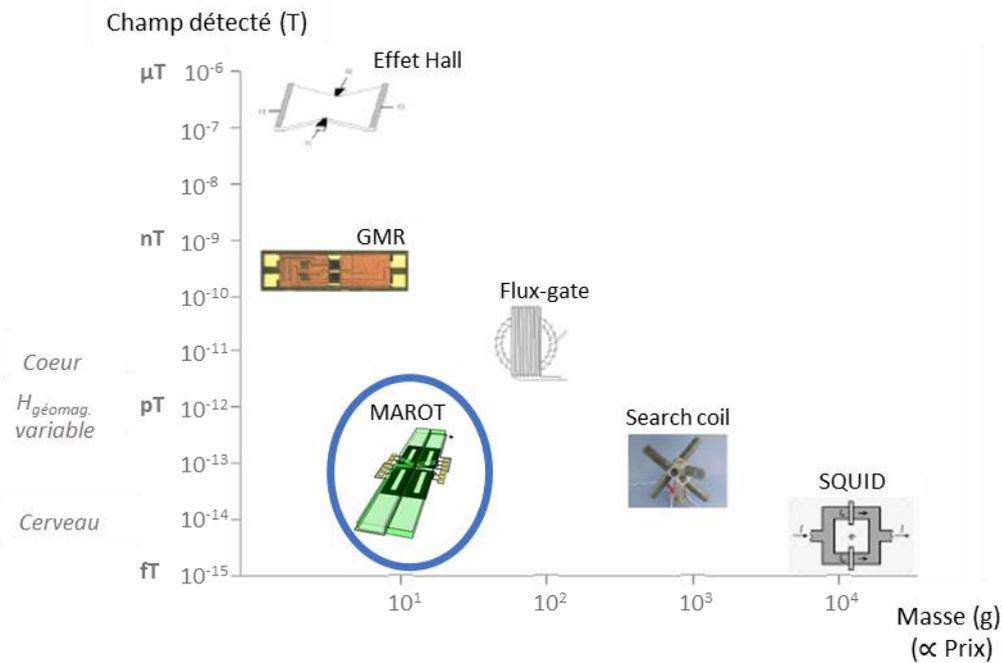


Figure 1 : Positionnement du capteur proposé offrant une détection des champs faibles pour un encombrement/masse/prix relativement faibles ($2-5 \text{ cm}^3$ et $5-10 \text{ g}$ par axe).

1.2 Caractéristiques générales d'un capteur

Un capteur est un dispositif qui convertit une grandeur physique à mesurer (appelée « mesurande ») en un signal électrique. Il existe une multitude de capteurs reposant sur différents principes physiques de mesure et permettant de mesurer différentes grandeurs [7]. Les capteurs possèdent des caractéristiques variées telles que leur dimension, leur coût et leurs performances, qui permettent de définir leurs atouts et inconvénients. Lorsqu'il s'agit d'un

capteur de précision, l'objectif principal est de détecter le signal le plus faible possible. Bien que certaines caractéristiques limitent directement la précision atteinte, d'autres paramètres techniques doivent également être pris en compte. Nous introduisons et rappelons ici certaines caractéristiques importantes des capteurs.

Tout d'abord, la réponse d'un capteur correspond à la transformation qu'il opère sur la grandeur mesurée. Elle est définie par la fonction de transfert F entre le signal d'entrée m et le signal de sortie u .

$$u = F(m) \quad (1)$$

Sensibilité : La sensibilité correspond à l'influence qu'une variation de la grandeur mesurée peut avoir sur le signal de sortie. Il s'agit de la dérivée de la fonction réponse du capteur relativement à la valeur à mesurer. Si le mesurande est en mT et le signal de sortie est une tension, la sensibilité s'exprime alors en V/mT. Pour un capteur de précision, nous chercherons à augmenter la sensibilité afin de mesurer des variations les plus faibles possibles.

Bruit : Le bruit est un signal parasite qui s'ajoute au signal de sortie. Il est généré par de nombreuses sources non contrôlées que ce soit par des sources externes ou par le capteur lui-même. Si le bruit est trop important il peut alors masquer le signal mesuré. Nous cherchons donc à minimiser sa valeur. Expérimentalement, on peut mesurer sa densité spectrale de puissance (S en V^2/Hz) en fonction de la fréquence.

Délectivité : Dans un capteur de précision l'objectif est de maximiser le rapport signal sur bruit (SNR). Nous définissons alors la délectivité comme le rapport de la racine de la densité spectrale de puissance du bruit à une fréquence donnée f_0 sur la sensibilité (s), exprimée en V/mT. Sa valeur (en mT/\sqrt{Hz}) donne le plus petit signal mesurable par le capteur à f_0 , selon la bande de fréquence intégrée.

$$délectivité = \frac{\sqrt{S}}{s} \quad (2)$$

Linéarité et étendue de mesure : Nous cherchons généralement à obtenir une réponse linéaire afin que le signal de sortie évolue proportionnellement à la grandeur mesurée. La zone linéaire définit alors l'étendue de mesure du capteur.

Bande passante : La réponse peut n'être valable que dans une certaine gamme de fréquence qui définit alors la bande passante du capteur.

Grandeur d'influence : Par ailleurs, le capteur peut être soumis à des grandeurs d'influence qui entraînent une modification de la réponse. On note comme grandeur d'influence importante la température. Ces influences doivent être réduites ou compensées afin de ne pas être confondues avec la grandeur mesurée.

De nombreux autres paramètres techniques peuvent être pris en compte tels que la consommation électrique, le coût, la robustesse ou l'encombrement. Un capteur de précision doit donc présenter une bonne délectivité, mais sera également choisi en fonction de ses caractéristiques et de son utilisation.

1.3 Présentation des magnétorésistances à effet tunnel

Plusieurs effets de magnétorésistance tel que la magnétorésistance anisotrope (AMR), la magnétorésistance géante (GMR), ou la magnétorésistance à effet tunnel ont été découverts et ont pu être exploités pour le développement de capteurs. L'effet GMR en particulier a ouvert la voie aux techniques d'enregistrement magnétique. L'effet de magnétorésistance tunnel est maintenant de plus en plus exploité en raison de son rapport de magnétorésistance bien plus grand que celui de la GMR. L'effet de magnétorésistance tunnel est un phénomène magnétorésistif observé dans un système composé de deux couches métalliques ferromagnétiques séparées par une barrière tunnel [8].

1.3.1 Principe de l'effet de magnétorésistance tunnel

Dans un matériau conducteur, le courant électrique est porté par les électrons de conduction. Lorsqu'une différence de potentiel est appliquée entre deux couches conductrices séparées par une fine couche isolante (appelée barrière tunnel), certains électrons sont susceptibles de traverser la barrière tunnel, par un effet quantique appelé effet tunnel. Plus rigoureusement, chaque couche conductrice possède une densité d'état électronique, qui définit la répartition des électrons sur des niveaux d'énergie quantifiés. L'intensité du courant dépend alors des densités d'états électroniques des couches de part et d'autre de la barrière tunnel.

Par ailleurs, les électrons possèdent une propriété intrinsèque appelée spin, qui peut prendre une valeur up ou down. Dans un matériau ferromagnétique le nombre d'électrons de conduction de spin up ou down est différent, ainsi que leur densité d'état au niveau de Fermi. Deux courants peuvent alors être distingués, associés aux électrons de spin majoritaires ou minoritaires. Ainsi, dans une jonction tunnel magnétique composée de deux électrodes ferromagnétiques, la conduction électrique est différente selon la configuration relative des aimantations des deux couches. Si les aimantations des couches ferromagnétiques sont dans une configuration parallèle, alors les densités d'états des électrons de spin majoritaires sont équivalentes et la résistance du passage à travers la barrière est faible. Au contraire, si les aimantations sont dans un état antiparallèle, alors les électrons de spin majoritaire d'une couche deviennent minoritaires dans l'autre. Les états vides disponibles sont alors moins nombreux et la résistance augmente [9].

Le taux de magnétorésistance (noté ici TMR) définit l'efficacité de la magnétorésistance et dépend de la différence entre les résistances des configurations parallèle (R_p) et antiparallèle (R_{ap}). On note que les résistances des états parallèle et antiparallèle correspondent aux résistances minimale et maximale respectivement.

$$TMR = \frac{R_{ap} - R_p}{R_p} \quad (3)$$

Le développement des barrières en MgO a permis d'augmenter l'effet de TMR observé par rapport aux barrières amorphes en alumine utilisées initialement. Les barrières en MgO sont cristallines et permettent de sélectionner les fonctions d'ondes en fonction de leurs symétries, ce qui favorise les orbitales dont la polarisation en spin est plus importante [10]. Une TMR jusqu'à 604 % a ainsi pu être obtenue à une température de 300 K [11]. Néanmoins, le dépôt

complet des différentes couches d'une jonction tunnel magnétique génère des imperfections et les TMR sont généralement compris entre 100 % et 200 %.

Par ailleurs, l'effet est relatif à l'angle θ entre les aimantations des deux couches ferromagnétiques. Ainsi, la conductivité G de l'empilement est définie par la relation

$$G(\theta) = \frac{G_p + G_{ap}}{2} + \frac{G_p - G_{ap}}{2} \cos(\theta) \quad (4)$$

avec G_p et G_{ap} les conductivités correspondant aux configurations parallèles (conductivité maximale) et antiparallèles (conductivité minimale). Parfois, nous préférons travailler avec les résistances des jonctions. L'expression de la résistance comme l'inverse de la conductivité s'écrit alors en notant R_p et R_{ap} les résistances correspondant aux configurations parallèles et antiparallèles :

$$R(\theta) = \frac{2R_p R_{ap}}{(R_p + R_{ap}) + (R_{ap} - R_p) \cos(\theta)} \quad (5)$$

On note ici le cas particulier où les deux aimantations sont dans une configuration perpendiculaire ($\theta = \frac{\pi}{2}$ ou $-\frac{\pi}{2}$). La conductivité correspond alors à la moyenne des conductivités parallèle et antiparallèle, mais la résistance de la configuration perpendiculaire s'écrit

$$R\left(\theta = \frac{\pi}{2}\right) = R\left(\theta = -\frac{\pi}{2}\right) = \frac{2R_p R_{ap}}{R_p + R_{ap}} \quad (6)$$

1.3.2 Utilisation de l'effet TMR dans les jonctions tunnel magnétiques

Les jonctions tunnel magnétiques (MTJ) sont constituées de deux couches ferromagnétiques conductrices, généralement en CoFeB en raison de leur polarisation en spin élevée. Ces deux couches sont séparées par une fine barrière tunnel en MgO de l'ordre du nm. La résistance de l'empilement augmente avec l'épaisseur de la barrière tunnel. Il est donc possible d'adapter la résistance des jonctions à l'utilisation désirée. La résistance de la barrière est définie par le produit de la résistance par la surface (produit RA). Le taux de magnétorésistance est lié à la cristallinité et la pureté de la barrière tunnel en MgO, et dépend donc fortement de la méthode de dépôt utilisée.

En pratique, l'aimantation d'une des deux couches est fixée (couche de référence), afin que seule l'une d'elle (la couche sensible) soit sensible au champ magnétique. Initialement l'aimantation de la référence était stabilisée par un simple couplage de surface avec une couche antiferromagnétique. Par la suite l'utilisation d'un système antiferromagnétique synthétique (SAF) a permis d'augmenter significativement la stabilité sous champ de la référence et permet d'annuler le champ magnétique rayonné sur la couche sensible. Un SAF est composé de deux couches ferromagnétiques séparées usuellement par une couche de ruthénium d'environ 0,8 nm qui permet un couplage antiparallèle des aimantations des deux couches.

De plus, pour maintenir une aimantation uniforme de la couche sensible et toujours retrouver la même configuration à champ nul, l'aimantation de la couche sensible doit être faiblement stabilisée. Plusieurs méthodes de stabilisation de la couche sensible existent comme

l'utilisation d'un champ externe de polarisation [12], d'une anisotropie de forme [13], d'un couplage d'échange avec une couche antiferromagnétique [14] ou d'un couplage de Néel [15].

Lorsque les jonctions tunnel sont utilisées comme capteurs, l'aimantation de la couche sensible, appelée ici couche libre (\vec{M}_{CL}), est généralement stabilisée dans une direction perpendiculaire à l'aimantation de la couche de référence (\vec{M}_{ref}) et au champ magnétique que l'on souhaite mesurer [16], comme représenté sur la Figure 2.a. Nous notons θ_{CL} l'angle que forme l'aimantation de la couche libre avec sa direction d'équilibre. L'angle θ entre la couche libre et la référence correspond donc à $\theta_{CL} + \frac{\pi}{2}$. Cette configuration permet d'obtenir une réponse linéaire plus propice à la mesure d'un champ comme représenté sur la Figure 2.b (représentée en variation de résistance). A l'équilibre, l'aimantation de la couche libre et de la référence sont ainsi dans une configuration perpendiculaire et la résistance associée est donnée par l'équation 6. La mesure d'un champ positif ou négatif entraîne la rotation de l'aimantation de la couche libre jusqu'à un état parallèle ou antiparallèle, se traduisant par la mesure d'une résistance minimum ou maximum. Avant saturation, la résistance dépend de l'angle θ , dépendant lui-même du champ, et varie quasi linéairement. La sensibilité des jonctions dépend en partie de la stabilisation de la couche libre et la sensibilité peut être améliorée en réduisant cette stabilisation. Cependant, une stabilisation plus faible induit une réduction de la plage sensible avant saturation de l'aimantation. Par ailleurs, la détectivité d'une jonction dépend également de son bruit intrinsèque.

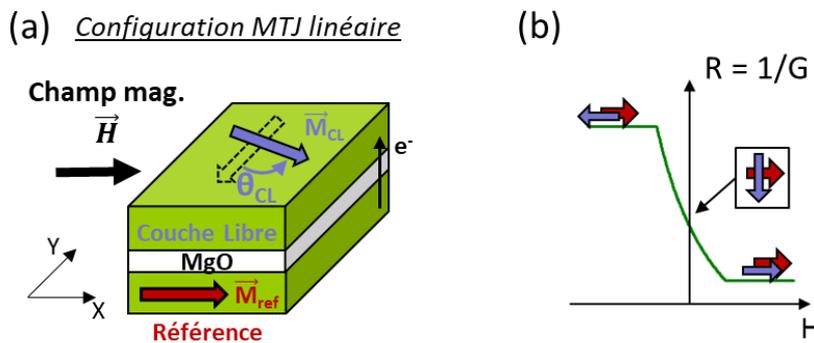


Figure 2 : a) Configuration d'une jonction tunnel magnétique utilisée comme capteur linéaire classique. Les flèches pleines représentent les orientations des aimantations. La flèche pointillée représente l'aimantation de la couche libre en champ nul. b) Réponse en résistance sous champ d'une jonction à réponse linéaire.

1.3.3 Sources de bruit des MTJ

Plusieurs sources sont à l'origine du bruit mesuré dans les jonctions tunnel magnétiques. On distingue le bruit thermique, le bruit de grenaille (shot-noise), le bruit en $1/f$ et le bruit télégraphique (RTN) [17]. Ces différents bruits, issus de mécanismes différents, sont incohérents et leur somme correspond alors au bruit total de la jonction. Je présente ici l'expression des principales sources de bruit considérées dans cette thèse. L'ensemble de ces bruits s'exprime en V^2/\sqrt{Hz} .

➤ Bruit thermique

Le bruit thermique, également appelé bruit de Johnson-Nyquist, est observé dans tous les matériaux conducteurs et correspond au mouvement aléatoire des électrons en interaction avec le bain thermique (mouvement brownien). Son expression dépend donc de la température T et s'exprime en fonction de la constante de Boltzmann k_B et de la résistance R .

$$S_{thermique} = 4 k_B T R \quad (7)$$

➤ Bruit de grenaille (shot noise)

Le bruit de grenaille est lié au phénomène stochastique d'émission des électrons. Dans une jonction tunnel, il est associé à la probabilité de passage des électrons à travers la barrière tunnel. Il est donc proportionnel au courant qui traverse la barrière. Si la jonction est polarisée en tension le bruit de grenaille peut également être exprimé en densité spectrale de bruit en tension. En notant e la charge de l'électron, I_0 le courant, U_0 la tension de polarisation, et R la résistance, le bruit de grenaille s'écrit

$$S_{shot} = 2eI_0R^2 = 2eRU_0 \quad (8)$$

➤ Bruit 1/f

Contrairement au bruit blanc, le bruit 1/f dépend de la fréquence à laquelle il est mesuré. Le bruit 1/f d'origine électrique est généré par les défauts dans et à la surface de la barrière tunnel qui constitue des pièges pour les électrons. Chaque défaut constitue un piège et peut capter temporairement les électrons. Aussi, nous notons qu'une barrière de meilleure qualité entraîne une réduction de ce bruit [18]. On définit le coefficient de Hooge α_H qui est associé à la qualité de la barrière tunnel. On note que sa valeur dépend de la résistance de la barrière (produit RA), de la TMR ainsi que de la polarisation de la jonction. Néanmoins il peut atteindre des valeurs aussi faibles que $10^{-10} \mu\text{m}^2$ sur certaines jonctions [19].

Le bruit 1/f est défini par la relation 9, avec α_H le coefficient de Hooge, A l'aire de la jonction U_0 la tension de polarisation et f la fréquence. La Figure 3 illustre l'évolution décroissante du bruit 1/f. A basse fréquence sa valeur est élevée, mais elle diminue en augmentant la fréquence.

$$S_{\frac{1}{f}} = \frac{\alpha_H U_0^2}{Af} \quad (9)$$

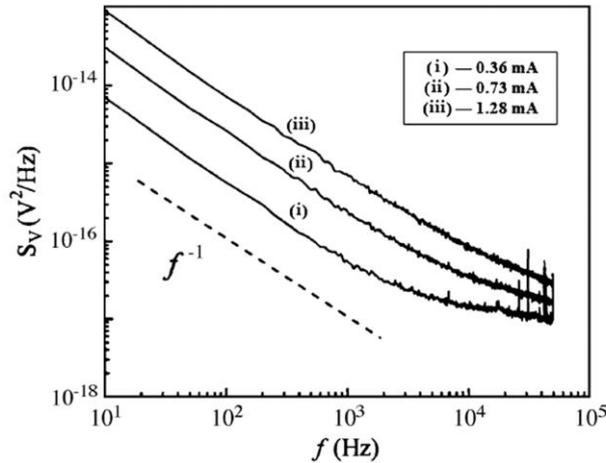


Figure 3 : Exemple de spectre du bruit $1/f$ mesuré sur une MTJ à une température de 2 K. Le bruit augmente avec le courant de polarisation. [20]

En général, on mesure un bruit prédominant sur les autres. La dépendance en fréquence du bruit $1/f$, entraîne une compétition entre ces différents bruits en fonction de la fréquence : à basse fréquence, le bruit $1/f$ est majoritaire, tandis qu'à fréquence élevée il devient inférieur au bruit blanc issu des autres sources et n'entrave plus la détectivité. Par ailleurs, pour une application capteur, il faut aussi veiller à limiter le bruit de l'électronique de mesure.

Les jonctions tunnel magnétiques présentent un certain intérêt pour le développement de capteurs magnétiques en raison de leur dimension micrométrique, leur faible consommation électrique et leur faible coût unitaire. Elles offrent également une sensibilité importante en comparaison aux GMR classiques. Néanmoins, l'existence du bruit $1/f$ constitue une limite majeure de leur détectivité dans le domaine des basses fréquences. Aujourd'hui l'un des défis les plus importants autour des MTJ concerne la détection de champs faibles à basse fréquence. Les possibilités consistent soit à augmenter la sensibilité, soit à réduire le bruit de ces dispositifs. Ces dernières années, la recherche de solutions pour améliorer la détectivité des jonctions tunnel magnétiques a fait l'objet de nombreux développements.

1.3.4 Méthodes d'amélioration de la sensibilité des jonctions

Il est possible d'améliorer la sensibilité des jonctions. Une amélioration peut être obtenue en réduisant la stabilité de la couche libre, quelle que soit la méthode de stabilisation employée [21]. Notons néanmoins qu'une stabilisation minimale reste nécessaire pour retrouver une configuration d'équilibre à champ nul. La sensibilité peut également être améliorée en utilisant des concentrateurs de flux [12], [22], ce que nous verrons dans le chapitre 4. Ces structures permettent d'amplifier le champ mesuré par la jonction et d'augmenter ainsi la sensibilité de l'ensemble. L'utilisation de concentrateurs de flux est efficace, mais augmente la dimension du dispositif. Nous notons que ces deux méthodes consistent à augmenter la sensibilité par une réduction de l'étendue de mesure. Il est également possible d'augmenter l'amplitude de la réponse en améliorant la TMR des jonctions. Ce paramètre dépend des propriétés des matériaux de l'empilement magnétique.

1.3.5 Réduction du bruit des jonctions

La réduction du bruit permet également d'améliorer la détection du capteur. Ainsi, un montage en pont de Wheatstone est souvent utilisé pour améliorer les performances d'un capteur à jonctions tunnel magnétiques [23]. Ce montage inclut plusieurs jonctions de dont la réponse varie de façon opposée et la mesure résulte du déséquilibre du pont généré par le champ magnétique mesurée. L'utilisation d'un pont de Wheatstone améliore la stabilité de la mesure en compensant l'influence des perturbations extérieures et permet également de supprimer le bruit issu de la tension d'alimentation. Sa fabrication est néanmoins contrainte par la difficulté de réaliser des jonctions de réponse opposée sur une même puce. Certaines méthodes existent mais nécessitent des étapes de fabrication complexes [24].

Concernant le bruit $1/f$, il existe plusieurs moyens de réduire ce bruit majeur. Il dépend de différents paramètres : le coefficient de Hooge, la tension de polarisation, le volume de la jonction, et la fréquence, comme exprimé dans la formule 9.

- Tout d'abord, le coefficient de Hooge est lié à la qualité de la barrière tunnel et une réduction de celui-ci passe par une amélioration technique du dépôt de l'empilement magnétique.
- Deuxièmement, une modification de la tension de polarisation modifie également l'amplitude du signal mesuré. En accord avec la relation elle ne permet donc pas d'améliorer la détectivité finale.
- Une troisième possibilité pour réduire le bruit consiste à augmenter l'aire de la jonction. L'idée est alors d'augmenter le volume magnétique permettant de moyennner les contributions du bruit $1/f$. Des jonctions présentant une surface très large ont pu être obtenues en stabilisant la couche libre par un soft pinning [25]. Il est également possible de connecter plusieurs jonctions en réseau, ce qui permet de réduire le bruit comme la racine du nombre de jonctions [26]. On note néanmoins que ces méthodes entraînent une augmentation de l'empreinte du dispositif. Il est également possible d'empiler plusieurs jonctions pour obtenir le même résultat dans un moindre volume, mais les difficultés technologiques limitent le nombre de jonctions superposables.
- Enfin, comme le bruit $1/f$ diminue avec la fréquence, il est possible d'augmenter la fréquence du champ mesuré en appliquant une modulation à relativement haute fréquence. Cette modulation peut par exemple être apportée en utilisant des MEMS (MicroElectroMechanical System) [27]. L'utilisation de MEMS permet de moduler un champ continu en guidant le champ alternativement sur la jonction puis en dehors de celle-ci. Des concentrateurs de flux sont montés sur un système résonnant qui oscille à une fréquence donnée. Néanmoins l'utilisation de MEMS nécessite une consommation élevée. Jusqu'à présent, l'efficacité de cette technique s'est révélée limitée, car l'amplitude du champ magnétique ainsi haché ne représente que quelques pourcents du champ total [27], [28].

En résumé, plusieurs méthodes permettent d'améliorer la détection des jonctions tunnel magnétiques pour la réalisation de capteurs sensibles. Néanmoins la détection du picotesla dans le domaine des basses fréquences reste difficile et nécessite de poursuivre les développements.

1.4 Le capteur MAROT

1.4.1 Besoins pour un magnétomètre spatial

Les besoins pour un magnétomètre spatial varient fortement en fonction de la mission et du type de mesures recherchées. Certains magnétomètres sont facilement adaptables ce qui permet d'optimiser leurs performances dans les gammes de mesures recherchées. En revanche, un magnétomètre générique doit présenter de très bonnes performances afin de pouvoir être employé sur différentes missions. Généralement, des variations importantes du signal mesuré nécessitent une étendue de mesure élevée. Par exemple, la cartographie du champ terrestre nécessite une précision et une résolution importante inférieure à quelques secondes d'arc, avec des variations d'amplitude de 1 pour 100 000 [29]. L'instrument doit également présenter une bonne résistance mécanique aux vibrations et aux radiations, et sa longévité doit être suffisante. Il faut aussi prévoir de mesurer les éventuelles variations de performances. Pour exemple, sur un magnétomètre vectoriel, des déformations thermiques et mécaniques associées au vide de l'espace sont susceptibles d'endommager l'alignement de l'instrument [29]. Par ailleurs, la consommation électrique de l'instrument doit être faible. Pour comparaison, la consommation d'un fluxgate peut être inférieure à 1 W [29].

Notre objectif est d'apporter une alternative aux fluxgate et Search Coil actuellement utilisés dans le spatial, avec un capteur de plus faible dimension et employant des magnétorésistances. Pour présenter des performances similaires, le capteur doit être capable de détecter des champs jusqu'à 1 pT, dans une plage de fréquence allant du continu à 1 kHz. Afin d'opérer dans le champ terrestre, le capteur doit également mesurer des champs jusqu'à 100 μ T. Notre but est de développer un prototype fonctionnel avec des caractéristiques intéressantes pour le spatial. Celui-ci est dimensionné avec les besoins ci-dessus et sa fabrication permettra de mesurer les performances atteignables.

1.4.2 Architecture du capteur

Le capteur développé dans cette thèse est représenté schématiquement sur la Figure 4 et est composé de deux branches quasi identiques comportant chacune trois éléments : une jonction tunnel magnétique, un concentrateur de flux et une bobine de modulation. A cela s'ajoute une électronique en charge de générer un signal de modulation et traiter la réponse des jonctions tunnel, ainsi que de générer une contre réaction de la mesure.

Les jonctions tunnel magnétiques sont utilisées comme éléments sensibles. Alimentées en tension, leur résistance dépend du champ magnétique mesuré. Nous soulignons que les jonctions utilisées dans ce capteur doivent présenter une réponse symétrique atypique, que je détaillerai dans la suite de ce manuscrit. Ces jonctions sont localisées au centre du capteur dans l'entrefer d'un concentrateur de flux. Les concentrateurs sont composés d'un matériaux ferromagnétique doux ; leur perméabilité magnétique importante et leur géométrie spécifique doivent permettre de concentrer le champ magnétique au niveau des jonctions et de gagner un facteur d'environ 400 sur la détectivité du capteur. Le champ extérieur (H_{ext}) qui est mesuré par le capteur est ainsi amplifié. Enfin, des bobines de modulation sont ajoutées autour des

concentrateurs, de part et d'autre des jonctions. Elles doivent générer un champ magnétique alternatif (H_{mod}) opposé dans chacune des deux branches, dont le rôle final est de diminuer d'un facteur environ 100 le bruit en $1/f$ des jonctions. Enfin l'électronique connecte et effectue une mesure différentielle du signal produit par les deux jonctions en réponse au champ total dans chacun des entrefers. La réponse électrique est amplifiée puis traitée par l'électronique, qui alimente également les bobines. L'électronique assure ainsi à la fois une modulation et une contre-réaction de la mesure. Enfin, le capteur représenté ici ne permet qu'une mesure monodirectionnelle du champ magnétique dans la direction amplifiée par les concentrateurs. L'assemblage de trois capteurs orthogonaux de ce type permettra de mesurer le champ selon trois axes.

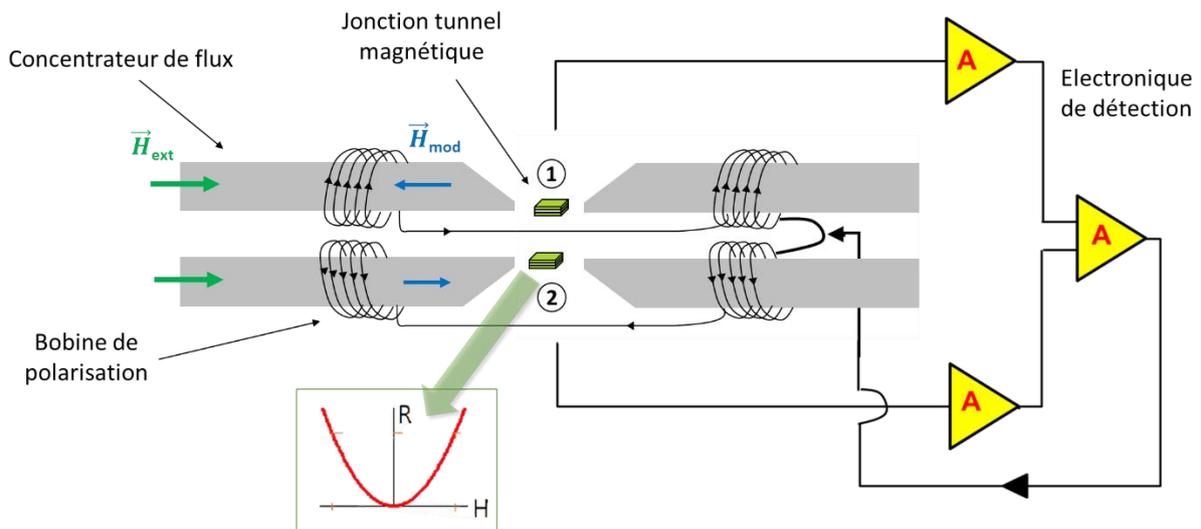


Figure 4 : Représentation schématique des différents éléments du capteur.

1.4.3 Modulation magnétique employée

Le capteur tel qu'il a été conçu utilise une modulation du champ magnétique dans le but de réduire le bruit en $1/f$ à basse fréquence des jonctions. Concrètement, un courant alternatif circulant dans les bobines génère un champ alternatif de modulation (H_{mod}) à une fréquence f_0 . Ce champ s'ajoute dans l'entrefer au champ externe DC ou de plus faible fréquence.

La réduction du bruit en $1/f$ grâce à la modulation requiert l'utilisation de jonctions à réponse symétrique, dont la résistance est égale sous champ positif ou négatif, $R(H) = R(-H)$. Ce sont ces jonctions que nous développerons par la suite. La Figure 5 représente l'évolution temporelle du signal en entrée et en sortie d'une jonction à réponse symétrique. Tout d'abord, la courbe rouge montre la réponse symétrique souhaitée de la jonction. En l'absence de champ externe (Figure 3.a), la jonction ne mesure que le champ de modulation de la forme $H_0 \cos(2\pi f_0 t + \phi_0)$ (courbe bleue). Sous l'effet de ce champ de modulation, la résistance de la jonction oscille entre une résistance minimale R_{min} et $R_0 = R(\pm H_0)$ (courbe violette), avec une fréquence $2f_0$ du fait de la symétrie de la réponse. La Figure 3.b montre le signal de sortie en présence d'un faible champ externe δH_{ext} pouvant être considéré comme continu par rapport à la fréquence de modulation f_0 . Celui-ci se superpose au champ de modulation entraînant un offset du champ de modulation initialement mesuré par la jonction. Cet offset déséquilibre la réponse de la jonction dont la résistance oscille alors avec une alternance de pic haut $R(H_0 +$

δH_{ext}) et de pics bas $R(-H_0 + \delta H_{ext}) = R(H_0 - \delta H_{ext})$. Pour de faibles variations du champ extérieur autour du point d'opération, la variation de résistance est linéaire. On écrit alors $R_0 + s \cdot \delta H_{ext}$ la résistance d'un pic haut et $R_0 - s \cdot \delta H_{ext}$ la résistance d'un pic bas avec $R_0 = R(H_0)$ la résistance au point d'opération et s la sensibilité autour de R_0 . La différence d'amplitude entre deux pics successifs est alors proportionnelle au champ externe.

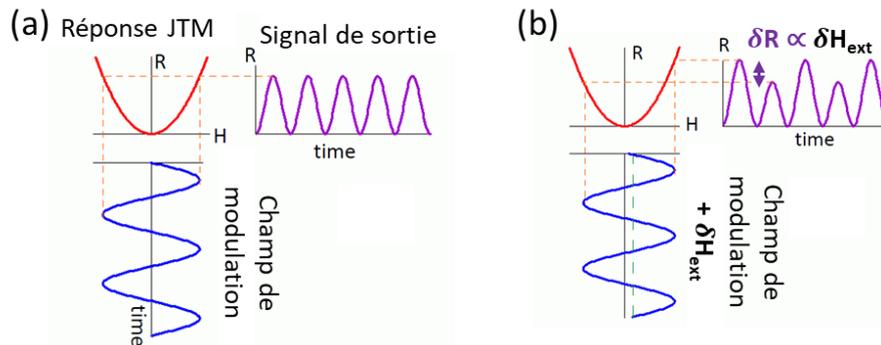


Figure 5 : Signal de sortie d'une jonction à réponse symétrique sous champ de modulation. a) En l'absence de champ externe sous l'influence du champ de modulation de période ω_0 . b) En présence d'un faible champ externe, continu ou $f \ll f_0$.

Dans la pratique, les jonctions sont polarisées en tension et nous mesurons les variations de courant associées aux variations de résistance. Le champ de modulation est en opposition de phase dans chacune des deux branches du capteur de telle sorte que l'alternance de pics haut et bas dans le signal de sortie est décalée d'une demi-période $\frac{1}{2f_0}$ dans chaque branche. La Figure 6 représente l'évolution du signal des jonctions, ensuite traité par l'électronique. Par amplification et mesure différentielle des deux signaux nous retrouvons alors un signal de fréquence f_0 et d'amplitude proportionnelle au champ externe, modulo la sensibilité et l'amplification du courant. L'électronique réalise ensuite une détection synchrone à la fréquence de modulation. Par filtrage de la composante continue, nous retrouvons alors un courant proportionnel au champ externe.

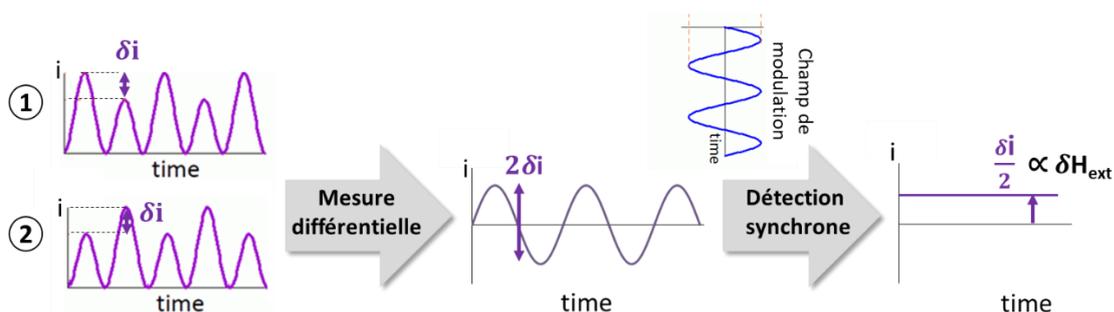


Figure 6 : Traitement du signal en sortie des deux jonctions. Le courant δi est proportionnel au champ externe mesuré. Le gain des différentes amplifications n'est pas représenté.

1.4.4 Maintien du champ d'opération

Le capteur opère également une contre réaction du champ externe afin que les bobines, en plus du champ de modulation, génèrent un champ magnétique opposé au champ extérieur,

annulant ainsi le champ externe dans l'entrefer. La résistance des jonctions oscille entre R_{\min} et R_0 du fait de la modulation et le point d'opération est maintenu autour de R_0 même en présence d'un champ extérieur. La contre réaction permet donc d'élargir l'étendue de mesure du capteur en maintenant le point d'opération dans la zone sensible. Cela permet aussi de corriger les dérives thermiques puisque c'est la valeur de la contre-réaction qui donne la mesure du champ.

Une des idées fondamentales du capteur est donc l'utilisation d'une modulation pour réduire le bruit en $1/f$ des jonctions, ce qui requiert le développement de jonctions tunnel à réponse symétrique.

1.5 Jonctions tunnel à réponse symétrique

Notre capteur requiert l'utilisation de jonctions tunnel magnétiques spécifiques présentant une réponse symétrique (SR-MTJ). Celles-ci sont obtenues en réalisant une configuration colinéaire des aimantations de la couche libre et de la référence. Dans cette section, nous modélisons la réponse de ces jonctions par un modèle de Stoner-Wohlfarth et présentons leur utilisation dans le capteur.

Notons que des magnétorésistances (GMR) à réponse symétrique (SRMR) ont été développées par Shirotori afin de mener une modulation similaire [30]. Récemment, des jonctions tunnel magnétiques à réponse symétrique ont également été développée par Nakatani et ses collaborateurs [15].

1.5.1 Configuration des SR-MTJ

Les jonctions tunnel magnétiques à réponse symétrique sont réalisées en fixant l'aimantation de la référence (\vec{M}_{ref}) dans une direction perpendiculaire au champ magnétique mesuré, comme représenté sur la Figure 7.a. L'aimantation de la couche libre (\vec{M}_{CL}) doit également être stabilisée perpendiculairement au champ appliqué afin d'obtenir un état parallèle ou antiparallèle avec la référence à l'équilibre ($\vec{H} = 0$). La Figure 7 représente le cas d'une stabilisation dans l'état antiparallèle à champ nul. Sous l'influence d'un champ positif ou négatif, l'aimantation de la couche libre se retourne dans le sens du champ vers des états perpendiculaires. La résistance de l'empilement varie alors comme une fonction de l'angle entre les aimantations de la couche libre et de la référence fixe ($\pi - \theta_{CL}$). La réponse en résistance attendue est représentée sur la Figure 7.b. La résistance est maximale à champ nul et diminue sous l'application d'un champ, jusqu'au retournement de l'aimantation de la couche libre vers un état perpendiculaire. La réponse obtenue est alors symétrique.

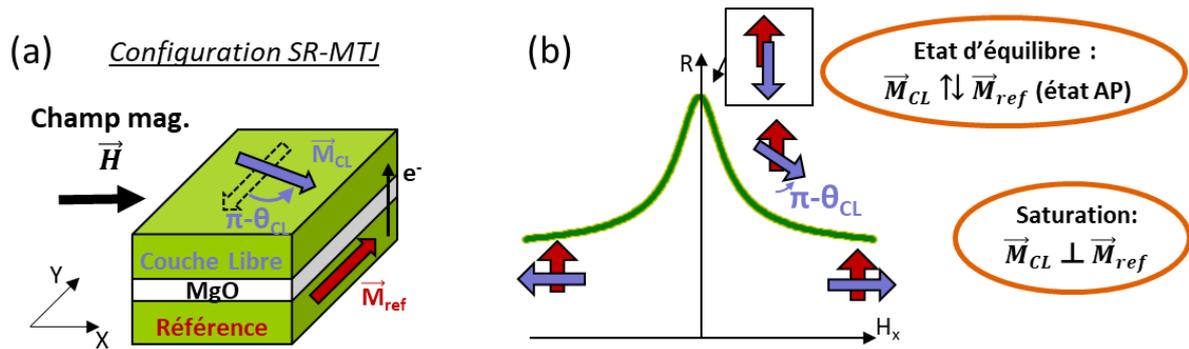


Figure 7 : a) Configuration d'une SR-MTJ. Les flèches pleines dans l'empilement représentent les orientations des aimantations. La flèche pointillée représente l'aimantation de la couche libre en champ nul. Les aimantations de la référence et de la couche libre au repos sont fixées dans une direction perpendiculaire au champ appliqué. b) Réponse en résistance sous champ d'une SR-MTJ.

Pour notre capteur, le champ magnétique mesuré est appliqué par le concentrateur de flux défini selon l'axe \vec{X} . Il s'agit donc de l'axe sensible des jonctions, perpendiculaire à la référence. L'aimantation de la référence doit donc être orientée dans la direction de l'axe \vec{Y} du capteur. Nous définissons les axes facile et difficile d'après la direction d'aimantation préférentielle attendue pour la couche libre. Ainsi l'axe facile est parallèle à la référence, et l'axe difficile est perpendiculaire.

1.5.2 Modélisation de la réponse d'une SR-MTJ

1.5.2.1 Utilisation du modèle Stoner-Wohlfarth

Le modèle de Stoner-Wohlfarth permet de décrire mathématiquement l'aimantation d'un petit volume ferromagnétique soumis à un champ magnétique [31]. Ce modèle consiste à calculer l'énergie totale du système et trouver l'angle de l'aimantation permettant de minimiser cette énergie.

La validité de ce modèle repose sur trois hypothèses. Premièrement, l'aimantation doit pouvoir être considérée comme macrospin, signifiant que l'aimantation est considérée uniforme dans l'ensemble du volume et que sa norme est invariante de la même façon qu'un spin unique. Nous notons M_s la norme de son aimantation (appelé aussi aimantation à saturation). Deuxièmement, le modèle est quasi statique, permettant à l'aimantation de suivre la configuration correspondant au minimum d'énergie. Enfin, le modèle est valable à basse température : il n'y a pas d'activation thermique donc le système ne peut pas franchir les barrières d'énergies. L'hypothèse macrospin concernant la couche libre de nos jonctions sera discutée dans le chapitre 3 et semble valable tant que le piégeage de la couche libre reste important. Dans le cadre de cette thèse, les caractérisations magnéto-électriques sont réalisées à température ambiante et les variations de champ appliquées lors de la modulation restent lentes. Nous utilisons donc le modèle de Stoner-Wohlfarth pour décrire l'aimantation de la couche libre comme un petit volume ferromagnétique.

Par ailleurs, l'épaisseur de la couche libre, comprise entre 5 et 20 nm, reste suffisamment fine devant les surfaces micrométriques de nos jonctions pour conserver une aimantation dans

le plan. Cette supposition nous permet de décrire l'aimantation de la couche libre simplement par son angle θ_{CL} dans le plan.

La description de la couche libre et son aimantation (\vec{M}_{CL}) sont représentées schématiquement sur la Figure 8. La couche libre est dans le plan $\vec{X}\vec{Y}$ et est allongée dans la direction \vec{Y} . Nous associons la configuration de la couche libre à son angle θ_{CL} par rapport à l'axe \vec{Y} et sa valeur peut être comprise dans l'intervalle $[-\pi ; \pi]$. Ainsi, l'aimantation de la couche libre (\vec{M}_{CL}) peut s'écrire simplement à partir de l'angle θ_{CL} , par la projection de l'aimantation sur les axes \vec{X} et \vec{Y} et la norme M_s de son aimantation (approximation macrospin).

$$\vec{M}_{CL} = M_s(\sin \theta_{CL} \vec{e}_x + \cos \theta_{CL} \vec{e}_y) \quad (10)$$

Un champ d'anisotropie H_k stabilise l'aimantation de la couche libre selon l'axe \vec{Y} . Dans le cas présenté ci-dessous, l'aimantation est stabilisée par l'anisotropie de forme et s'aligne avec la longueur de la jonction afin de minimiser le champ démagnétisant. Le champ mesuré (H_{mes}) est appliqué selon \vec{X} , perpendiculairement à la direction d'aimantation de la couche libre attendue à l'équilibre ; le champ appliqué provoque la rotation de l'aimantation de la couche libre. Par ailleurs, l'aimantation de la couche de référence est fixée dans la direction de l'axe \vec{Y} . Dans le cadre où la référence reste bien orientée selon \vec{Y} , l'angle $\theta_{CL} = 0$ (entre la couche libre et l'axe \vec{Y}) correspond à l'état parallèle de la couche libre avec la référence et l'angle $\theta_{CL} = \pi$ correspond à l'état antiparallèle.

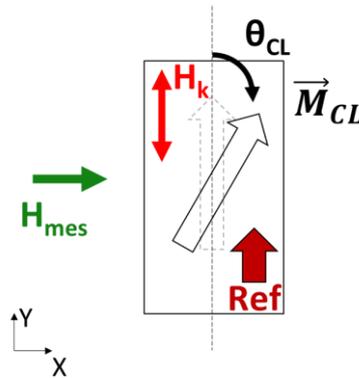


Figure 8 : Schéma de la couche libre et son aimantation \vec{M}_{CL} décrite par θ_{CL} . L'aimantation se stabilise dans un équilibre qui dépend du champ d'anisotropie H_k et du champ mesuré H_{mes} .

Schématiquement, on peut voir la couche libre comme soumise à deux couples en compétition : un premier permettant de stabiliser l'aimantation dans sa position d'équilibre via le champ d'anisotropie ; un second induit par le champ à mesurer et qui entraîne la rotation de l'aimantation. Le modèle Stoner-Wohlfarth nous permet de calculer l'angle θ_{CL} minimisant l'énergie totale de la couche libre.

La réponse de la jonction est liée à l'aimantation de la couche libre. Dans un modèle simplifié de Stoner-Wohlfarth, où deux énergies contribuent à fixer l'aimantation de la couche libre, l'énergie totale est la somme de l'énergie démagnétisante et de l'énergie Zeeman.

$$e_{tot} = -\mu_0 H_{mes} M_s \sin(\theta_{CL}) + \frac{1}{2} \mu_0 M_s H_{k,shape} \sin^2(\theta_{CL}) \quad (11)$$

L'énergie Zeeman :

L'énergie Zeeman est associée à l'interaction entre un dipôle et un champ magnétique. Celle-ci génère un couple sur le moment magnétique du dipôle qui s'oriente dans le sens du champ. La couche libre pouvant être assimilée à un dipôle, le couple entraîne la rotation de son aimantation. L'énergie Zeeman s'exprime de façon générale par l'équation 12 comme l'opposé du produit scalaire du champ $\mu_0 \vec{H}$ avec l'aimantation \vec{M} et peut être positive ou négative. Dans le cas où champ H_{mes} est appliqué selon \vec{X} , la projection de l'aimantation sur l'axe \vec{X} s'écrit $M_s \sin(\theta_{CL})$ et l'énergie Zeeman se traduit par l'équation 13, avec μ_0 la perméabilité du vide, M_s l'aimantation de la couche libre et θ_{CL} l'angle de \vec{M}_{CL} par rapport à l'axe \vec{Y} .

$$e_{zeeman} = -\mu_0 \vec{H} \cdot \vec{M} \quad (12)$$

$$e_{zeeman,x} = -\mu_0 H_{mes} M_s \sin(\theta_{CL}) \quad (13)$$

Energie démagnétisante :

L'énergie démagnétisante correspond à l'interaction entre l'aimantation de la couche libre et son propre champ démagnétisant [32]. Son expression est semblable à la moitié de l'énergie Zeeman et s'écrit

$$e_{demag} = -\frac{\mu_0}{2} \vec{H}_d \cdot \vec{M}_{CL} \quad (14)$$

avec \vec{H}_d le champ démagnétisant dans la couche libre. La difficulté de calculer cette énergie est liée au champ démagnétisant dont l'expression peut s'avérer délicate. En effet, contrairement à l'aimantation, le champ démagnétisant n'est pas uniforme dans le volume de la couche libre. De plus, il dépend de la géométrie et de l'aimantation de la couche libre et dépend donc lui-même de l'angle θ_{CL} .

Une approximation utile consiste à considérer le champ démagnétisant uniforme dans le volume et égal au champ démagnétisant moyen. Nous le traitons alors comme dans le cas spécifique d'un ellipsoïde pour lequel le champ démagnétisant est uniforme et peut être exprimé simplement en définissant des coefficients démagnétisants associés à la forme (rapports d'aspect) du volume. Ainsi, le champ démagnétisant est l'opposé du produit de l'aimantation avec le tenseur N des coefficients démagnétisants (Equation 15). Dans le repère $(\vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$ des axes de symétrie de l'ellipsoïde le tenseur N est diagonal et la somme des éléments diagonaux N_x, N_y et N_z est égale à 1.

$$\vec{H}_d = -N \vec{M}_{CL} \quad (15)$$

$$\text{avec } N = \begin{pmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{pmatrix}$$

Dans le cas d'une couche mince, il est possible de calculer les coefficients démagnétisants associés à sa géométrie, comme montré dans la partie suivante.

La couche libre étant mince, le champ démagnétisant engendré par une aimantation hors plan est très important. L'aimantation s'aligne alors naturellement dans le plan afin de minimiser le champ démagnétisant et l'énergie du système. Pour une couche libre dans le plan \vec{XY} , nous ne considérons donc que les coefficients N_x et N_y qui définissent le champ

démagnétisant dans le plan. L'expression du champ démagnétisant à partir des coefficients N_x et N_y nous permet de réécrire l'expression de l'énergie démagnétisante comme

$$e_{demag} = K_d(N_x \sin^2(\theta_{CL}) + N_y \cos^2(\theta_{CL})) \quad (16)$$

avec $K_d = \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2$ la constante dipolaire. Par ailleurs, considérant que seule la différence d'énergie nous intéresse et l'énergie étant définie à une constante près, nous pouvons exprimer plus simplement l'énergie démagnétisante par

$$e_{demag} = K_d(N_x - N_y) \sin^2(\theta_{CL}) \quad (17)$$

En absence de champ appliqué sur la couche libre, l'existence du champ démagnétisant stabilise l'aimantation dans une direction qui minimise l'énergie associée. Il s'agit de la direction la plus longue de la couche libre (selon \vec{Y} dans la Figure 8), selon laquelle le champ démagnétisant est le plus faible. Cet effet génère l'existence d'un axe facile \vec{Y} selon lequel l'aimantation s'aligne spontanément, et d'un axe difficile \vec{X} , selon lequel l'énergie démagnétisante est plus élevée. Il est intéressant d'exprimer la différence d'énergie entre les cas où l'aimantation est alignée avec l'axe facile et celui où elle est selon l'axe difficile :

$$\Delta e_{demag} = \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2(N_x - N_y) = \frac{1}{2}\mu_0 M_s H_{k,shape} \quad (18)$$

où nous avons fait apparaître le champ d'anisotropie de forme (planaire) $H_{k,shape}$.

$$H_{k,shape} = M_s(N_x - N_y) \quad (19)$$

L'énergie démagnétisante peut finalement s'écrire :

$$e_{demag} = \frac{1}{2}\mu_0 M_s H_{k,shape} \sin^2(\theta_{CL}) \quad (20)$$

1.5.2.2 Calcul des coefficients démagnétisants

Les coefficients démagnétisants sont déterminés à partir du champ démagnétisant calculé dans les cas particuliers où l'aimantation est alignée avec les axes de symétrie du volume. Pour cela, l'énergie démagnétisante est calculée en considérant des charges magnétiques de surface générées par l'aimantation du volume comme représenté sur la Figure 9. Elle correspond alors à la somme des interactions entre chaque charge magnétique et peut être calculée de façon exacte en définissant des fonctions d'intégration [33]. Le coefficient démagnétisant de l'axe i est alors égal au rapport de l'énergie par la constante démagnétisante K_d .



Figure 9 : Illustration de la répartition de charges magnétiques sur les surfaces S_1 et S_2 d'un volume.

$$N_i = \frac{e_{demag,i}}{K_d} \quad (21)$$

➤ Coefficients démagnétisants d'un parallélépipède rectangle

Dans le cas d'un parallélépipède rectangle, une expression exacte des coefficients démagnétisants est donnée par Aharoni ; elle est obtenue par développement des fonctions d'intégration [34]. Si l'on note $2a$, $2b$, $2c$ les dimensions du rectangle suivant les axes \vec{X} , \vec{Y} , \vec{Z} respectivement, le coefficient N_z est donné par la relation 22, dans laquelle $r_a = \sqrt{b^2 + c^2}$, $r_b = \sqrt{a^2 + c^2}$, $r_c = \sqrt{a^2 + b^2}$, et $r = \sqrt{a^2 + b^2 + c^2}$. Les coefficients N_x et N_y peuvent être obtenus par échange des coefficients a , b , c dans la formule.

$$N_z = \frac{1}{\pi} \left(\begin{aligned} & \frac{b^2 - c^2}{2bc} \ln \left(\frac{r-a}{r+a} \right) + \frac{a^2 - c^2}{2ac} \ln \left(\frac{r-b}{r+b} \right) + \frac{b}{2c} \ln \left(\frac{r_c+a}{r_c-a} \right) + \frac{a}{2c} \ln \left(\frac{r_c+b}{r_c-b} \right) \\ & + \frac{c}{2a} \ln \left(\frac{r_a-b}{r_a+b} \right) + \frac{c}{2b} \ln \left(\frac{r_b-a}{r_b+a} \right) + 2 \arctan \left(\frac{ab}{cr} \right) + \frac{a^3 + b^3 - 2c^3}{3abc} \\ & + \frac{a^2 + b^2 - 2c^2}{3abc} r + \frac{c}{ab} (r_b + r_a) - \frac{r_c^3 + r_a^3 + r_b^3}{3abc} \end{aligned} \right) \quad (22)$$

➤ Coefficients démagnétisants d'une ellipse

Dans le cas d'une ellipse, les coefficients démagnétisants peuvent être obtenus par un calcul complexe utilisant des intégrales elliptiques [32].

1.5.2.3 *Calcul de la réponse symétrique*

L'aimantation de la couche libre s'équilibre dans une configuration qui minimise son énergie totale. Nous recherchons alors les angles θ_{CL} minimisant cette énergie. La dérivée de l'énergie par l'angle θ_{CL} est donnée par relation 23. Les configurations d'équilibre de l'angle θ_{CL} correspondent à une annulation de cette dérivée. Nous obtenons ainsi la relation 24 entre θ_{CL} et le champ mesuré. Afin que l'angle corresponde à un équilibre stable, la dérivée seconde doit également être positive, ce qui revient à vérifier la relation 25.

$$\frac{de_{tot}}{d\theta_{CL}} = -\mu_0 H_{mes} M_s \cos(\theta_{CL}) + \mu_0 M_s H_{k,shape} \sin(\theta_{CL}) \cos(\theta_{CL}) \quad (23)$$

$$\sin(\theta_{CL}) = \frac{H_{mes}}{H_{k,shape}} \quad (24)$$

$$H_{mes} \sin(\theta_{CL}) + H_{k,shape} (2 \cos^2(\theta_{CL}) - 1) > 0 \quad (25)$$

L'angle θ_{CL} est obtenu en inversant le sinus dans la relation 24. Néanmoins, la fonction sinus inverse limite le résultat sur l'intervalle $[-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2}]$, alors que l'angle θ_{CL} peut prendre toutes les valeurs sur $[-\pi; \pi]$. Nous obtenons donc deux résultats possibles pour l'angle θ_{CL} :

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta_{CL} = \sin^{-1} \left(\frac{H_{mes}}{H_{k,shape}} \right) \\ \text{ou} \\ \theta_{CL} = \pi - \sin^{-1} \left(\frac{H_{mes}}{H_{k,shape}} \right) \end{array} \right\} \quad (26)$$

Nous pouvons maintenant définir deux réponses en résistance en fonction du champ mesuré. En injectant la relation 26 dans l'expression générale de la résistance d'une jonction tunnel (Equation 5), nous obtenons la réponse 27. Le signe « \pm » dépend du choix de l'angle θ_{CL} dans la relation 26. Un signe positif (resp. négatif) décrit une réponse stabilisant la configuration parallèle à champ nul (resp. antiparallèle) et passant par une résistance minimale

(resp. maximale). Un exemple des deux réponses possibles est représenté sur la Figure 10, avec comme valeurs arbitraires $R_p = 100 \Omega$, $R_{ap} = 200 \Omega$ et $\mu_0 H_{k,shape} = 50 \text{ mT}$.

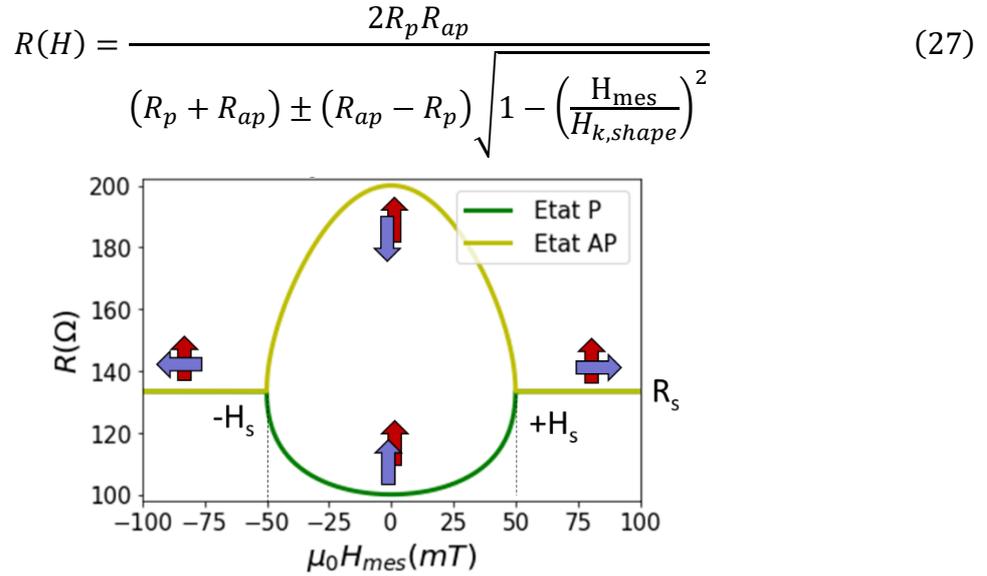


Figure 10 : Modélisation de la réponse d'une jonction stabilisée par un champ d'anisotropie de forme $\mu_0 H_{k,shape} = 50 \text{ mT}$. Deux réponses sont possibles selon la configuration à l'équilibre : « Etat P » ou « Etat AP » correspondent à un alignement dans la configuration parallèle soit antiparallèle. Les flèches représentent les orientations des aimantations.

Par ailleurs, l'angle θ_{CL} obtenu est défini pour un champ mesuré H_{mes} compris dans l'intervalle $[-H_{k,shape} ; +H_{k,shape}]$. Si $|H_{mes}| > H_{k,shape}$, alors l'aimantation de la couche libre est saturée dans une configuration perpendiculaire avec $\theta_{CL} = \pm \frac{\pi}{2}$. Le champ d'anisotropie $H_{k,shape}$ correspond donc ici à un champ de saturation que nous notons H_s . La résistance R_s après saturation représentée sur la Figure 10 est calculée par la relation 6.

1.5.3 Utilisation des SR-MTJ comme élément sensible

Dans le capteur, les jonctions tunnel sont les éléments sensibles qui répondent au champ magnétique total présent dans l'entrefer des concentrateurs de flux. La Figure 11 représente la réponse d'une jonction à une modulation autour de l'état parallèle, mais les conclusions sont identiques pour une modulation autour de l'état anti parallèle que nous choisirons au chapitre 3. Le champ de modulation h_{mod} fait osciller l'aimantation de la couche libre autour de son état stable. En absence de champ externe δH_{ext} , l'aimantation oscille entre deux points d'opération représentés en rouge sur la figure et correspondant au champ d'opération H_{op} . La mesure d'un champ externe entraîne un décalage du champ modulé h_{mod} sur la réponse de la jonction et une différence δR entre les résistances maximales mesurées en champ positif et négatif. Ainsi, le champ d'opération doit être défini dans la partie sensible de la réponse afin d'obtenir un décalage en résistance important. Afin de maximiser la sensibilité, il a été proposé de fixer le champ d'opération égal à 85 % du champ de saturation. Par ailleurs, la modulation peut être effectuée soit autour de l'état parallèle soit autour de l'état antiparallèle, mais le champ ne doit pas dépasser la valeur du champ de saturation au risque de changer d'état stable.

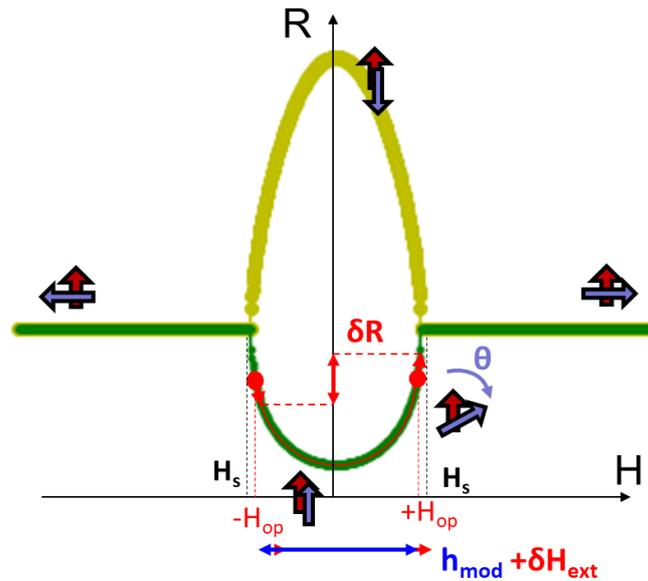


Figure 11 : Réponse d'une jonction tunnel magnétique à réponse symétrique à une modulation autour de l'état parallèle.

Dans le but d'optimiser la sensibilité, nous souhaiterions diminuer la valeur du champ de saturation H_s qui aura pour effet d'affiner le cycle de la réponse. Comme le champ de saturation équivaut ici à la valeur du champ anisotropie de forme $H_{k,shape}$, une première approche consiste à réduire la valeur du champ d'anisotropie en modifiant la forme des jonctions, ce que nous évaluerons au chapitre 3.

1.6 Dimensionnement des éléments du capteur

Afin de présenter des performances intéressantes, nous souhaitons réaliser un capteur capable de mesurer des champs magnétiques avec une précision de 1 pT avec une dynamique très importante allant jusqu'à 100 μ T correspondant à deux fois le champ terrestre. L'objectif est de mener des mesures dans une plage de fréquence de 0 à 1 kHz sans variation importante du bruit. Enfin la consommation électrique doit être minimisée autant que possible en vue de développer un instrument embarqué sur satellite.

Le schéma du capteur que nous réalisons est représenté sur la Figure 12, et comprend les concentrateurs de flux, les bobines et les jonctions tunnel magnétiques ainsi que leurs contacts. Sa dimension est de 3,7 μ m par 10,4 μ m. Nous définissons les axes \vec{X} et \vec{Y} du capteur comme la direction du champ mesuré et son axe perpendiculaire.

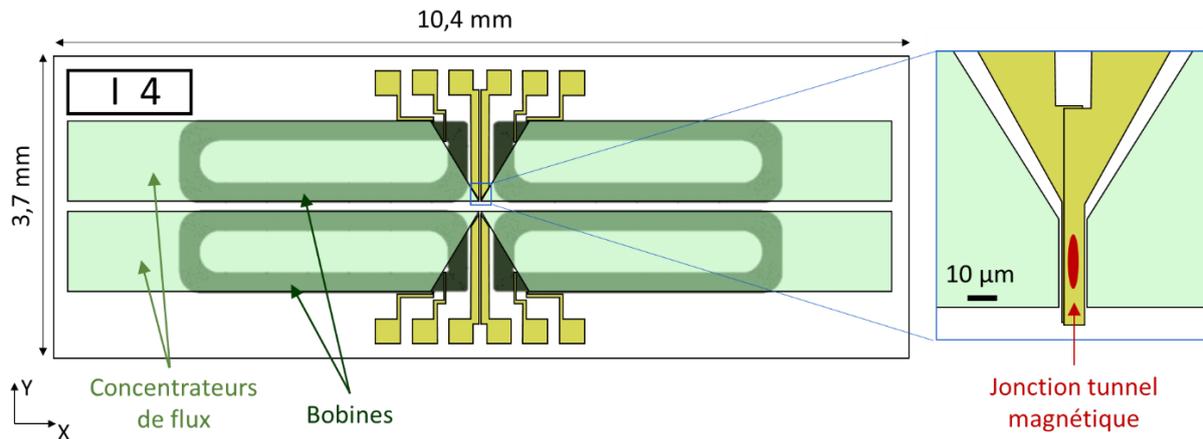


Figure 12 : Schéma du capteur complet réalisé sur wafer de Si.

Les différents éléments du capteur ont été dimensionnés afin de répondre aux objectifs visés. Ce dimensionnement global a préalablement permis de fixer plusieurs paramètres de fonctionnement ainsi que la géométrie du capteur. Au cours de cette thèse, j'ai repris le dimensionnement des jonctions tunnel magnétiques et cherché à définir la sensibilité requise.

1.6.1 Concentrateurs de flux magnétique

Les concentrateurs de flux sont des structures magnétiques dont la perméabilité élevée permet de guider les lignes de champ. Nous réalisons des concentrateurs de forme allongée dans la direction du champ mesuré comme représenté sur la Figure 13.a. Leur extrémité affinée en biseau permet de concentrer le flux magnétique dans l'entrefer où se trouve la jonction (Figure 13.c). Les concentrateurs réalisés ont chacun une longueur de $5000\ \mu\text{m}$ pour une largeur de $1000\ \mu\text{m}$. Leur longueur importante permet de guider plus de champ et d'obtenir un gain élevé, comme l'illustre schématiquement la Figure 13.b. La forme en biseau réduit la largeur des concentrateurs à $30\ \mu\text{m}$ au bord de l'entrefer. L'épaisseur des concentrateurs de $5\ \mu\text{m}$ est relativement importante par rapport à la jonction dans le but de mieux guider le champ généré par les bobines. Enfin, l'entrefer dans lequel sera placée la jonction est fixé à $10\ \mu\text{m}$ pour obtenir un gain important.

Des simulations par éléments finis ont été réalisées avec cette géométrie par Claude Cavoit et Guillaume Jannet du LPC2E. Le matériau du concentrateur de flux envisagé est du NiFe de perméabilité magnétique égale à 20 000. Nous prévoyons alors une amplification très importante du champ extérieur dans l'entrefer par un facteur 400. On note que le gain évolue inversement à la taille de l'entrefer. De plus, le champ dans l'entrefer est relativement uniforme. Pour des raisons de fabrication, les concentrateurs sont réalisés après les jonctions et se retrouvent légèrement surélevés au-dessus de la jonction. Néanmoins, les simulations montrent que le champ ne diminue pas significativement au niveau de la jonction du fait d'un élargissement des lignes de champ comme représenté schématiquement sur la Figure 13-d. Par ailleurs, l'amplification du champ généré par les bobines a également été simulée. Les valeurs obtenues dépendent fortement de la géométrie des bobines et du nombre de spires. Pour la géométrie finalement retenue, on calcule un champ de 1 mT dans l'entrefer pour un courant de 1 mA circulant dans les bobines.

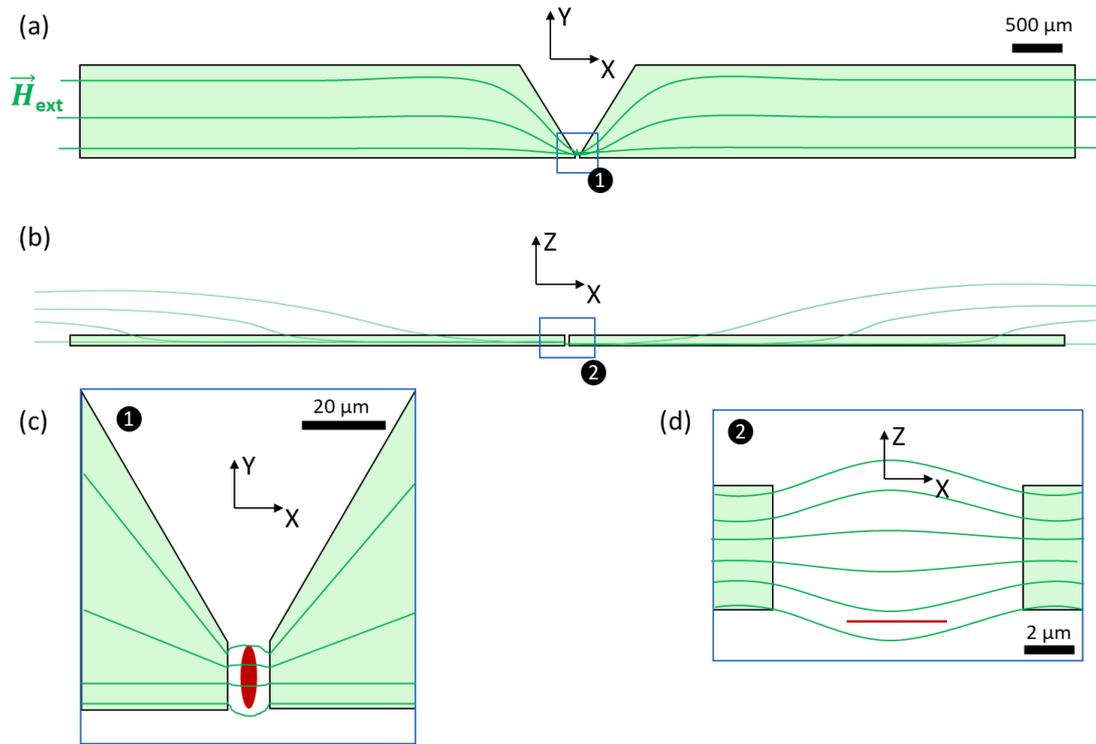


Figure 13 : Représentation « très » schématique de l'amplification du champ magnétique par les concentrateurs de flux. a) Surface des concentrateurs vue du haut. b) Profil des concentrateurs. c) Surface de l'entrefer. d) Profil de l'entrefer. La jonction est représentée en rouge dans l'entrefer.

1.6.2 Bobines

Les bobines génèrent un champ magnétique, focalisé ensuite dans l'entrefer par les concentrateurs de flux. Elles sont réalisées à plat et en forme de spirale, comme représenté sur la Figure 14. Elles sont localisées sous les concentrateurs de flux et encapsulées dans le substrat de silicium. Quatre bobines sont réalisées et sont connectées deux à deux sur chaque branche. Le sens du champ magnétique est contrôlé par la direction du courant (Figure 14.a). Les concentrateurs guident une partie du champ généré par les bobines et le concentrent dans l'entrefer (Figure 14.b).

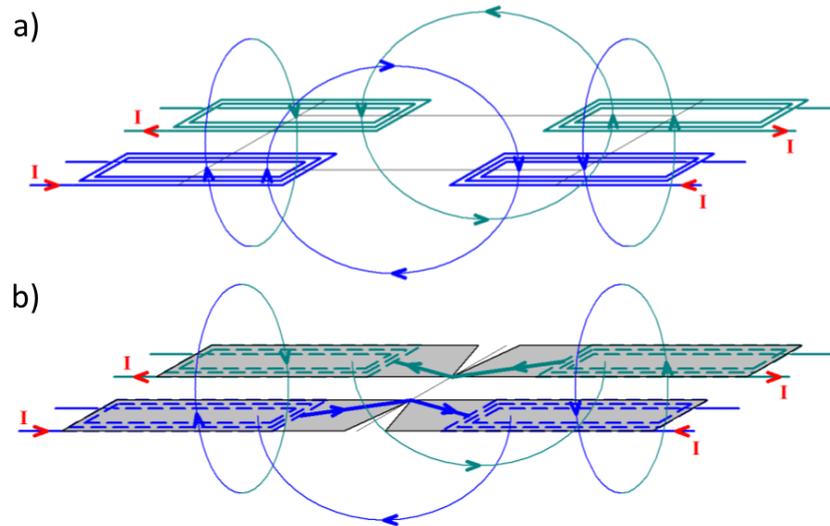


Figure 14 : Configuration des 4 bobines de modulation alimentées en courant et sens du champ magnétique. a) Champ généré par les bobines seules. b) Champ généré par les bobines et guidé dans l'entrefer par les concentrateurs de flux.

Les bobines doivent générer un champ suffisant pour créer le champ de modulation et annuler le champ externe dans l'entrefer. D'abord, le champ de modulation doit permettre de couvrir la zone sensible des jonctions et donc être égale au champ d'opération. Deuxièmement, nous souhaiterions que les bobines soient capables d'annuler un champ externe jusqu'à $100 \mu\text{T}$ amplifié par 400 par les concentrateurs. Nous souhaitons donc générer un champ jusqu'à 40 mT dans l'entrefer. Par ailleurs, les bobines doivent également présenter une faible résistance pour faciliter le passage du courant et éviter un échauffement local. Leur dimensionnement doit tenir compte des concentrateurs de flux qui concentrent le champ dans l'entrefer. Nous notons G_{exc} le gain des bobines qui correspond au champ produit dans l'entrefer par rapport au courant injecté dans les bobines.

La géométrie retenue pour les bobines est représentée sur la Figure 15. La bobine est localisée en dessous d'un concentrateur de flux avec un léger décalage pour connecter la spire interne. Les bobines sont réalisées en déposant une épaisseur de 400 nm d'argent. Chaque bobine est constituée de 20 spires et présentent une dimension totale de $3500 \mu\text{m}$ par $1000 \mu\text{m}$. Les pistes ont une largeur $9,5 \mu\text{m}$ et l'arrondissement des angles permet de réduire l'échauffement par concentration du courant et faciliter la fabrication. Avec cette géométrie, chaque bobine présente une résistance de 638Ω ¹. Le gain de champ dans l'entrefer G_{exc} , calculé pour deux bobines, est de 1 mT/mA . Avec une source d'alimentation standard de 28 V , un courant d'environ 40 mA peut circuler dans chaque bobine et générer un champ jusqu'à 20 mT dans l'entrefer. Cette valeur est insuffisante pour compenser un champ extérieur de $100 \mu\text{T}$ mais permettrait de mesurer des champs jusqu'à une valeur de $50 \mu\text{T}$.

¹ Résistance calculée par simulation pour une bobine de forme équivalente.

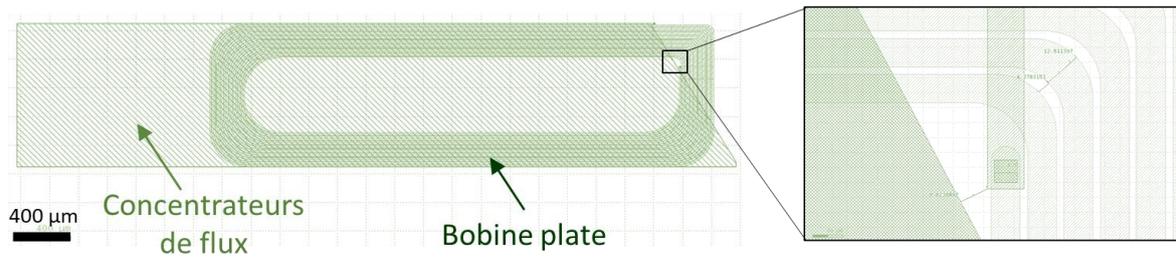


Figure 15 : Schéma d'une bobine sous un concentrateur de flux

1.6.3 Objectifs des SR-MTJ à développer pour le capteur

Les jonctions tunnel magnétiques sont l'élément sensible du capteur et impactent directement ses performances. Elles doivent être adaptée aux besoins du capteur et présenter une détectivité suffisante. Nous notons les objectifs suivants :

- Réponse symétrique
- Faible bruit
- Sensibilité importante
- Champ d'opération limité

Tout d'abord, les jonctions tunnel magnétiques doivent présenter une réponse aussi symétrique que possible afin de mener la modulation proposée. Une dissymétrie des réponses entrainerait un déséquilibre des résistances mesurées sur chaque jonction et un offset sur la réponse de sortie.

Deuxièmement, les jonctions doivent présenter une détectivité importante. On rappelle que les jonctions sont localisées dans l'entrefer des concentrateurs de flux. Pour que le capteur mesure un champ de 1 pT, les jonctions doivent donc détecter une variation de 400 pT, du fait de l'amplification par les concentrateurs. Leur détectivité doit donc atteindre $1 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ à la fréquence de modulation fixée. Pour rappel, cette détectivité correspond au rapport de la racine du bruit (S) en $\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$ par la sensibilité (s) en V/mT (Equation 28). Pour des raisons de commodité, nous exprimons la sensibilité relative en $\%/ \text{mT}$ ($s\%$). La sensibilité en tension correspond alors au produit de la tension de polarisation (U_0) par la sensibilité relative.

$$s = U_0 s\% \times \frac{1}{100} \quad (28)$$

On peut alors exprimer la détectivité avec la sensibilité relative par l'expression 29. Pour estimer la sensibilité des jonctions recherchée, j'ai commencé par calculer le bruit intrinsèque des jonctions, puis j'en ai en déduit la sensibilité requise pour atteindre une détectivité de $400 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ à la fréquence de modulation.

$$\text{détectivité} = \frac{\sqrt{S}}{U_0 s\% \times \frac{1}{100}} \quad (29)$$

J'ai calculé le bruit thermique, le bruit de grenaille et le bruit en $1/f$ d'une jonction à partir des formules 7, 8 et 9 présentées dans la partie 1.3.3. Comme le bruit dépend de la tension de polarisation, j'ai calculé le bruit pour des tensions de 100 mV et 500 mV afin de trouver le

meilleur compromis. Au préalable, il a été choisi de fixer la résistance minimale des jonctions à 100Ω et considérer une valeur de TMR de 100 %. Par ailleurs, la fréquence de modulation est définie à 100 kHz. Pour les calculs, je considère une température de 300 K, une résistance de 130Ω , un coefficient $\alpha_H = 3 \cdot 10^{-9} \mu\text{m}^2$ et la surface de la couche libre de $100 \mu\text{m}^2$. Les valeurs calculées sont répertoriées dans le Tableau 1.

	$U_0 = 100 \text{ mV}$	$U_0 = 500 \text{ mV}$
$S_{\text{thermique}} (\text{V}^2/\text{Hz})$	$2 \cdot 10^{-18}$	$2 \cdot 10^{-18}$
$S_{\text{shot}} (\text{V}^2/\text{Hz})$	$4 \cdot 10^{-18}$	$21 \cdot 10^{-18}$
$S_{1/f} (\text{V}^2/\text{Hz})$ à 100 kHz	$3 \cdot 10^{-18}$	$75 \cdot 10^{-18}$
Somme des bruits	$9 \cdot 10^{-18}$	$98 \cdot 10^{-18}$

Tableau 1 : Bruits des jonctions calculés à 100 kHz pour une tension de polarisation U_0 de 100 mV et 500 mV.

Si les jonctions sont polarisées avec une tension de 100 mV, le bruit des jonction atteint $9 \cdot 10^{-18} \text{ V}^2/\text{Hz}$. Pour obtenir la détectivité souhaitée de $400 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ la sensibilité doit alors atteindre 7,5 %/mT, en accord avec la relation 29. Dans le cas où la jonction est polarisée avec une tension de 500 mV, le bruit de la jonction est dix fois plus important et atteint $98 \cdot 10^{-18} \text{ V}^2/\text{Hz}$. Cependant, la sensibilité souhaitée est réduite à 4,9 %/mT du fait de la tension de polarisation plus élevée.

Les différences de sensibilité attendues en fonction de la tension de polarisation viennent du fait que tous les bruits ne sont pas liés à cette tension. Avec les paramètres choisis, il semble plus intéressant de polariser la jonction avec 500 mV car les bruits blancs (thermique + grenaille) ne sont pas négligeables devant le bruit en 1/f. En revanche si le bruit 1/f était prédominant, le signal de sortie augmenterait autant que le bruit avec la tension de polarisation et la détectivité de la jonction serait invariante. Il faut également noter qu'augmenter la tension de polarisation des jonctions de 100 mV à 500 mV entraîne une diminution de la TMR d'un facteur 2, ce qui diminuera la sensibilité obtenue. En résumé la sensibilité recherchée pour obtenir une détectivité exacte de $1 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ dépend fortement des paramètres qui ont été choisis arbitrairement tels que la tension de polarisation, la TMR, la résistance d'opération, où la fréquence. Bien qu'une sensibilité plus importante permettrait d'améliorer les performances du capteur, nous chercherons dans un premier temps à atteindre une sensibilité de 7,5 %/mT avec une tension de polarisation de 100 mV (soit 7,5 mV/mT).

Enfin le champ d'opération des jonctions doit tenir compte du champ de saturation des concentrateurs de flux. Au-delà d'une valeur critique, l'aimantation des concentrateurs est saturée et le champ ne peut plus être amplifié dans l'entrefer. Privé du gain des concentrateurs, la sensibilité serait alors fortement réduite. Le champ d'opération des jonctions doit être inférieur au champ de saturation des concentrateurs ($H_{\text{sat,FC}}$).

Pour des jonctions dont la couche libre est stabilisée par l'anisotropie de forme, la sensibilité tout comme le bruit 1/f sont liés à la géométrie et au volume magnétique des jonctions. Par ailleurs, l'espace disponible dans l'entrefer des concentrateurs tels qu'actuellement conçus limite la largeur des jonctions à $4 \mu\text{m}$ au maximum. Un compromis doit donc être trouvé entre une sensibilité maximale et un bruit minimal. Enfin, il est nécessaire que

les jonctions conservent une configuration macrospin malgré les dimensions importantes de la couche libre.

1.6.4 Électronique de modulation

L'électronique doit être capable de détecter les très faibles variations de courant correspondant au champ mesuré et superposé au signal de modulation d'amplitude élevée. Pour une tension de polarisation de 500 mV, la réponse minimale à détecter en sortie des jonctions est une variation de $2,6 \mu\Omega$ (resp. $7,7 \cdot 10^{-8}$ mA). Ce signal est porté par le signal de modulation oscillant entre 100Ω et 130Ω (resp. 5 à 3,8 mA). L'électronique opère ensuite une mesure différentielle des réponses de chaque branche.

Les paramètres précédents ont été définis dans le but de mesurer des champs magnétiques de l'ordre du pT. Il s'agit d'objectifs atteignables dans le but de réaliser un prototype à tester et vérifier notamment que la méthode de modulation proposée joue bien son rôle. Le dimensionnement peut certainement être optimisé afin d'améliorer la sensibilité du capteur.

1.7 Choix de fabrication du capteur

La fabrication du capteur met en œuvre des procédés de microfabrication incluant des dépôts et gravures à l'échelle micrométrique. Nous réalisons l'essentiel de la fabrication dans les salles blanches de la Plateforme de Technologie en Amont de Grenoble. La fabrication d'un capteur complet comprend la fabrication des éléments dans l'ordre suivant : les jonctions tunnel magnétiques, les bobines, puis les concentrateurs de flux. Néanmoins, lors du développement, chaque élément peut être réalisé indépendamment.

Les jonctions tunnel magnétiques sont réalisées en première et leur fabrication sera détaillée dans le chapitre suivant. Les bobines encapsulées dans le substrat de SiO_2 sont ensuite ajoutées. Leur fabrication comprend la gravure de tranchées dans le substrat et le remplissage de celles-ci. La fabrication des bobines a fait l'objet d'un développement parallèle et ne sera pas détaillé dans cette thèse. Les concentrateurs de flux sont ajoutés en dernier au-dessus des bobines et sont réalisés par croissance électrolytique. Leur fabrication sera détaillée dans le chapitre 4.

Le capteur est réalisé sur substrat de silicium oxydé 4 pouces (wafer de diamètre 10 cm). Ainsi, jusqu'à 126 capteurs complets sont réalisés simultanément sur chaque plaque (Figure 16.a). Des zones de test sont ajoutées afin de mener des vérifications lors de la fabrication. Des caractérisations électriques peuvent être réalisées pendant et après fabrication. Les capteurs sont ensuite découpés pour être testés individuellement. Les capteurs sélectionnés sont montés sur un support PCB et connecté par wire bounding (Figure 16.b). Lors du montage, les pistes sont court-circuitées et une attention particulière est portée aux risques de décharges électrostatiques auxquelles les jonctions sont très sensibles. Des tests électriques plus précis peuvent alors être réalisés sur les capteurs individuels.

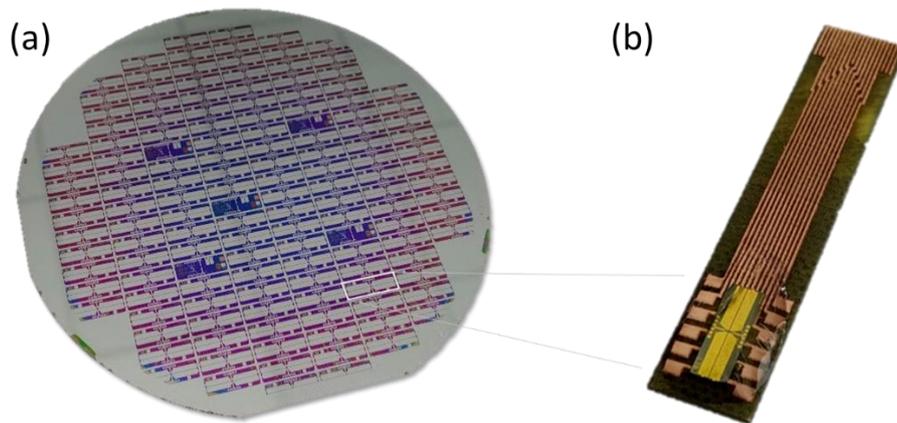


Figure 16 : a) Wafer de Si contenant 126 capteurs après fabrication. b) Capteur connecté sur son support PCB.

1.8 Point de départ et objectifs de la thèse

Le travail réalisé dans cette thèse s'inscrit dans le cadre du projet de capteur à modulation magnétique. L'objectif est de réaliser un prototype complet afin de vérifier notamment si la modulation proposée permet de réduire le bruit comme attendu. Au préalable, des étapes technologiques doivent être validées afin de rassembler des jonctions, des bobines et des concentrateurs de flux dans un même capteur.

Par le passé, des jonctions tunnel à réponses symétriques et stabilisées par un champ d'anisotropie de forme important (37 mT) ont déjà pu être obtenues [5]. Depuis, les différents éléments du capteur ont été redimensionnés dans le but d'améliorer les performances finales du capteur. Par ailleurs, à la suite de nombreuses modifications d'appareillage intervenant dans la fabrication des jonctions, survenues entre la publication [5] et le début de cette thèse, il n'était plus possible d'obtenir des jonctions de bonne qualité. Une recherche des paramètres responsables de l'endommagement des jonctions a donc dû être menée afin de retrouver des jonctions fonctionnelles. C'est l'objet du chapitre suivant. Dans un deuxième temps, j'ai cherché à améliorer les performances des jonctions afin d'obtenir une sensibilité suffisante et un champ d'opération inférieur au champ de saturation des concentrateurs de flux (chapitre 3). En parallèle, j'ai développé et testé les concentrateurs de flux (chapitre 4).

Chapitre II

2 Développement de jonctions à réponse symétrique

Le développement du capteur présenté précédemment nécessite en premier lieu de réaliser des jonctions tunnel à réponse symétrique. Cependant la caractérisation des premières jonctions réalisées a mis en évidence un endommagement des jonctions ne pouvant pas être utilisées dans le capteur en l'état. Des causes ont été recherchés sur les matériaux de l'empilement magnétique, le procédé de fabrication, la géométrie des jonctions dans le capteur ou la caractérisation elle-même. Ces investigations m'ont permis d'identifier des défauts liés à la référence et à la couche libre des jonctions. Des modifications ont alors été apporté dans le but de retrouver les caractéristiques attendues.

Dans ce chapitre, je présente mon travail portant sur la réalisation de jonctions tunnel à réponse symétrique. Je commence par présenter l'empilement magnétique constituant les jonctions puis détaille le procédé de microfabrication permettant l'obtention de telles jonctions. Je montre ensuite l'analyse menée ayant permis de déterminer et comprendre les défauts des jonctions initiales. Enfin, je présente les améliorations apportées au procédé de fabrication, la restauration de la couche de référence, puis le travail mené sur la stabilisation de la couche libre. En particulier, l'amélioration de la sensibilité requière de trouver un compromis entre une aimantation aussi libre que possible et la nécessité de maintenir l'aimantation uniforme sans formation de domaine magnétique (comportement macrospin).

2.1 Empilement magnétique des jonctions

2.1.1 Dépôt de l'empilement magnétique

La première étape de fabrication des jonctions consiste à déposer les différentes couches de l'empilement magnétique qui les constituent. Un empilement standard est réalisé par pulvérisation cathodique dans un bâti TIMARIS de Singulus dans le cadre de notre collaboration avec « Crocus Technology ». L'empilement est déposé sur un substrat en silicium oxydé de 100 mm de diamètre et peut être décomposé en plusieurs parties comme représenté sur la Figure 17 : **l'électrode inférieure** (Ta 3 nm / CuN 30 nm / Ta 5 nm), **l'électrode de**

référence (UL / IrMn / PL(CoFe) / Ru / RL(CoFeB) 2,5 nm, la **barrière tunnel** (MgO) et la **couche libre** (CoFeB 2,5 nm / NiFe 5 nm) qui est protégé par un **capping métallique** (Ta / Ru). Ces cinq parties importantes de la jonction sont détaillées dans la suite.

Electrode inférieure : En premier, une couche de cuivre est déposée par pulvérisation réactive de Cu en atmosphère d'argon et d'azote. Elle se situe entre deux couches de Ta qui servent à la fois comme couche d'accroche et à diminuer la rugosité après la croissance du CuN. Cette partie inférieure de la jonction est gravée en forme d'électrode et sert à connecter la jonction pour les mesures électriques. L'utilisation d'une épaisseur importante de cuivre permet de réduire sa résistance. Cependant la rugosité de la surface augmente avec l'épaisseur déposée, ce qui dégrade les propriétés de l'empilement. Comme compromis, on limite donc le dépôt à 30 nm de CuN.

Electrode de référence : L'objectif de l'électrode de référence est de fixer spécifiquement l'aimantation de la couche de référence (RL) en CoFeB au contact de la barrière tunnel. En premier, une sous couche (under layer : UL) est utilisée pour démarrer la croissance de la couche antiferromagnétique (AF) en IrMn déposée au-dessus. Ensuite, une couche ferromagnétique de CoFe appelée couche piégée (PL) est déposée. La couche antiferromagnétique en tant que couche de piégeage, fixe l'aimantation du CoFe grâce au couplage d'échange. Techniquement, ce couplage est établi en réalisant un recuit sous champ de l'empilement après dépôt, au-dessus de la température de blocage du matériau ferromagnétique piégé par l'IrMn. La température de blocage dépend de la taille des grains mais est en moyenne de 250°C dans notre cas. Elle augmente également avec l'épaisseur du matériau antiferromagnétique. L'empilement est refroidi sous l'application d'un champ magnétique de 1T, saturant l'aimantation de la couche ferromagnétique. Ceci induit un alignement des spins de la couche atomique supérieure dans le matériau antiferromagnétique avec ceux de la couche de CoFe en contact. La stabilité de la couche de référence (RL) en CoFeB est améliorée par son intégration dans un système antiferromagnétique synthétique (SAF) situé au-dessus de la couche antiferromagnétique. Le SAF est constitué deux couches ferromagnétiques dont les aimantations sont couplées dans une configuration antiparallèle via couplage RKKY à travers une fine couche de Ru. L'intensité et le signe du couplage RKKY dépendent sensiblement de l'épaisseur de la couche de Ru qui a été optimisée dans notre empilement. La structure du SAF permet alors d'augmenter la stabilité de l'aimantation de la couche de référence car elle réduit la sensibilité de l'ensemble au champ externe et permet une compensation du champ rayonné sur la couche libre.

Barrière tunnel : La barrière tunnel est une couche isolante mais suffisamment fine pour laisser passer les électrons par effet tunnel. Le comportement magnétoélectrique des jonctions, provient de la propriété de la barrière tunnel à filtrer les spins. Nous utilisons une barrière cristalline d'oxyde de magnésium (MgO). Dans celles-ci un filtrage des fonctions d'onde en fonction de leur symétrie permet d'obtenir des valeurs de TMR plus importantes qu'avec des barrières en oxyde d'aluminium amorphe [35]. Une couche nanométrique de magnésium est d'abord déposée, puis oxydée sous pression partielle d'oxygène. Cette opération est répétée trois fois afin d'obtenir une résistivité élevée de la barrière avec un produit résistance x surface (produit RA) de l'ordre de 5 k Ω . μ m². Un recuit post dépôt à 310°C est ensuite réalisé pendant 90 min, dans le but de cristalliser la barrière dans une structure NaCl (100), nécessaire à la sélectivité de la barrière. Pour obtenir une cristallisation du MgO dans sa structure NaCl, du bore est introduit dans les deux couches de CoFeB jouxtant la barrière.

Couche libre : La couche libre est une bicouche ferromagnétique composée de CoFeB et de NiFe. Le CoFeB est utilisé au contact de la barrière de MgO car il induit une grande polarisation en spin des électrons de conduction [35]. L'ajout de NiFe permet d'adoucir l'aimantation de la couche libre et ainsi d'augmenter la sensibilité. L'utilisation du NiFe diminue également la magnétostriction.

Capping : La couche de capping protège l'empilement de l'oxydation après dépôt. La couche de Ru sert aussi de couche d'arrêt lors de la gravure du masque dur des jonctions.

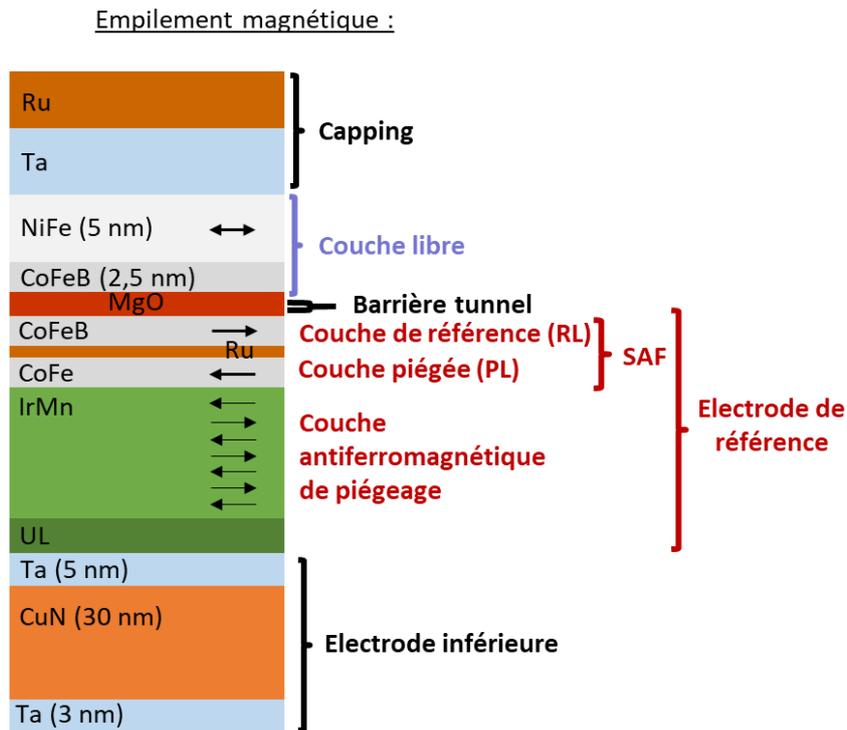


Figure 17 : Empilement magnétique type d'une jonction tunnel magnétique.

2.1.2 Caractérisation de l'empilement magnétique

Les empilements déposés sont caractérisés par Clarisse Ducruet de Crocus Technology, afin de connaître leurs propriétés magnétoélectriques en pleine plaque, avant la gravure des piliers. Dans un premier temps, les propriétés de transport de la barrière tunnel sont mesurées par une méthode appelée « Current In Plane Tunneling » (CIPT), décrite en annexe. Sur les dépôts réalisés dans le cadre de cette thèse, le produit résistance x surface (produit RA) et la TMR peuvent varier de quelques pourcents entre les différents dépôts. Néanmoins, l'ensemble des mesures réalisées montrent que le produit RA et la TMR valent respectivement $5 \text{ k}\Omega \cdot \mu\text{m}^2$ et 120 % en moyenne pour l'empilement présenté dans le paragraphe précédent. Les valeurs de TMR mesurées après la gravure des jonctions peuvent diminuer par rapport à celles mesurées par CIPT en pleine plaque à cause d'une détérioration de la jonction. Lors de la microfabrication nous essayons de minimiser cet impact.

Dans un second temps, les propriétés magnétiques des empilements sont caractérisées en utilisant un magnétomètre à échantillon vibrant (VSM), dont la technique est présentée en annexe. Les cycles d'aimantation sont mesurés sur des échantillons de 1 cm^2 , dans l'axe facile

et difficile de la référence. Sur la Figure 18.a, je montre le cycle d'aimantation d'un empilement standard mesuré selon l'axe facile. Le champ appliqué varie entre ± 1500 mT ce qui permet de retourner l'aimantation de l'ensemble des couches magnétiques représentées sur la figure : couche libre (CL), référence (Ref) et couche piégée (CP). Le retournement d'une couche se traduit par une variation de l'aimantation mesurée. Ainsi, le saut d'aimantation autour de $H = 0$ traduit le retournement de la couche sensible. Autour du champ nul, nous observons deux plateaux d'aimantation indiquant que l'aimantation de la couche de référence est stable. L'aimantation de la couche piégée et de la référence sont stabilisées par le couplage RKKY et le couplage antiferromagnétique inférieur, et sont alignées dans une configuration antiparallèle. Au-dessus du champ de spin flop H_{sf} , les aimantations de la couche piégée et de la couche de référence se retournent par spin flop jusqu'au champ de saturation H_{sat} . Les aimantations des trois couches sont alors saturées dans la direction du champ appliqué. Le champ d'échange de la couche piégée $H_{ex,CP}$ est défini approximativement comme la moyenne du champ de spin flop et du champ de saturation. Sur nos empilements, H_{sp} , $H_{ex,CP}$ et H_{sat} valent respectivement 2.10^2 mT, 4.10^2 mT et 6.10^2 mT. L'aimantation de la couche libre est caractérisée en limitant la mesure à de faibles valeurs de champ. La Figure 18.b représente les cycles d'aimantation de la couche libre entre ± 20 mT, mesurés dans l'axe facile (noir) et l'axe difficile (rouge) de la référence. En axe facile, nous observons un cycle d'hystérèse carré. Je note donc qu'après dépôt et recuit des empilements, un axe facile de la couche libre est défini dans la direction de la référence. Le champ d'échange est limité à 0,2 mT et le champ coercitif en inférieur à 0,5 mT. La mesure dans l'axe difficile me permet de déterminer un champ d'anisotropie H_a de 5,3 mT. Celui-ci est lié au dépôt et au recuit sous champ.

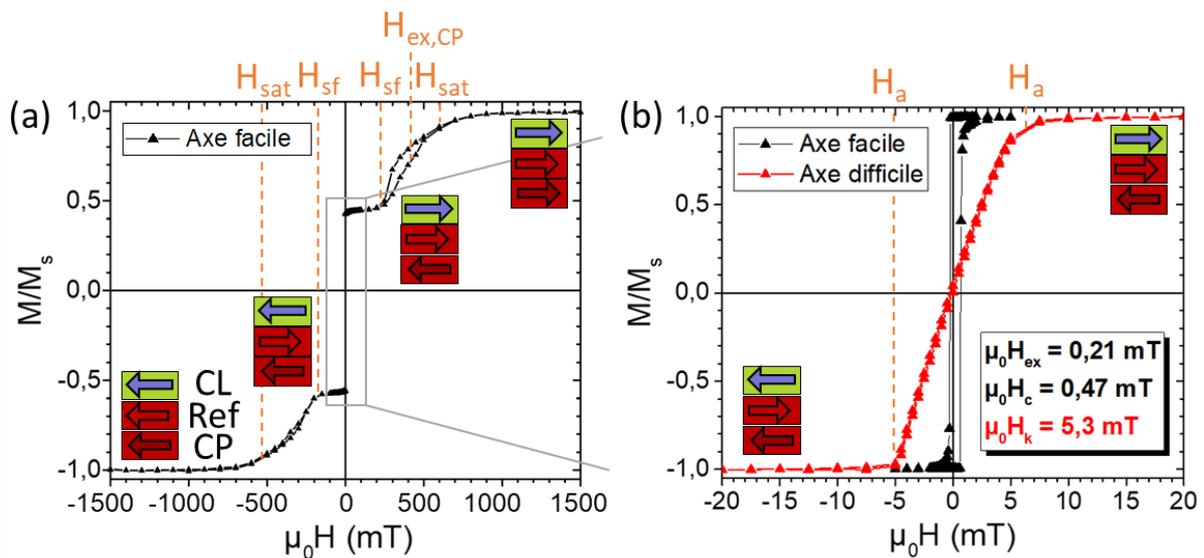


Figure 18 : Caractérisations VSM en axe facile (noir) et difficile (rouge) d'un empilement standard de Ta 3 nm / CuN 30 nm / Ta 5 nm / UL / IrMn / PL(CoFe) / Ru / RL(CoFeB) / MgO / CoFeB 2,5 nm / NiFe 5 nm / Ta / Ru. a) Aimantation de l'empilement mesurée selon l'axe facile. b) Aimantation de la couche libre, mesurée sur un deuxième échantillon. L'aimantation M est normalisée par l'aimantation à saturation M_s de l'empilement ou de la couche libre. [Ref. G2567 et H2019]

2.2 Procédé de microfabrication des jonctions dans le capteur

Après dépôt des couches magnétiques, les jonctions sont gravées et contactées en utilisant des procédés de microfabrication. Je réalise l'ensemble de la fabrication des échantillons dans les salles blanches de la Plateforme de Technologie en Amont de Grenoble. Les principales étapes de fabrication des jonctions sont synthétisées sur la Figure 19 et détaillées par la suite. Je commence par graver le pilier des jonctions dans l'empilement magnétique à l'aide d'un masque dur de Ta (a,b,c,d), puis l'électrode inférieure est gravée dans une seconde étape (e). Le pilier est ensuite encapsulé dans un polymère isolant (Spin on glass SOG) (f) puis une ouverture sur l'électrode inférieure est réalisée (g,h). Enfin des contacts métalliques sont déposés pour connecter la jonction (i).

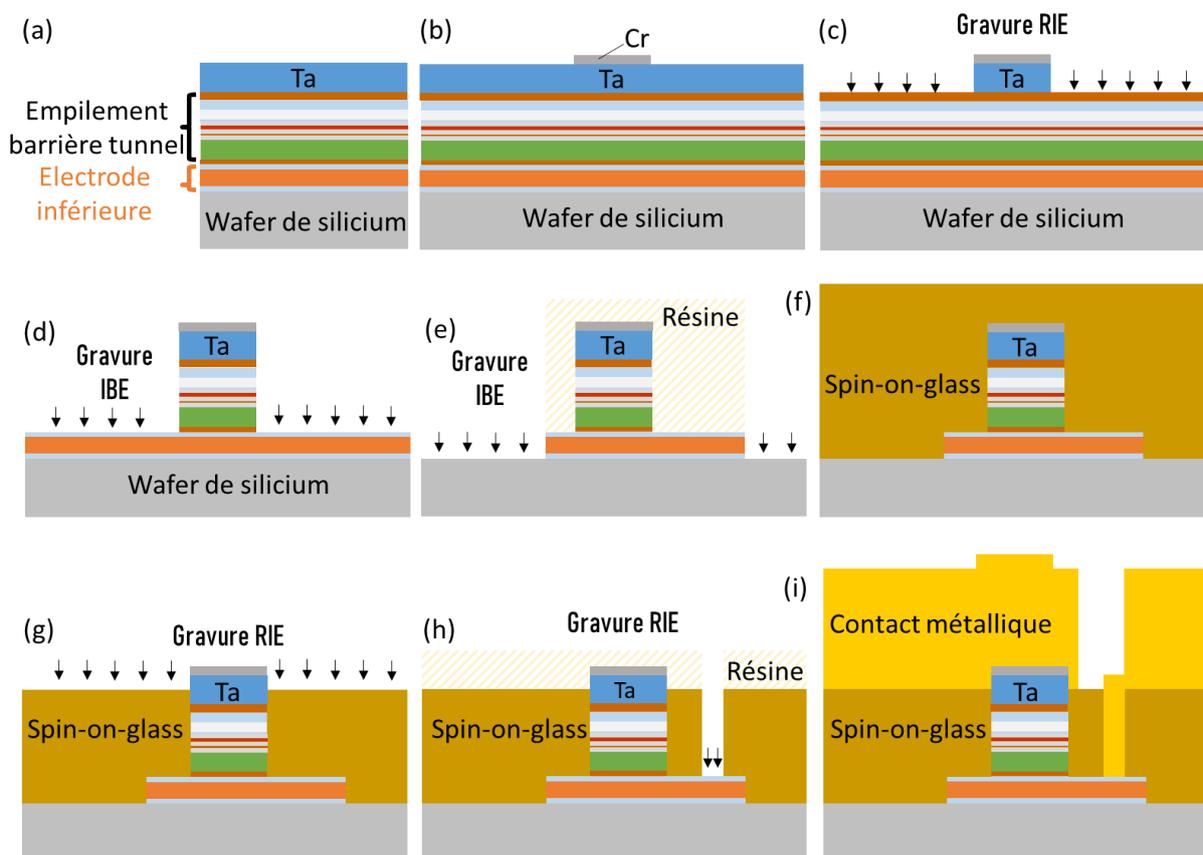


Figure 19 : Représentation des étapes de fabrication des jonctions tunnel. a) Empilement magnétique avec masque dur de Ta. b) Dépôt du masque en Cr. c) Gravure du masque dur Ta par gravure ionique réactive (RIE). d) Gravure des jonctions par gravure à faisceau d'ions (IBE). e) Gravure de l'électrode inférieure protégée par un masque de résine. f) Encapsulation du pilier dans un Spin-on-glass. g) Ouverture du contact supérieur par gravure ionique réactive. h) Ouverture du contact inférieur par gravure d'un via. i) Dépôt des contacts métalliques. L'échelle n'est pas respectée et le masque de Ta est en réalité trois fois plus épais que l'empilement magnétique.

Définition des piliers jonctions : Les jonctions sont réalisées par gravure de piliers micrométriques dans l'empilement de la barrière tunnel. Dans un premier temps, je réalise un

masque dur de Ta qui permet ensuite de graver les jonctions. Pour cela, une couche de 170 nm de Ta est déposée par pulvérisation cathodique au-dessus de l'empilement de la jonction, par Stéphane Auffret de Spintec (fig3.a). Ce dépôt est précédé d'une gravure légère de la surface de la couche de capping en Ru afin de nettoyer la surface et faciliter l'adhésion. La forme des piliers est définie par lithographie en UV profonds ($\lambda = 365$ nm) d'une résine négative, autorisant une résolution optimum jusqu'à 200 nm. Une couche de Cr de 20 nm est déposée par évaporation dans les ouvertures de la résine, puis retirée des zones indésirables par lift off, laissant ainsi un premier masque de Cr (fig3.b). Le masque dur en Ta est ensuite gravé chimiquement par un plasma SF_6 , jusqu'à la couche d'arrêt en Ru. La sélectivité de la gravure permet de conserver les motifs protégés par le masque de Cr, laissant ainsi un masque dur de Ta qui correspond aux motifs des jonctions (fig3.c). Dans un deuxième temps, les jonctions sont définies par une gravure physique de l'empilement magnétique non protégé par le masque dur (fig3.d). La gravure est réalisée par un faisceau d'ions Ar^+ incliné à 45° par rapport à la normale au substrat (Ion Beam Etching). La puissance utilisée permet de graver le pilier magnétique de 30 nm d'épaisseur en 5 min environ. Les éléments pulvérisés par la gravure sont analysés par spectrométrie de masse et j'arrête la gravure au milieu de la couche d'IrMn de la référence. La Figure 20 montre un pilier magnétique circulaire de 4 μm de diamètre, observé au microscope électronique à balayage (MEB) après gravure. L'empilement magnétique se trouve en dessous du masque de Ta. A cette étape, je vérifie les dimensions des piliers gravés.

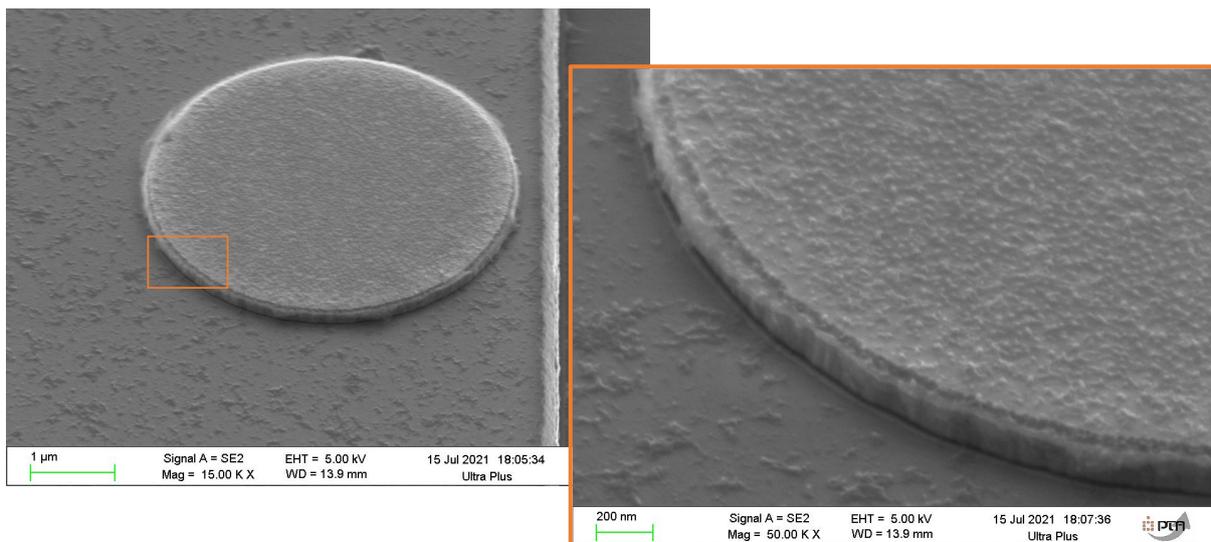
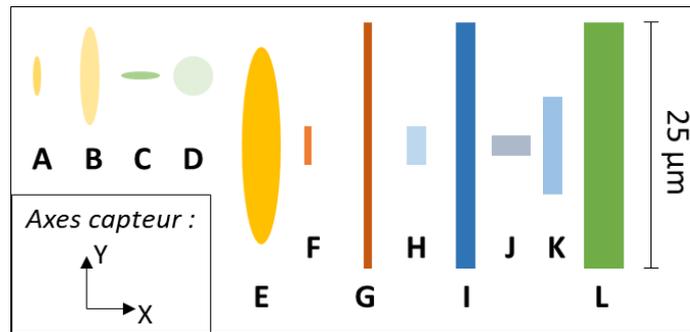


Figure 20 : Pilier magnétique d'une jonction circulaire de 4 μm de diamètre, obtenu par gravure ionique par faisceau d'ions (IBE).

Dans le but de comparer l'impact de la forme des jonctions, j'ai fabriqué des jonctions avec différentes géométries. Nous avons dessiné un nouveau masque de lithographie permettant de réaliser un grand nombre de géométries différentes sur un même wafer. L'ensemble des géométries présentes sur ce masque sont listées dans le Tableau 2. Les variations concernent la dimension, le rapport d'aspect et la forme (rectangle, cercle ou ellipse). Les jonctions peuvent avoir une largeur de 0,8 ; 2 ; ou 4 μm , et une longueur de 0,8 ; 2 ; 4 ; 10 ; 20 ou 25 μm . La géométrie des jonctions génère une anisotropie de forme, qui contribue à stabiliser l'aimantation de la couche libre. Pour chaque géométrie, nous avons calculé le champ d'anisotropie de forme ($\mu_0 H_{k, \text{shape}}$) pour la couche libre considérée (bicouche CoFeB 2,5 nm / NiFe 5 nm). On note que certaines jonctions sont allongées sur l'axe \vec{X} du capteur. Leur

anisotropie est donc orientée selon cette direction et le champ d'anisotropie associé est négatif par convention.



Liste des géométries jonctions :						
Type	Forme	Longueur (µm)	Largeur (µm)	Aire (µm ²)	Périmètre (µm)	$\mu_0 H_{k,shape}$ (mT)
A	Ellipse	4	0,8	2,5	9,1	18,2
B	Ellipse	10	2	15,7	22,7	7,2
C	Ellipse	0,8	4	2,5	9,1	-18,2
D	Cercle	4	4	12,6	12,6	0
E	Ellipse	20	4	62,8	45,3	3,6
F	Rectangle	4	0,8	3,2	9,6	15,6
G	Rectangle	25	0,8	20,0	51,6	19,4
H	Rectangle	4	2	8,0	12,0	4,4
I	Rectangle	25	2	50,0	54,0	8,4
J	Rectangle	2	4	8,0	12,0	-4,4
K	Rectangle	10	2	20,0	24,0	7,2
L	Rectangle	25	4	100,0	58,0	4,2

Tableau 2 : Liste des géométries réalisées avec le dernier masque. La valeur du champ d'anisotropie de forme ($\mu_0 H_{k,shape}$) est calculé pour chaque géométrie avec une couche libre de CoFeB 2,5 nm / NiFe 5 nm. En haut : Représentation des différents types de géométrie.

Dans un premier temps, les différentes géométries m'ont permis de comparer les effets de la fabrication. Par exemple, des jonctions fines et allongées de $0,8 \times 25 \mu\text{m}^2$ peuvent être comparées à des jonctions circulaires plus larges de diamètre 4 µm. Les influences des effets de bord et du volume des jonctions sont ainsi analysées.

Étape critique : Précision de la lithographie

Les motifs des jonctions sont définis par lithographie UV. Cette méthode est simple d'utilisation mais la résolution est limitée. Pour les motifs les plus fins, j'observe parfois d'importantes différences entre le motif attendu et celui effectivement réalisé. Un cas courant entraîne une déformation des extrémités des jonctions, comme représenté sur la Figure 21. La jonction représentée correspond à un motif elliptique de $0,8 \times 4 \mu\text{m}^2$ (type A), mais les extrémités ont été entaillées. J'associe ce type de déformation à un défaut d'exposition de la résine. Un mauvais plaquage du masque de lithographie peut générer des interférences, ce qui exposerait les parties les plus fines des motifs, normalement cachées. La forme des jonctions est critique, car elle définit l'axe d'anisotropie lié à la forme. Je vérifie donc attentivement les motifs des jonctions réalisés.

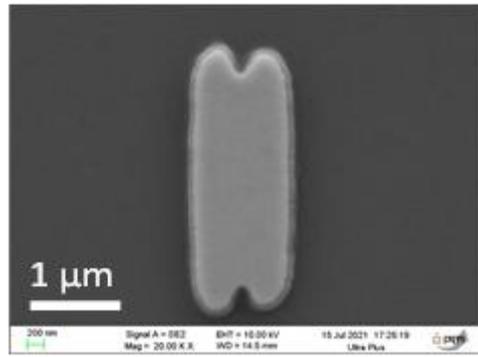


Figure 21 : Pilier d'une jonction elliptique de $0,8 \times 4 \mu\text{m}^2$ (type A). Un défaut d'exposition a entraîné une entaille des extrémités.

Définition des électrodes inférieures : L'électrode inférieure est gravée après le pilier de la jonction avec un motif plus large (fig3.e). Elle est définie par lithographie d'un masque de résine qui protège les jonctions. Les zones non protégées par la résine sont alors gravées par une gravure à faisceau d'ions avec un angle de 45° . La gravure est réalisée jusqu'à la couche de SiO_2 du substrat. Le masque de résine est ensuite dissous dans un bain d'acétone.

Etape critique : Colletterte autour des électrodes inférieures

L'utilisation d'un masque de résine n'est pas optimale pour protéger une gravure ionique. La gravure entraîne un échauffement de la résine, qui peut être difficile à retirer par la suite. Après retrait de la résine, j'observe des collerettes sur les contours de l'électrode inférieure comme représenté sur la Figure 22. Les résidus gravés sont susceptibles de se redéposer sur les parois latérales de la résine, générant un complexe polymère métallique très difficile à retirer. Ainsi, la résine peut être facilement retirée au centre, mais des collerettes restent sur les bords. Ces collerettes sont problématiques, car elles sont susceptibles de générer des courts-circuits avec les contacts qui seront déposés au-dessus. Afin de limiter ces collerettes, j'ai essayé de graver latéralement le contour de la résine, ou de réaliser une pré-gravure chimique avant son retrait. Néanmoins ces méthodes se sont révélées inefficaces sur la génération de collerettes.

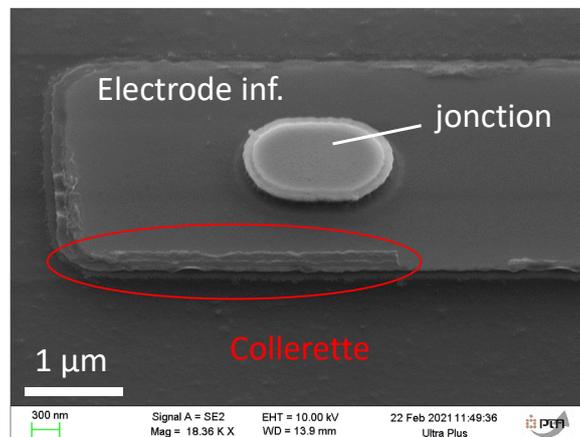


Figure 22 : Collerette autour des électrodes inférieures pouvant entraîner un court-circuit avec l'électrode supérieure.

Etape critique : Oxydation des électrodes inférieures

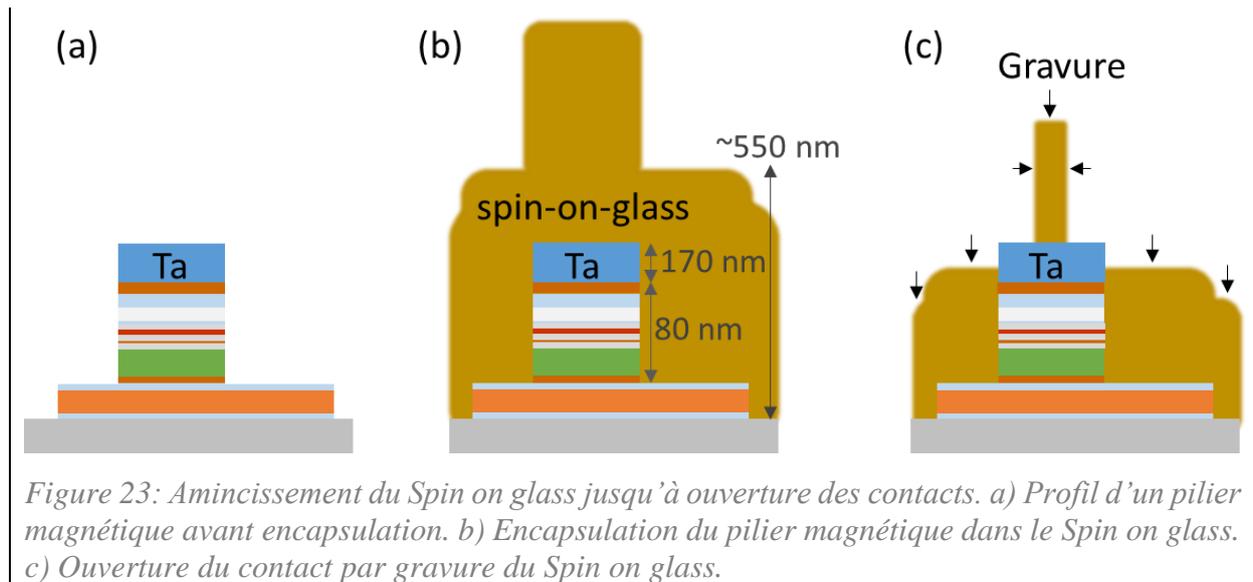
Sur plusieurs fabrications, j'ai relevé une oxydation de l'électrode inférieure, se traduisant par un noircissement total ou en périphérie de l'électrode de cuivre. Dans le pire des cas, cette oxydation entraîne une rupture du contact lors des caractérisations électriques. L'oxydation facile du cuivre au contact de l'eau peut expliquer cette oxydation. Pour pallier ce défaut, j'ai choisi de limiter la gravure de l'empilement magnétique au milieu de la couche d'IrMn de la référence située au-dessus du cuivre. Ainsi je conserve une couche de protection qui empêche l'oxydation du cuivre.

Ajout des bobines : A ce point du procédé il est prévu d'ajouter des bobines autour des jonctions avant encapsulation. Les bobines ne sont ajoutées que lors de la fabrication d'un capteur complet. L'ajout de bobines représente un défi en lui-même et est donc développé séparément.

Encapsulation des piliers jonction : L'ensemble des jonctions est ensuite encapsulé dans un isolant Spin on glass. Celui-ci est déposé par couchage d'une résine épaisse « Accuflo », puis est durci par un recuit progressif jusqu'à 250°C (fig3.f). Le Spin on glass est ensuite gravé en deux temps afin d'ouvrir les contacts du pilier. D'abord la surface du Spin on glass est gravée jusqu'à l'ouverture du sommet des jonctions (fig3.g). La gravure doit bien être arrêtée après ouverture du masque de Ta, car une sur-gravure peut entraîner un court-circuit de la jonction. Dans un deuxième temps, des « vias » (trous métallisés) sont réalisés. Un masque de résine est réalisé par lithographie puis les vias sont gravés jusqu'à l'électrode inférieure (fig3.h). La gravure est réalisée par gravure ionique réactive avec un plasma d'oxygène. Les trous sont ensuite remplis par évaporation d'or ou d'aluminium.

Etape critique : Planarisation du Spin on glass

Après encapsulation des piliers magnétiques, la surface du Spin on glass doit être gravée jusqu'au sommet des piliers afin de pouvoir les contacter. Pour cela, une couche épaisse de Spin on glass d'environ 550 nm est déposée, puis est amincie uniformément par une gravure ionique réactive à plasma d'oxygène, comme représenté sur la Figure 23. Lors de l'amincissement, il faut être attentif à laisser une épaisseur suffisante au-dessus de l'électrode inférieure, car une ouverture de celle-ci entraînerait un court-circuit. Les épaisseurs sont systématiquement mesurées par profilomètre après gravure. Ainsi, la hauteur des quelques 80 nm de l'empilement magnétique surmonté de 170 nm de Ta nécessitent de laisser 80 à 250 nm de Spin on glass à l'issue de la gravure. Néanmoins, il semble que le Spin on glass utilisé ne soit que très peu nivelant et épouse le profil sur lequel il est déposé comme représenté sur la Figure 23.b. Pour une raison incomprise, la gravure est plus rapide sur les plus petites structures, entraînant une ouverture du sommet des jonctions avant celui des plus grosses structures utilisées pour suivre la gravure par interférométrie. Cette différence nécessite systématiquement de caractériser la vitesse de gravure au préalable et de contrôler minutieusement l'ouverture du sommet des piliers.



Définition des électrodes supérieures et contacts : La dernière étape de connexion consiste à réaliser les contacts de l'électrode inférieure et du sommet des piliers. Les motifs des deux contacts sont définis simultanément par lithographie. Une épaisse couche métallique de contact est évaporée dans les ouvertures, puis retirée des zones alentour par lift off. Une couche de contact suffisamment épaisse de 300 nm permet de remplir les vias et d'assurer la continuité de la connexion entre le contact et l'électrode inférieure (i).

Concentrateur de flux : En dernière étape des concentrateurs de flux sont ajoutés autour des jonctions. Leur développement et fabrication est décrit dans le chapitre 4.

2.3 Investigation des défauts des jonctions non fonctionnelles

2.3.1 Analyse de défauts des jonctions fabriquées

Après fabrication, je mesure la réponse électrique des jonctions sous champ magnétique, en utilisant un testeur sous pointes. Pour chaque jonction, je mesure les réponses en axe facile (axe \vec{Y}) et difficile (axe \vec{X}). La méthode de la caractérisation électrique réalisée est présentée en annexe.

Les premières jonctions réalisées durant cette thèse n'ont pas présenté les caractéristiques attendues. Par exemple, certaines réponses montraient systématiquement une résistance minimale lorsqu'un champ positif ou négatif était appliqué dans le sens de l'axe \vec{X} ou de l'axe \vec{Y} , ce qui implique que dans certains cas, l'aimantation de la référence se retourne facilement sous champ et est complètement dépiégée. Aussi, sur la plupart des réponses, il était difficile de distinguer un axe facile et les taux de TMR étaient faibles. J'ai donc comparé les différentes

réponses afin de définir les défauts et d'identifier les sources de problème. L'analyse de ces jonctions s'est avérée particulièrement difficile du fait de la grande variabilité des résultats et du bruit important de certaines mesures. Afin de faciliter la lecture des réponses, il m'est apparu judicieux de superposer les mesures réalisées sous champ H_y et H_x , qui correspondent aux mesures des axes facile et difficile attendus. Cette comparaison m'a permis d'identifier sur l'ensemble des jonctions deux problèmes majeurs à partir des réponses mesurées : la référence est détériorée et la couche libre n'est pas stabilisée dans la direction de la référence (axe \vec{Y}).

A titre d'exemple, je représente sur la Figure 24.a la réponse mesurée sur une jonction rectangulaire de $4 \times 24 \mu\text{m}^2$ après fabrication. La réponse est mesurée deux fois sous un champ variable appliqué selon l'axe \vec{Y} puis l'axe \vec{X} . Je la compare à la réponse attendue, représentée schématiquement sur la Figure 24.b. Globalement, la réponse mesurée sous un champ H_y , en noir, présente un cycle d'hystérèse incliné et mal défini alors qu'il devrait être bien carré. La réponse mesurée sous un champ H_x , en vert, présente peu de variations, alors qu'elle devrait atteindre la résistance maximale et/ou minimale à champ nul. Cette jonction est utilisée pour présenter mon interprétation des réponses mesurées.

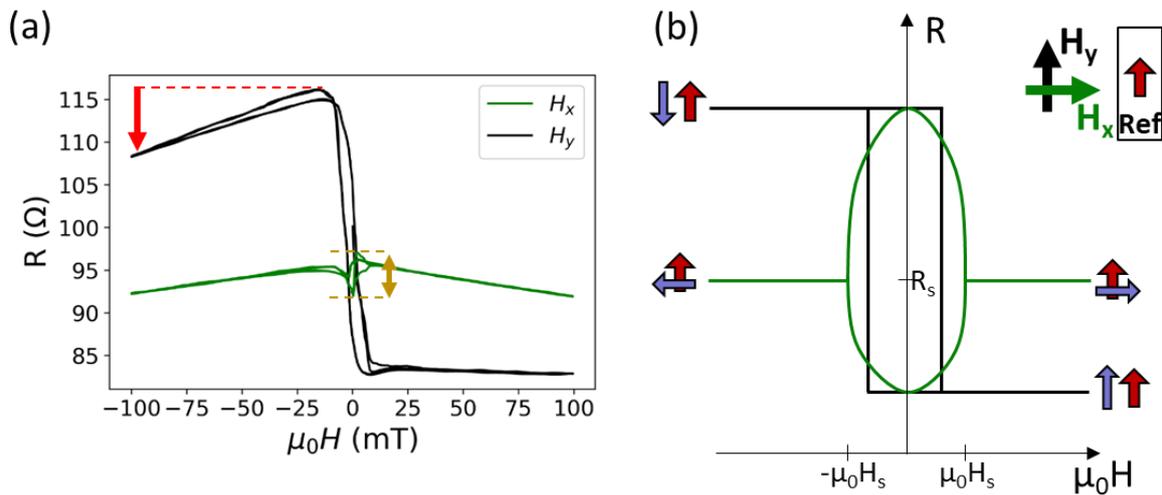


Figure 24 : a) Caractérisation sous champ H_x (vert) et H_y (noir) d'une jonction rectangulaire de $4 \times 24 \mu\text{m}^2$ considérée non fonctionnelle. b) Représentation schématique de la réponse attendue. Deux défauts sont mis en évidence : à saturation la référence est détériorée (flèche rouge) ; à $H = 0$ la couche libre n'est pas stabilisée dans la configuration parallèle ou antiparallèle (flèche marron). [Ref. 21_5_bot F1938]

- **La référence est détériorée** : Sur les réponses $R-H_y$ de l'ensemble des jonctions, aucune ne présente un plateau de résistance maximal sous champ négatif. Dans le meilleur des cas la résistance diminue linéairement avec le champ, comme l'illustre la flèche rouge sur la Figure 24.a. Normalement, la réponse doit montrer un plateau de résistance maximale en champ négatif, correspondant à un état antiparallèle des aimantations de la couche libre et de la référence, comme la montre la Figure 24.b. Sous l'application d'un champ H_y négatif important, l'aimantation de la couche libre est saturée dans la direction du champ. J'en déduis que la mesure d'une variation de résistance sous champ élevé implique que l'aimantation de la couche de référence se retourne. Je suppose que celle-ci peut se retourner uniformément ou par formation de domaines magnétiques. De plus, j'ai relevé que les valeurs de TMR de ces

jonctions sont très basses comparées aux valeurs mesurées sur les empilements avant fabrication. Cela peut être lié au fait que nous ne mesurons jamais les résistances maximale et minimale associées aux états parallèle et antiparallèle et indiquerait la présence de domaines magnétiques dans la couche de référence. Par ailleurs, les caractérisations avant gravure des jonctions montrent que la référence est stable sous un champ inférieur à 200 mT. J'en déduis donc que notre fabrication entraîne une dégradation de la couche de référence. Une étude plus complète de la référence est présentée dans la partie 0.

- **La couche libre n'est pas stabilisée** : Sur les réponses $R-H_x$ de l'ensemble des jonctions, la résistance n'atteint jamais la résistance maximale ou minimale attendue. Sur la réponse $R-H_x$ de la Figure 24.a, nous voyons que la réponse $R-H_x$ évolue très peu sous champ (flèche marron). Cependant, la résistance mesurée devrait être minimale ou maximale à champ nul, correspondant à une configuration parallèle ou antiparallèle de la couche libre avec la référence, comme illustré sur la Figure 24.b. Si cette condition n'est pas vérifiée, cela signifie soit que la référence n'est pas correctement alignée avec l'axe \vec{Y} , soit que l'aimantation de la couche libre n'est pas uniforme, ce qui ne permet pas d'obtenir un état parallèle ou antiparallèle avec la référence quand on supprime le champ externe. Bien que l'aimantation de la couche de référence semble détériorée, elle reste partiellement orientée dans la direction \vec{Y} . J'en déduis que l'aimantation de la couche libre se retourne par nucléation de domaines magnétiques, et l'état dit macrospin n'est pas conservé.

2.3.2 Historique des modifications apportées avant cette thèse

Dans le passé, notre groupe a déjà réussi à obtenir des jonctions à réponses symétrique opérationnelles, utilisant une anisotropie de forme importante [5]. L'objectif étant d'améliorer la sensibilité et d'intégrer la jonction dans un capteur complet, de nombreuses modifications ont été apportées aux jonctions et au procédé de fabrication. Je dresse ici une liste non exhaustive des modifications précédant ma thèse que j'ai pu relever :

- Passage à la fabrication sur wafers 4 pouces
- Modification des masques utilisés
- Changement des résines utilisées
- Changement des machines de gravure IBE et RIE
- Ouverture du contact supérieur par fenêtre au-dessus des jonctions
- Electrode supérieure de la jonction en Al puis en Au
- Elargissement de la surface des jonctions afin de minimiser le bruit $1/f$
- Remplacement de la couche antiferromagnétique PtMn de la référence par IrMn
- Décompensation des couches du SAF de la référence
- Variation de l'épaisseur de la couche libre en NiFe

L'ensemble de ces modifications s'est accompagné d'une dégradation des jonctions dont les caractérisations électriques montrent une déformation importante des réponses mesurées. Afin de reproduire des jonctions fonctionnelles, j'ai souhaité recopier l'ancien procédé de fabrication. Néanmoins, certaines contraintes comme une évolution de l'équipement ne permettent pas de mener exactement le même procédé et nécessitent de l'adapter. Mon approche

consiste donc à identifier chaque modification et comparer son impact sur les résultats. Les modifications apportées peuvent être divisées en trois catégories qui sont étudiées par la suite :

- **Empilement magnétique**
- **Procédé de fabrication**
- **Géométrie des jonctions**

2.3.3 Investigation des modifications liées à l'empilement magnétique

Depuis la fabrication des jonctions initiales en 2016, des modifications de l'empilement magnétique ont été apportées. Ces évolutions ont pour but d'augmenter la stabilité de la référence et d'étudier l'influence de l'épaisseur de la couche libre. En particulier, les premières couches de l'empilement étaient initialement Ta 3 nm / CuN 30 nm / Ta 5 nm / PtMn 20 nm / CoFe 2 nm / Ru / CoFeB 2 nm / MgO. Tous les empilements sont caractérisés par VSM par Clarisse Ducruet de Crocus Technology et aucun ne montre de défauts spécifiques avant gravure des jonctions. Il se peut cependant que les nouveaux empilements soient plus sensibles au procédé de fabrication. Je recense donc les modifications suivantes liées à l'empilement :

- Remplacement du matériau antiferromagnétique PtMn 20 nm de la référence par IrMn
- Décompensation de la couche piégée et de la couche de référence de la multicouche antiferromagnétique synthétique (SAF)
- Variation des épaisseurs de CoFeB et NiFe de la couche libre

Dans un premier temps, j'ai souhaité réaliser des jonctions avec l'empilement magnétique initial pour vérifier si les modifications de celui-ci sont responsables de la dégradation des jonctions observée. Néanmoins, une contrainte technique ne permet plus de déposer la couche de PtMn dans la machine de dépôt de Crocus Technology utilisée. Le dépôt du même empilement dans une autre machine n'a pas été possible, car les dépôts et matériaux sont dépendants de la machine utilisée. Afin de vérifier l'influence de l'empilement magnétique sur les réponses des jonctions, un essai d'empilement proche de celui demandé a été déposé avec une couche antiferromagnétique d'IrMn par Stéphane Auffret. L'empilement réalisé présente plusieurs adaptations nécessaires et correspond à Ta 3 nm / Cu 10 nm / Ta 3 nm / Cu 3 nm / MnIr 7 nm / NiFe 1 nm / Co 1 nm / Ta 0,3 nm / FeCoB 1,6 nm / MgO / FeCoB 2,5 nm / Ta 0,3 nm / NiFe 5 nm / Ta 3 nm / Pt 5 nm. Finalement, la caractérisation VSM de cet empilement montre que la référence est instable au-dessus de 10 mT, ce qui est insuffisant. Ainsi, l'amélioration des propriétés magnétiques aurait nécessité de nombreuses caractérisations et l'empilement développé aurait été très différent de l'empilement initial. Je n'ai donc pas poursuivi l'investigation des modifications matériaux passées, dont l'effet sur la dégradation des jonctions à la suite du procédé de fabrication reste hypothétique.

2.4 Améliorations du procédé de fabrication

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, les premières jonctions réalisées au cours de cette thèse présentent des réponses dégradées, avec notamment une détérioration de la référence et une aimantation non uniforme de la couche libre. La comparaison des modifications apportées, à partir d'anciennes jonctions considérées opérationnelles, ne m'a pas permis d'identifier précisément un paramètre responsable de cette dégradation. J'ai donc cherché à identifier les étapes de fabrication potentiellement critiques, pouvant être responsables des défauts analysés. Afin de comparer leurs impacts sur la réponse des jonctions, j'ai réalisé plusieurs lots de jonctions en modifiant à chaque fois un ou plusieurs paramètres de fabrication : la méthode d'ouverture du contact supérieur, la température de solidification du Spin on glass, la gravure des piliers magnétiques, le design de l'électrode inférieure et la résistance des connections. Je présente ces comparaisons qui m'ont permis d'identifier les étapes critiques, de simplifier et d'améliorer le procédé de fabrication.

2.4.1 Modification de la méthode d'ouverture du contact supérieur

Après gravure des jonctions et des électrodes inférieures, l'ensemble est encapsulé par un spin-on-glass d'une épaisseur de 550 nm environ, comme décrit dans le paragraphe 2.2. Afin d'ouvrir le contact au sommet des jonctions, deux méthodes peuvent être utilisées : le Spin on glass peut être aminci soit globalement sur l'ensemble du wafer, soit localement au-dessus de la jonction. Cette différence est illustrée sur la Figure 25. Dans le premier cas (Figure 25.a), la couche de Spin on glass est directement amincie par gravure ionique réactive avec un plasma d'oxygène, jusqu'à une épaisseur de 150 nm environ, laissant apparaître le sommet des jonctions. Dans le deuxième cas (Figure 25.b), un masque de résine est préalablement réalisé afin de définir des électrodes supérieures au-dessus des jonctions. Le Spin on glass est donc gravé localement et reste intact sur les zones alentour. Cette différence permet de conserver une épaisseur de Spin on glass plus importante sur l'ensemble du wafer, notamment entre les bobines et futurs concentrateurs de flux. Il s'agit d'une modification importante qui a été ajoutée au procédé de fabrication dans le passé. Je soupçonne donc une influence possible sur la réponse des jonctions, qui pourrait être liée à des forces de contraintes ou une diminution de la dissipation de la chaleur par exemple. Afin de vérifier l'influence de l'ouverture du contact supérieur, j'ai réalisé deux wafers en utilisant chacune des méthodes d'ouverture décrites ci-dessus. Toutefois, je n'observe aucune amélioration significative quant aux réponses des jonctions obtenues. Néanmoins, l'amincissement globale du Spin on glass permet une simplification du procédé de fabrication qui est conservée par la suite.

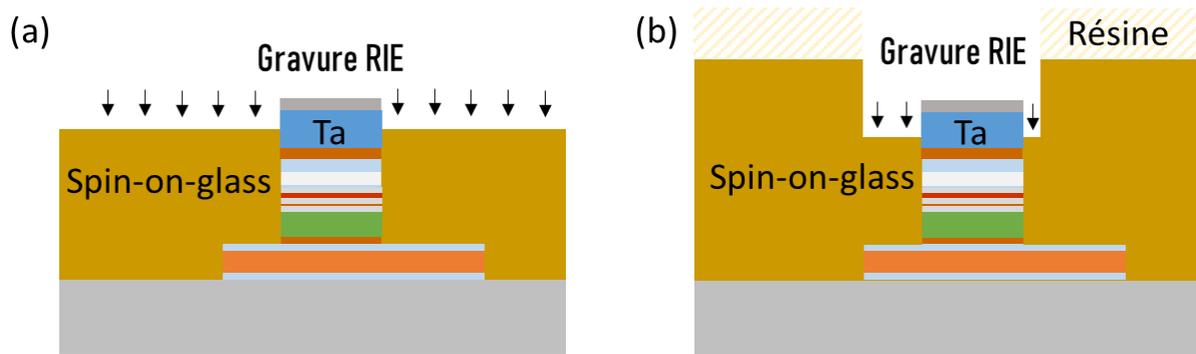


Figure 25 : Ouverture du contact supérieur après encapsulation des jonctions. a) Ouverture par amincissement global du Spin on glass. b) Ouverture par amincissement local au-dessus de la jonction.

2.4.2 Diminution de la température de solidification du Spin on glass

Lors du procédé de fabrication, après dépôt et recuit sous champ de l'empilement magnétique, il faut veiller à limiter la température qui est un paramètre critique de la fabrication. Une température trop importante peut entraîner une détérioration de la référence. Si la température de blocage du couplage antiferro/ferromagnétique est dépassée, l'aimantation de la couche de référence est susceptible de se réorganiser. Une température plus importante peut également entraîner une migration des éléments chimiques tel que le bore et endommager l'empilement.

La température de solidification du Spin on glass est la température la plus élevée à laquelle le wafer est chauffé durant le procédé de fabrication. Lors de l'encapsulation des jonctions, la couche de Spin on glass est appliquée et solidifiée par la réalisation d'une rampe de températures de 15 minutes jusqu'à 250°C sur une plaque chauffante. Je note que cette température est équivalente à la température de blocage de la couche piégée sous la référence (250°C en moyenne sous 1 T). Il m'est donc apparu important de réduire la température au cours de cette étape. J'ai donc réalisé un lot de jonction en limitant la température de durcissement du Spin on glass à 200°C. Par ailleurs, j'ai vérifié l'absence d'un champ magnétique significativement important à la surface de la plaque chauffante, qui favoriserait le retournement de l'aimantation. Néanmoins les réponses des jonctions réalisées ne présentent pas une amélioration notable. Je conclus donc que la température de 250°C atteinte lors du durcissement du Spin on glass n'est pas responsable de la dégradation de la référence.

La réduction de température permet de durcir correctement le Spin on glass et la vitesse de gravure par ions réactifs n'est pas modifiée. Cependant, des essais de recuit haute température après fabrication (dont la nécessité est démontrée plus loin, cf. 2.5.2) ont montré un endommagement de la couche métallique supérieure correspondant aux contacts de la jonction. La Figure 2.26 montre une observation de la surface du wafer au microscope, sur laquelle nous voyons que des bulles se sont développées en dessous de la couche métallique. La mesure d'une surépaisseur des taches au profilomètre m'a permis de confirmer la formation de ces bulles. Celles-ci entraînent une fragilité de la couche métallique qui est alors susceptible de s'arracher facilement. Il semble donc que le recuit à 200°C ne soit pas suffisant pour permettre d'éliminer tous les solvants du Spin on glass, qui migrent sous la couche de croissance si un recuit à haute température est réalisé. Par ailleurs, la couche métallique comprend les

contacts ainsi que de larges surfaces utilisées par la suite comme couches de croissance des concentrateurs de flux. Les bulles se forment principalement sous la couche de croissance des concentrateurs ce qui constitue un défaut critique pour leur fabrication ultérieure. Par la suite, nous conservons donc une température de solidification du Spin on glass de 250°C, puisque celle-ci n'entraîne vraisemblablement pas une dégradation de la couche de référence.

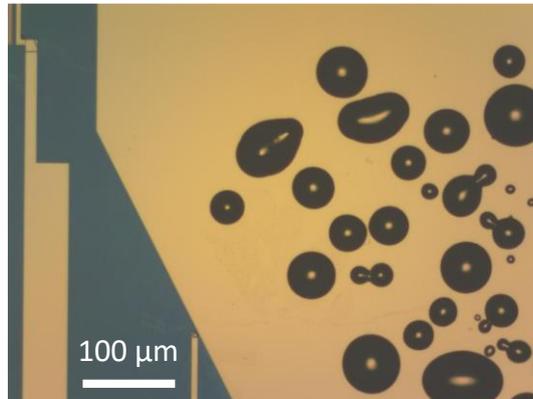


Figure 2.26 : Couche métallique supérieure (servant pour les contacts électriques et comme couche de croissance des concentrateurs de flux), déposée au-dessus d'un Spin on glass solidifié à basse température. Un recuit à haute température après fabrication génère des bulles sous la couche de croissance. [Ref. G4167]

2.4.3 Comparaison de différentes gravures des piliers magnétiques

La gravure des piliers magnétiques est un paramètre important de la fabrication. Les piliers sont préalablement définis par un masque dur de Ta, puis sont gravés par un faisceau d'ions argon dans une machine IBE. Dans les salles blanches de la PTA, deux machines de gravure IBE sont à notre disposition. Plusieurs paramètres influencent la gravure des piliers [36]. D'abord, le flux et la vitesse des ions déterminent la vitesse de la gravure. L'angle de gravure influe sur l'efficacité de la gravure et conditionne l'éventualité d'un redépôt des espèces gravées sur les flancs de la structure ; l'angle d'incidence du faisceau peut donc également être adapté pour améliorer la propreté des parois du pilier gravé. Enfin, il est possible d'arrêter la gravure à différents niveaux, soit juste en dessous de la barrière tunnel, soit de graver partiellement ou totalement les couches du SAF. En comparant les réponses des jonctions obtenues à la suite de différentes gravures, j'ai pu déterminer l'influence de la gravure et améliorer la reproductibilité de la fabrication.

Tout d'abord, j'ai remarqué que la machine de gravure utilisée influence fortement la réponse des jonctions. La Figure 2.27 montre les réponses de deux jonctions rectangulaires de $4 \times 25 \mu\text{m}^2$, ayant été gravées sur deux instruments différents. Les exemples sélectionnés représentent des jonctions considérées comme fonctionnelles, avec une référence suffisamment stable pour afficher un plateau quasiment horizontal dans l'état antiparallèle. Sur la Figure 2.27.a, la jonction a été gravée avec l'instrument « Scia » en 13 minutes, avec un angle de gravure de 45° jusqu'à la couche de MgO, puis un angle de 30° jusqu'à la fin de la sous couche (UL) de la référence. La réponse représentée est caractéristique d'une aimantation non uniforme de la couche libre, puisque la réponse mesurée selon X (en vert) n'atteint pas la configuration parallèle ou antiparallèle à champ nul. Sur la Figure 2.27.b, la jonction a été gravée avec la machine « Plassys » en 22 minutes avec un seul angle de 45° jusqu'à la fin de la sous couche

(UL) de la référence. Cette fois, la réponse de la jonction est cohérente avec l'existence d'un axe facile bien défini selon l'axe \vec{Y} . La différence observée met donc en évidence l'impact des paramètres de gravure sur la réponse des jonctions. En effet, sur chacune des deux machines, les sources du faisceau d'ions et les réglages associés sont différents. Cette observation m'a conduit à graver plusieurs jonctions dans la machine « Plassys », avec laquelle l'axe facile de la jonction semble conservé. Cependant cette machine montre une variabilité importante et ne me permet pas de réaliser des gravures reproductibles. Au contraire, la machine « Scia » grave avec une meilleure uniformité et permet de réaliser une gravure en incidence rasante. Le spectromètre de masse associé à la machine « Scia » est également plus précis et permet de bien mieux suivre la gravure des couches. C'est pourquoi, je choisis de développer le procédé de gravure sur la machine « Scia » afin d'optimiser la reproductibilité de la fabrication. L'axe facile peut ensuite être réorienté par un recuit sous champ, qui sera présenté dans une autre partie.

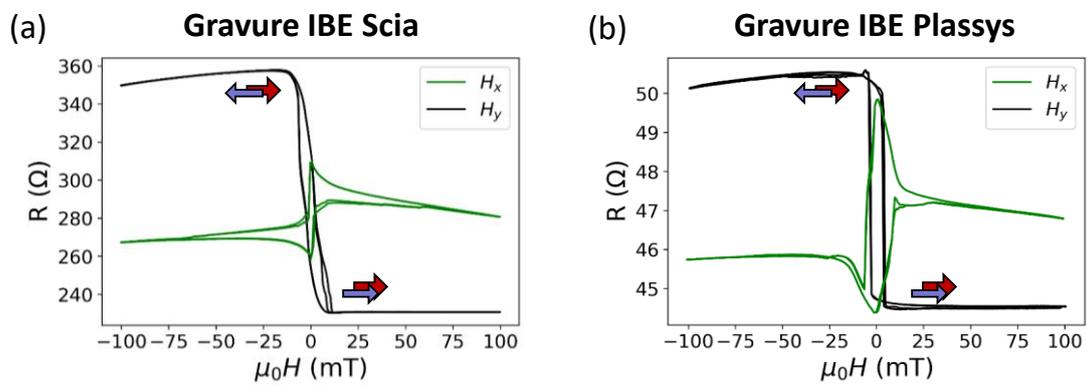


Figure 2.27 : Réponses de jonctions rectangulaires de $4 \times 25 \mu\text{m}^2$ gravées différemment. a) Gravure à 45° puis 30° en 13 minutes sur l'instrument « Scia ». b) Gravure à 45° en 22 minutes sur l'instrument « Plassys ». [Ref. (a) G4075 9_4 top, (b) G4170 2_4 bot]

Par la suite, j'analyse les contours des piliers magnétiques. Lors de la gravure, de la matière est arrachée autour des piliers. Il est connu qu'une partie de cette matière est susceptible de se redéposer sur les flancs des piliers et risquer de court-circuiter la barrière tunnel. Un changement de l'angle de gravure peut limiter les redépôts. Ainsi une gravure en incidence normale par rapport au plan du wafer favorise une gravure verticale des flancs du pilier autour du masque dur, mais augmente la quantité de matière redéposée. Au contraire, une gravure plus inclinée permet de limiter les redépôts, mais diminue la verticalité des flancs.

Afin de comparer l'influence des paramètres de gravure sur la qualité des jonctions, je réalise plusieurs fabrications en modifiant l'angle ou la profondeur de gravure. Des gravures à 30° ou 45° sont réalisées, avec rotation continue du wafer. Certaines gravures sont arrêtées au niveau du cuivre de l'électrode inférieure, d'autres à la couche d'IrMn. De plus, la gravure peut parfois être complétée par une gravure à 10° durant 1 minute afin de graver les flancs et enlever les éventuels redépôts. Les différentes fabrications réalisées ne m'ont pas permis d'identifier de différences précises sur les réponses des jonctions. Par observation MEB, aucun redépôt n'a été mis en évidence quel que soit l'angle de gravure utilisé. Néanmoins, les flancs des piliers se trouvent cachés sous le masque dur et ne peuvent pas être observés précisément. Par la suite, j'ai choisi de conserver systématiquement un angle de gravure de 45° et d'arrêter la gravure au milieu de la couche d'IrMn. Cela me permet d'uniformiser l'ensemble des gravures et des fabrications. Je pense que les paramètres de gravure peuvent encore faire l'objet d'une

optimisation. Celle-ci peut se révéler importante si la dimension des jonctions devait être réduite.

2.4.4 Variation du design de l'électrode inférieure

Dans ce paragraphe, je vérifie l'influence de la géométrie de l'électrode inférieure sur la réponse des jonctions, liée à d'éventuelles contraintes mécaniques. En effet, la mesure d'anciennes jonctions, réalisées sur des électrodes plus larges, m'a conduit à supposer qu'un effet de magnétostriction lié à la géométrie de l'électrode inférieure pouvait influencer la réponse des jonctions. Cette électrode permet de connecter la partie inférieure de la jonction. Elle est gravée dans la couche de cuivre située en dessous de la jonction par faisceau d'ions. La géométrie de cette électrode est dimensionnée afin de pouvoir être insérée dans l'entrefer de $10\ \mu\text{m}$ du concentrateur de flux. L'électrode inférieure présente donc une forme allongée sur laquelle est situé le pilier de la jonction comme représenté sur la Figure 2.28.a. Sur cette figure, l'électrode se prolonge vers le haut pour être connectée. Afin de vérifier l'influence de l'électrode inférieure, j'ai réalisé des jonctions sur une électrode plus large. Cette électrode est localisée dans une zone de test sur le wafer et présente une largeur de $50\ \mu\text{m}$, soit 7 fois plus large que les électrodes associées aux concentrateurs (Figure 2.28.b). Les électrodes larges sont allongées horizontalement et sont connectées sur la gauche. Après caractérisation, les réponses des jonctions de même géométrie ne présentent pas de différence selon le type d'électrode sous-jacente. Nous pouvons donc conclure que la géométrie de l'électrode inférieure n'influence pas la réponse des jonctions.

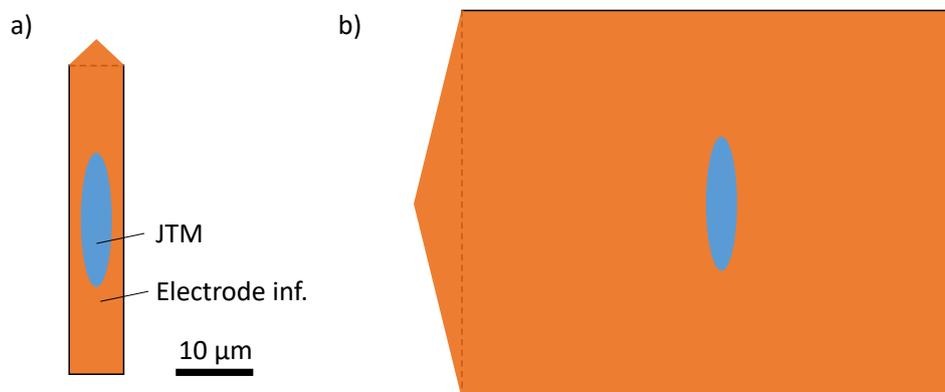


Figure 2.28 : Géométries de l'électrode inférieure. a) Jonction sur électrode inférieure localisée dans l'entrefer des concentrateurs de flux. b) Jonction sur électrode inférieure large localisée dans des zones de test.

2.4.5 Réduction de la résistance des connexions

Les TMRs des jonctions mesurées lors des premières fabrications présentent des taux particulièrement faibles. Les valeurs mesurées après fabrication présentent une dispersion très importante et sont inférieures à 50 %, alors que les valeurs mesurées sur l'empilement intact se situent autour de 120 % comme présenté dans la partie 2.1.2. J'associe cette baisse de TMR soit à une dégradation de la référence, soit à des résistances parasites qui s'ajoutent à celle de la

jonction. Dans ce deuxième cas, des résistances en série et/ou en parallèle autour de la jonction ont pour effet de modifier les valeurs des résistances minimale et maximale sur la réponse des jonctions et diminuent leur TMR.

Parmi l'ensemble des jonctions caractérisées, plusieurs d'entre elles sont claquées à la suite d'une ou plusieurs mesures. Leurs réponses présentent alors une résistance électrique d'environ 40Ω , invariante avec le champ. J'en déduis que cette résistance correspond à une résistance en série liée aux connexions de la jonction. Ces connexions sont représentées sur la Figure 29.a. La jonction est connectée entre deux électrodes inférieure et supérieure, elles-mêmes connectées à des plots de contact. L'électrode inférieure est gravée dans l'empilement magnétique et est composée d'une fine couche de 30 nm de cuivre, tandis que l'électrode supérieure et les contacts sont déposés au-dessus de la jonction par évaporation d'une épaisse couche d'or ou d'aluminium. La résistance dépend du matériau déposé, de la longueur de piste (exprimée en nombre de carrés) et principalement de l'épaisseur de la piste dans le cas de couches fines. L'épaisseur de l'électrode inférieure étant très inférieure à celle des contacts, j'ai calculé que sa résistance domine sur l'ensemble des connexions bien que la longueur de piste soit faible. Dans l'ensemble, je calcule une résistance de $1,8 \Omega$ associée à chacun des deux contacts, avec une longueur de piste de 24 carrés et une résistance de $0,075 \Omega/\square$. La résistance de l'électrode supérieure est de $3,3 \Omega$ avec une longueur de 22 carrés et une résistance de $0,15 \Omega/\square$. La résistance de l'électrode inférieure est de $28,6 \Omega$ avec une longueur de 22 carrés également, et une résistance de $1,3 \Omega/\square$. Ainsi la résistance de l'ensemble des connexions est estimée à $33,7 \Omega$. Cette valeur est légèrement inférieure à la valeur mesurée, mais j'estime que l'instrumentation et le contact des pointes de mesures sont susceptibles d'ajouter une dizaine d'ohms supplémentaires.

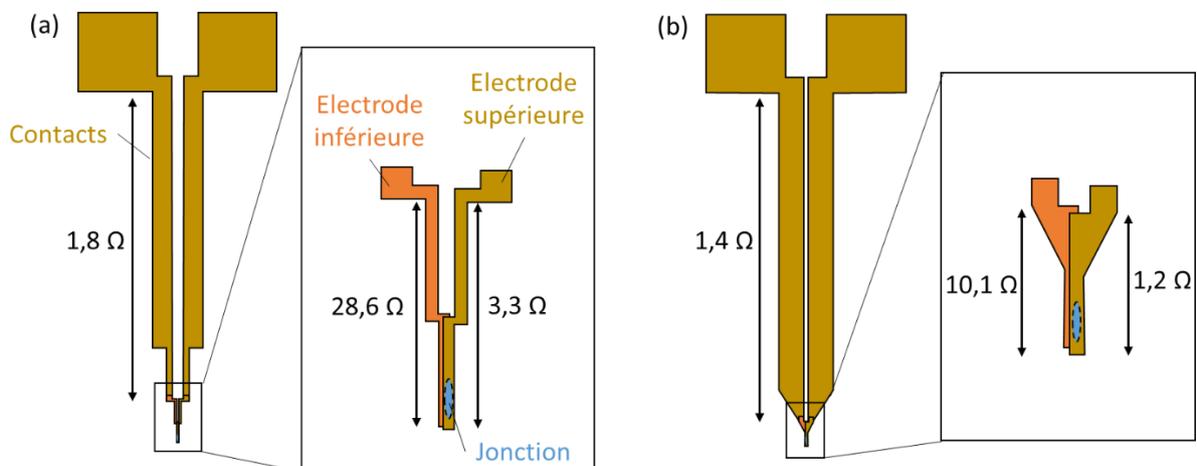


Figure 29 : Représentation des connexions d'une jonction. La jonction est localisée entre deux électrodes inférieures et supérieures. Les électrodes sont connectées à des contacts. a) Ancienne géométrie. b) Nouvelle géométrie plus large permettant de réduire la résistance des connexions.

Afin de réduire la résistance des connexions, j'ai modifié la géométrie des électrodes tel que représenté sur la Figure 29.b. La modification des électrodes a permis de réduire leur longueur de 22 à 7,8 carrés et diminue leur résistance de 65 %. Les contacts sont également élargis pour obtenir une légère diminution de la résistance des connexions. Ainsi les modifications apportées devraient permettre de réduire la résistance des connexions de $33,7 \Omega$

à 14,1 Ω . Expérimentalement, j'ai ajouté des connexions court-circuitées sur les masques de lithographie, afin de mesurer directement la résistance des connexions. Ainsi je mesure une nouvelle résistance de 14,7 Ω associée aux connexions de la jonction. Comme la géométrie des connexions est contrainte par l'espace disponible dans l'entrefer des concentrateurs de flux, il n'est donc pas possible d'élargir leurs dimensions ou de proposer une mesure 4 pointes. Diminuer encore la résistance des connexions nécessiteraient donc d'augmenter l'épaisseur de l'électrode inférieure. Néanmoins la résistance des connexions représente désormais 14,7 % de la résistance d'une jonction de 100 Ω , ce que nous considérons comme un progrès suffisant.

Note : La résistance est évaluée de différente manière selon les électrodes. La résistance de l'électrode inférieure est mesurée lors de la fabrication après gravure des piliers magnétiques. Je mesure une valeur moyenne de 1,3 Ω/\square pour l'ensemble des wafers. Les résistances de l'électrode supérieure et des contacts sont calculées à partir de la valeur de conductivité de l'or $\rho_{Au} = 22.10^{-9} \Omega.m$. Ainsi, les contacts présentent une résistivité de 0,075 Ω/\square avec une épaisseur de Au de 290 nm, et l'électrode supérieure présente une résistivité de 0,15 Ω/\square avec une épaisseur de 150 nm.

2.5 Fixation de la référence de la jonction tunnel

Dans la partie 2.3, nous avons vu que les réponses des premières jonctions fabriquées ne montrent pas une courbe lisse et symétrique comme attendu. Avec la non-uniformité de l'aimantation de la couche libre, un des défauts relevés est l'endommagement de la couche de référence à la suite du procédé de fabrication. Dans cette partie, je présente mon travail sur la restauration de la référence. Je commence par analyser les défauts de la référence à partir des caractérisations électriques, puis je présente une solution de recuit sous champ permettant de réparer ces défauts. Afin de comprendre la cause de l'endommagement, je compare les références de plusieurs jonctions avec différentes formes. Enfin je caractérise plus spécifiquement la rotation de la référence sous un champ transverse. Finalement, l'aimantation de la couche de référence a pu être refixée. Cette condition nécessaire à la réalisation de jonctions fonctionnelles permet ensuite de caractériser l'influence de la couche libre.

2.5.1 Analyse d'une référence dépiégée

En comparant les réponses de nombreuses jonctions, j'ai pu distinguer des comportements récurrents qui m'ont permis d'interpréter les défauts de la référence. Comme exemple, les Figure 30.a et b montrent deux réponses sur lesquelles nous analysons que la référence est dépiégée. La courbe noire représente la réponse R- H_y avec un champ appliqué dans la direction de l'axe \vec{Y} et la courbe verte représente la réponse R- H_x avec un champ appliqué dans la direction de l'axe \vec{X} . La réponse attendue dans le cas où l'aimantation de la référence est correctement piégée dans la direction de l'axe \vec{Y} est tracée schématiquement sur la Figure 30-c. Pour un champ H_y ou H_x important, l'aimantation de la couche libre est saturée dans la direction du champ appliqué et la réponse doit alors montrer un plateau de résistance invariant. Les orientations des aimantations de la couche libre et de la couche de référence, correspondant à ces états saturés, sont représentées dans le plan $\vec{X}\vec{Y}$ par des flèches bleu et rouge. En revanche, la Figure 30-d schématise le comportement des réponses observées et montre les variations par rapport à la réponse attendue. J'observe que les résistances mesurées sous champ élevé ne correspondent pas aux valeurs attendues. Cette observation implique que l'aimantation de la couche de référence ne soit pas orientée dans la direction de l'axe \vec{Y} comme prévu. De plus, la réponse n'atteint pas nécessairement la résistance maximale ou minimale autour de $H = 0$. Comme il semble que l'aimantation d'équilibre de la couche libre ne soit pas uniforme pour de faibles valeurs de champ, l'état de l'aimantation de la couche libre est inconnu et il n'est donc pas possible d'en déduire l'aimantation de la couche de référence. Ici, je m'intéresse uniquement aux parties de la réponse sous champ élevé, pour lesquels l'aimantation de la couche libre est supposée saturée et invariante. Sur nos jonctions je considère que la couche libre est saturée pour un champ supérieur à 50 mT. Comme la résistance mesurée dépend de l'angle entre l'aimantation de la couche libre et celle de la couche de référence, il est ainsi possible d'identifier l'orientation de la référence. Les observations réalisées sous champ élevé m'ont permis d'identifier deux défauts sur la référence détaillés ci-dessous. La référence est instable et la référence est désalignée.

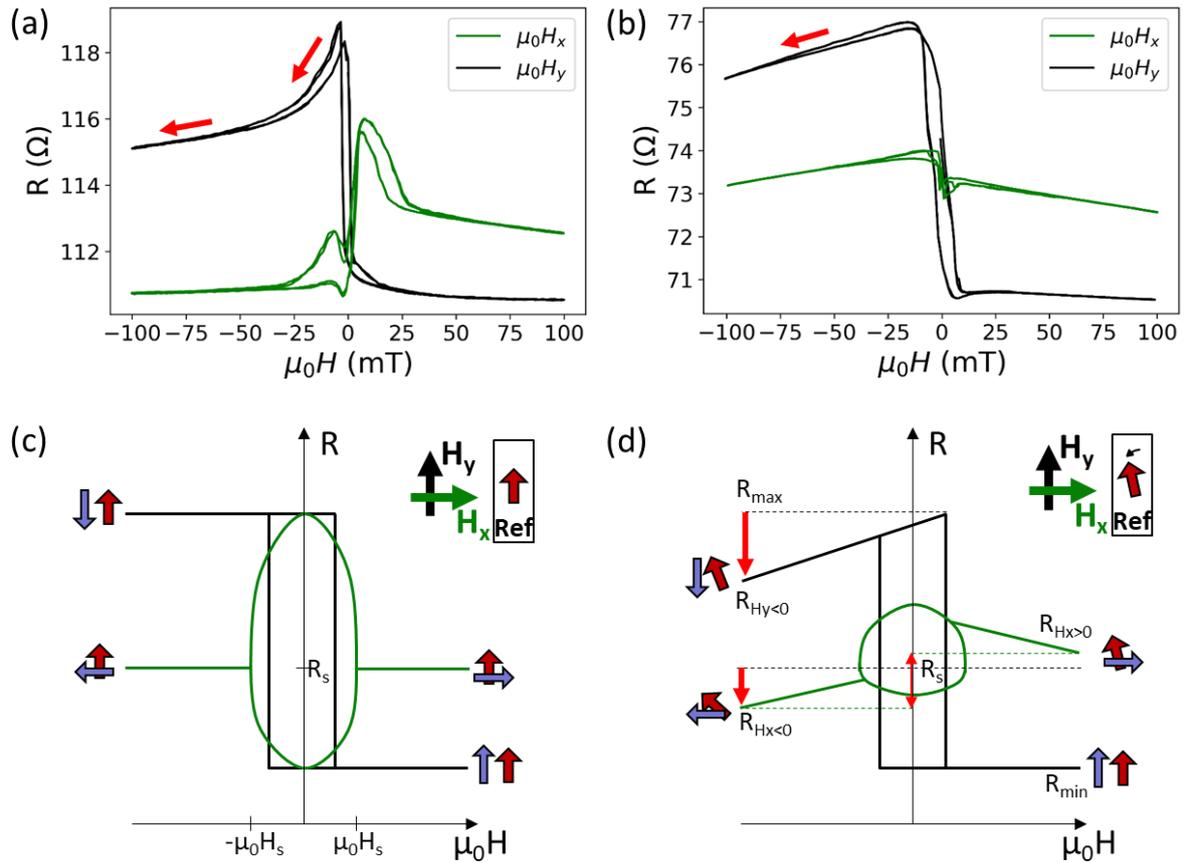


Figure 30 : a) Réponse mesurée sur une jonction rectangulaire de $4 \times 25 \mu\text{m}^2$ susceptible de présenter un retournement de la référence par spin-flop. b) Réponse mesurée sur une jonction rectangulaire de $4 \times 24 \mu\text{m}^2$ susceptible de présenter un retournement de la référence par nucléation de domaines magnétiques. c) Schéma de la réponse attendue dans le cas d'une référence fixe et d'une couche libre bien stabilisée dans l'axe facile à champ nul. d) Schéma des réponses typiquement observées avec une couche libre non macrospin à champ nul. Réponses dans l'axe facile (noir) et difficile (vert). Les flèches représentent les aimantations de la couche libre (bleu) et de la référence (rouge) lorsque l'aimantation de la couche libre est saturée. [Ref. 9_3_bot G4165 et 19_5_bot F1938]

Instabilité de la référence :

Sur la réponse R - H_y , nous devons observer un plateau de résistance minimale et un plateau de résistance maximale, correspondant à des états parallèle et antiparallèle de la couche libre avec la référence. Cependant, nous observons que la résistance maximale correspondant à un état antiparallèle diminue avec le champ appliqué comme représenté sur la Figure 30-c. L'aimantation de la couche libre étant supposée saturée dans le sens $-Y$ et donc être invariante, j'en déduis que la diminution de résistance traduit une modification de l'aimantation de la référence. Nous imaginons deux scénarios pouvant expliquer la variation de cette aimantation. Tous deux sont représentés sur la Figure 31. Sur l'empilement magnétique, la couche de référence est localisée entre la couche piégée et la couche libre. Son aimantation est stabilisée par un couplage RKKY antiparallèle avec la couche piégée, elle-même couplée avec la couche antiferromagnétique sous-jacente. La résistance de la jonction dépend de l'angle entre la couche libre et la couche de référence. Sur la Figure 31, chaque couche est représentée avec la direction

de son aimantation. La direction du champ appliqué est représentée par une flèche noire et correspond également à la direction de l'aimantation de la couche libre. La première hypothèse propose un retournement spin-flop des aimantations de la couche piégée et de la couche de référence, puis une fermeture en ciseau dans la direction du champ. L'observation d'une bosselure de la résistance maximale sur la Figure 30.a corrobore avec ce scénario. Notre deuxième hypothèse propose une brisure de l'état macrospin, avec une rotation de la référence par croissance et nucléation de domaines magnétiques. Ce scénario semble plutôt corrélérer avec l'observation d'une diminution linéaire du plateau de résistance maximale sur la Figure 30.b. Dans les deux scénarios, le couplage RKKY et/ou le couplage d'échange avec le matériau antiferromagnétique est dégradé et ne permet pas de piéger suffisamment l'aimantation de la référence qui est donc instable sous champ H_y .

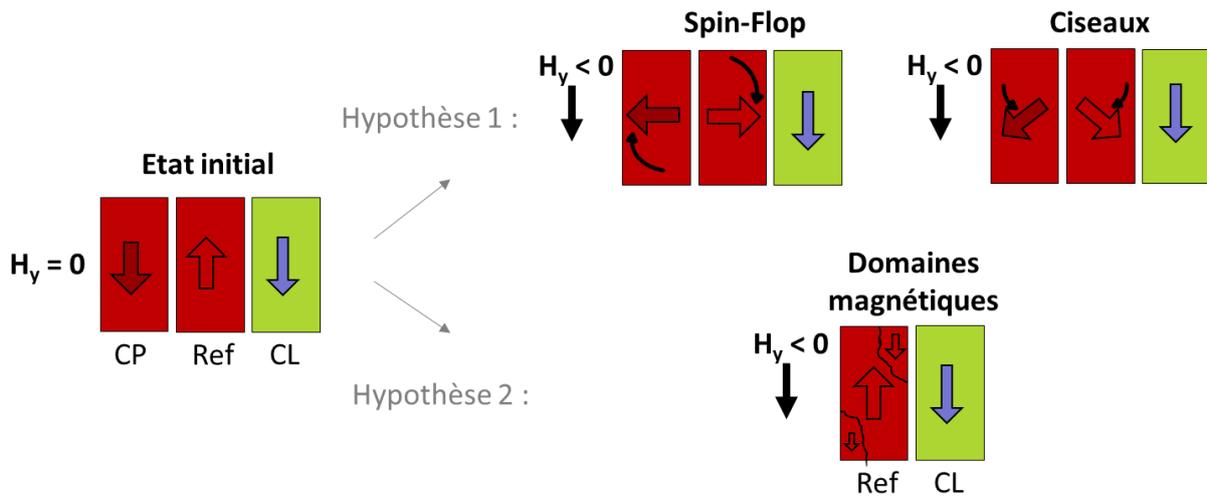


Figure 31 : Interprétation de la diminution de résistance associée à l'état antiparallèle, observée sur les réponses $R-H_y$. La couche piégée (CP), la couche de référence (Ref) et la couche libre (CL) sont représentées avec leurs aimantations dans le plan $\vec{X}\vec{Y}$.

Afin de qualifier la stabilité de la référence, je définis un coefficient d'instabilité I_{ref} à partir de la variation de la résistance sur le plateau antiparallèle. I_{ref} est exprimé en % à partir de la formule 30, avec R_{min} , R_{max} , les résistances minimale et maximale mesurées sur la réponse $R-H_y$ et $R_{H_y < 0}$ la résistance mesurée au plus fort champ H_y négatif. A titre d'exemple, les instabilités mesurées sur les réponses des Figure 30-c et d sont de 45,5% et 20,5%.

$$I_{ref} = \frac{R_{max} - R_{H_y < 0}}{R_{max} - R_{min}} \times 100 \quad (30)$$

Je note également une instabilité de la référence sous champ transverse. Sur la réponse $R-H_x$ de la Figure 30-d, est représenté une diminution de la résistance correspondant aux états perpendiculaires, indiquant un retournement de la référence. Cette fois un champ H_x est appliqué transversalement à l'aimantation attendue de la référence. Nous supposons que l'aimantation de la référence et de la couche piégée se retournent en ciseau dans la direction du champ appliqué, comme représenté sur la Figure 32. Ce scénario permet d'expliquer une diminution progressive de la résistance mesurée.

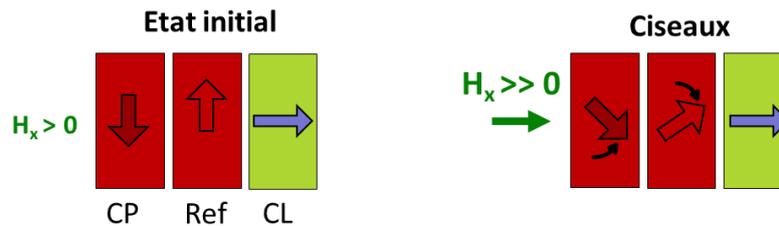


Figure 32 : Interprétation de la diminution de résistance associée aux états d'aimantations perpendiculaires, observée sur les réponses $R-H_x$. La couche piégée (CP), la couche de référence (Ref) et la couche libre (CL) sont représentées avec leurs aimantations dans le plan $\vec{X}\vec{Y}$.

Inclinaison de la référence :

Sur la réponse $R-H_x$, nous devrions observer une courbe symétrique par rapport à l'axe H_x . Plus concrètement, les résistances mesurées à fort champ positif et négatif devraient correspondre à la résistance R_s de l'état perpendiculaire (sous condition que le champ soit supérieur au champ de saturation de la couche libre). La Figure 33.a illustre les deux états perpendiculaires menant à la mesure d'une même résistance à saturation R_s . Cependant, nous observons une dissymétrie de la réponse mesurée sous champ H_x , se traduisant par un décalage entre les résistances mesurées à ± 100 mT. Ce décalage est représenté par une double flèche rouge sur la Figure 30.b. J'explique cette différence de résistance par une inclinaison de l'aimantation de la référence. Un décalage de la référence vers une configuration légèrement parallèle ou antiparallèle conduit effectivement à la mesure d'une résistance inférieure ou supérieure à la résistance à saturation comme l'illustre la Figure 33.b. Je suppose que l'aimantation de la référence peut être uniformément désalignée ou présenter plusieurs domaines magnétiques dont l'aimantation moyenne définit sa direction. Je note θ_{ref} l'angle de la référence, supposée stable, par rapport à l'axe \vec{Y} . Dans le cas où la référence est instable, les résistances en champs positif et négatif peuvent toutes deux passer en dessous de la résistance R_s , correspondant à une orientation orthogonale des aimantations de la référence et de la couche libre. Cependant, dans le cas où la référence se retournerait de façon équivalente sous un champ positif ou négatif, alors le décalage entre les résistances à gauche et à droite est conservé. L'inclinaison de la référence définit alors l'orientation de son aimantation à champ nul.

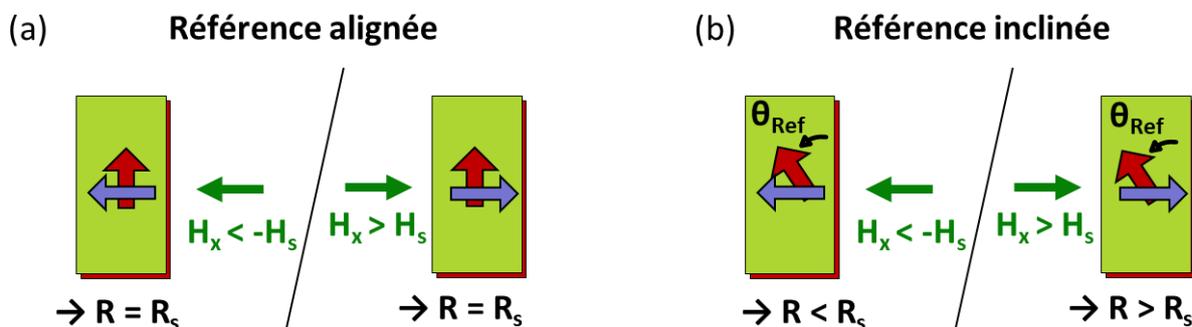


Figure 33 : Interprétation de l'asymétrie observée sur les réponses $R-H_x$. a) Aimantation de la référence alignée avec l'axe \vec{Y} . b) Aimantation de la référence désalignée de l'axe \vec{Y} . Les aimantations de la couche libre (bleu) et de la référence (rouge) sont représentées avec leurs aimantations dans le plan $\vec{X}\vec{Y}$.

Afin d'évaluer l'inclinaison sur chaque jonction, l'inclinaison θ_{ref} peut être calculée par l'équation 31 dont l'obtention est détaillée en annexe. Le calcul tient compte de la différence de résistance mesurée en champ positif et négatif, ce qui permet de s'affranchir partiellement de l'instabilité de la référence. $R_{H<0}$ et $R_{H>0}$ représentent les résistances mesurées sous $H_x = -100$ mT et $H_x = +100$ mT et R_{min} et R_{max} représentent les résistances minimale et maximale mesurées sur la réponse R- H_y . L'angle θ_{ref} de la référence est obtenu en degré. Les inclinaisons mesurées sont très variables et sont comparées par la suite. A titre d'exemple, les inclinaisons mesurées sur les réponses des Figure 30-c et d sont de $-12,8^\circ$ et $+5,6^\circ$.

$$\theta_{ref} = \tan^{-1} \left(\frac{\frac{1}{R_{H>0}} - \frac{1}{R_{H<0}}}{\frac{1}{R_{min}} - \frac{1}{R_{max}}} \right) \times \frac{180}{\pi} \quad (31)$$

2.5.2 Repiégeage de la référence par un recuit sous champ

Dans la partie 2.4, j'ai recherché les étapes de fabrication susceptibles d'endommager les jonctions. Dans le cas où la référence est endommagée, nous proposons de la réparer en réalisant un second recuit sous champ après la fabrication des jonctions. L'objectif est de refixer l'aimantation de la couche piégée, par un recuit au-dessus de la température de blocage, et un refroidissement sous champ. Cependant, un recuit haute température de nos structures présente certains dangers. La couche de Spin-on-Glass isolante peut fluer et entraîner un court-circuit entre les électrodes de la jonction. De plus, il faut veiller à ne pas dépasser le budget thermique de la jonction, car la température favorise une migration des atomes et peut entraîner une détérioration accrue de l'empilement. J'ai donc réalisé plusieurs essais de recuit en augmentant progressivement la température et le temps du recuit. Ainsi nous avons pu déterminer qu'un recuit identique au recuit initial, de 90 minutes à 310°C sous champ de 1 T permet d'améliorer la réponse des jonctions sans endommager ses connexions.

L'influence du recuit est étudiée en comparant les réponses des jonctions avant et après recuit. Je montre sur la Figure 34 l'évolution de la réponse d'une jonction rectangulaire de $4 \times 25 \mu\text{m}^2$. La Figure 34.a affiche les réponses R- H_x (courbe verte) et R- H_y (courbe noire) mesurées après fabrication. La résistance à saturation attendue (résistance de l'état perpendiculaire) est représentée par une ligne pointillée. Nous retrouvons sur la réponse les défauts d'inclinaison et d'instabilité décrits précédemment. La réponse illustrée présente une faible instabilité de la référence. Néanmoins, de nombreuses jonctions montrent une instabilité beaucoup plus affirmée. La Figure 34.b montre les mêmes réponses mesurées après un recuit de 90 minutes à 310°C sous champ de 1 T. Nous observons une nette amélioration des réponses R- H_x et R- H_y et notons plusieurs évolutions détaillées ci-dessous.

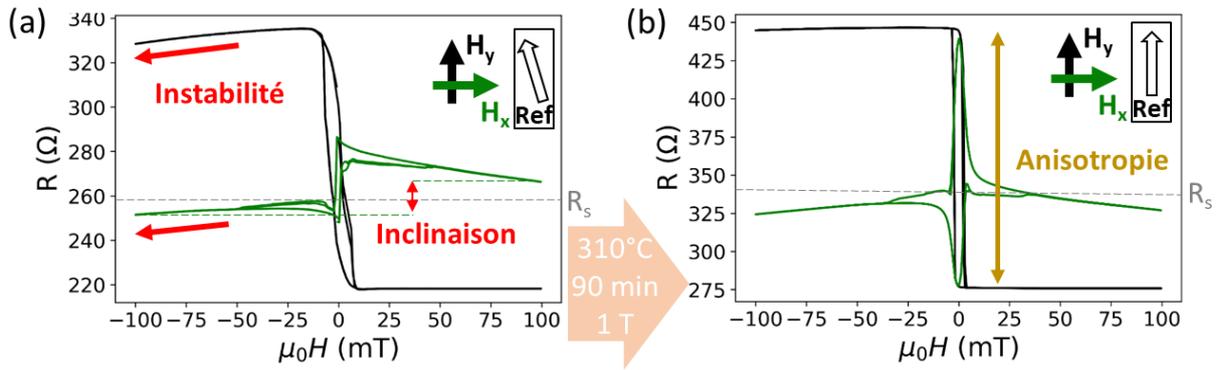


Figure 34 : Influence du recuit sur une jonction rectangulaire de $4 \times 25 \mu\text{m}^2$ a) Réponse de la jonction détériorée avant recuit. b) Réponse de la jonction améliorée après recuit. [Ref. G4075 3_3 bot]

Tout d'abord, le recuit permet de redresser le plateau de résistance maximale mesuré sur la réponse R - H_y . L'instabilité de la référence, évaluée par la formule 30, diminue de 5,4 % à 1,2 % après recuit. Après retournement de la couche libre, la jonction conserve donc un état antiparallèle associé à la résistance maximale mesurée. Nous pouvons en déduire que le recuit permet de stabiliser l'aimantation de la référence sous un champ H_y jusqu'à ± 100 mT. Néanmoins, il apparaît que les plateaux de résistance à saturation mesurés sur la réponse R - H_x restent inclinés après le recuit. Ainsi les résistances mesurées sous champ H_x à ± 100 mT sont toutes deux en dessous de la valeur de résistance à saturation attendue. Si le recuit permet de stabiliser l'aimantation de la référence sous un champ H_y , celle-ci tourne sous un champ transverse H_x .

Deuxièmement, nous pouvons voir sur la Figure 34.b que les deux résistances à saturation mesurées en champ H_x positif et négatif sont quasiment équivalentes, indiquant un réalignement de la référence perpendiculairement au champ H_x . Néanmoins, un léger décalage persiste. J'ai calculé les inclinaisons avant et après recuit à partir de l'équation 30. Avant recuit, l'inclinaison de la référence calculée avec les valeurs $R_{\min} = 213 \Omega$, $R_{\max} = 325 \Omega$, $R_{H<0} = 252 \Omega$ et $R_{H>0} = 266 \Omega$ est équivalent à $-7,53^\circ$. Le signe négatif indique que la référence est inclinée comme représenté sur le schéma de la Figure 34.a. Après recuit l'inclinaison calculée avec les valeurs $R_{\min} = 276 \Omega$, $R_{\max} = 445 \Omega$, $R_{H<0} = 324 \Omega$ et $R_{H>0} = 327 \Omega$, diminue à $-1,05^\circ$. Le recuit sous champ permet donc également de réaligner l'aimantation de la référence dans la direction souhaitée.

De plus, nous remarquons une variation des résistances minimale et maximale entraînant une augmentation de la TMR. Sur la Figure 34, la TMR calculée avant et après recuit augmente de 52,5% à 61,2%. Cet effet peut être expliqué par un réalignement de la référence lors du recuit. La variation de la résistance minimale peut être positive ou négative. Celle-ci est peut-être due à une variation de la résistance des contacts ou à une augmentation du produit RA lié au recuit. Dans tous les cas, le recuit entraîne une augmentation des valeurs de TMR.

Enfin, après recuit, la résistance à champ nul mesurée sur la réponse R - H_x atteint la résistance maximale ou minimale, selon le sens de variation du champ. Ceci indique que l'aimantation de la couche libre est quasi uniforme et se retourne spontanément selon l'axe \vec{Y} à champ nul. J'associe cette amélioration de la configuration micromagnétique à une augmentation de l'anisotropie magnéto-cristalline de la couche libre. Les caractérisations de l'empilement en pleine plaque montrent l'existence d'une anisotropie liée au dépôt, qui permet

de définir un axe de facile aimantation. La gravure a pu endommager cette anisotropie que l'on restaure lors du recuit. L'anisotropie initiale peut également être insuffisante, mais amplifiée par le second recuit. Cependant, nous verrons dans la section 1.6 que peu de jonctions mesurées selon l'axe difficile atteignent les résistances parallèles et antiparallèles à champ nul.

2.5.3 Influence de la forme sur l'inclinaison de la référence

Nous avons établi que la référence des jonctions est dégradée après fabrication. Afin de rechercher un effet responsable de cette dégradation, j'ai comparé les réponses associées aux différentes formes présentées dans le Tableau 2. On se demande notamment si la dégradation de la référence peut être associée à des effets de bord, au volume, ou à la position de la jonction sur le wafer. Pour cela, j'ai relevé la TMR, l'inclinaison de la référence et le coefficient d'instabilité des réponses de chaque jonction. Les paramètres relevés sont ensuite regroupés par type de jonction et représentés sur des graphiques permettant de réaliser une comparaison. La Figure 35 et la Figure 36 présentent les inclinaisons et les TMR relevées sur l'ensemble des jonctions d'un wafer, avant et après recuit sous champ. Pour chaque type de jonction, l'ensemble des valeurs sont représentées sous forme de boîtes à moustache, qui permet de rendre compte de la dispersion des valeurs mesurées. Les paramètres relevés ont également été tracés en fonction de l'aire, la longueur, la largeur, le champ démagnétisant, ou la localisation de la jonction sur wafer, afin de vérifier systématiquement si une correspondance existe ou non entre les paramètres géométriques et les réponses des jonctions.

Le graphique de la Figure 35.a représente l'inclinaison de la référence mesurée sur les jonctions après fabrication. Nous voyons que l'inclinaison peut être très importante, mais l'ensemble des valeurs présente une grande dispersion entre 0° et -60° . Nous notons que l'inclinaison est systématiquement négative. De plus, le graphique montre bien la dépendance de l'inclinaison en fonction du type de jonction. L'inclinaison est la plus faible pour les jonctions circulaires de $4\ \mu\text{m}$ de diamètre (type D) et elle est maximale pour les jonctions rectangulaires de $2 \times 25\ \mu\text{m}^2$ (type I). En comparant plus précisément les différents types, nous observons que l'inclinaison de la référence augmente avec la longueur de la jonction. Elle est également plus importante pour les jonctions de largeur intermédiaire de $2\ \mu\text{m}$. Les inclinaisons des mêmes jonctions mesurées après recuit sont représentées sur la Figure 35.b. Globalement, le recuit a bien permis de réaligner l'aimantation de la référence dans la direction de l'axe \vec{Y} , et la dispersion associée à chaque type de jonction a fortement diminuée. Néanmoins une légère inclinaison jusqu'à -6° subsiste sur certaines jonctions. Nous notons toujours une dépendance de l'inclinaison avec le type de jonction et cette dépendance semble similaire à celle mesurée avant recuit.

Nous pouvons mettre en lien les mesures de TMR avec les mesures d'inclinaison de la référence. Les TMR mesurées sur les jonctions du wafer précédent, avant recuit, sont reportées sur la Figure 36.a. Comme pour l'inclinaison de la référence, nous observons une importante dispersion des TMR mesurées en fonction du type de jonction, qui varie de 20 % à 70 %. Une observation intéressante est la similitude entre les mesures d'inclinaison de la référence de la Figure 35.a, et celle de la TMR sur la Figure 36.a. Il apparaît que plus la référence est désalignée, plus la TMR mesurée est faible. Cette observation semble venir du moyen de mesurer la TMR. Celle-ci est calculée à partir des résistances minimale et maximale mesurées avec un champ appliqué suivant l'axe \vec{Y} . Si la référence est inclinée, alors les résistances

minimale et maximale ne correspondent pas aux états parallèle et antiparallèle, ce qui entraîne une diminution de la TMR calculée. Les TMR mesurées après recuit des jonctions sont représentées sur la Figure 36.b. J'observe une augmentation de l'ensemble des TMR qui s'alignent toutes autour de 80 %. Comme le recuit sous champ permet de réaligner l'aimantation de la référence avec l'axe \vec{Y} , alors les résistances maximales et minimales mesurées correspondent désormais aux états parallèle et antiparallèle de la jonction. Le faible taux de TMR mesuré sur certaines jonctions après fabrication peut donc être associé à une inclinaison de la référence qui est corrigée par le recuit.

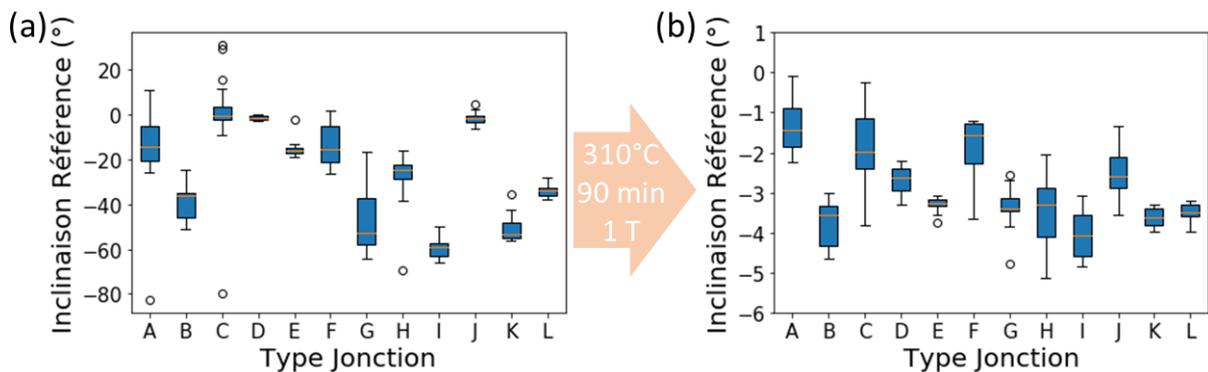


Figure 35 : Inclinaison de l'ensemble des jonctions de différents types sur un wafer. a) Mesures après fabrication des jonctions. b) Mesures après recuit sous champ du wafer. L'inclinaison est calculée à partir de la formule 30. L'utilisation d'un diagramme moustache permet de rendre compte de la dispersion des résultats. [Ref. G4168]

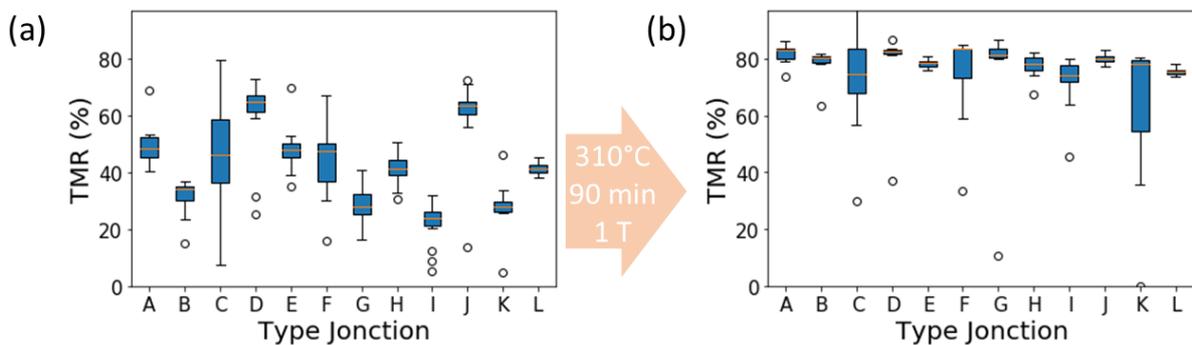


Figure 36 : TMR de l'ensemble des jonctions de différents types sur un wafer, mesurées avec une tension de 100 mV. a) Mesures après fabrication des jonctions. b) Mesures après recuit sous champ du wafer. L'utilisation d'un diagramme moustache permet de rendre compte de la dispersion des résultats. [Ref. G4168]

Les parois du pilier magnétique peuvent être facilement endommagées lors de la fabrication des jonctions car celles-ci sont exposées à l'environnement extérieur. Par exemple ces parois peuvent s'oxyder ou sont directement en contact avec le faisceau d'ions lors de la gravure des piliers. Le cœur des jonctions quant à lui reste a priori protégé de l'environnement extérieur. En augmentant la longueur des jonctions, nous augmentons le ratio périmètre/surface et donc le risque d'endommager la jonction. L'augmentation de l'inclinaison de la référence avec la longueur de la jonction m'a donc conduit à envisager une dégradation des parois du pilier magnétique lors de la gravure. Cependant, cette hypothèse n'explique pas l'inclinaison plus importante pour des jonctions de 2 μm de large que pour des jonctions de 0,8 μm .

En résumé, l'aimantation de la référence peut être très inclinée à l'issue de la fabrication et cette inclinaison est d'autant plus importante pour des jonctions très longues. Le recuit permet de réaligner les aimantations de référence avec l'axe \vec{Y} pour l'ensemble des jonctions. Néanmoins, une légère inclinaison persiste comme un résidu de l'inclinaison initiale. Par la suite, nos wafers seront systématiquement recuits après fabrication, car une référence correctement piégée est nécessaire.

2.5.4 Stabilité de la référence sous champ transverse

J'ai remarqué que le recuit sous champ ne permettait pas de stabiliser l'aimantation de la référence sous l'application d'un champ transverse à sa direction (champ appliqué selon l'axe \vec{X}). En effet, pour un champ supérieur au champ de saturation de la couche libre, on s'attend à mesurer une résistance constante. Néanmoins, sur les réponses R- H_x mesurées, la résistance diminue après saturation de la couche libre, jusqu'à une résistance inférieure à la résistance à saturation attendue. L'empilement magnétique de la référence a été optimisé pour présenter une grande stabilité jusqu'à des valeurs de champ élevées. La référence est caractérisée par mesure VSM avec un champ appliqué selon son axe facile, mais la stabilité de la référence sous un champ transverse n'avait pas été mesurée. J'ai donc caractérisé l'aimantation de l'empilement magnétique dans l'axe difficile de la référence. Je représente sur la Figure 37 les courbes d'aimantation d'un empilement magnétique, avec un champ appliqué selon l'axe facile et difficile de la référence. L'échantillon mesuré est un carré de 1 cm², avec un empilement standard du SAF. La caractérisation VSM nous permet d'observer la variation d'aimantation de l'ensemble des couches magnétiques de l'empilement. L'aimantation de la couche libre est très vite saturée et son comportement n'est donc pas observable sur la figure. Elle est responsable de la variation d'aimantation entre $-0,6M_s$ et $+0,6M_s$. Au-delà, la variation d'aimantation caractérise les couches magnétiques du SAF. Sur la courbe d'aimantation mesurée en axe facile (courbe noire), nous pouvons voir que l'aimantation de la couche de référence est stable jusqu'à 200 mT. L'aimantation augmente ensuite rapidement jusqu'à saturation de l'ensemble des couches. Cette augmentation rapide correspond à un spin flop de la couche de référence avec la couche piégée. Sur la courbe d'aimantation mesurée en axe difficile, nous observons au contraire une augmentation lente de l'aimantation directement après saturation de la couche libre et l'aimantation ne présente pas de plateau stable comme en axe facile. L'aimantation de la couche de référence se retourne continûment jusqu'à un champ de saturation $H_{sat,x}$ de 685 mT. Lors d'une mesure de la jonction en axe difficile, l'aimantation de la couche de référence et de la couche piégée se retournent donc en ciseaux, jusqu'à saturation des deux couches dans la direction du champ. La diminution de résistance sous champ élevé jusqu'en dessous de la valeur attendue R_s est donc liée à la rotation de la couche de référence. Néanmoins, une rotation de la référence entraîne une augmentation de la sensibilité. Elle est donc bénéfique et n'est pas un problème pour nos jonctions.

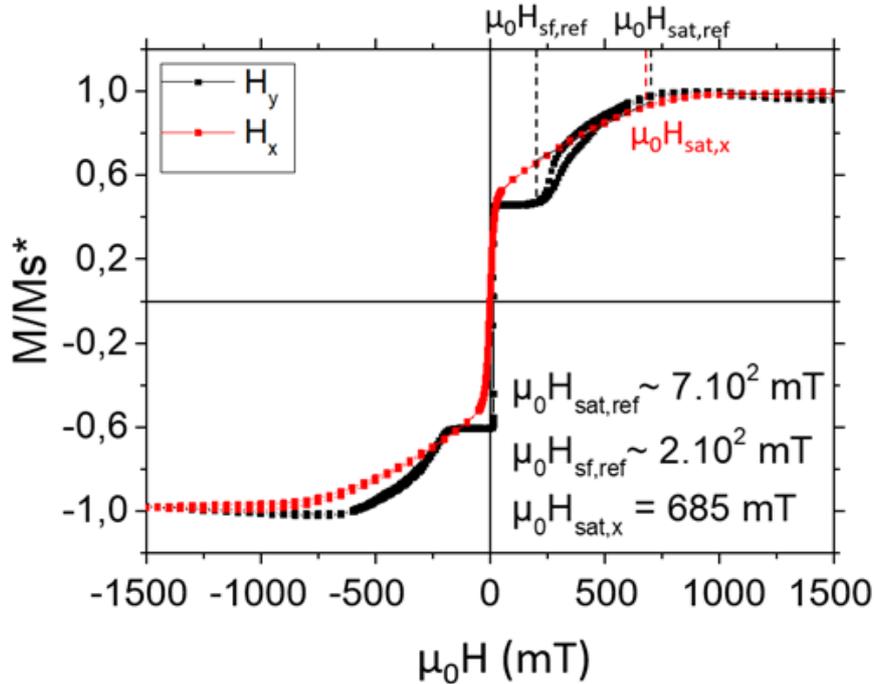


Figure 37 : Caractérisation VSM en axe facile (noir) et difficile (rouge) de la référence. L'empilement est Ta 3 nm / CuN 30 nm / Ta 5 nm / UL / IrMn / PL(CoFe) / Ru / RL(CoFeB) 2,5 nm / MgO / CoFeB 2,5 nm / NiFe 5 nm / IrMn 6 nm / Ru / Ta / Ru. Au-delà de ± 100 mT l'aimantation de la couche libre est saturée et la variation d'aimantation est associée au retournement de la référence. [Ref. G8823]

2.6 Stabilisation de la couche libre

La réponse électrique des jonctions dépend de l'aimantation de la couche libre qui se retourne sous l'influence du champ mesuré. Bien que l'aimantation doive être suffisamment libre pour être sensible au champ, elle doit être faiblement stabilisée pour retrouver son état d'équilibre à champ nul. Cette stabilisation doit également permettre de conserver une aimantation uniforme (macrospin) et une rotation cohérente sous champ. Dans ce qui suit, on appellera stabilisation de la couche libre les méthodes d'obtention d'un état parallèle et/ou antiparallèle en champ nul, lors d'un cycle de champ en axe difficile (H_x).

Comme les réponses mesurées sous champ H_x n'atteignent pas la résistance maximale ou minimale à champ nul, j'ai conclu précédemment qu'un manque de stabilité de la couche libre selon l'axe \vec{Y} était l'un des deux défauts des jonctions initialement produites. Dans la section précédente, j'ai réussi à fixer l'aimantation de la référence. Cela permet d'obtenir une réponse qui ne dépend que du comportement de la couche libre. Plusieurs méthodes peuvent être employées pour stabiliser la couche libre. Nous avons commencé par utiliser l'anisotropie de forme qui s'avère insuffisante, puis j'ai renforcé la stabilisation par l'ajout d'un champ transverse (selon \vec{Y}) afin de retrouver des réponses correctes. Enfin, j'ai choisi d'utiliser un couplage d'échange doux (soft pinning) pour piéger légèrement l'aimantation de la couche libre.

2.6.1 Influence de l'anisotropie de forme

Sur les jonctions initiales, nous avons souhaité utiliser l'anisotropie de forme pour stabiliser l'aimantation de la couche libre. Le principe est que l'aimantation s'aligne spontanément avec la plus longue dimension de la jonction afin de minimiser le champ démagnétisant dans la couche libre. En principe, plus la jonction est allongée, plus l'aimantation de la couche libre est stabilisée (Figure 38). De plus, nous souhaitons réaliser des jonctions de grandes dimensions (micrométriques) afin de minimiser le bruit en $1/f$ [37]. Mon objectif initial est de trouver une géométrie de jonction optimale pouvant s'insérer dans l'espace libre entre les concentrateurs de flux. Cette contrainte limite la largeur de la jonction à $4 \mu\text{m}$. Une difficulté supplémentaire est que nous ne pouvons pas être certains de conserver une configuration macrospin sur de larges dimensions. Il faut donc trouver un compromis entre une bonne sensibilité et un faible bruit, tout en conservant une rotation cohérente de l'aimantation.

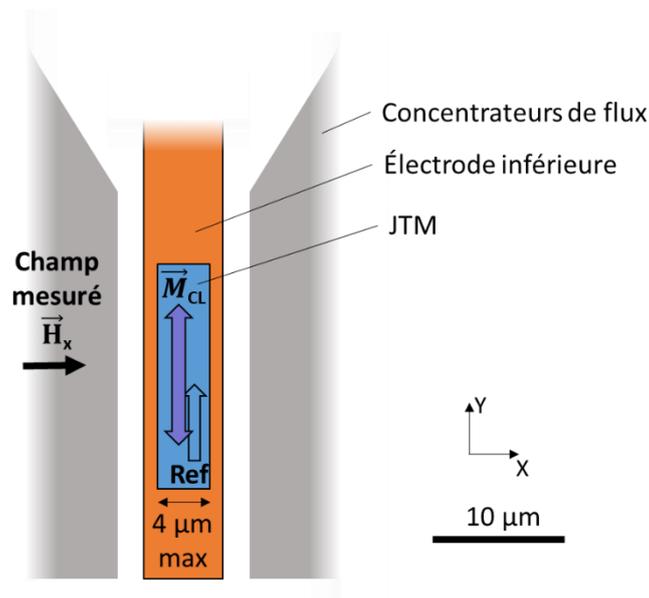


Figure 38 : Configuration de la jonction stabilisée par anisotropie de forme. Le champ est mesuré sur l'axe \vec{X} dans le capteur. La forme est allongée dans l'axe \vec{Y} afin de stabiliser l'aimantation de la couche libre dans une direction perpendiculaire au champ mesuré (parallèle ou antiparallèle avec la référence).

Pour étudier l'influence de la géométrie sur la stabilisation de la couche libre, des jonctions avec différentes géométries ont été réalisées. L'ensemble des géométries introduites dans cette thèse sont regroupées dans le Tableau 2 qui se situe en début de section 2.2. J'ai ensuite comparé les réponses des différentes jonctions avant et après recuit. Les réponses de différentes jonctions, mesurées après recuit, sont représentées comme exemple sur la Figure 39. Pour chaque jonction, les réponses mesurées sous champ H_y (en noir) et sous champ H_x (en vert) sont représentées. Les réponses R- H_x présentent des résistances à saturation presque égales sous champ positif et négatif, ce qui confirme que la référence a bien été réalignée avec l'axe \vec{Y} par le recuit. De plus, nous notons un sens de rotation sur ces réponses. Lorsque le champ H_x décroît, l'aimantation se retourne dans une configuration antiparallèle. A l'inverse lorsque le champ croît, l'aimantation se retourne dans une configuration parallèle. Cet effet peut être expliqué par un léger désalignement de l'axe d'anisotropie ou du champ H_x appliqué.

- Pour la plupart des jonctions, on observe que les réponses $R-H_x$ ne présentent pas une courbe lisse même après recuit. De plus, les résistances maximale et minimale ne sont pas toujours atteintes. L'aimantation de la couche libre ne se retourne donc pas de façon cohérente et ne conserve pas un état macrospin. La stabilisation de la couche libre est donc globalement insuffisante sur la majorité des jonctions.
- Néanmoins, on observe parmi les différentes réponses que certaines jonctions semblent présenter une réponse lisse (Type F et G). Ces jonctions possèdent une stabilisation élevée du fait de leur faible largeur. Néanmoins, ces jonctions présentent des sauts de résistance autour du champ de saturation. Des domaines semblent donc être nucléés autour de la zone de saturation, là où la sensibilité théorique doit être maximale.
- Pour pouvoir comparer l'influence du recuit, les réponses des mêmes jonctions mesurées avant recuit sont présentées en annexe. On constate qu'après recuit, les résistances à champ nul sont plus proches des valeurs de résistance des états antiparallèle et parallèle qu'avant recuit. Bien que l'aimantation ne soit pas macrospin, cela signifie qu'à champ nul, une plus grande partie de l'aimantation de la couche libre est alignée avec la référence. J'en déduis que le recuit a permis d'augmenter la stabilité de la couche libre. De plus, les réponses $R-H_y$ montrent un cycle d'hystérésis bien droit traduisant un retournement d'aimantation plus brusque qu'avant recuit. Cette observation confirme l'augmentation de stabilité de la couche libre suivant l'axe \vec{Y} . J'associe cette augmentation de stabilité à un gain d'anisotropie magnéto-cristalline liée au recuit.

En résumé seules les jonctions de faible dimension présentant un champ d'anisotropie de forme important (supérieur à 15,6 mT) semblent présenter une réponse pseudo cohérente. En revanche, la stabilisation de la plupart des jonctions reste insuffisante, même si le recuit sous champ permet d'augmenter la stabilisation.

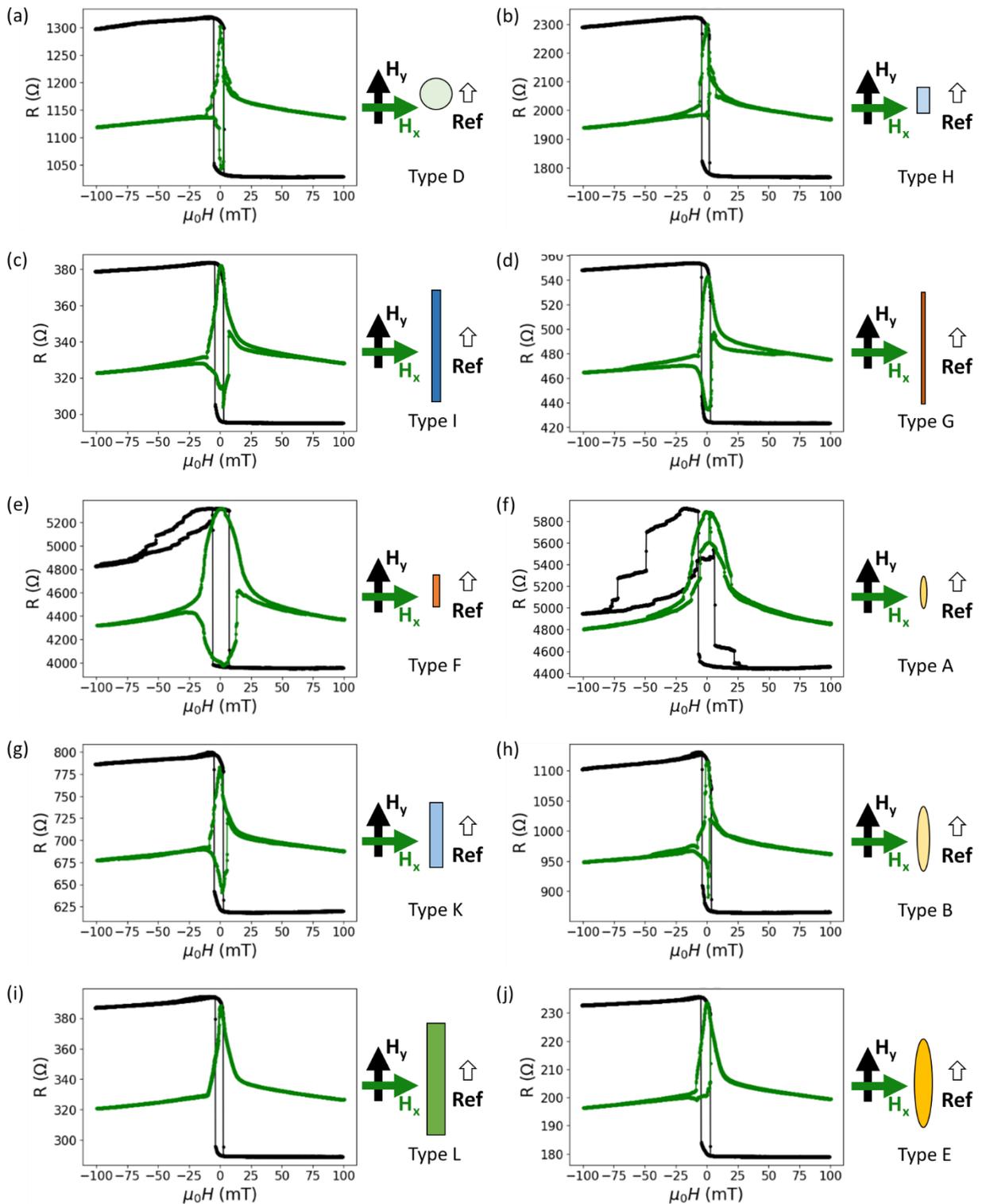


Figure 39 : Réponses R - H_x et R - H_y de jonctions de différentes formes après recuit sous champ. a) Cercle de diamètre $4 \mu\text{m}$. b) Rectangle $2 \times 4 \mu\text{m}^2$. c) Rectangle $2 \times 25 \mu\text{m}^2$. d) Rectangle $0,8 \times 25 \mu\text{m}^2$. e) Rectangle $0,8 \times 4 \mu\text{m}^2$. f) Ellipse $0,8 \times 4 \mu\text{m}^2$. g) Rectangle $2 \times 10 \mu\text{m}^2$. h) Ellipse $2 \times 10 \mu\text{m}^2$. i) Rectangle $4 \times 25 \mu\text{m}^2$. j) Ellipse $4 \times 20 \mu\text{m}^2$. [Ref. G4168]

Par ailleurs, j'ai supposé que des jonctions rectangulaires pouvaient être moins stables que des jonctions elliptiques du fait de la présence d'angles. Les différentes géométries réalisées permettent de comparer les réponses de jonctions rectangulaires et elliptiques avec différentes dimensions. Les types F/A, K/B, et E/L représentent des rectangles et ellipses de dimensions équivalentes (respectivement $0,8 \times 4 \mu\text{m}^2$, $2 \times 10 \mu\text{m}^2$, et $4 \times 20/25 \mu\text{m}^2$). Comme nous pouvons le voir sur la Figure 39, les réponses de ces jonctions sont très similaires deux à deux et la stabilité de la couche libre semble équivalente. J'en déduis que la forme elliptique ou rectangulaire ne modifie pas considérablement la réponse de la jonction, et n'est pas un facteur impactant fortement la formation de domaines.

Enfin, j'ai calculé les valeurs des champs d'anisotropie associés à chaque géométrie pour une épaisseur de couche libre de 7,5 nm (bicouche CoFeB 2,5 nm / NiFe 5 nm). Les champs d'anisotropies sont reportés dans le Tableau 2. Je souligne que champ d'anisotropie augmente de façon logarithmique avec l'élongation de la jonction. De plus, le champ d'anisotropie augmente fortement en réduisant la dimension de la jonction, tout en conservant un rapport d'aspect similaire. Ainsi, le champ d'anisotropie de deux jonctions de rapport d'aspect 1/5 valent 7,2 mT ou 15,6 mT pour des dimensions respectives de $2 \times 10 \mu\text{m}^2$ ou $0,8 \times 4 \mu\text{m}^2$. Cet effet s'explique par le fait que l'épaisseur reste inchangée pour l'ensemble des géométries calculées. Ainsi, augmenter l'épaisseur de la couche libre permet également d'augmenter l'anisotropie de forme. Considérant tous ces effets, le champ d'anisotropie reste relativement faible ($< 4,2 \text{ mT}$) pour des jonctions de 4 μm de large. Cette observation contribue à expliquer qu'un grand nombre des jonctions réalisées au début de cette thèse ne soient pas fonctionnelles.

2.6.2 Stabilisation par ajout d'un champ transverse

Nous avons vu que l'anisotropie de forme ne permet que très rarement de stabiliser suffisamment l'aimantation de la couche libre de nos jonctions. Une manière simple d'augmenter la valeur de cette stabilisation consiste à employer un champ externe. Lors de la caractérisation électrique des jonctions, j'ajoute donc un champ externe de stabilisation. Ce champ de valeur constante est appliqué selon l'axe \vec{Y} , transverse au champ de mesure H_x qui lui varie lors de la mesure. Ce champ est appelé champ transverse (H_{trans}) et est représenté sur le schéma de la Figure 40. Le champ transverse est appliqué dans le sens opposé à H_y afin de stabiliser la couche libre dans la configuration antiparallèle avec la référence. Par convention, cela correspond à une valeur H_{trans} positive. Par ailleurs, j'ai calibré et corrigé la valeur du champ appliqué par l'instrument, ce qui permet de réaliser ces mesures sans défauts.

J'ai mesuré plusieurs fois la réponse R- H_x d'une jonction rectangulaire de $4 \times 25 \mu\text{m}^2$ en faisant varier la valeur du champ transverse. Les différentes réponses sont superposées sur la Figure 40. Afin de pouvoir juxtaposer correctement les réponses, la figure représente la résistance normalisée. La réponse mesurée sans champ transverse est représentée en vert. Les variations brusques de résistances montrent que l'aimantation se retourne par nucléation de domaines. De plus, à champ nul, la résistance n'atteint pas exactement les valeurs maximale ou minimale, ce qui traduit également une stabilité insuffisante. La dissymétrie de la courbe témoigne d'une légère inclinaison de la référence. La réponse est également mesurée en appliquant un champ transverse de 1, 2, 5 ou 10 mT. Nous observons que l'ajout d'un champ transverse supérieur ou égal à 2 mT permet d'obtenir une courbe lisse, et d'atteindre la résistance maximale. Les mêmes mesures réalisées avec un champ transverse négatif pour

obtenir une configuration parallèle, permettent également de stabiliser la couche libre avec les mêmes valeurs de champ. Je souligne ici que contrairement à l'anisotropie de forme, l'utilisation du champ transverse permet d'obtenir un état d'équilibre unique. On observe également un affinement du pic de réponse lorsque le champ transverse diminue. Comme la sensibilité correspond à la pente maximale de la réponse, il est possible de déterminer la valeur minimale du champ transverse permettant de stabiliser la couche libre et d'obtenir une sensibilité maximale. Sur notre jonction, le champ transverse de stabilisation minimal est de 2 mT. La valeur de stabilisation minimale est qualitative puisque celle-ci est déterminée lorsque la réponse $R-H_x$ semble lisse. Nous devons compter que la jonction possède également une anisotropie de forme équivalente à un champ de 3,6 mT, plus une anisotropie liée au dépôt de 5,3 mT. J'en conclus qu'un champ d'une dizaine de mT est nécessaire afin de stabiliser nos jonctions de dimensions micrométriques. Je note que cette approche me semble cohérente comme première approximation mais reste subjective. Le caractère lisse de la réponse dépend du jugement de l'observateur. Une mesure complémentaire de bruit permettrait véritablement de déterminer une valeur de stabilisation optimum entre une sensibilité élevée et un faible bruit [38].

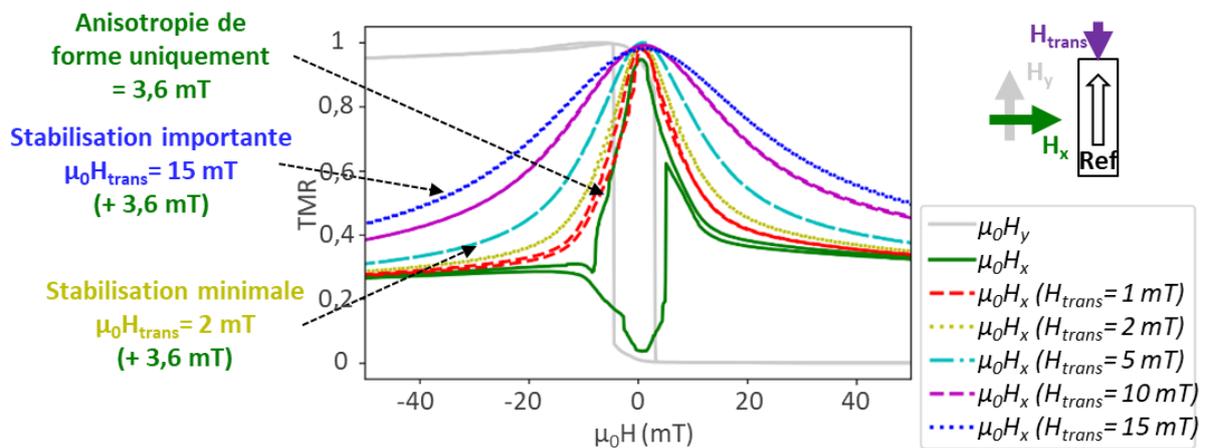


Figure 40 : Réponses d'une jonction rectangulaire de $4 \times 25 \mu\text{m}^2$ après recuit sous champ, sans et avec ajout d'un champ transverse de 1, 2, 5, 10, 15 mT. Le champ transverse est appliqué perpendiculairement au champ de mesure H_x afin de stabiliser la couche libre. [Ref. G4168 2_5 bot]

2.6.3 Utilisation d'un piégeage d'échange doux (soft pinning)

L'utilisation d'un champ transverse de stabilisation compliquerait le design du capteur final. Nous avons donc choisi de modifier l'empilement magnétique afin de remplacer le champ transverse externe par un champ d'échange. La méthode appelée soft pinning consiste à stabiliser l'aimantation de la couche libre via la création d'un couplage d'échange de surface, entre un matériau antiferromagnétique et la couche libre [39]. Techniquement, une couche antiferromagnétique de quelques nanomètres tel que IrMn peut être placée au contact de la couche libre comme illustré sur la Figure 41. Un recuit sous champ au-dessus de la température de blocage, permet de fixer un couplage d'échange à l'interface de la couche libre. La direction de l'échange est fixée par le champ appliqué lors du recuit. La valeur du champ d'échange résultant dépend des matériaux et des épaisseurs des couches en contact. [40]. Il est également

possible de découpler faiblement les couches par l'ajout d'un insert de Ru entre la couche libre et la couche antiferromagnétique. Il est possible de contrôler l'intensité du couplage d'échange grâce à un « saupoudrage » de Ru au niveau de l'interface correspondant à une épaisseur nominale inférieure à la monocouche [41]. Par ailleurs, pour les capteurs à jonctions tunnel usuels, un point délicat est l'obtention d'une réponse linéaire. Cela implique de fixer l'échange dans une direction perpendiculaire à la référence, elle-même fixée par un recuit sous champ. La solution consiste à réaliser deux recuits successifs, en variant la température et la direction du champ [40]. En effet, la température de blocage dépend de la nature de l'antiferromagnétique et augmente avec son épaisseur [42]. Il est donc possible de réaliser un deuxième recuit à une température inférieure à la température de blocage du SAF. Un avantage intéressant des jonctions à réponse symétrique est la possibilité de fixer par un seul recuit la référence et la couche libre en configuration antiparallèle. Le soft pinning a été largement employé dans de nombreux développements de jonctions à haute sensibilité. Il permet de piéger la couche libre directement par l'empilement et ainsi de réduire l'empreinte du dispositif, en s'affranchissant d'une anisotropie de forme ou de l'utilisation d'aimants permanents.

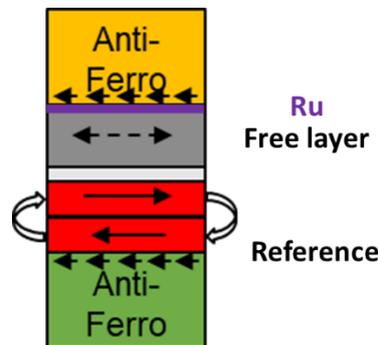


Figure 41 : Schéma d'un empilement avec soft pinning de la couche libre et représentation des aimantations volumiques et de surface.

Sur nos jonctions, le soft pinning est réalisé par l'ajout d'une couche antiferromagnétique de 6 nm d'IrMn et d'un insert de Ru au-dessus de la couche libre, comme représenté sur la Figure 42. Le dépôt est réalisé par pulvérisation cathodique en même temps que le reste de l'empilement magnétique. La valeur du couplage d'échange associé au soft pinning est donc identique pour l'ensemble des jonctions d'un même wafer. Un recuit sous champ, permet ensuite de fixer le couplage d'échange du soft pinning à l'interface NiFe/Ru/IrMn. La température moyenne de blocage a pu être déterminée par caractérisation VSM. Pour 6 nm d'IrMn la température de blocage vaut 180 °C et est inférieure à celle du SAF. Pour comparaison et pour 6 nm d'IrMn, Negulescu & al. [40] utilisent une température de 200 °C et Chen et al. [41] utilisent 150 °C avec un contact CoFe / Ru (0,2 nm) / IrMn (6 nm). Dans notre cas, un seul recuit sous champ est réalisé à 310°C, permettant à la fois la cristallisation de la barrière tunnel, le piégeage du SAF, et le soft pinning de la couche libre. Nous vérifions ensuite que l'échange est bien établi, par la réalisation de caractérisations magnéto-électriques.

Empilement magnétique avec soft pinning :

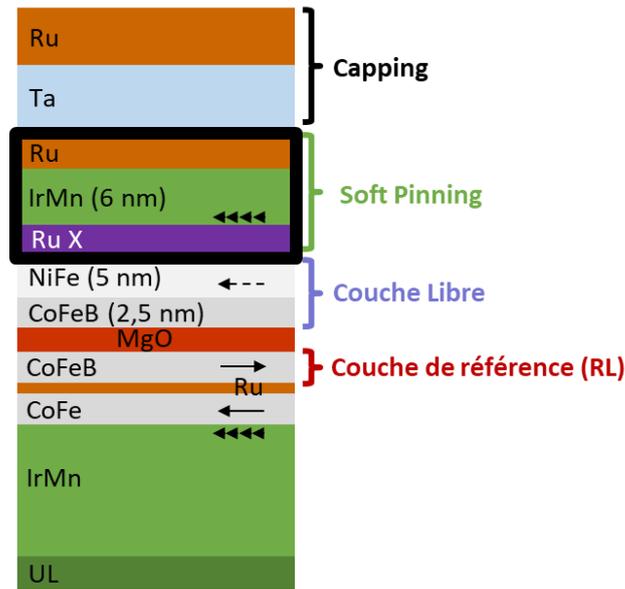


Figure 42 : Empilement type des jonctions tunnel réalisées avec soft pinning. L'épaisseur de Ru varie de 0 à 0,6 nm afin d'adapter la valeur du couplage d'interface NiFe/IrMn. Les aimantations volumiques et de surfaces des différentes couches sont représentées par des flèches.

Afin d'augmenter sensiblement la stabilité de la couche libre, j'ai réalisé des jonctions avec un couplage d'échange (soft pinning) très important sans insert de Ru. Un exemple de réponse obtenue après fabrication d'une jonction circulaire de $4 \mu\text{m}$ est représenté sur la Figure 43.a. Je note que la référence est fortement dépiégée, ce qui se traduit par l'inclinaison du plateau de résistance maximal. Malgré la détérioration de la réponse en axe difficile, la résistance à champ nul atteint la résistance maximale, signifiant que la couche libre se stabilise bien dans l'état antiparallèle à l'équilibre. La réponse $R-H_x$ présente toujours de l'hystérèse et des variations brusques d'aimantation qui peuvent être dues à la mauvaise qualité de la référence avant recuit. La réponse après recuit est représentée sur la Figure 43.b. L'allure du plateau de résistance maximal semble montrer que la référence est mieux piégée qu'avant recuit, même si la caractéristique électrique pourrait être améliorée. Il est à noter que la gravure de ce wafer n'était pas optimale, ce qui peut expliquer la dégradation importante de la référence même après recuit. Cependant, la réponse $R-H_x$ est devenue lisse après recuit, ce qui nous permet d'affirmer que l'aimantation de la couche libre est suffisamment stabilisée. Le pic de la réponse est également plus large qu'avant recuit. Cet effet peut être lié à une augmentation de l'anisotropie magnéto-cristalline lors du recuit. Il se peut également que le couplage d'échange ait été altéré lors de la gravure des jonctions puis correctement rétabli par le recuit.

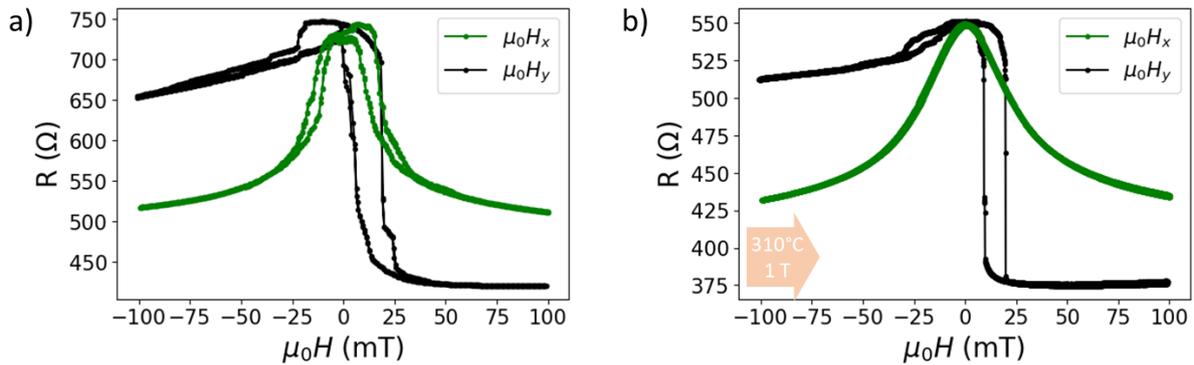


Figure 43 : Réponses d'une jonction circulaire de 4 μm de diamètre avec ajout d'un piégeage d'échange de la couche libre. a) Réponse après fabrication. b) Réponse après recuit sous champ. [Ref. G8823 3_3 bot]

2.7 Conclusion sur la stabilité des SR-MTJ

Des jonctions tunnel à réponse symétriques ont été réalisées et caractérisées. Bien que les jonctions initiales ne soient pas fonctionnelles, nous avons pu identifier deux défauts sur les jonctions produites : La référence est endommagée et la couche libre est insuffisamment stabilisée. Plusieurs modifications apportées au procédé de fabrication m'ont permis d'identifier les sources responsables des défauts observés. Nous avons ainsi pu identifier que la gravure entraîne une dégradation importante des propriétés magnétiques de la référence. Néanmoins, le piégeage et l'orientation de l'aimantation de la référence peuvent être restaurés en ajoutant une étape de recuit sous champ après fabrication. De plus, la stabilisation de la couche libre a été renforcé par l'emploi d'une méthode de soft pinning, permettant de bien retrouver l'état antiparallèle à champ nul. Ainsi, des jonctions tunnel à réponse symétrique fonctionnelles ont été obtenues.

Par la suite, nous chercherons à augmenter la sensibilité des jonctions en réduisant l'intensité du couplage d'échange (soft pinning). Ce travail d'optimisation des propriétés des jonctions est présenté au chapitre suivant.

Chapitre III

3 Optimisation de la sensibilité et du champ d'opération

Dans le chapitre précédent, j'ai réussi à réaliser des jonctions à réponse symétrique fonctionnelles, notamment en augmentant la stabilité de la couche libre. Une augmentation importante de la stabilité des jonctions entraîne néanmoins une réduction de la sensibilité et une augmentation de la valeur du champ d'opération qui compromet l'utilisation des concentrateurs de flux. Dans ce chapitre, je cherche à optimiser la réponse des jonctions en déterminant un compromis entre une couche libre suffisamment stabilisée et une sensibilité optimale, permettant de répondre aux objectifs du capteur. Dans un premier temps, je modélise la réponse des jonctions stabilisées par une combinaison de champ d'échange et d'anisotropie. Le modèle permet ainsi de calculer les sensibilités attendues en fonction du type de stabilisation. Je vérifie ensuite que le modèle rend bien compte du comportement des jonctions en le complétant pour tenir compte de la réalité expérimentale. La sensibilité des jonctions est ensuite améliorée en réduisant la valeur du soft pinning qui stabilise la couche libre, en ajoutant un insert de ruthénium sur celle-ci. J'analyse également l'influence de l'anisotropie de forme en complément d'une stabilisation induite par un soft pinning. Enfin je discute de différents paramètres limitant la sensibilité des jonctions.

3.1 Modélisation complète de la réponse des jonctions

Dans le chapitre 1, nous avons modélisé la réponse des jonctions par un modèle de Stoner-Wohlfarth. Dans le cadre d'une hypothèse macrospin, ce modèle permet de décrire la rotation de l'aimantation de la couche libre par le calcul d'une compétition entre l'énergie Zeeman et l'énergie démagnétisante. Le modèle nous a permis d'obtenir une expression analytique simple de la réponse attendue en fonction du champ d'anisotropie de forme. Cependant l'ajout d'un champ transverse ou d'un soft pinning pour stabiliser l'aimantation de la couche libre, modifie l'allure de la réponse et nécessite de compléter le modèle. J'ai donc modélisé la réponse des jonctions afin d'étudier l'influence des différents champs de stabilisation. La modélisation réalisée me permet également de calculer la sensibilité attendue en fonction du type de stabilisation.

La couche libre (CL) et les différents termes de stabilisation utilisés dans le modèle sont représentés sur la Figure 44. L'aimantation de la couche libre \vec{M}_{CL} est définie par l'angle θ_{CL} entre son aimantation et l'axe \vec{Y} . L'angle θ_{CL} dépend du champ à mesurer H_{mes} appliqué selon l'axe \vec{X} (flèche verte) et des termes de stabilisation. Le champ d'anisotropie H_k tient compte de la constante démagnétisante K_d et de la constante d'anisotropie magnéto-cristalline K_u ; la somme $K_u + K_d(N_x - N_y)$, où N_x et N_y sont les coefficients démagnétisants, définit la direction du champ d'anisotropie (double-flèche rouge). La somme du champ transverse éventuellement appliqué H_{trans} et du champ d'échange généré par le soft pinning H_{ex} est représentée par une flèche noire. L'aimantation de la référence sous-jacente à la couche libre est orientée dans le sens de l'axe \vec{Y} .

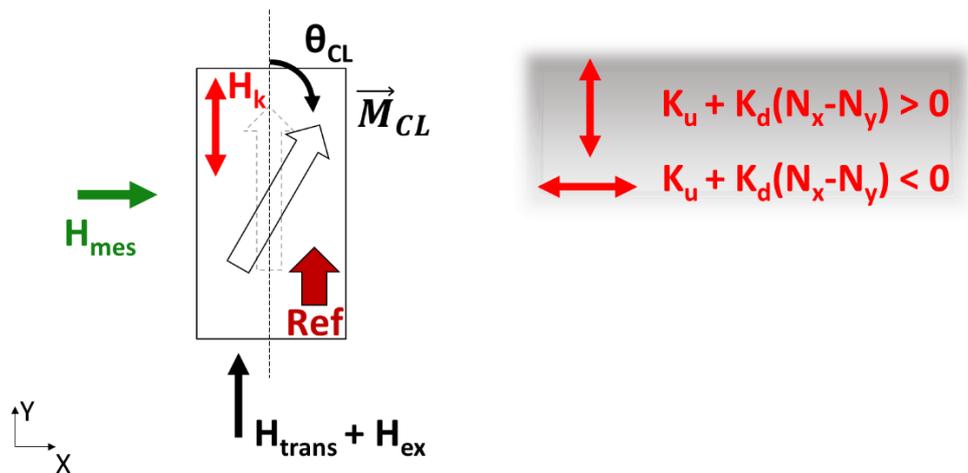


Figure 44 : Représentation de la couche libre et son aimantation \vec{M}_{CL} décrite par θ_{CL} . L'aimantation se stabilise dans un équilibre dépendant du champ d'anisotropie effectif H_k , transverse H_{trans} , d'échange H_{ex} et de mesure H_{mes} . Le champ d'anisotropie rassemble l'anisotropie du matériau K_u et l'anisotropie de forme $K_d(N_x - N_y)$. Ce dernier terme est positif (resp. négatif) si la forme est allongée selon \vec{Y} (resp. \vec{X}).

3.1.1 Energies du modèle

L'angle de la couche libre θ_{CL} dépend des différentes contributions considérées. Dans le chapitre 1, nous avons déjà détaillé la contribution de l'énergie Zeeman, et de l'énergie démagnétisante. Nous énumérons et calculons ici les énergies des autres contributions qui participent à stabiliser θ_{CL} dans son état d'équilibre. Les énergies considérées sont des énergies volumiques en $J.m^{-3}$.

Energie d'anisotropie du matériau :

Nous considérons l'anisotropie du matériau de la couche libre. L'anisotropie uniaxiale privilégie une orientation de l'aimantation dans une direction donnée mais non un sens. Plusieurs sources peuvent être responsables de l'anisotropie. Dans notre couche libre, nous avons identifié l'existence d'une anisotropie magnéto-cristalline lié au dépôt ou au recuit sous champ. Nous avons également envisagé la présence d'une source magnétostrictive. Dans ce travail, nous ne considérons qu'une anisotropie uniaxiale, qui sera suffisante pour définir un

axe d'aimantation préférentiel comme axe facile. Nous pouvons donc définir une constante d'anisotropie totale K_u , en $J.m^{-3}$. L'énergie volumique peut alors s'écrire

$$e_u = K_u \sin^2(\theta_{CL}) \quad (32)$$

Energie du champ transverse :

Dans le chapitre 2, nous avons évoqué la possibilité d'appliquer un champ transverse, afin de stabiliser l'axe de facile aimantation de nos jonctions, et permettre une rotation cohérente de la couche libre. Considérant le champ transverse H_{trans} appliqué selon l'axe \vec{Y} comme représenté sur la Figure 44, l'énergie Zeeman liée au champ transverse dépend du cosinus de l'angle θ_{CL} et s'exprime selon l'expression 33 avec M_s l'aimantation à saturation. Nous faisons la distinction avec l'énergie Zeeman due au champ à mesurer afin de différencier la contribution du champ à mesurer qui entraîne la rotation de la couche libre et celle du champ transverse, responsable de la stabilisation de l'aimantation selon l'axe facile.

$$e_{trans.} = -\mu_0 H_{trans} M_s \cos(\theta_{CL}) \quad (33)$$

Energie d'échange du soft pinning :

L'utilisation d'un soft pinning pour stabiliser les jonctions permet de générer un couplage d'échange d'interface. Ce couplage d'échange peut être assimilé à un champ d'échange à travers la couche libre que nous notons H_{ex} . L'expression de l'énergie d'échange sera donc similaire à l'énergie Zeeman. En considérant un champ d'échange orienté dans la direction de l'axe \vec{Y} , l'énergie liée au soft pinning s'exprime par la relation 34. Sur nos jonctions, la direction du champ d'échange est fixée par un recuit sous champ en même temps que celle de la couche piégée du système antiferromagnétique synthétique, avec un champ appliqué selon $-\vec{Y}$. Le sens du champ d'échange est donc opposé à l'aimantation de la référence et la valeur de H_{ex} est systématiquement négative dans cette thèse.

$$e_{soft\ pinning} = -\mu_0 H_{ex} M_s \cos(\theta_{CL}) \quad (34)$$

→ Simplification des énergies

Parmi l'ensemble des énergies contribuant à stabiliser l'aimantation de la couche libre dans sa position d'équilibre, nous notons deux types d'expressions. Certaines dépendent du cosinus de l'angle θ_{CL} , et d'autres du carré du sinus de l'angle. Nous choisissons donc de les regrouper en deux termes qui contribueront à stabiliser l'aimantation de la couche libre dans l'axe facile. Le premier terme représente l'anisotropie du système, et le second représente l'échange.

Energie d'anisotropie effective :

Nous définissons l'anisotropie effective comme la somme de l'anisotropie du matériau K_u et de l'anisotropie générée par le champ d'anisotropie de forme $K_d(N_x - N_y)$. Dans la mesure où toutes les anisotropies considérées sont uniaxiales, l'ensemble des anisotropies peuvent être sommées à travers un terme d'anisotropie effective K_{eff} s'écrivant

$$K_{eff} = K_d(N_x - N_y) + K_u \quad (35)$$

La constante d'anisotropie représente une énergie volumique, exprimée en $J.m^{-3}$. Par convention, si K_{eff} est positive, l'anisotropie favorisera un alignement de l'aimantation avec

l'axe \vec{Y} . K_{eff} peut également prendre une valeur négative, et favorisera alors une aimantation selon l'axe \vec{X} . Par ailleurs, il est possible de définir un champ d'anisotropie effective H_k à partir de la constante d'anisotropie comme

$$H_k = \frac{2 K_{eff}}{\mu_0 M_S} \quad (36)$$

Cette définition nous permet d'écrire l'énergie d'anisotropie sous une forme dépendant du champ d'anisotropie.

$$e_k = \frac{\mu_0 H_k M_S}{2} \sin^2(\theta_{CL}) \quad (37)$$

Nous soulignons que le champ d'anisotropie ne correspond pas véritablement à la définition d'un champ, étant donné que son signe informe sur la direction de l'anisotropie effective, et non sur le sens de celui-ci. Le sens du champ d'anisotropie n'a pas de signification puisque l'anisotropie est uniaxiale. D'après la convention définie pour K_{eff} , un champ positif (resp. négatif) est ainsi aligné sur l'axe \vec{Y} (resp. axe \vec{X}), et stabilise l'aimantation sur cet axe.

Energie d'échange équivalente :

Je définis un second terme d'énergie regroupant les énergies dépendantes du cosinus de l'angle θ_{CL} . Ainsi Je regroupe le champ d'échange de soft pinning et le champ transverse à travers un champ d'échange équivalent H_{ex}^* . Ce champ s'exprime comme

$$H_{ex}^* = H_{ex} + H_{trans} \quad (38)$$

Ce terme pourrait contenir d'autres contributions que nous n'avons pas considérées ici, comme le couplage de Néel ou le champ rayonné par la référence. Concrètement, H_{ex}^* correspond au décalage d'échange du cycle d'hystérésis que l'on peut mesurer sur l'axe facile. Il peut être positif ou négatif et favorise une aimantation selon son sens. L'énergie d'échange équivalente s'exprime comme l'énergie Zeeman par l'expression 39.

$$e_{ex}^* = -\mu_0 H_{ex}^* M_S \cos(\theta_{CL}) \quad (39)$$

La différence entre l'énergie d'échange et l'énergie d'anisotropie est fondamentale, car elle définit le profil énergétique de la couche libre. L'énergie d'anisotropie génère deux minimums conduisant à la coexistence de deux configurations stables. Au contraire, l'énergie d'échange génère un seul minimum correspondant à une aimantation alignée dans le sens du champ d'échange. Par la suite, je montre que la variation de l'aimantation est influencée par le terme de stabilisation employée.

3.1.2 Détermination de l'angle d'aimantation θ_{CL}

Afin de comprendre l'influence des différentes énergies sur le retournement de la couche libre il est intéressant de comparer leurs profils $e(\theta_{CL})$. J'illustre sur la Figure 45, les profils d'énergie d'une couche libre stabilisée par un champ d'anisotropie de 10 mT et un champ d'échange de 4 mT, dont les valeurs ont été choisies arbitrairement. Chacun des trois graphes (a, b et c) représentent les énergies sous un champ de mesure $\mu_0 H_{mes}$ de 0, 3 et 15 mT appliqué selon l'axe \vec{X} . Nous observons donc l'évolution des énergies de la couche libre sous un champ

croissant. Sur chaque graphe, les profils de l'énergie Zeeman, l'énergie d'anisotropie et l'énergie d'échange sont représentés par des courbes verte, rouge et bleue, en fonction de l'angle de la couche libre θ_{CL} . L'énergie totale, correspondant à la somme des énergies, est représentée en noir. L'aimantation de la couche libre est représentée par une flèche lorsqu'elle possède un angle minimisant l'énergie totale. Les énergies de stabilisation (anisotropie et échange) sont indépendantes du champ appliqué. L'énergie d'anisotropie présente deux minimums du fait de son expression dépendant du carré de $\sin(\theta_{CL})$. Ainsi, deux angles stables en $\theta_{CL} = 0$ et $\theta_{CL} = \pi$ sont possibles dans le cas où l'anisotropie effective est positive, conduisant aux états parallèle ou antiparallèle à la référence. Le champ d'échange, au contraire, ne présente qu'un seul minimum et ne génère qu'un angle stable. Comme la valeur du champ d'échange est positive sur cette figure, il stabilise un angle $\theta_{CL} = 0$ (état parallèle). La présence du champ d'échange abaisse le niveau d'énergie d'un des deux minimums de l'énergie totale et favorise ainsi l'état possédant l'énergie la plus faible lors de la variation du champ. La Figure 45.a représente les énergies à l'état d'équilibre avec un champ de mesure nul. Seules les énergies d'anisotropie (E_k) et d'échange (E_{ex}^*) contribuent à stabiliser l'aimantation de la couche libre. Sur les figures 2.b et 2.c, le champ de mesure augmente et entraîne une amplification de l'énergie Zeeman ($E_{Zeeman,x}$) liée à ce champ. L'énergie Zeeman est minimum si l'aimantation de la couche libre est alignée parallèlement au champ H_{mes} ($\theta_{CL} = \frac{\pi}{2}$ pour un champ positif). Lorsque le champ à mesurer augmente, l'énergie Zeeman de l'angle $\theta_{CL} = \frac{\pi}{2}$ diminue ce qui entraîne un déplacement des minimums de l'énergie totale. L'aimantation de la couche libre se retourne donc, afin de minimiser l'énergie totale. Lorsque le champ de mesure est suffisamment élevé, l'aimantation se retourne vers un état perpendiculaire avec la référence ($\theta_{CL} = \frac{\pi}{2}$).

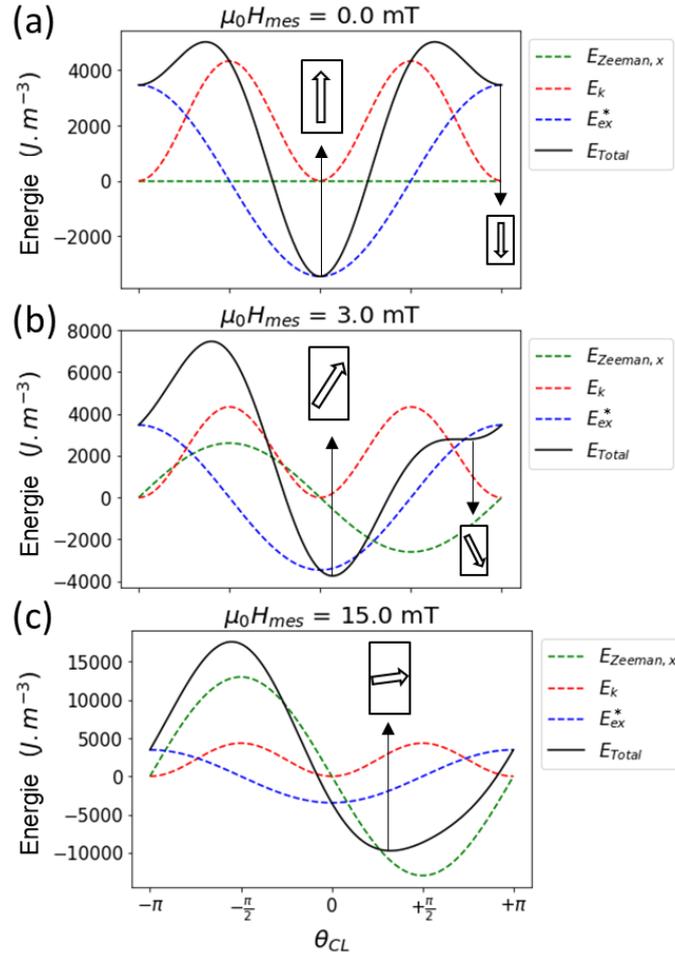


Figure 45 : Energies magnétiques de la couche libre en fonction de l'angle θ_{CL} de son aimantation, pour trois valeurs de champ mesuré H_{mes} . a) $\mu_0 H_{mes} = 0 \text{ mT}$. b) $\mu_0 H_{mes} = 3 \text{ mT}$. c) $\mu_0 H_{mes} = 15 \text{ mT}$. L'énergie totale correspond à la somme de l'énergie Zeeman, de l'énergie d'anisotropie, et de l'énergie d'échange. $H_0 H_{ex}^*$ et $\mu_0 H_k$ sont fixés respectivement à 4 mT et 10 mT. Chaque énergie peut présenter un ou plusieurs minimums, correspondant à plusieurs états stables possibles pour la couche libre. L'augmentation du champ à mesurer déplace le minimum d'énergie totale et aligne l'aimantation de la couche libre avec le champ.

L'aimantation de la couche libre adopte un angle θ_{CL} permettant de minimiser l'énergie totale du système, sous réserve que cet état soit accessible sans barrière d'énergie². Nous avons vu que l'aimantation est soumise aux différentes contributions décrites ci-dessus. La simplification des contributions nous permet d'écrire l'énergie totale du système comme la somme de trois termes : l'énergie de Zeeman comme terme de rotation, et les énergies d'échange et d'anisotropie comme termes de stabilisation de l'aimantation. L'énergie totale peut alors s'écrire selon l'équation 40 avec H_{mes} le champ à mesurer, H_{ex}^* le champ d'échange, et H_k le champ d'anisotropie.

$$e_{tot} = -\mu_0 H_{mes} M_s \sin(\theta_{CL}) - \mu_0 H_{ex}^* M_s \cos(\theta_{CL}) + \mu_0 \frac{H_k}{2} M_s \sin^2(\theta_{CL}) \quad (40)$$

² Cas de barrières d'énergie nettement supérieures à l'énergie thermique $k_B T$.

Comme proposé par le modèle Stoner-Wohlfarth, nous retrouvons les configurations minimisant l'énergie en dérivant l'énergie totale par l'angle θ_{CL} . L'annulation de cette dérivée permet d'obtenir la relation 41 entre H_{mes} et θ_{CL} . Cette relation correspond à une annulation de la dérivée, soit un extremum d'énergie. Afin d'obtenir un minimum, nous devons également vérifier que la dérivée seconde soit positive en vérifiant la relation 42.

$$H_{mes} = H_{ex}^* \tan(\theta_{CL}) + H_k \sin(\theta_{CL}) \quad (41)$$

$$H_{mes} \sin(\theta_{CL}) + H_{ex}^* \cos(\theta_{CL}) + H_k (\cos^2(\theta_{CL}) - \sin^2(\theta_{CL})) > 0 \quad (42)$$

Afin de calculer la réponse des jonctions soumises à un champ, nous souhaiterions établir une relation analytique simple permettant de calculer directement l'angle de la couche libre θ_{CL} à partir du champ mesuré H_{mes} . Dans le cas particulier où la couche libre n'est stabilisée que par un champ d'échange ou un champ d'anisotropie, il est possible d'obtenir une expression simple de l'angle θ_{CL} . Le cas d'une stabilisation par un champ d'anisotropie ($H_{ex}^* = 0$) est traité dans le chapitre 1 tandis que le cas d'une couche libre stabilisée uniquement par un champ d'échange ($H_k = 0$) est détaillé en annexe 6.4.1.

Cependant, dans le cas où la couche libre est stabilisée par une combinaison de deux types de piégeage, il n'existe pas de solution permettant d'isoler l'angle θ_{CL} dans l'équation 41. Pour résoudre ce problème, je calcule de manière numérique les champs H_{mes} pour une liste d'angles θ_{CL} compris dans l'intervalle $[-\pi ; \pi]$. Cette méthode ne permet pas de connaître l'angle θ_{CL} exact pour un champ précis, mais le calcul numérique d'un grand nombre de valeurs permet de trouver une bonne approximation de l'angle θ_{CL} .

3.1.3 Modélisation numérique de la réponse en résistance

Nous souhaitons représenter la réponse d'une jonction comme la variation de sa résistance en fonction du champ mesuré H_{mes} . Pour cela je commence par calculer la réponse angulaire de la couche libre. Contrairement au cas d'une stabilisation par champ d'anisotropie vue dans le chapitre 1, l'ajout d'un champ d'échange dans le modèle ne nous permet pas d'exprimer simplement l'angle de la couche libre θ_{CL} en fonction du champ H_{mes} . Il n'est alors pas possible d'exprimer la résistance directement comme une fonction de ce champ H_{mes} . Nous pouvons cependant exprimer le champ H_{mes} en fonction de l'angle de la couche libre θ_{CL} , par la relation 41 établie ci-dessus. La valeur de l'angle θ_{CL} est nécessairement comprise dans l'intervalle $[-\pi ; \pi]$. Pour obtenir une réponse complète, je calcule alors les champs pour tous les angles de cet intervalle avec un pas de $\pi/500$. Pour illustrer, je représente sur la Figure 46.a les champs calculés en fonction de l'angle θ_{CL} , pour une jonction avec un champ d'anisotropie $\mu_0 H_k$ de 10 mT et un champ d'échange $\mu_0 H_{ex}^*$ de -4 mT. Les cas $\theta_{CL} \in]-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2}[$ et $\theta_{CL} \in]\frac{\pi}{2}; \frac{3\pi}{2}[$ sont traités séparément car ils correspondent à un retournement de la couche libre autour des états parallèle ou antiparallèle avec la référence. Ces deux cas sont représentés en bleu clair et bleu foncé sur la Figure 46. Le cas $\theta_{CL} = \pm \frac{\pi}{2}$ ne peut pas être calculé car il impliquerait un dénominateur nul. Enfin, pour obtenir la réponse de l'angle en fonction du champ, il suffit d'inverser les axes comme représenté sur la Figure 46.b. Nous pouvons noter que deux angles sont parfois possibles pour un même champ H_{mes} , correspondant à un retournement dans une configuration parallèle ou antiparallèle.

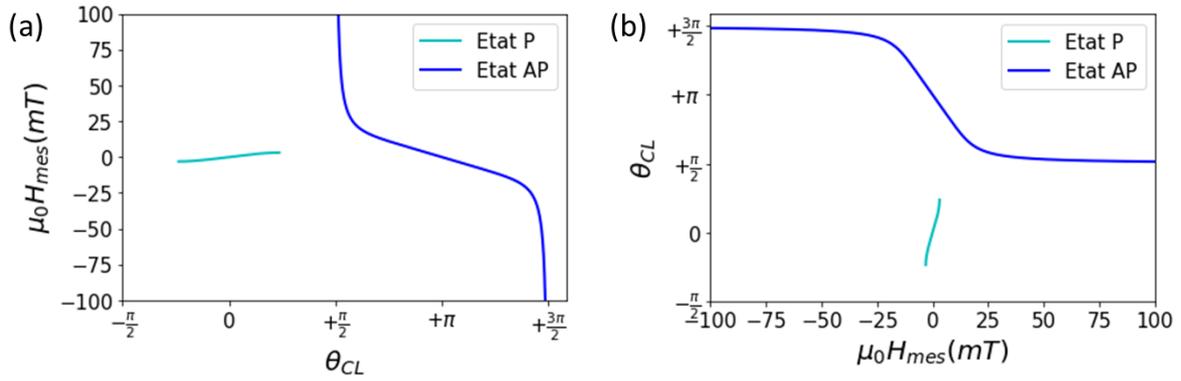


Figure 46 : Calcul de la réponse d'une jonction avec $\mu_0 H_k = 10$ mT et $\mu_0 H_{ex}^* = -4$ mT. Retournement de la couche libre autour de la position d'équilibre parallèle (bleu clair) et antiparallèle (bleu foncé). a) Champ appliqué sur la jonction H_{mes} , calculé comme une fonction de l'angle θ_{CL} . b) Représentation de θ_{CL} en fonction du champ appliqué.

Pour définir la réponse en résistance de la jonction, nous utilisons la relation 5 du chapitre 1 entre la résistivité et l'angle θ que réalise l'aimantation de la couche libre avec la référence. Dans le cas où la référence est bien orientée selon $+Y$, comme souhaité sur nos jonctions, θ est équivalent à l'angle de la couche libre θ_{CL} . La Figure 47 représente la réponse en résistance obtenue. J'ai choisi de fixer arbitrairement les valeurs des résistances minimum et maximum à 100 Ω et 200 Ω . A champ nul, la résistance peut être maximum ou minimum du fait de la présence d'un champ d'anisotropie positif (i.e. aligné avec l'axe \vec{Y} selon nos conventions) et de la coexistence de deux états stables. Lorsque la résistance est maximum, celle-ci décroît de manière continue lors de l'augmentation du champ H_{mes} , pour tendre progressivement vers la résistance à saturation R_s (correspondant à $\theta_{CL} = \pm \frac{\pi}{2}$). La résistance minimum existe également à champ nul mais celle-ci n'est pas véritablement accessible car la réduction du champ H_{mes} , après saturation, ne permet qu'un retournement de la couche libre vers un état antiparallèle. Dans cet exemple, l'aimantation se stabilise à champ nul dans un état antiparallèle car le champ d'échange choisi est négatif.

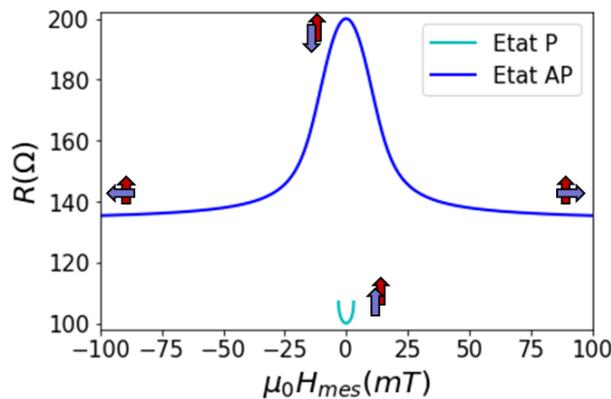


Figure 47 : Modélisation de la réponse en résistance d'une jonction ; $\mu_0 H_k = 10$ mT, $\mu_0 H_{ex}^* = -4$ mT et la référence est alignée dans le sens de l'axe \vec{Y} . La réponse est constituée d'un ensemble de points calculés de manière numérique. Les flèches bleue et rouge symbolisent respectivement l'orientation des aimantations de la couche libre et de la référence. La couche libre est stable à champ nul autour de l'état parallèle (bleu clair) qui est un minimum local de l'énergie ou antiparallèle (bleu foncé) qui est un minimum global de l'énergie.

3.1.4 Comparaison qualitative du champ d'échange et du champ d'anisotropie

L'avantage de la modélisation réalisée, est de pouvoir comparer l'influence d'une stabilisation par champ d'échange ou champ d'anisotropie. La comparaison réalisée ici admet une référence stable et alignée avec l'axe \vec{Y} .

- Je représente sur les Figure 48.a et b les réponses de jonctions dans le cas où seuls un champ d'échange de -20 mT ou +20 mT stabilisent l'aimantation de la couche libre. Dans le cas où H_{ex}^* est négatif (Figure 48.a), la résistance à champ nul est maximum. Elle est minimum dans le cas où H_{ex}^* est positif (Figure 48.b). Dans les deux cas, la couche libre ne se stabilise que dans un seul état. De plus, la réponse évolue de manière continue et ne montre pas de champ de saturation.
- Sur la Figure 48.c est modélisée la réponse dans le cas où seul un champ d'anisotropie de 20 mT contribue à stabiliser l'aimantation de la couche libre. La réponse peut être amusamment assimilée à la forme d'un œuf et les états parallèle et antiparallèle sont tous deux possibles à champ nul. De plus, il existe un champ de saturation H_s au-delà duquel la réponse ne varie plus. Nous remarquons alors que la variation de résistance est bien plus importante au voisinage du champ de saturation. La sensibilité est donc théoriquement plus élevée en ce point. Pour un champ supérieur au champ de saturation, la modélisation ne permet pas de représenter la résistance que j'ai ajoutée séparément, égale à la valeur de la résistance à saturation (Equation 6).

Globalement, les réponses obtenues par utilisation d'un champ d'anisotropie ou d'un champ d'échange sont très différentes. D'un point de vue technique, la stabilisation par champ d'échange est plus intéressante car elle évite l'existence d'un double état à champ nul. Néanmoins, les sensibilités ne sont clairement pas équivalentes sur chacun des modèles. J'ai donc comparé les sensibilités obtenues en fonction du type de stabilisation utilisé. Par la suite, je ne considère qu'un champ d'échange négatif pour comparer les deux types de stabilisation.

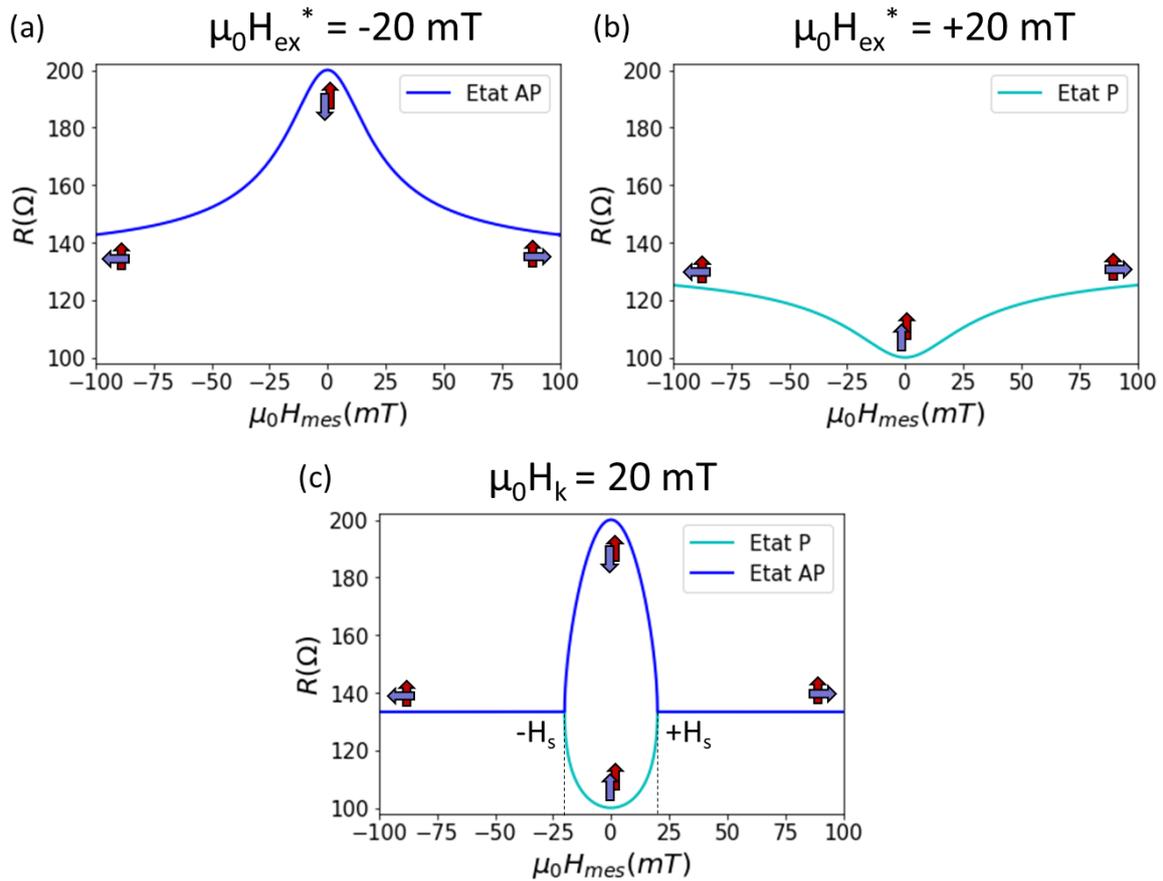


Figure 48 : Modélisation de la réponse d'une jonction avec différents champs de stabilisation. a) $\mu_0 H_{ex}^* = -20 \text{ mT}$. b) $\mu_0 H_{ex}^* = +20 \text{ mT}$. c) $\mu_0 H_k = 20 \text{ mT}$ et retournement de la couche libre autour de la position d'équilibre antiparallèle (bleu foncé) et parallèle (bleu clair).

3.1.5 Détermination des sensibilités attendues et champs d'opération

La sensibilité est définie comme le taux de variation relatif de la réponse (Equation 56 en annexe). Schématiquement, la sensibilité qualifie la pente sur la courbe de réponse. Comme la réponse de nos jonctions n'est pas linéaire, la sensibilité dépend du champ où elle est mesurée. Sur la Figure 49.a est représentée la réponse d'une jonction et sa sensibilité en fonction du champ. Nous définissons donc la sensibilité de la jonction comme la sensibilité associée au champ d'opération H_{op} du capteur. Notre objectif étant d'optimiser la sensibilité, nous choisissons le champ d'opération comme la valeur du champ où la sensibilité est maximale. Dans le cas particulier où seul un champ d'anisotropie contribue à stabiliser l'aimantation de la couche libre, le champ d'opération est défini arbitrairement égal à 85 % du champ de saturation. Par ailleurs, la réponse étant symétrique, il existe en réalité deux champs d'opération positif et négatif. Si la réponse est parfaitement symétrique, les valeurs absolues des deux sensibilités et deux champs d'opérations sont identiques. Par la suite, je ne calcule et présente donc que des valeurs positive de sensibilité et champ d'opération.

Pour obtenir la sensibilité d'une jonction, je calcule la réponse en utilisant le modèle présenté précédemment, puis relève la sensibilité au champ d'opération défini. Les résistances

minimales et maximales des réponses modélisées sont fixées à 100 Ω et 200 Ω . Les sensibilités calculées sont donc valables dans le cas d'une TMR de 100 %.

La sensibilité d'une jonction dépend de la valeur du champ de stabilisation. Pour étudier l'évolution de la sensibilité, j'ai calculé les sensibilités et champs d'opération d'un grand nombre de réponses avec différentes valeurs du champ de stabilisation (échange ou anisotropie). Dans un premier temps, je présente l'évolution de la sensibilité en fonction du champ d'échange puis du champ d'anisotropie indépendamment. Dans ces deux cas il existe également une formulation analytique de la sensibilité présentée en annexe.

- Sur la Figure 49.b sont reportées les sensibilités et champs d'opération en fonction du champ d'échange. Sans surprise, on observe que la sensibilité augmente en réduisant la valeur du champ d'échange H_{ex}^* . Par ailleurs, le champ d'opération H_{op} diminue linéairement en réduisant la valeur du champ d'échange. Cette évolution linéaire montre que le champ d'opération associé à la sensibilité maximale, correspond environ à 65 % du champ d'échange. Réduire le champ d'échange permet donc à la fois d'augmenter la sensibilité des jonctions et de réduire le champ d'opération. Précédemment, nous avons déterminé qu'une sensibilité de 7,5 %/mT permettait de répondre aux objectifs du capteur. Nous calculons que cette sensibilité peut être atteinte avec un champ d'échange de 2,3 mT et le champ d'opération associé vaut 1,5 mT.

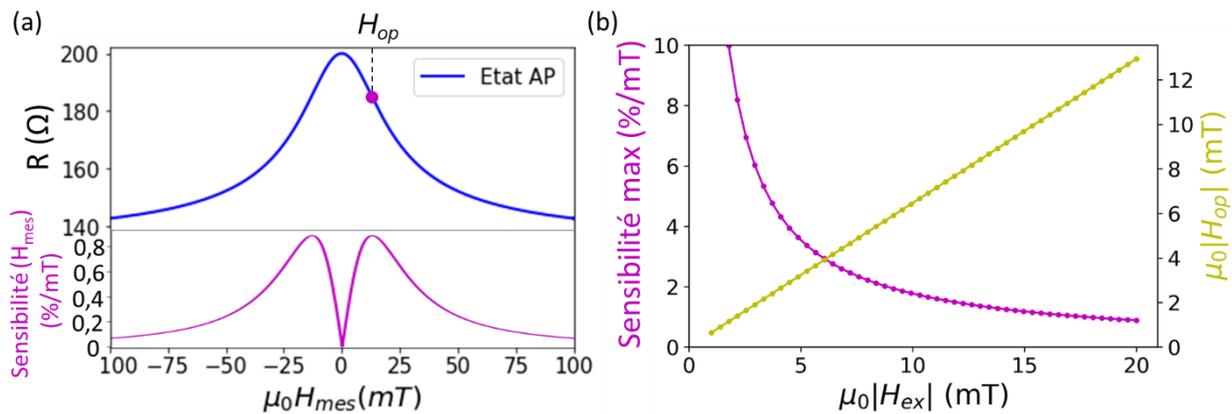


Figure 49 : a) Représentation de la réponse d'une jonction stabilisée par un champ d'échange de -20 mT et de sa sensibilité en fonction du champ. Le champ d'opération H_{op} est associé à la sensibilité maximale. b) Sensibilité et champ d'opération calculés pour une couche libre stabilisée par un champ d'échange H_{ex}^* négatif. Les points sont issus des réponses calculées par un modèle de Stoner & Wohlfarth.

- Dans un deuxième temps, nous regardons l'évolution de la sensibilité en fonction du champ d'anisotropie. Cependant, l'existence d'une discontinuité de la réponse au champ de saturation, nécessite de redéfinir un point d'opération. En effet, la sensibilité tend théoriquement vers l'infini ou zéro selon que le champ est légèrement inférieur ou supérieur au champ de saturation et ne peut donc pas être évaluée. Une proposition consiste à choisir un champ d'opération correspondant arbitrairement à 85 % de la valeur du champ de saturation, comme représenté sur la Figure 50.a. Ainsi, les valeurs de sensibilité calculées à 85 % du champ de saturation et les valeurs de champ de saturation sont reportées en fonction du champ d'anisotropie sur la Figure 50.b (lignes continues). De même que pour une stabilisation par échange, la diminution du champ d'anisotropie entraîne une augmentation de la sensibilité et une réduction linéaire du

champ de saturation. On note que la valeur du champ de saturation est égale au champ d'anisotropie. Le champ d'opération à 0,85 % est facilement déductible au prorata du champ de saturation. D'un autre côté, nous calculons que la sensibilité visée de 7,5 %/mT peut être atteinte avec un champ d'anisotropie de 8,7 mT. Cependant, la valeur de la sensibilité dépend fortement du point d'opération choisi. Sur la Figure 50 sont également reportées les valeurs de sensibilité calculées dans le cas où le champ d'opération est fixé à 80 % ou à 60 % du champ de saturation. Dans ce cas, la sensibilité obtenue pour un même champ d'anisotropie diminue de 7,5 %/mT à 6,4 %/mT ou 3,9 %/mT. Ces valeurs mettent en évidence que la sensibilité dépend fortement du champ d'opération choisi. Bien que la sensibilité soit théoriquement infinie au champ de saturation, elle diminue rapidement lorsque l'on s'éloigne de celui-ci. Par ailleurs, il n'est pas pratique d'utiliser cette définition du champ d'opération pour des comparaisons expérimentales car les réponses expérimentales présentent généralement un retournement non macrospin au voisinage du champ de saturation.

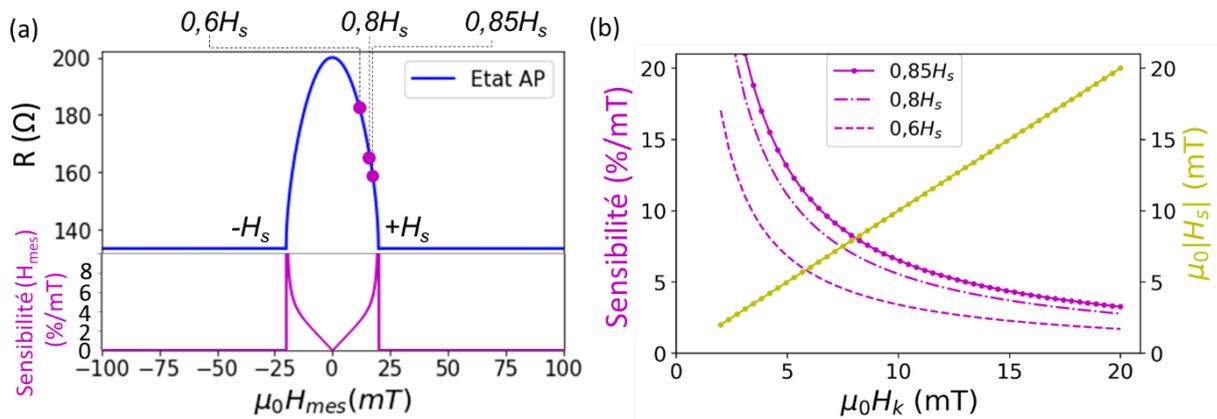


Figure 50 : a) Représentation de la réponse d'une jonction stabilisée par un champ d'anisotropie de 20 mT et de différents champs d'opérations choisis à 60 %, 80 % ou 85 % du champ de saturation H_s . b) Sensibilités et champ de saturation calculés pour une couche libre stabilisée par un champ d'anisotropie H_k . Les points sont issus des réponses calculées par un modèle de Stoner & Wohlfarth. Les sensibilités sont relevées à 60 %, 80 % ou 85 % du champ de saturation.

D'une manière générale, la sensibilité augmente en réduisant le champ de stabilisation et le champ d'opération associé diminue linéairement. Pour l'application de notre capteur, nous souhaitons donc minimiser la valeur du champ de stabilisation.

3.1.6 Comparaison des sensibilités et champs d'opérations entre échange et anisotropie

Dans le chapitre 2 nous avons vu qu'une valeur de stabilisation minimum était requise pour obtenir une rotation cohérente de la couche libre. En supposant que cette stabilisation puisse être apportée aussi bien par un champ d'échange ou un champ d'anisotropie, je souhaite comparer les sensibilités obtenues avec des valeurs de champ d'échange ou d'anisotropie équivalents. La sensibilité obtenue en utilisant une stabilisation par anisotropie et un champ d'opération choisi à $0,85H_s$ est bien plus élevée que pour une stabilisation par champ

d'échange équivalent. Cependant, cette comparaison est inexacte car la valeur de la sensibilité dépend du point d'opération choisi.

Dans le cas d'une stabilisation par anisotropie, l'ajout d'un champ d'échange permet de lisser la réponse autour du champ de saturation et de faire apparaître un point d'opération où la sensibilité est maximale (comme représenté dans l'encart de la Figure 51.a). Ainsi, je propose de comparer les deux types de stabilisation en ajoutant un faible champ d'échange constant. La définition du point d'opération est alors identique selon le type de stabilisation utilisé, ce qui me permet de comparer les évolutions. Sur la Figure 51.a sont comparées les sensibilités calculées en fonction du champ d'échange (carrés) ou du champ d'anisotropie (triangles). Les sensibilités calculées avec une stabilisation par anisotropie tiennent compte d'un champ d'échange supplémentaire de 1 mT. Par souci d'uniformité, les sensibilités calculées en fonction du champ d'échange tiennent compte d'un champ d'anisotropie supplémentaire de 1 mT. Pour une valeur de stabilisation de 1 mT ($\mu_0 H_{ex}^*$ ou $\mu_0 H_k$) les courbes se superposent, car la couche libre est stabilisée dans les deux cas par un champ d'échange et un champ d'anisotropie de 1 mT chacun. Sur chaque courbe, la diminution du champ de stabilisation entraîne une augmentation de la sensibilité, comme nous l'avons remarqué précédemment avec une stabilisation unique par échange ou anisotropie. Néanmoins on observe ici que la sensibilité obtenue avec une stabilisation par anisotropie est plus importante que celle obtenue avec une stabilisation par échange. D'un autre côté, les champs d'opération associés au maximum de sensibilité (Figure 51.b) sont plus importants dans le cas d'une stabilisation par anisotropie que par échange. Dans le cas d'une stabilisation par anisotropie, on note que les champs d'opération obtenus sont très proches des valeurs de champs de saturation. En résumé, la sensibilité et le champ d'opération sont plus élevés lorsque la couche libre est stabilisée par un champ d'anisotropie, par comparaison à une stabilisation par un champ d'échange équivalent.

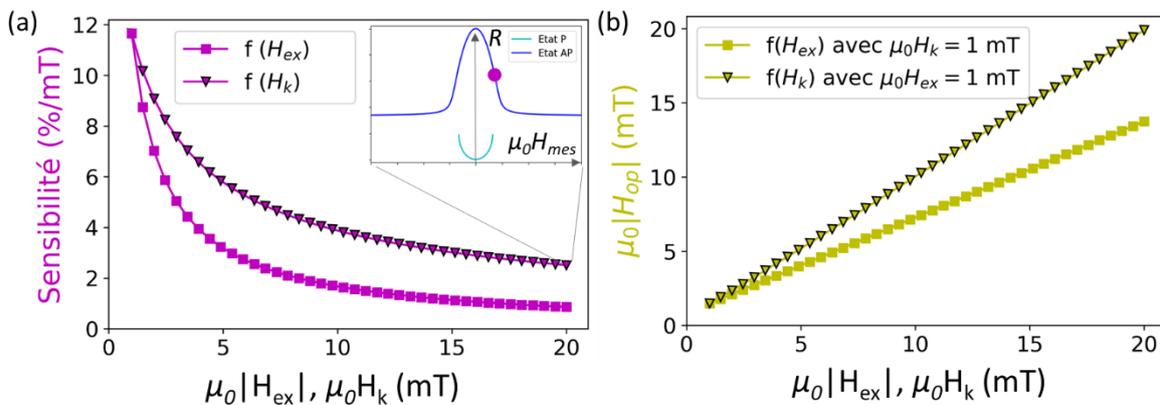


Figure 51 : a) Sensibilités calculées pour différentes valeurs de stabilisation par échange $\mu_0 H_{ex}^*$ ou anisotropie $\mu_0 H_k$ avec une TMR de 100 %. Encart : L'ajout d'un champ d'échange constant de 1 mT permet systématiquement de déterminer un point où la sensibilité est maximale. b) Champs d'opération $\mu_0 H_{op}$ associés aux sensibilités maximales. Les sensibilités sont calculées à partir du modèle de Stoner & Wohlfarth.

Si nous souhaitons augmenter la sensibilité de nos jonctions, nous souhaitons en revanche limiter la valeur du champ d'opération. Comme nous l'avons vu, le premier moyen consiste à réduire la stabilisation de la couche libre. Néanmoins, dans le cas où une stabilisation minimale est requise pour fixer correctement l'aimantation de la couche libre selon l'axe facile, je propose

de combiner une stabilisation par échange et par anisotropie afin d'adapter la sensibilité et le champ d'opération à nos besoins.

Je propose également d'inverser la direction de l'anisotropie ce qui permet de réduire encore plus le champ d'opération. Je définis alors une anisotropie négative associée à une anisotropie orientée selon l'axe \vec{X} du capteur. Cette anisotropie négative peut être obtenue en réalisant des jonctions avec une forme allongée selon l'axe \vec{X} . Notre modélisation permet de tenir compte d'une valeur d'anisotropie négative. La Figure 52 représente trois réponses modélisées avec des champs d'anisotropie positif ou négatif. Les Figure 52.a et b correspondent aux réponses calculées avec un champ d'anisotropie de +10 mT et -10 mT respectivement, en complément d'un champ d'échange de 20 mT. On voit alors que le pic de la réponse est affiné par l'utilisation d'une anisotropie négative. Le champ d'opération associé au maximum de sensibilité diminue également. Une inversion du champ d'anisotropie en complément d'un champ d'échange semble donc intéressante et permettre d'adapter la réponse des jonctions au capteur.

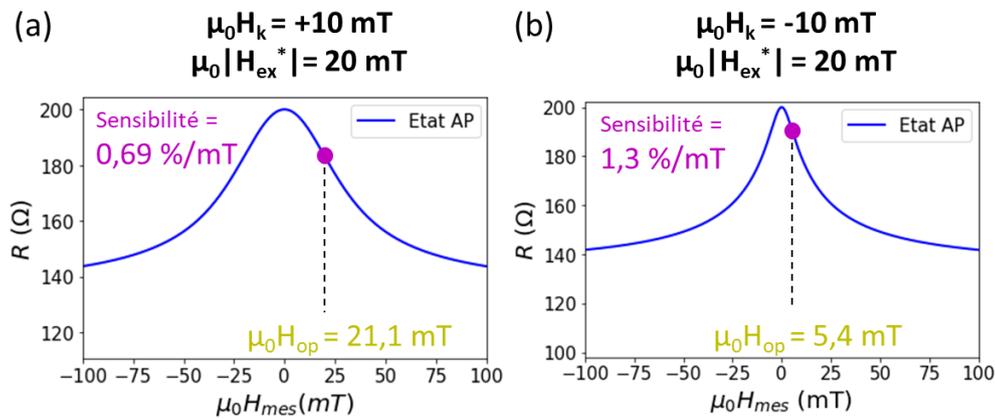


Figure 52 : Réponse de jonctions stabilisées par une combinaison de champ d'échange et d'anisotropie avec une TMR de 100 %. a) Anisotropie positive. b) Anisotropie négative et stabilisation selon l'axe \vec{Y} .

3.2 Vérification et adaptation du modèle

La modélisation réalisée nous a permis de comparer l'influence des champs d'échange et d'anisotropie sur la réponse de la jonction, mais doit être complétée pour rendre compte de nos mesures. Je compare le modèle à la mesure d'une jonction sur la Figure 53.a. La réponse mesurée est celle d'une jonction circulaire de 4 μm sans soft pinning pour laquelle le champ d'anisotropie de forme associé est nul. La stabilisation de la couche libre est améliorée par l'ajout d'un champ transverse selon \vec{Y} de -6,48 mT afin d'obtenir une réponse lisse (courbe verte). Pour comparaison, le modèle tient compte d'un champ d'échange effectif H_{ex}^* de -6,48 mT associé au champ transverse (courbe pointillée bleue). Les résistances minimale et maximale du modèle sont choisies égales à celles mesurées sur la réponse R- H_y (1120 Ω et 1463 Ω) pour permettre la superposition des courbes. La superposition met en évidence un certain écart entre la mesure et le modèle, qui nous mène à trois observations. D'abord, la

réponse modélisée affiche un plateau de résistance pour un champ supérieur à ± 50 mT, alors que la résistance mesurée ne sature pas et continue de diminuer. Deuxièmement, le modèle ne rend pas compte de la dissymétrie de la réponse. Enfin, le pic de la réponse modélisée est plus fin que celui de la mesure.

- Intégration de l'angle de la référence

La dissymétrie et la diminution continue de la réponse mesurée peuvent être associées à l'inclinaison et la rotation de l'aimantation de la référence. Bien que la réalisation d'un recuit sous champ permette de repiéger l'aimantation de la couche de référence, nous avons vu qu'une légère inclinaison persiste. A cela s'ajoute la rotation de l'aimantation de la référence liée à son instabilité sous champ H_x . Afin de tenir compte de la variation de l'angle entre l'aimantation de la référence et l'axe \vec{Y} , la résistance de la jonction est calculée avec l'angle θ entre l'aimantation de la couche libre et celle de la référence comme exprimé par la relation 43. L'angle de la couche libre θ_{CL} est calculé comme précédemment par inversion de la formule 40. L'angle de la référence tient compte de son inclinaison $\theta_{ref,0}$ et de son instabilité. Il peut être calculé par la relation 44 avec $\theta_{ref,0}$ l'angle de la référence sous champ nul, H_{mes} le champ mesuré selon \vec{X} , et $H_{sat,ref}$ le champ de saturation de la référence. L'obtention de cette relation est détaillée en annexe.

$$\theta(H_{mes}) = \theta_{CL}(H_{mes}) - \theta_{ref}(H_{mes}) \quad (43)$$

$$\theta_{ref}(H_{mes}) = \theta_{ref,0} + \tan^{-1}\left(\frac{H_{mes}}{H_{sat,ref}}\right) \quad (44)$$

L'équation de la modélisation complète est résumée par l'équation 45 avec R_p , R_{ap} les résistances associées aux états parallèle et antiparallèle.

$$R(H_{mes}) = \frac{2R_p R_{ap}}{(R_p + R_{ap}) + (R_{ap} - R_p) \cos\left(\theta_{CL}(H_{mes}) - \theta_{ref,0} - \tan^{-1}\left(\frac{H_{mes}}{H_{sat,ref}}\right)\right)} \quad (45)$$

Expérimentalement, l'inclinaison de la référence est obtenue à partir du décalage des résistances mesurées à saturation (équation 30) et vaut $-3,2^\circ$ pour la jonction considérée. Le calcul de sa rotation nécessite quant à lui de connaître le champ de saturation de la référence. Celui-ci a été mesuré dans le chapitre précédent à partir d'une mesure VSM d'un empilement non gravé et vaut 685 mT. Je considère ce champ de saturation identique pour tous nos wafers. Le modèle tenant compte seulement d'une inclinaison de $-3,2^\circ$ est représenté sur la Figure 53.b. La prise en compte de l'inclinaison permet un ajustement du modèle sur la réponse mesurée en $H_x = \pm 100$ mT. Globalement, on remarque qu'une faible inclinaison génère une dissymétrie importante de la réponse. Sur la Figure 53.c, le modèle tient compte de l'inclinaison de la référence et de sa rotation sous champ, avec un champ de saturation de 685 mT. On observe alors que le modèle suit l'évolution de la réponse mesurée, bien qu'un décalage persiste. L'intégration de l'angle de la référence dans le modèle permet donc de modéliser la dissymétrie et la diminution continue de la réponse.

- Intégration du champ d'anisotropie de dépôt

Malgré la prise en compte de la rotation de la référence, le pic de la réponse mesurée reste plus large que le modèle. Cet effet semble suggérer que le champ de stabilisation réel est plus important que celui pris en compte. Nous remarquons ici que le champ d'anisotropie du dépôt n'a pas été pris en compte dans cette modélisation. Dans le chapitre précédent, nous mesurons un champ d'anisotropie de dépôt de 5,3 mT par caractérisation VSM sur un empilement non gravé. Ce champ d'anisotropie est important devant les champs de stabilisation de notre jonction et doit donc être pris en compte lors de la modélisation. Je calcule donc le modèle avec un champ d'anisotropie de 5,3 mT correspondant au champ d'anisotropie de dépôt. Le modèle est représenté sur la Figure 53-d et tient également compte des paramètres précédents : un champ d'échange de -6,48 mT, une inclinaison de $-3,2^\circ$ et d'une saturation de la référence à 685 mT. On note alors un élargissement du pic de la réponse modélisée qui semble en bon accord avec la mesure.

Pour un champ élevé, on remarque que la résistance mesurée est inférieure au modèle, impliquant que l'angle entre les aimantations de la couche libre et de la référence est plus faible que celui calculé (Figure 53-d). J'associe cet effet à une instabilité importante de la référence de cette jonction. Le champ de saturation de la référence pris en compte est mesuré sur un empilement avant gravure des jonctions. Néanmoins, la gravure est susceptible d'augmenter l'instabilité de la référence malgré la réparation par un recuit sous champ. La réponse de cette jonction mesurée en axe facile est reportée sur la Figure 53-e. L'inclinaison du plateau de résistance maximal illustré par une flèche rouge traduit effectivement une instabilité importante de la référence pour cette jonction. Sur cette figure, le modèle tient compte d'une diminution arbitraire du champ de saturation de la référence à 400 mT. La réponse modélisée montre alors une bonne superposition avec la réponse R- H_x .

La réponse modélisée peut donc être améliorée en tenant compte de l'inclinaison et de l'instabilité de la référence, ainsi que du champ d'anisotropie généré par le dépôt. Ce dernier ne peut pas être négligé et doit être pris en compte lors des calculs de sensibilité.

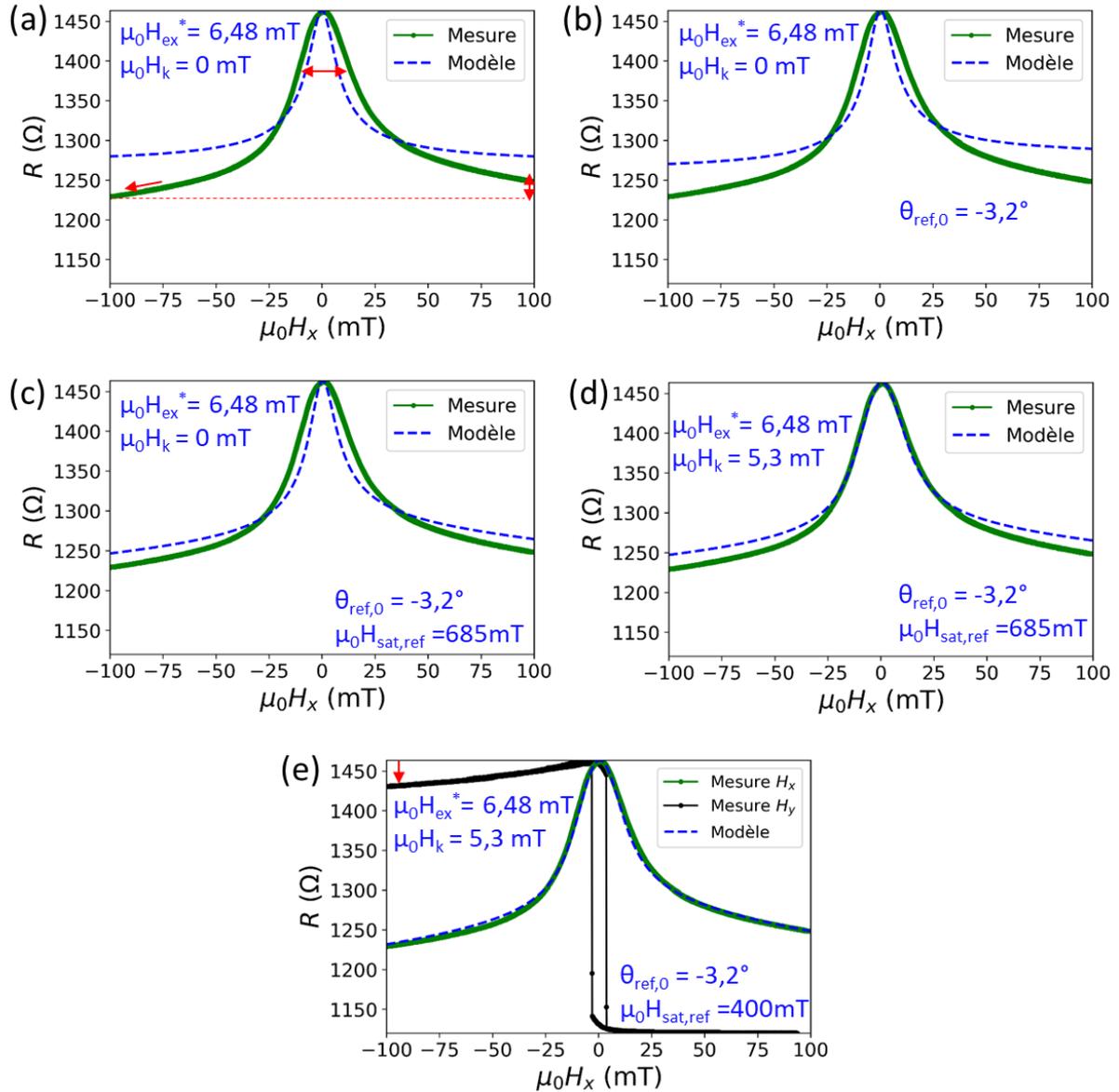


Figure 53 : Réponse $R-H_x$ d'une jonction circulaire de $4 \mu\text{m}$ stabilisée par un champ transverse (Polarisation $U_0 = 500 \text{ mV}$) et son modèle. a) Modèle avec $\mu_0 H_{ex}^* = 6,48 \text{ mT}$. b) Modèle avec $\mu_0 H_{ex}^* = 6,48 \text{ mT}$ et inclinaison de la référence de $-3,4^\circ$. c) Modèle avec $\mu_0 H_{ex}^* = 6,48 \text{ mT}$, inclinaison et instabilité de la référence. d) Modèle avec $\mu_0 H_k = 5,3 \text{ mT}$, $\mu_0 H_{ex}^* = 6,48 \text{ mT}$, inclinaison et instabilité de la référence. e) Modèle avec $\mu_0 H_k = 5,3 \text{ mT}$, $\mu_0 H_{ex}^* = 6,48 \text{ mT}$, $\mu_0 H_{sat,ref} = 400 \text{ mT}$; la courbe noire en axe facile montre une instabilité de la référence (flèche rouge) qui justifie de choisir un champ de saturation de la référence $H_{sat,ref}$ plus faible que celui mesuré en pleine plaque. [Ref. G4168 3_3 bot]

3.3 Augmentation de la sensibilité par utilisation du soft pinning

Dans le chapitre précédent, nous avons stabilisé l'aimantation de la couche libre, en utilisant un couplage d'échange d'interface important, par l'ajout d'une couche d'IrMn au-dessus de la couche libre. Ainsi, nous avons obtenu des jonctions fonctionnelles, présentant une réponse lisse et continue. Par la suite notre objectif est de diminuer la valeur de la stabilisation afin d'augmenter la sensibilité des jonctions. Nous avons vu que la valeur du couplage d'échange pouvait être modifiée en augmentant l'épaisseur de la couche libre, ou par l'ajout d'une fine couche de Ru ou de Ta afin de réduire le couplage d'interface [37], [41].

Dans cette partie, nous avons réalisé plusieurs dépôts permettant de cibler les valeurs d'échange possibles. L'empilement référence/barrière tunnel/couche libre est identique à celui étudié précédemment, mais plusieurs essais sur la composition du soft pinning ont été réalisés :

- Variation de l'épaisseur de Ru pour diminuer le couplage.
- Utilisation de Ru ou Ta comme insert de découplage.
- Variation de l'épaisseur de la couche libre pour diminuer le couplage.

Pour chaque empilement, les propriétés magnéto-électriques sont caractérisées, puis certaines plaques sont utilisées pour la micro-fabrication des jonctions.

3.3.1 Caractérisations magnétiques des empilements et réduction du champ d'échange

3.3.1.1 Caractérisation du couplage d'échange

Nous caractérisons le couplage d'échange de l'empilement, avant gravure des jonctions, via la mesure du champ d'échange. Pour cela, nous mesurons le cycle d'aimantation de la couche libre selon l'axe facile par VSM. Le champ d'échange correspond au décalage du cycle d'hystérésis mesuré. La Figure 54 compare les cycles d'aimantation d'un empilement standard (figure a) et d'un empilement avec un couplage d'échange réduit par un insert de 0,25 nm de Ru entre la couche libre et la couche IrMn (figure b). Sur l'empilement sans soft pinning, on observe que le cycle d'aimantation mesuré en axe facile (courbe noire) est centré sur le champ nul, traduisant un champ d'échange relativement faible. Au contraire, le cycle d'aimantation de l'empilement avec soft pinning est décalé par rapport à l'empilement standard. Ainsi, le décalage témoigne du bon établissement du couplage d'échange d'interface à l'issue du recuit et nous permet de mesurer un champ d'échange de 3,3 mT pour un insert de 0,25 nm de Ru sur cet échantillon.

Note : En réalité, le décalage mesuré correspond à la somme algébrique du champ d'échange généré par le couplage d'échange et d'autres éventuelles contributions comme le couplage de Néel. Comme les empilements sans soft pinning présentent un décalage proche de 0, j'attribue le décalage d'échange au champ d'échange du soft pinning.

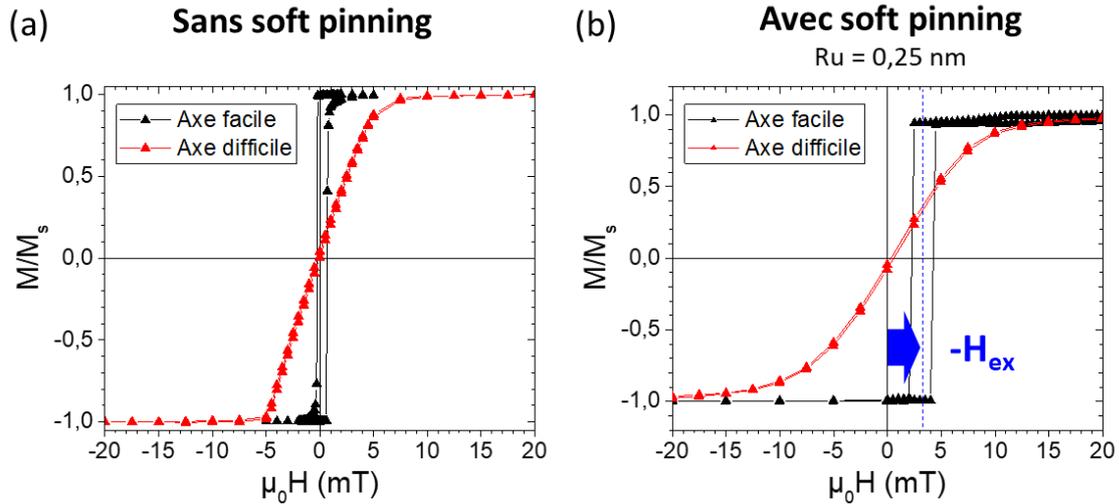


Figure 54 : Cycles d'aimantations mesurés par VSM selon les axes facile et difficile.
 a) Empilement sans soft pinning : Ta 3 nm / CuN 30 nm / Ta 5 nm / UL / IrMn / PL(CoFe) / Ru / RL(CoFeB) / MgO / CoFeB 2,5 nm / NiFe 5 nm / Ta / Ru.
 b) Empilement avec soft pinning : Ta 3 nm / CuN 30 nm / Ta 5 nm / UL / IrMn / PL(CoFe) / Ru / RL(CoFeB) / MgO / CoFeB 2,5 nm / NiFe 5 nm / **Ru 0,25 nm** / IrMn 6 nm / Ru 1 nm / Ta / Ru.
 (Mesures C. Ducruet) [Ref. a) H2019 b) H2021]

Les empilements sont également caractérisés par des mesures CIPT³ afin de contrôler les valeurs de TMR et RA sur plaque avant micro-fabrication. Pour l'ensemble des dépôts avec soft pinning, la TMR mesurée est proche de 120% et le produit RA se situe entre 4 et 5 kΩ.μm². Les mesures CIPT permettent également de mesurer le champ d'échange ainsi que le champ coercitif, en faisant varier le champ appliqué. Néanmoins, les mesures réalisées montrent une sous-estimation du champ d'échange par rapport aux mesures VSM ou aux mesures électriques réalisées sur les jonctions après fabrication. Cette variation peut être due au fait que le champ appliqué présente une certaine rémanence et que le pas du balayage en champ est assez large (0,25 mT).

3.3.1.2 Influence d'un insert de Ru ou Ta sur H_{ex}

Afin de cibler les valeurs d'échange atteignables, nous avons réalisé plusieurs dépôts en variant l'épaisseur et le type de l'insert entre la couche libre et l'AF. La couche libre est composée de CoFeB 2,5 nm / NiFe 5 nm et la couche antiferromagnétique est composée de 6 nm d'IrMn. Ces deux couches sont séparées par un insert de Ru ou Ta dont l'épaisseur varie entre 0 et 0,6 nm. Nous avons mesuré le champ d'échange pour chacun d'eux par VSM. Les valeurs sont reportées sur la Figure 55.

³ Current In Plane Tunneling : Méthode de mesure électrique avec des pointes placées en surface en faisant varier leur écartement.

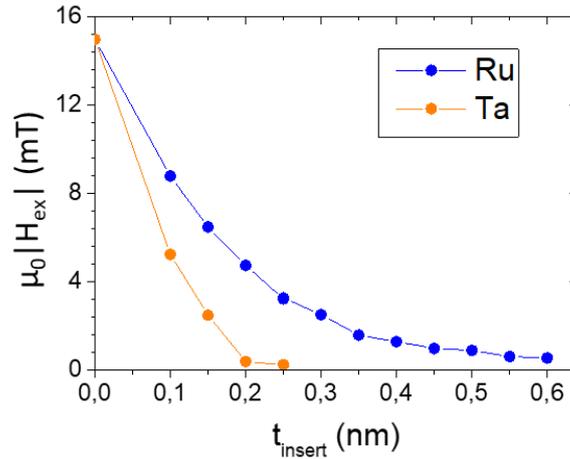


Figure 55 : Variation du champ d'échange en fonction de l'épaisseur d'insert Ru ou Ta. H_{ex} est mesuré par VSM sur des empilements référence / MgO / CoFeB 2,5 nm / NiFe 5 nm / Insert t / IrMn 6 nm / Ru 1 nm / Ta / Ru. (Mesures C. Ducruet)

Nous observons comme attendu une diminution du champ d'échange avec l'augmentation de l'épaisseur de l'insert de Ru ou Ta. Le champ maximal relevé sans insert atteint 14,97 mT. Celui-ci peut être réduit jusqu'à 0,56 mT avec un insert de 0,6 nm de Ru. Pour comparaison, Paz et ses collaborateurs [43] obtiennent 3 mT avec 0,2 nm d'insert de ruthénium pour un empilement CoFeB 3 nm / Ta 0,2 nm / NiFe 4 nm / Ru 0,2 nm / IrMn 8 nm alors que nous obtenons 4,75 mT pour la même épaisseur d'insert. La faible différence provient certainement des paramètres de dépôt et de la légère variation de composition de la couche libre, sans compter une possible différence dans l'étalonnage de la mesure des épaisseurs. Nous rappelons que ces valeurs sont très dépendantes de l'épaisseur et la composition de la couche libre. Dans les parties précédentes, nous avons vu que l'ajout d'un champ externe de 2 mT appliqué selon l'axe facile, permet de retrouver une réponse cohérente sur certaines jonctions. Un insert de 0,3 nm de Ru permet d'obtenir un champ d'échange légèrement supérieur de 2,52 mT.

Pour un insert de Ta, nous observons une diminution bien plus rapide du champ d'échange. Ainsi, avec 0,15 nm de Ta, le champ d'échange diminue de 83%, contre 53% pour le Ru. Le découplage lié à un insert de Ta est donc plus important que pour le Ru. Dans notre cas, l'utilisation du Ru comme insert permet un contrôle plus précis du soft pinning.

Le champ d'échange est donc facilement adaptable par la modification de l'insert de Ru. Il sera certainement plus difficile d'obtenir une valeur précise pour des valeurs d'échange importantes, étant donné que celle-ci diminue rapidement avec l'épaisseur de Ru. En effet, le champ d'échange diminue de 57 % avec un insert de seulement 0,15 nm, cette épaisseur correspondant au rayon atomique du Ru. Cependant, dans le cas où l'on souhaite diminuer l'échange en augmentant l'épaisseur de Ru, il devrait être possible de contrôler le champ d'échange avec précision. Par ailleurs, nous noterons que le découplage lié à l'épaisseur nominale moyenne du Ru n'est certainement pas uniforme à l'échelle atomique.

3.3.1.3 Influence des matériaux sur H_{ex}

D'autres essais d'empilement nous ont permis de voir que plusieurs possibilités permettent de modifier la valeur du soft pinning. Quelques empilements sont listés dans le Tableau 3, ainsi que les valeurs de champ d'échange associé. L'augmentation de l'épaisseur de

NiFe dans la couche libre de 5 à 20 nm permet par exemple de réduire le champ d'échange de 66 %. Cet effet a été étudié par Negulescu [44]. Au contraire, le couplage CoFe/IrMn semble plus important que le couplage NiFe/IrMn, puisque l'ajout de 0,5 nm de CoFe entre l'interface NiFe/IrMn permet d'augmenter le champ d'échange de 79 %. Pour aller plus loin, il serait intéressant de comparer plus en détail ces différents empilements après gravure des jonctions, afin de voir si certaines différences existent en termes de niveau de bruit du signal.

Empilements nm	$ H_{ex} $ mT	H_c mT
Couches inf. / MgO / CoFeB 2,5 / NiFe 5 / Ta / Ru	0,245	0,375
Couches inf. / MgO / CoFeB 2,5 / NiFe 20 / Ta / Ru	0,125	0,255
Couches inf. / MgO / CoFeB 2,5 / NiFe 5 / IrMn 6 / Ru 1 / Ta / Ru	14,965	2,445
Couches inf. / MgO / CoFeB 2,5 / NiFe 20 / IrMn 6 / Ru 1 / Ta / Ru	5,02	0,78
Couches inf. / MgO / CoFeB 2,5 / NiFe 4 / CoFe 0,5 / IrMn 6 / Ru 1 / Ta / Ru	26,815	3,665

Tableau 3 : Champs d'échange et champs coercitifs mesurés par VSM pour différents empilements sans ou avec soft pinning. (Mesures C. Ducruet)

3.3.2 Fabrication de jonctions sensibles avec soft pinning

Pour vérifier que la réduction du soft pinning permet bien d'augmenter la sensibilité de nos jonctions, j'ai réalisé plusieurs fabrications avec des empilements présentant des valeurs de soft pinning différentes. Tous les empilements comparés ici sont constitués d'une couche libre fine CoFeB 2,5 nm / NiFe 5 nm. Le soft pinning est fixé par une couche d'IrMn de 6 nm au-dessus de la couche libre et la valeur du couplage d'échange est réduit par un insert de Ru. Plusieurs formes de piliers sont gravées sur chaque plaque, mais seules des jonctions circulaires de 4 μ m de diamètre sont comparées dans cette partie. Le procédé de fabrication des jonctions avec soft pinning est identique à celui présenté dans le chapitre 3. Il est suivi d'un recuit sous champ afin de repiéger l'aimantation de la référence. Les jonctions sont ensuite caractérisées électriquement et analysées.

Je représente sur la Figure 56 les réponses de plusieurs jonctions dont l'insert de Ru vaut 0 ; 0,2 ; 0,3 ou 0,55 nm. Les champs d'échanges associés, mesurés sur les empilements avant gravure, valent respectivement 14,97 ; 4,75 ; 2,52 et 0,63 mT. Globalement les deux réponses mesurées sur chaque jonction sous un champ H_x ou H_y présentent deux réponses distinctes avec un pic symétrique en axe difficile (courbes vertes) ou un cycle d'hystérésis en axe facile (courbes noires). La réponse de la figure a, mesurée en axe facile sous champ H_y affiche un plateau de résistance antiparallèle incliné car cette jonction n'a pas bénéficié d'une gravure optimale. Cependant, l'invariance du plateau de résistance maximale sur les figures b, c et d témoigne d'une bonne fixation de la couche de référence, permise par les améliorations apportées au procédé de fabrication et le recuit sous champ. De plus, l'observation d'une variation brusque de la résistance sur la réponse R- H_y prouve que l'axe facile de la couche libre est bien orienté dans la direction de l'axe \vec{Y} .

Les réponses mesurées sous champ H_x nous permettent d'apprécier la sensibilité des jonctions. Visuellement, les différentes réponses représentées montrent un affinement du pic de la réponse R- H_x lors de la diminution du couplage d'échange. La sensibilité est étroitement liée à cet affinement, puisqu'elle dépend de la pente maximale de la réponse. On observe donc bien

une augmentation de la sensibilité lorsque le champ d'échange diminue. Les jonctions stabilisées par un champ d'échange supérieur ou égal à 2,52 mT montrent une réponse lisse, signifiant que l'aimantation de la couche libre se retourne de façon cohérente, sans formation de domaines. En revanche, les jonctions stabilisées par un champ d'échange de 0,63 mT présentent une réponse discontinue, traduisant que l'état macrospin de la couche libre n'est pas conservé (Figure 56-d). Sur cette jonction, le champ d'échange est donc insuffisant pour stabiliser l'aimantation de la couche libre et permettre une rotation cohérente de son aimantation. Cette observation corrobore les observations faites dans le chapitre 2, où l'ajout d'un champ transverse de 2 mT sur une jonction sans soft pinning était nécessaire pour obtenir une réponse lisse et continue. En résumé, la diminution du soft pinning permet bien d'augmenter la sensibilité des jonctions mais un champ d'échange minimal reste nécessaire pour conserver une réponse macrospin, variant continument et sans hystérésis.

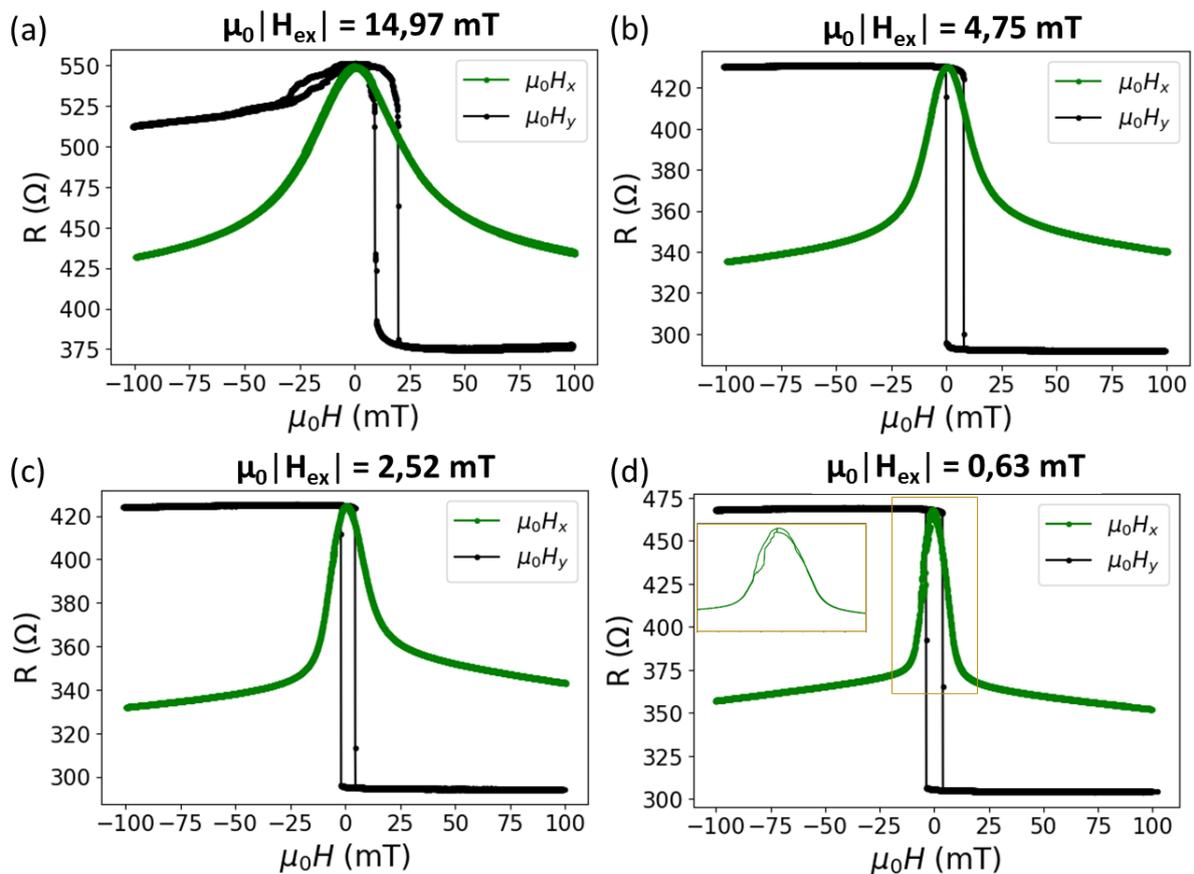


Figure 56 : Réponses R - H dans l'axe difficile (vert), et dans l'axe facile (noir), de jonctions circulaires de diamètre $4 \mu\text{m}$ avec soft pinning. Polarisation = 500 mV. La sensibilité augmente avec la diminution du champ d'échange d'interface, lié à l'épaisseur de l'insert de Ru. Le champ d'échange correspond à celui mesuré par VSM sur des empilements non gravés. a) $R_u = 0 \text{ nm}$. b) $R_u = 0,2 \text{ nm}$. c) $R_u = 0,3 \text{ nm}$. d) $R_u = 0,55 \text{ nm}$. [Ref. a) G8823 3_3 bot. b) G8825 3_3 bot. c) H2018 3_3 bot. d) H2017 3_3 bot.]

Note : Les jonctions sont caractérisées avec une tension de polarisation de 500 mV. Cette tension n'est pas optimale et conduit à une mesure de TMR faible, de l'ordre de 50 %. La diminution de la tension de polarisation à 100 mV permet de doubler la TMR et la sensibilité associée.

3.3.3 Comparaison des sensibilités et champs d'opérations

Nous vérifions que les sensibilités des jonctions produites correspondent aux valeurs prédites par le modèle établi. Nous mesurons les réponses de plusieurs jonctions sur 4 plaques présentant un champ d'échange de 14,97 ; 6,49 ; 4,75 ou 2,52 mT. Pour chaque jonction, nous relevons la sensibilité maximale et le champ d'opération à partir de la réponse mesurée sous champ H_x . Le champ d'opération est défini au point de sensibilité maximale.

Les valeurs moyennes de sensibilité sont représentées en fonction du champ d'échange sur la Figure 57. Comme attendu, nous observons bien une augmentation de la sensibilité avec la réduction du champ d'échange. Afin de comparer l'évolution de la sensibilité avec les prédictions théoriques, j'ai également reporté sur la Figure 57 les sensibilités calculées par le modèle de Stoner & Wohlfarth. Un premier modèle montre simplement l'évolution de la sensibilité avec le champ d'échange (courbe - · -). La sensibilité est calculée avec une TMR de 50 %. On remarque alors que les sensibilités mesurées sont toutes inférieures aux valeurs prédites par le modèle. Cette observation nous a conduit à comprendre que la valeur de stabilisation de nos jonctions est sous-évaluée.

En effet, le modèle présenté ne tient pas compte de l'anisotropie de dépôt. Or, les caractérisations VSM des empilements magnétiques, présentées précédemment, nous ont permis d'identifier l'existence d'un champ d'anisotropie important de 5,3 mT, associé à l'empilement. J'ai alors recalculé le modèle en ajoutant un champ d'anisotropie $\mu_0 H_k$ de 5,3 mT. Les sensibilités obtenues sont reportées sur la Figure 57 (courbe - -). Nous observons alors une assez bonne corrélation entre les sensibilités mesurées et le modèle calculé si l'on tient compte de l'anisotropie de dépôt.

Plus en détail, nous relevons toujours un décalage entre certaines valeurs mesurées et le modèle que l'on associe aux variations de TMR. En effet, le modèle est calculé pour une TMR de 50 %. Or les TMR des jonctions produites présentent une certaine variabilité engendrée par le procédé de fabrication. Sur la Figure 57 sont reportées les TMR moyennes associées aux réponses mesurées avec une tension de polarisation de 500 mV. On observe alors que les jonctions présentant une TMR voisine de 50 % ont une sensibilité moyenne très proche de celle calculée par le modèle. Au contraire, les jonctions présentant une TMR de seulement 43,7 % ont une sensibilité plus faible. En calculant le modèle avec une TMR identique nous retrouvons bien la même sensibilité. Il est donc important de tenir compte de la TMR des jonctions afin de réaliser une comparaison rigoureuse. Pour le point $\mu_0 H_{ex} = 14,97$ mT, la mesure d'une sensibilité moyenne plus importante que le modèle malgré la faible TMR mesurée peut être due à l'instabilité plus importante de la référence.

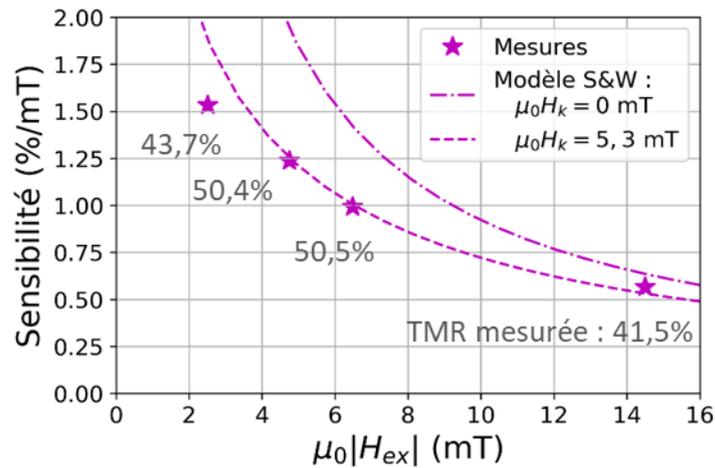


Figure 57 : Sensibilités moyennes mesurées sur des jonctions circulaires en fonction du champ d'échange. Polarisation = 500 mV. Courbes théoriques issues du modèle de Stoner & Wohlfarth tenant compte d'un champ d'anisotropie de 0 mT ou 5,3 mT calculé avec une TMR de 50 %. Les TMR moyennes mesurées après fabrication sont reportées en dessous des sensibilités moyennes de chaque plaque.

Dans un deuxième temps, nous comparons la valeur des champs d'opération, définis au maximum de sensibilité. Sur la Figure 58 sont reportées les valeurs moyennes des champs d'opération associés aux sensibilités mesurées précédemment. On observe que les champs d'opération mesurés diminuent bien avec le champ d'échange. Pour comparaison, les champs d'opération calculés par un modèle tenant compte d'un champ d'anisotropie de 0 mT (courbe - · -) ou 5,3 mT (courbe - -) et d'une TMR de 50 % sont reportés sur la figure. On note que l'ajout d'un champ d'anisotropie a pour effet d'augmenter le champ d'opération d'une valeur équivalente. Ainsi, les champs d'opération calculés avec un champ d'anisotropie de 5,3 mT correspondent bien mieux aux valeurs mesurées bien qu'un léger décalage persiste. Ce décalage peut provenir d'une imprécision de la mesure du champ d'opération. En effet, les jonctions stabilisées par un champ d'échange important présentent une large gamme linéaire où la sensibilité évolue peu autour du champ d'opération. Le point de sensibilité maximale peut donc être décalé.

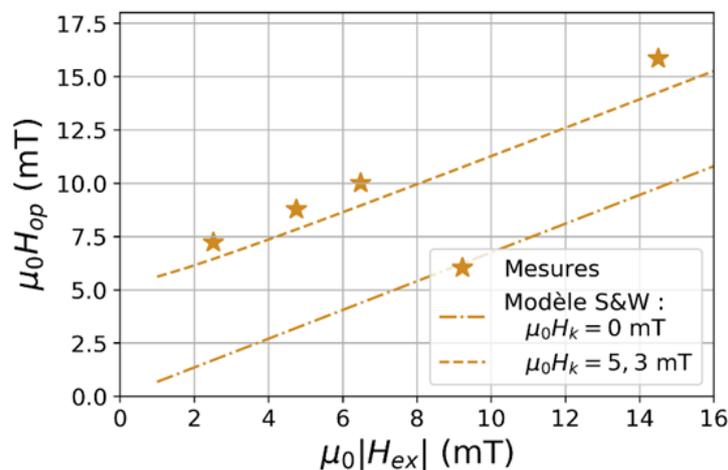


Figure 58 : Champs d'opération moyens mesurés sur des jonctions circulaires en fonction du champ d'échange. Polarisation = 500 mV. Courbes théoriques issues du modèle de Stoner &

Wohlfarth, calculé avec une TMR de 50 % et tenant compte d'un champ d'anisotropie de 0 mT ou 5,3 mT.

Normalisation des mesures :

L'influence de la TMR sur la sensibilité rend difficile la comparaison entre les différentes jonctions. La variabilité de la TMR est liée à l'empilement magnétique initial, au procédé de fabrication, à la tension de polarisation et aux fluctuations des mesures électriques inhérentes à notre instrument de caractérisation. Il est donc difficile de réduire expérimentalement cette variabilité. Globalement, elle varie de quelques pourcents entre les jonctions d'une même plaque mais peut être plus importante entre les jonctions de différentes plaques.

Nous souhaitons comparer l'influence du champ d'échange et d'anisotropie sur la réponse des jonctions mais l'influence de la TMR ne nous permet pas de réaliser une comparaison précise. Nous remarquons qu'une variation de la TMR entraîne une modification de l'allure des réponses R-H_x. En effet, la valeur de la résistance à saturation dépend de la TMR de façon non linéaire. Ainsi, pour une faible TMR la valeur de la résistance à saturation vaut la moyenne des résistances minimale et maximale, alors que pour une TMR élevée la résistance à saturation se rapproche de la valeur de la résistance minimale. Ainsi, une variation de la TMR entraîne une déformation de la réponse en résistance ainsi qu'une variation de la sensibilité.

Afin de comparer les réponses des différentes jonctions, nous normalisons les réponses en conductance entre 0 et 1 par la relation 46, où ΔG est la différence entre les conductances maximale et minimale.

$$G_{Norm.} = \frac{G - G_{min}}{\Delta G} \quad (46)$$

Le résultat de cette normalisation est illustré sur la Figure 59. Les réponses normalisées ne dépendent plus ni des valeurs de résistances minimale et maximale ni de la TMR et les courbes de réponse peuvent être superposées. On note que les maximum et minimum des réponses présentées en conductance sont inversées par rapport aux réponses présentées en résistance. Pour nos comparaisons de sensibilité, nous relevons la dérivée de la courbe normalisée $\frac{1}{\Delta G} \frac{dG}{dH}$ qui est indépendante de la TMR. Le champ d'opération étant défini au point de sensibilité maximale, il est également nécessaire de redéfinir un point d'opération indépendant de la TMR. Nous déterminons alors un champ d'opération secondaire (H_{op}^*) associé au maximum de la dérivée de la conductance. La courbe de la dérivée normalisée et les champs d'opération sont représentés sur la Figure 59.

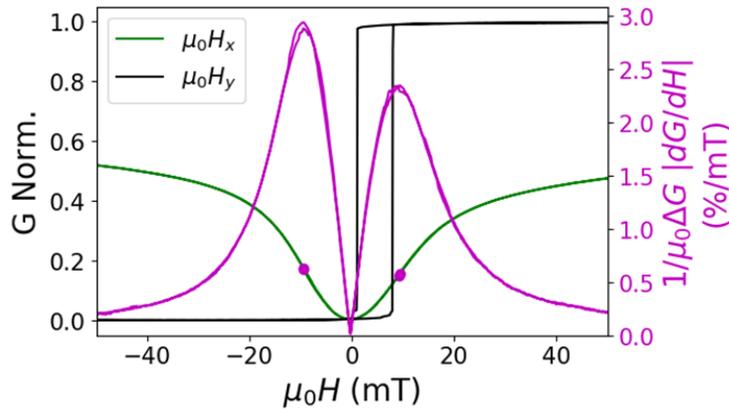


Figure 59 : Réponses normalisées mesurées sur l'axe facile (courbe noire) et difficile (courbe verte) d'une jonction circulaire de diamètre 4 μm . Dérivée de la réponse normalisée selon l'axe difficile (courbe violette). Les champs d'opération secondaires sont définis aux maximums de la dérivée. [Ref. G8825 9_3 bot]

Pour réaliser une comparaison en supprimant l'influence de la TMR, les dérivées normalisées moyennes des mesures précédentes sont reportées en fonction du champ d'échange sur la Figure 60. Nous calculons également les dérivées normalisées obtenues par notre modèle en tenant compte du champ d'anisotropie de 5,3 mT. Nous vérifions que les dérivées normalisées obtenues sont bien indépendantes du choix de résistance minimale et maximale fixées lors de la modélisation des réponses. Les dérivées normalisées calculées sont reportées sur la figure. Le modèle montre alors un très bon accord avec les mesures.

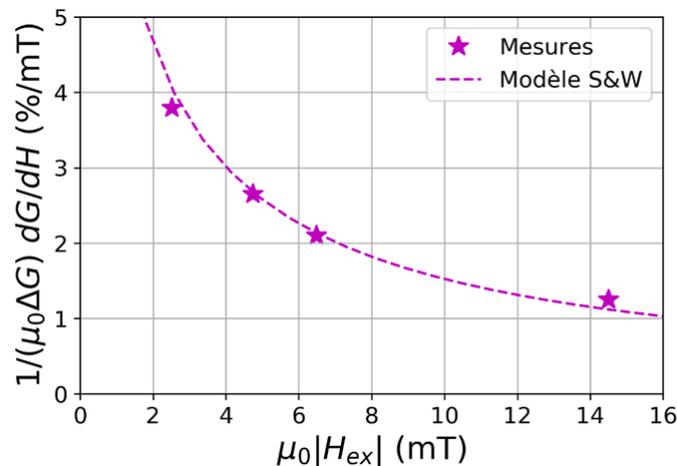


Figure 60 : Dérivées normalisées moyennes de la conductance mesurée sur des jonctions circulaires en fonction du champ d'échange. Polarisation = 500 mV. Courbe théorique issue du modèle de Stoner & Wohlfarth tenant compte d'un champ d'anisotropie de 5,3 mT.

Nous comparons également les champs d'opération secondaires des réponses mesurées à ceux calculés par le modèle sur la Figure 61. De même que précédemment, les mesures suivent l'évolution prédite par le modèle même si un léger décalage persiste. Nous regardons également l'influence de la définition du champ d'opération. Nous reportons sur la figure le champ d'opération H_{op} associé au maximum de sensibilité calculé par le modèle avec une TMR de 50 % (courbe noire). Nous observons alors que l'écart entre champ d'opération et champ d'opération secondaire est faible ($\sim 5\%$). La définition du champ d'opération au point de

sensibilité maximale ou de dérivée maximale a donc peu d'influence mais l'utilisation de la conductance normalisée permet une comparaison rigoureuse des mesures.

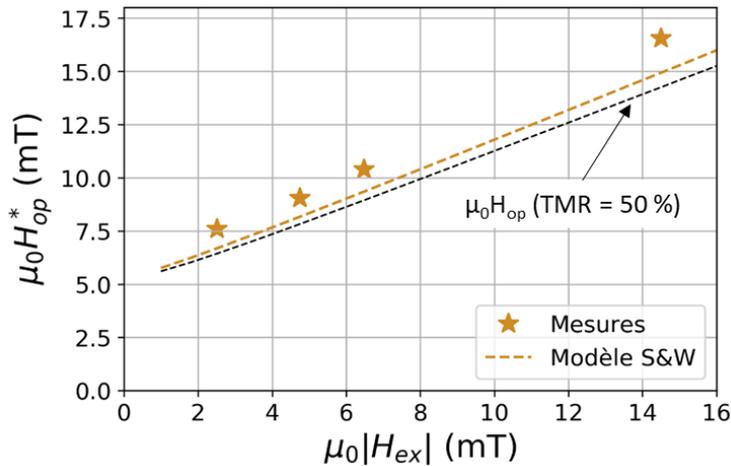


Figure 61 : Champs d'opération secondaires moyens mesurés sur des jonctions circulaires en fonction du champ d'échange. Polarisation = 500 mV. Courbes théoriques issues du modèle de Stoner & Wohlfarth tenant compte d'un champ d'anisotropie de 5,3 mT. En noir : Champ d'opération défini au maximum de la sensibilité et calculé avec une TMR de 50 %.

Les sensibilités et champs d'opération mesurés sur des jonctions stabilisées par différentes valeurs de champ d'échange suivent donc l'évolution calculée par le modèle. Celui-ci rend donc bien compte des jonctions stabilisées par un soft pinning. Nous observons également que la couche libre des jonctions est bien stabilisée par la combinaison d'un champ d'échange et d'un champ d'anisotropie. Nous remarquons alors la limite posée par l'existence du champ d'anisotropie. En réduisant la valeur du champ d'échange, la part du champ d'anisotropie dans la stabilisation totale de la couche libre devient importante et limite la sensibilité des jonctions. Il est donc intéressant d'étudier les moyens de réduire le champ d'anisotropie.

Note : L'utilisation de dérivées normalisées permet de comparer les sensibilités indépendamment des valeurs de TMR des jonctions. La sensibilité de la jonction est obtenue en multipliant la dérivée normalisée par $\frac{\Delta G}{G(H_{op})}$.

3.3.4 Confirmation expérimentale de la valeur d'anisotropie de dépôt

Dans tout ce qui précède, nous avons utilisé la valeur d'anisotropie de dépôt mesurée dans des empilements sans soft-pinning. Il est nécessaire de vérifier qu'elle ne change pas dans des empilements possédant un couplage d'échange. Nous mesurons le champ d'anisotropie de l'empilement avant gravure des jonctions, via la mesure du cycle d'aimantation selon l'axe difficile. Sur un empilement sans couplage d'échange, le champ d'anisotropie correspond au champ de saturation H_{sat} du cycle d'aimantation. Cependant, l'aimantation mesurée selon l'axe difficile ne sature plus dès lors que l'on ajoute un couplage d'échange. Je définis alors un champ de saturation équivalent H_{sat}^* , correspondant à l'intersection de la tangente de la courbe

d'aimantation à champ nul avec la droite $\frac{M}{M_s} = 1$. Ainsi le champ de saturation est équivalent à la somme des champs d'anisotropie et d'échange. L'obtention de cette relation est détaillée en annexe.

$$H_{sat}^* = H_k + |H_{ex}| \quad (47)$$

Ainsi, nous pouvons obtenir la valeur du champ d'anisotropie par soustraction du champ d'échange au champ de saturation équivalent. La Figure 62.a représente le champ d'échange et le champ de saturation équivalent mesurés sur les cycles d'aimantations en axe facile et difficile d'un empilement avec soft pinning et un insert de Ru de 0,25 nm. Sur la Figure 62.b, j'ai relevé les valeurs de H_{ex} et H_{sat}^* mesurés respectivement en axe facile et difficile de différents empilements sur lesquels l'épaisseur de l'insert de Ru varie. Le champ d'anisotropie H_k calculé à partir de ces deux mesures présente une bonne uniformité pour l'ensemble des empilements. Je mesure alors une valeur moyenne du champ d'anisotropie $\mu_0 H_k = 5,64$ mT. Cette valeur est très proche du champ H_k mesuré sur un empilement sans soft pinning ($\mu_0 H_k = 5,3$ mT) et correspond à l'anisotropie générée par le dépôt et le premier recuit sous champ. La valeur du champ d'anisotropie liée au dépôt n'est pas négligeable et pour un insert de Ru supérieur à 0,15 nm, le champ d'échange devient inférieur au champ d'anisotropie. Ainsi, il est important de prendre en compte ce dernier pour calculer la sensibilité des jonctions.

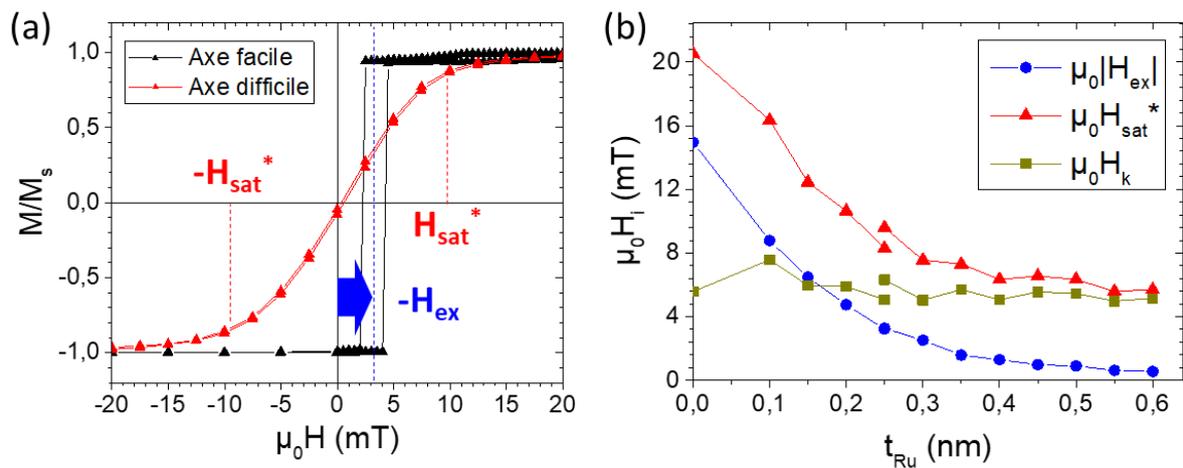


Figure 62 : a) Cycles d'aimantation en axes facile et difficile d'un empilement avec soft pinning ($Ru = 0,25$ nm). b) Mesures des champs d'échange H_{ex} , de saturation H_{sat}^* et d'anisotropie H_k sur différents empilements. La variation de H_{ex} est liée l'épaisseur de Ru (t_{Ru}). H_k est déduit des champs H_{ex} et H_{sat}^* mesurés par VSM. [Ref. a) H2021]

Le champ d'anisotropie est évalué sur les empilements des jonctions avant leur fabrication mais ne tient pas compte de l'influence du procédé de fabrication et du second recuit sous champ. Dans la partie précédente, nous avons vu que les sensibilités des jonctions sont en accord avec celles calculées par un modèle intégrant un champ d'anisotropie de 5,3 mT. Prendre un champ d'anisotropie de 5,6 mT ne modifie que très faiblement les prédictions du modèle. Le fait que les résultats expérimentaux soient en cohérence avec le modèle prouve que le champ d'anisotropie de l'empilement ne change pratiquement pas à l'issue du second recuit sous champ.

3.4 Influence de l'anisotropie de forme

Initialement, nous avons souhaité stabiliser l'aimantation de la couche libre en utilisant uniquement l'anisotropie de forme, par un allongement des jonctions sur l'axe \vec{Y} . L'utilisation de l'anisotropie de forme seule s'est révélée insuffisante pour stabiliser correctement l'aimantation de nos jonctions, mais l'ajout d'un soft pinning suffisamment important permet d'obtenir la stabilisation et donc une réponse cohérente de l'aimantation. Nous comparons maintenant l'influence des formes sur la réponse des jonctions stabilisées par un champ d'échange. Notre objectif est de trouver une géométrie optimale et de réduire l'effet du champ d'anisotropie magnéto-cristallin important.

3.4.1 Comparaison des réponses associées aux formes

Sur la Figure 63 sont reportées les réponses de plusieurs jonctions présentant des géométries différentes, de largeurs 0,8 ; 2 ou 4 μm et de longueur comprise entre 4 et 25 μm . Les jonctions représentées sont stabilisées par un soft pinning et sont toutes issues d'une même plaque. Le champ d'échange de l'empilement mesuré par VSM vaut 4,75 mT. Les réponses sont mesurées sur l'axe facile (courbes noires) et difficile (courbes vertes). Sur chaque figure la réponse $R-H_x$ est continue traduisant que la couche libre est suffisamment stabilisée pour permettre une rotation cohérente de l'aimantation. Les champs d'anisotropie de forme associés à chaque géométrie sont calculés en tenant compte de l'épaisseur de la couche libre et varient de 0 à 19,4 mT (Tableau 2 du chapitre précédent). On observe que les jonctions allongées selon l'axe \vec{Y} montrent un élargissement du pic de la réponse $R-H_x$ en comparaison aux jonctions circulaires (figure a). Cet élargissement est notamment plus important sur les jonctions présentant des anisotropies plus élevées, telles que les types G, F et A (figures d, e, f). La géométrie de la jonction permet donc bien d'augmenter la stabilisation de la couche libre en augmentant le champ d'anisotropie. De plus, si l'on regarde les plateaux de résistances parallèle et antiparallèle du cycle d'hystérésis de la réponse $R-H_y$, on remarque qu'ils restent bien droits au voisinage du champ d'échange sur les jonctions allongées, là où ils affichent une légère déflexion pour les jonctions circulaires. Ainsi, la bonne définition de la réponse $R-H_y$ traduit également une couche libre mieux stabilisée.

De plus, la réponse calculée pour chaque jonction avec notre modèle est superposée sur la courbe expérimentale (courbes bleues). Le modèle inclut le champ d'anisotropie de forme attendu et un champ d'anisotropie magnéto-cristallin de 5,6 mT. Le champ d'échange et le désalignement sont mesurés respectivement sur les réponses $R-H_y$ et $R-H_x$ pour chaque jonction. Le modèle tient également compte d'une instabilité de la référence avec un champ de saturation de 685 mT. Comme évoqué précédemment, la référence est probablement plus instable après gravure des jonctions ce qui explique que la résistance mesurée peut être légèrement plus faible que la prédiction du modèle lorsque le champ est important. La superposition du modèle avec la réponse mesurée montre généralement un bon accord. Cependant, certaines jonctions présentent un pic de réponse plus fin que celui attendu par le modèle (figures d, e, f). Cet affinement montre que l'aimantation de la couche libre est moins stabilisée que ce qui est prévu par le modèle. Le champ d'échange ou le champ d'anisotropie semble donc inférieur sur certaines jonctions. La Figure 63 ne montre qu'un exemple de réponse pour chaque type de jonctions. L'affinement du pic de réponse par rapport aux prédictions du

modèle est observé systématiquement sur les types G, A et F mais peut également l'être sur les autres types.

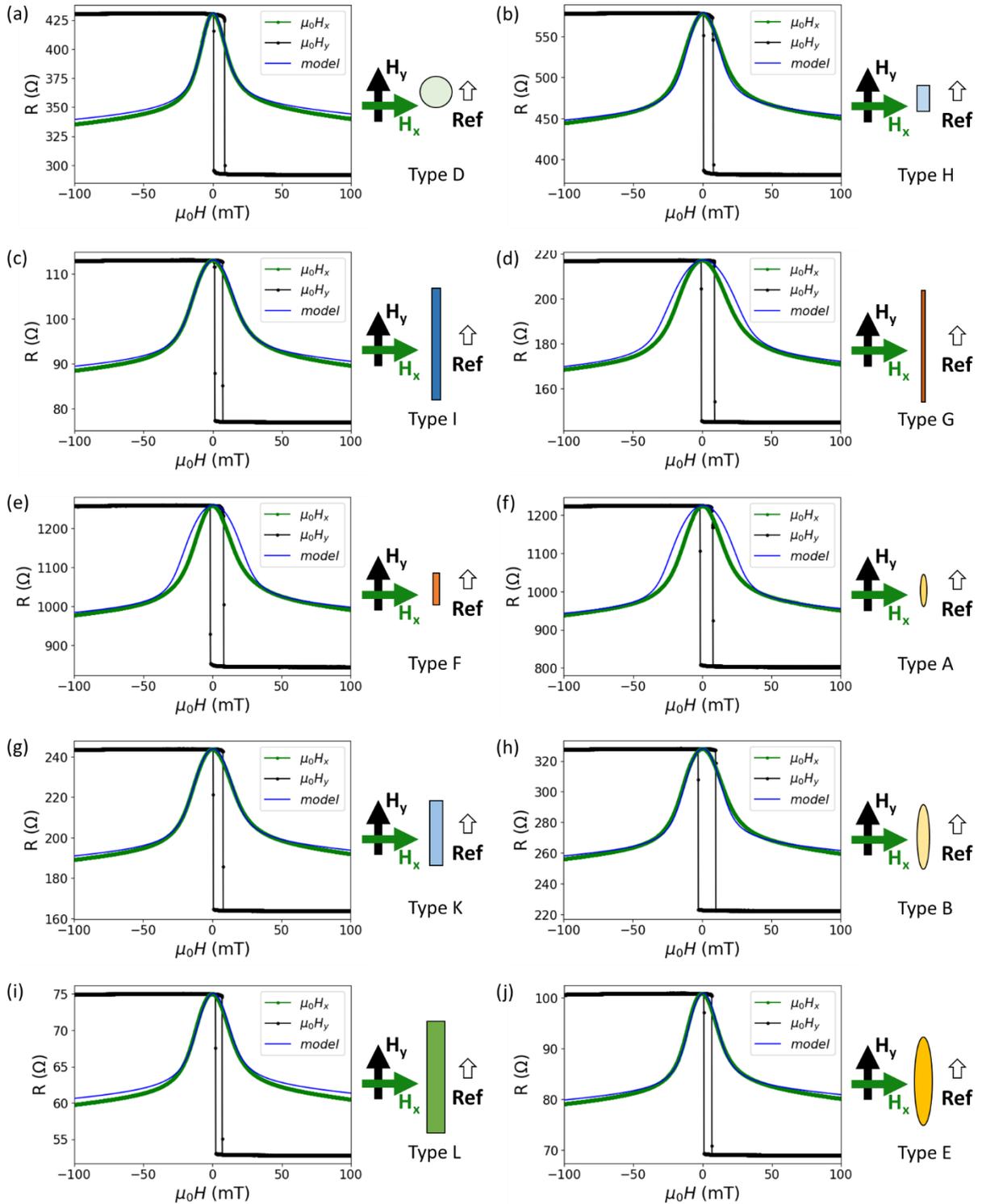


Figure 63 : Réponses R - H_x et R - H_y de jonctions de différentes formes avec soft pinning ($\mu_0 H_{ex} = 4,75$ mT) après recuit sous champ. Polarisation = 500 mV. Chaque courbe théorique est calculée à partir du champ d'échange mesuré sur la réponse R - H_y , du désalignement de la référence mesurée sur la réponse R - H_x et tient compte d'une instabilité de la référence ($\mu_0 H_{sat,ref} = 685$ mT). Le champ d'anisotropie effective inclut l'anisotropie magnétocristalline (5,6 mT) et le champ d'anisotropie de forme ($H_{k,shape}$).

a) Cercle de diamètre $4 \mu\text{m}$ ($\mu_0 H_{k,shape} = 0 \text{ mT}$). b) Rectangle $2 \times 4 \mu\text{m}^2$ ($\mu_0 H_{k,shape} = 4,4 \text{ mT}$). c) Rectangle $2 \times 25 \mu\text{m}^2$ ($\mu_0 H_{k,shape} = 8,4 \text{ mT}$). d) Rectangle $0,8 \times 25 \mu\text{m}^2$ ($\mu_0 H_{k,shape} = 19,4 \text{ mT}$). e) Rectangle $0,8 \times 4 \mu\text{m}^2$ ($\mu_0 H_{k,shape} = 15,6 \text{ mT}$). f) Ellipse $0,8 \times 4 \mu\text{m}^2$ ($\mu_0 H_{k,shape} = 18,2 \text{ mT}$). g) Rectangle $2 \times 10 \mu\text{m}^2$ ($\mu_0 H_{k,shape} = 7,2 \text{ mT}$). h) Ellipse $2 \times 10 \mu\text{m}^2$ ($\mu_0 H_{k,shape} = 7,2 \text{ mT}$). i) Rectangle $4 \times 25 \mu\text{m}^2$ ($\mu_0 H_{k,shape} = 4,2 \text{ mT}$). j) Ellipse $4 \times 20 \mu\text{m}^2$ ($\mu_0 H_{k,shape} = 3,6 \text{ mT}$). [Ref. G8825]

3.4.2 Anisotropie de forme négative

Par ailleurs, nous avons réalisé des jonctions allongées selon l'axe facile. L'anisotropie de forme ($H_{k,shape}$) stabilise donc l'aimantation de la couche libre sur l'axe \vec{X} , alors que l'anisotropie magnéto-cristalline (H_a) et le champ d'échange (H_{ex}) stabilisent l'aimantation sur l'axe \vec{Y} . La Figure 64 représente la réponse de deux jonctions rectangulaires de $4 \times 2 \mu\text{m}^2$ (figure a) et elliptique de $4 \times 0,8 \mu\text{m}^2$ (figure b) allongées selon l'axe \vec{X} . Ces jonctions sont issues de la même plaque que les jonctions de la Figure 63 et un champ d'échange de $4,75 \text{ mT}$ contribue à stabiliser l'aimantation de la couche libre. Pour ces deux géométries, nous calculons, avec nos conventions, un champ d'anisotropie de forme négatif de $-4,4 \text{ mT}$ et $-18,2 \text{ mT}$. En considérant le champ d'anisotropie magnéto-cristallin de $+5,6 \text{ mT}$, le champ d'anisotropie total ($\mu_0 H_k$) de ces jonctions vaut respectivement $+1,2 \text{ mT}$ et $-12,6 \text{ mT}$. Sur la figure a, la réponse $R-H_x$ affiche une courbe lisse et atteint la valeur de résistance maximale à champ nul. L'aimantation de la couche libre est donc suffisamment stabilisée. De plus, la réponse modélisée avec un champ d'anisotropie effective de $+1,2 \text{ mT}$ rend assez bien compte de la réponse mesurée. En revanche, la réponse $R-H_x$ de la figure b affiche des sauts de résistance autour du champ nul, traduisant le comportement d'une couche libre insuffisamment stabilisée, dont l'aimantation se retourne par nucléation de domaines magnétiques. La réponse modélisée prévoit également des sauts de résistance et rend bien compte de la stabilité insuffisante de la couche libre. Sur les deux figures, la réponse $R-H_y$ affiche un cycle d'hystérésis arrondi traduisant la faible stabilisation de la couche libre due à la diminution du champ d'anisotropie. Il est donc possible de réduire le champ d'anisotropie effective en allongeant légèrement les jonctions sur l'axe \vec{X} (anisotropie de forme négative). Néanmoins, une anisotropie négative trop importante entraîne une perte de l'état macrospin.

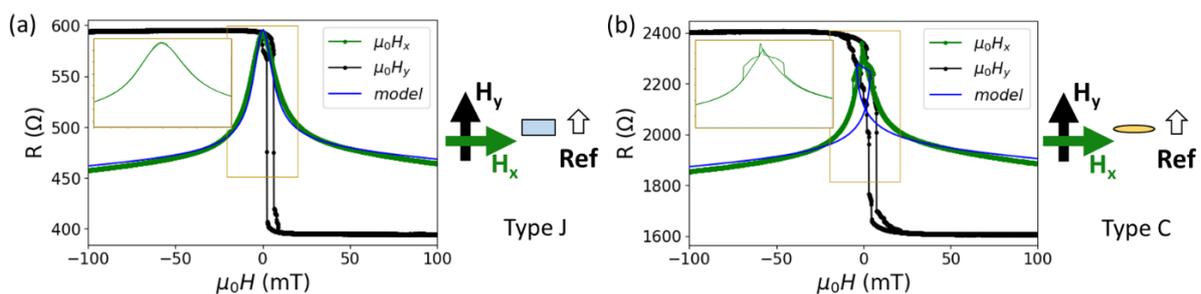


Figure 64 : Réponses $R-H_x$ et $R-H_y$ de jonctions de différentes formes avec soft pinning ($\mu_0 H_{ex} = 4,75 \text{ mT}$) après recuit sous champ. Polarisation = 500 mV . a) Rectangle $4 \times 2 \mu\text{m}^2$ ($\mu_0 H_{k,shape} = -4,4 \text{ mT}$). b) Ellipse $4 \times 0,8 \mu\text{m}^2$ ($\mu_0 H_{k,shape} = -18,2 \text{ mT}$). Les courbes bleues représentent les

modélisations des réponses ⁴. En encart de chaque figure, agrandissement du graphe correspondant à la zone entourée. [Ref. G8825]

En accord avec ces observations, le modèle montre que la somme du champ d'échange et du champ d'anisotropie doit rester positive afin que la couche libre soit stabilisée dans la direction de l'axe \vec{Y} à champ nul. La Figure 65 présente un exemple de réponse modélisée avec un champ d'anisotropie trop faible devant le champ d'échange. On observe alors que la réponse n'atteint jamais la résistance maximale (200 Ω) mais affiche une variation discontinue de résistance. L'aimantation de la couche libre ne pouvant pas revenir dans l'état antiparallèle à champ nul et se retourne immédiatement par franchissement d'une barrière d'énergie. Il est donc nécessaire que la somme du champ d'échange et d'anisotropie effective reste positive afin de permettre une stabilisation dans l'état antiparallèle à champ nul.

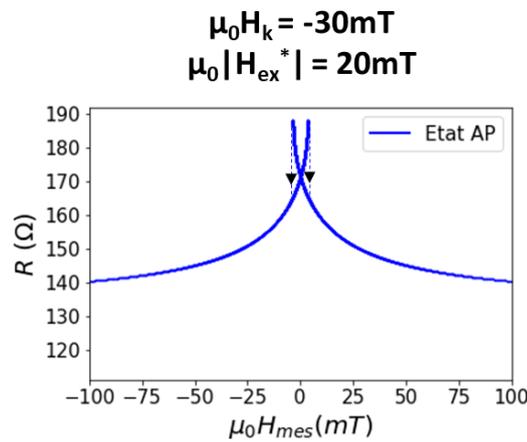


Figure 65 : Modèle de la réponse d'une jonction stabilisée par un champ d'anisotropie négative trop faible pour permettre de retrouver un état antiparallèle à champ nul.

Analyses supplémentaires :

Pour un champ d'échange plus important de 14,97 mT, la somme du champ d'échange et d'anisotropie des jonctions de type C est positive. Ces jonctions montrent une réponse bien plus lisse mais une observation précise de cette réponse montre de faibles sauts de résistance (marches). Le wafer n'ayant pas bénéficié d'une gravure optimale nous ne pouvons cependant pas conclure si cet effet est associé à une anisotropie totale négative ou à une instabilité de la référence.

Pour un champ d'échange de 2,52 mT les jonctions de type J présentent également des sauts de résistance bien que leur champ d'anisotropie total soit positif. Cependant ces sauts restent très faibles et difficilement quantifiables. Il peut s'agir d'une formation de domaine magnétique ou d'effets de bords mal gravés dans la couche libre ou dans la référence. Dans l'ensemble, une stabilisation minimale semble nécessaire pour obtenir une réponse parfaitement lisse. Celle-ci semble permettre de compenser des défauts engendrés par le procédé de fabrication.

⁴ Sur la Figure 64.b, la courbe modélisée présente un cycle fermé qui est lié à une erreur d'affichage des points calculés. En réalité, la résistance varie bien jusqu'à une valeur d'environ 2300 Ω , puis chute brusquement sur la résistance inférieure par franchissement d'une barrière d'énergie.

3.4.3 Comparaison des sensibilités associées aux formes

Dans le but de quantifier l'influence des formes, nous comparons les sensibilités des jonctions via la dérivée de leur réponse normalisée. Afin de rendre possible la comparaison, nous sélectionnons uniquement des jonctions d'une même plaque dont le cycle d'hystérésis mesuré en axe facile est parfaitement défini et droit, excepté pour les jonctions allongées sur l'axe \vec{X} (type C et J). Les dérivées normalisées de chaque type de jonction sont reportées sur la Figure 66. Les champs d'opération associés sont reportés sur la Figure 67. Chaque point représente la valeur moyenne d'un ensemble de jonctions. Les dérivées et champs d'opération sont reportés en fonction du champ d'anisotropie effective, correspondant à la somme du champ d'anisotropie de forme et du champ d'anisotropie magnéto-cristalline de 5,6 mT. Chaque forme correspond à une lettre ; les types C et J présentent une géométrie allongée sur l'axe \vec{X} . Les dérivées et champs d'opération théoriques sont reportés en pointillés sur chaque figure. Ils sont calculés à partir d'un grand nombre de modélisations tenant compte d'un champ d'échange de 4,75 mT et d'un champ d'anisotropie variable. Globalement, la dérivée des mesures normalisées augmente et le champ d'opération diminue en réduisant le champ d'anisotropie des jonctions. Cette observation est cohérente avec l'élargissement du pic de réponse observé précédemment quand le champ d'anisotropie augmente. Pour les jonctions de type D, E, L, H, B, K et I dont le champ d'anisotropie de forme est compris entre 0 et 8,4 mT, les dérivées de la réponse et les champs d'opération mesurés sont semblables aux prévisions du modèle. L'effet de l'anisotropie de forme est donc bien décrit par le champ calculé. Néanmoins, les jonctions présentant une anisotropie de forme importante (de valeur positive ou négative) ne sont pas en corrélation avec le modèle théorique. Les dérivées plus faibles des jonctions C et J allongées sur l'axe \vec{X} et plus élevées des jonctions F, A et G allongées sur l'axe \vec{Y} , semblent montrer que les champs d'anisotropie de forme de ces jonctions sont plus faibles que ceux calculés. Pour ces jonctions, les écarts entre les réponses mesurées et modélisées sont visibles sur les réponses R- H_x de la Figure 63. La comparaison entre les sensibilités mesurées et calculées montre clairement qu'il faut distinguer deux catégories de formes : celles dont l'anisotropie de forme est équivalente à celle attendue et celles pour lesquelles l'anisotropie est plus faible qu'attendu.

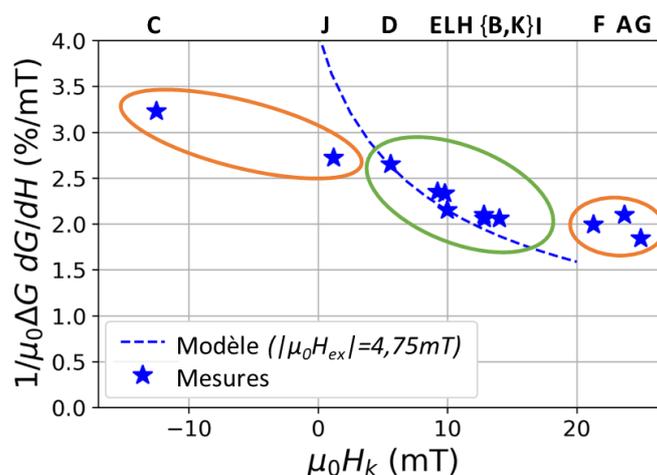


Figure 66 : Dérivées normalisées moyennes mesurées sur des jonctions de différentes formes en fonction du champ d'anisotropie effective ($H_k = H_a + H_{k,shape}$). Polarisation = 500 mV. Courbe théorique issue du modèle de Stoner & Wohlfarth tenant compte d'un champ d'anisotropie magnéto-cristallin de 5,6 mT et d'un champ d'échange de 4,75 mT. [Ref. G8825]

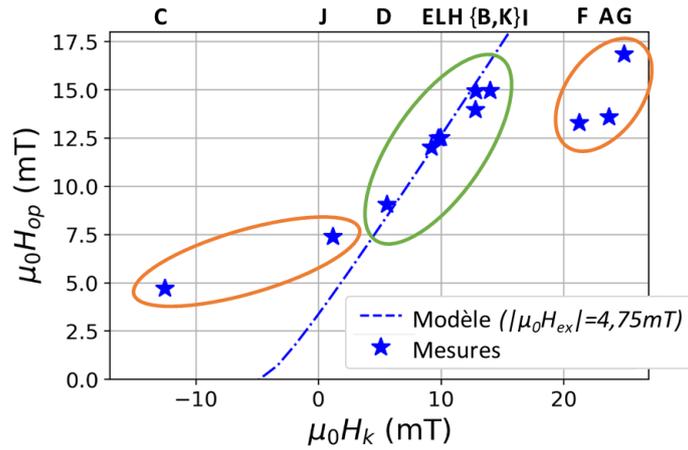


Figure 67 : Champs d'opération moyens mesurés sur des jonctions de différentes formes en fonction du champ d'anisotropie totale ($H_k = H_a + H_{k,shape}$). Polarisation = 500 mV. Courbes théoriques issues du modèle de Stoner & Wohlfarth tenant compte d'un champ d'anisotropie magnéto-cristallin de 5,6 mT et d'un champ d'échange de 4,75 mT. [Ref. G8825]

Nous remarquons que les formes qui ne suivent pas la prédiction théorique correspondent aux types A, F, G et C qui présentent une largeur nominale de 0,8 nm. Or la précision de la définition des jonctions par lithographie optique est limitée. La diminution de l'anisotropie de forme de ces jonctions est donc probablement due à une largeur réelle supérieure à la valeur nominale.

3.4.4 Mesure du champ d'anisotropie

Les réponses R- H_x de plusieurs jonctions affichent un pic plus fin que celui attendu par le modèle. Il s'agit d'une observation systématique pour les jonctions les plus étroites mais deux jonctions d'un même type peuvent également présenter des réponses différentes. Par exemple, les réponses de deux jonctions elliptiques de $4 \times 20 \mu\text{m}^2$ d'une même plaque sont comparées avec le modèle (courbes bleues) sur la Figure 68. Sur la figure a, le modèle est en bon accord avec la réponse mesurée. En revanche, la jonction de la figure b présente un pic de réponse plus fin, impliquant que sa couche libre est plus faiblement stabilisée. Le champ d'échange présente de faibles fluctuations d'une jonction à l'autre. Cependant chacune des courbes théoriques tient compte du champ d'échange de la jonction, mesuré sur la réponse R- H_y . La faible stabilisation de ces jonctions n'est donc pas liée à une dégradation du soft pinning.

Nous souhaitons alors mesurer le champ d'anisotropie réel de chaque jonction. Par une comparaison avec le modèle développé, il est possible de mesurer le champ d'anisotropie à partir de la réponse R- H_x :

Au préalable, la réponse en résistance mesurée est symétrisée par rapport à l'axe $\mu_0 H = 0$ afin de s'abstenir des effets de désalignement. Les résistances sont ensuite converties en angles ($\theta_{ref/CL}$) entre les aimantations de la couche libre et de la référence. Pour tenir compte de l'instabilité de la référence, la rotation de la référence (θ_{ref}) est calculée avec le champ de saturation de la référence (Equation 44). L'angle de la couche libre (θ_{CL}) est alors obtenu par soustraction de l'angle de la référence. Enfin, il devient possible de trouver le meilleur modèle permettant d'ajuster le champ $\mu_0 H_x$ en fonction de l'angle θ_{CL}

mesuré, à partir de la relation 41. Cette analyse numérique nous permet de retrouver les champs d'échange et d'anisotropie associés à une réponse $R-H_x$ symétrique.

Afin de limiter les paramètres libres et d'obtenir de meilleurs résultats, nous préférons mesurer le champ d'échange sur la réponse $R-H_y$ et n'ajuster que le champ d'anisotropie. De plus, le champ de saturation de la référence est mesuré sur chaque jonction. Pour un champ de 100 mT, nous supposons l'aimantation de la couche libre (θ_{CL}) saturée avec un angle de $\frac{\pi}{2}$. La différence entre l'angle $\theta_{ref/CL}$ et $\frac{\pi}{2}$ correspond donc à l'angle de la référence pour un champ de 100 mT. Par inversion de la relation 41, il est alors possible d'obtenir le champ de saturation de la référence. Cette méthode permet de mesurer le champ de saturation de la référence d'une jonction donnée après fabrication.

Les réponses modélisées avec le champ d'anisotropie mesuré sont reportées sur les deux jonctions de la Figure 68 (courbe rouge). Pour cette géométrie (type E) on attend un champ d'anisotropie effective de 9,2 mT ($\mu_0 H_a = 5,6$ mT et $\mu_0 H_{k,shape} = 3,6$ mT). Sur la figure a, on mesure un champ d'anisotropie similaire de 9,69 mT. Les deux courbes théoriques calculées avec le champ d'anisotropie calculé ou celui mesuré se superposent parfaitement. A partir de la réponse en figure b, on extrait un champ d'anisotropie de 3,30 mT, très inférieur à la valeur attendue. On vérifie cependant que la courbe de réponse calculée avec cette valeur d'anisotropie rend bien mieux compte de la réponse mesurée. Notre modèle nous permet donc de mesurer la valeur d'anisotropie d'une jonction à partir de sa réponse $R-H_x$.

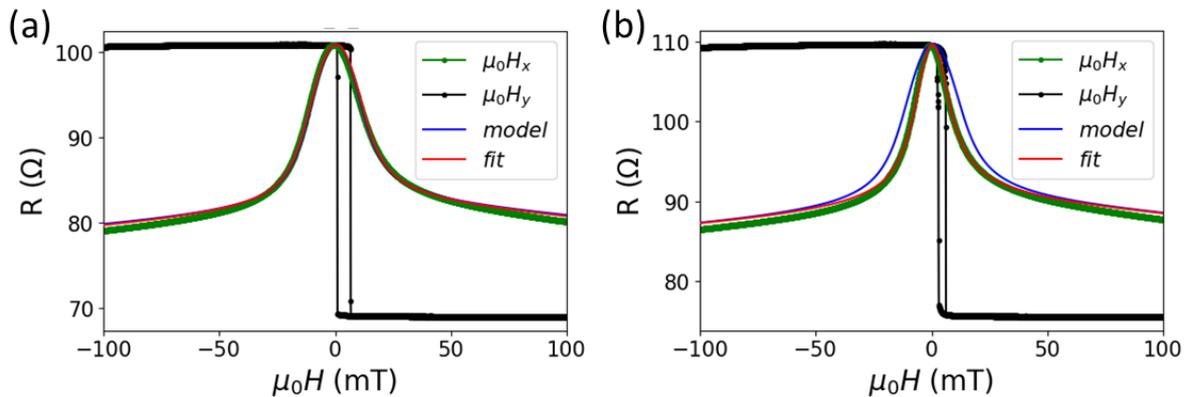


Figure 68 : Réponses $R-H_x$ et $R-H_y$ de deux jonctions elliptiques de $4 \times 20 \mu\text{m}^2$ avec soft pinning. Courbes bleues : Modèle calculé avec un champ d'anisotropie de 9,2 mT. Courbes rouges : Modèle calculé avec le champ d'anisotropie mesuré. a) Mesures jonction 1 : $\mu_0 H_k = 9,69$ mT, $\mu_0 H_{ex} = 3,84$ mT. b) Mesures jonction 2 : $\mu_0 H_k = 3,30$ mT, $\mu_0 H_{ex} = 4,59$ mT. [Ref. G8823 a) 6_2 bot. b) 18_2 bot.]

Les champs d'anisotropie mesurés sur chaque jonction sont reportés sur la Figure 69.a. L'ensemble des valeurs est représenté en fonction du champ d'anisotropie de forme calculé pour chaque type de jonctions. Le champ d'anisotropie attendu est représenté en pointillé et correspond à la somme du champ d'anisotropie de forme calculé et du champ d'anisotropie magnétocristalline. Tout d'abord, cette représentation rend compte de la dispersion importante des champs d'anisotropie mesurés sur un type de jonction donné. De plus, nous pouvons voir que le champ d'anisotropie mesuré est globalement inférieur à celui attendu pour des jonctions allongées sur l'axe \vec{Y} ($\mu_0 H_{k,shape} > 0$), en particulier pour les jonctions de faible largeur. Nous

avons également remarqué que la réponse $R-H_y$ de jonctions ayant un champ d'anisotropie faible présente toujours un cycle d'hystérésis légèrement incliné ou arrondi autour du champ coercitif. Au contraire, les jonctions ayant un champ d'anisotropie équivalent à celui attendu s'accompagnent d'un cycle d'hystérésis bien droit. Cet effet est visible sur la Figure 68. On note que le champ d'anisotropie des jonctions circulaires ($\mu_0 H_{k,shape} = 0$) correspond bien au champ d'anisotropie magnétocristalline avec une très faible dispersion des valeurs mesurées. Le champ d'échange mesuré sur la réponse $R-H_y$ est représenté sur la Figure 69.b. Bien que celui-ci soit légèrement inférieur à celui mesuré avant gravure des jonctions, nous n'observons pas de corrélation avec la diminution d'anisotropie.

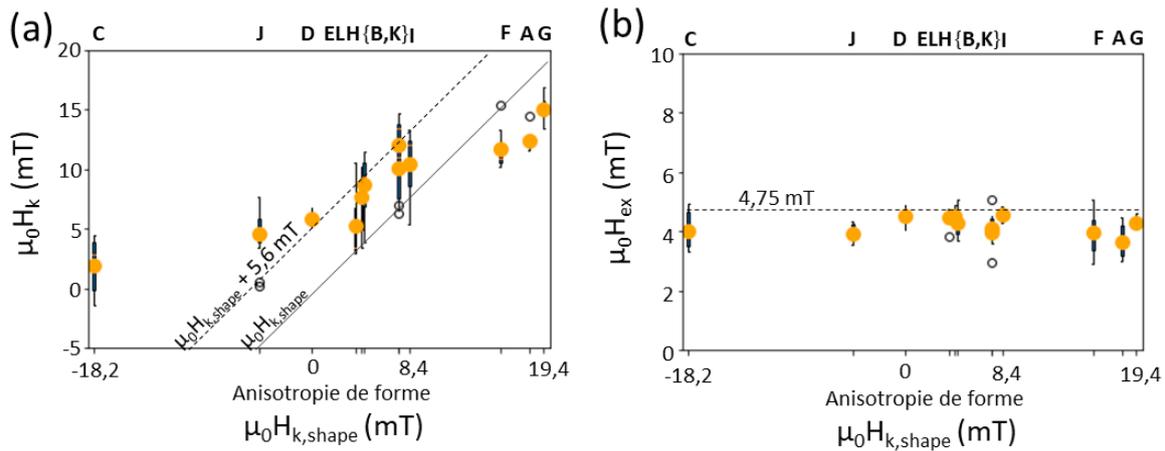


Figure 69 : a) Champs d'anisotropie de l'ensemble des jonctions mesurés par un ajustement de la réponse $R-H_x$. Le champ d'anisotropie de l'empilement mesuré par VSM avant gravure des jonctions vaut 5,6 mT. b) Champs d'échange de l'ensemble des jonctions mesurés par le décalage du cycle d'hystérésis de la réponse $R-H_y$. Le champ d'échange de l'empilement mesuré par VSM avant gravure des jonctions vaut 4,75 mT. [Ref. G8825]

Note : L'étude précédente entre sensibilités mesurées et calculées a été réalisée en sélectionnant uniquement des jonctions présentant un cycle d'hystérésis parfaitement défini en axe facile. Cette sélection permet de réduire la dispersion des différentes réponses et d'obtenir un bon accord entre les sensibilités moyennes mesurées et la courbe théorique pour les types de jonction présentant un champ d'anisotropie positif inférieur à 8,4 mT. Le champ d'anisotropie de ces jonctions correspond bien à celui calculé.

D'autres échantillons ont été réalisés avec des jonctions de différents types et des valeurs de soft pinning différentes. Néanmoins, l'anisotropie de ces jonctions est systématiquement inférieure à celle attendue. Les différentes réponses mesurées sur ces plaques présentent une dispersion beaucoup plus importante et ne nous permet pas de conclure sur l'influence des géométries. L'observation des réponses $R-H_y$ montre que l'ensemble de cycles d'hystérésis affichent une légère inclinaison. Il semble donc que les jonctions soient très sensibles au procédé de fabrication car celui-ci est susceptible d'endommager l'anisotropie des jonctions.

En résumé, la géométrie des jonctions permet bien de modifier leur anisotropie. L'utilisation d'une jonction allongée sur l'axe \vec{X} permet de réduire l'anisotropie effective en

compensant l'anisotropie magnétocristalline importante associée à l'empilement. Néanmoins, les géométries les plus fines sont susceptibles d'être mal définies par notre méthode de lithographie et présentent une anisotropie plus faible qu'attendu. Pour un même type de géométrie, on note également une diminution du champ d'anisotropie sur plusieurs jonctions qui est attribué à un endommagement de la jonction lors du procédé de microfabrication. Dans ce contexte, les jonctions circulaires de diamètre 4 μm semblent actuellement être les plus intéressantes.

3.5 Perspectives

3.5.1 Impact du désalignement sur la stabilité de la réponse

Sur l'ensemble des jonctions fabriquées, nous observons une dissymétrie de la réponse $R-H_x$ comme représenté sur la Figure 70. La figure représente la réponse $R-H_x$ d'une jonction (courbe verte), sur laquelle nous avons superposé le symétrique de la réponse par rapport à l'axe $H_x = 0$ afin de mettre en évidence la dissymétrie (courbe claire). Cette dissymétrie génère notamment une différence entre les sensibilités maximales mesurées sous champ positif et négatif (courbe violette). Nous envisageons plusieurs sources responsables du désalignement :

- Inclinaison de la référence par rapport à l'axe \vec{Y}
- Inclinaison de la stabilisation de la couche libre (Anisotropie et/ou champ d'échange)
- Inclinaison du champ appliqué lors des caractérisations électriques

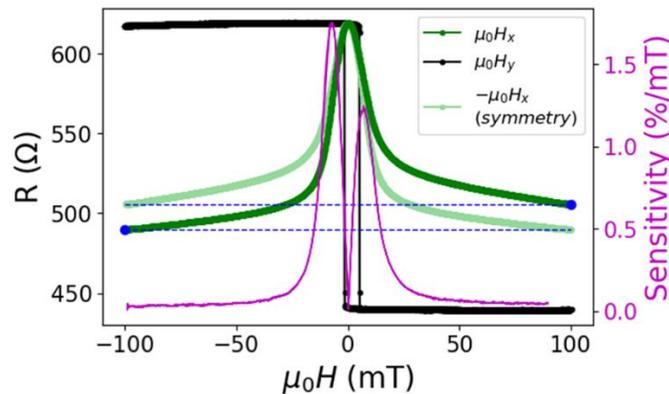


Figure 70 : Réponses $R-H_y$ et $R-H_x$ d'une jonction circulaire de diamètre 4 μm stabilisée par un champ d'échange de 2,52 mT. Courbe verte : Réponse mesurée. Courbe claire : Symétrie de la réponse mesurée par rapport à l'axe $H_x = 0$. Courbe violette : Sensibilité de la réponse $R-H_x$. Inclinaison mesurée : $-5,43^\circ$. [Ref. H2018 7_3 bot]

Tout d'abord, afin de comprendre l'influence de chaque source sur la réponse, nous modélisons la réponse d'une jonction sans soft-pinning, stabilisée uniquement par un champ d'anisotropie en tenant compte des différentes inclinaisons possibles. Sur la Figure 71, nous représentons la réponse de cette jonction sans inclinaison (figure a), avec une inclinaison de la référence de 5° (figure b), avec une inclinaison du champ d'anisotropie de 5° (figure c), ou avec

une inclinaison du champ appliqué lors de la mesure (figure d). Sans inclinaison, la réponse est évidemment bien symétrique. Une inclinaison de la référence entraîne un décalage entre les résistances mesurées après saturation de la couche libre mais n'influence pas l'allure de la réponse à champ faible. Au contraire, une inclinaison du champ d'anisotropie de la couche libre génère des sauts de résistance associés à un retournement soudain de l'aimantation au voisinage du champ de saturation, sans décalage des résistances à saturation. Enfin, un décalage du champ appliqué génère des sauts de résistance et un décalage des résistances à saturation. Chaque inclinaison induit donc un effet différent sur la réponse.

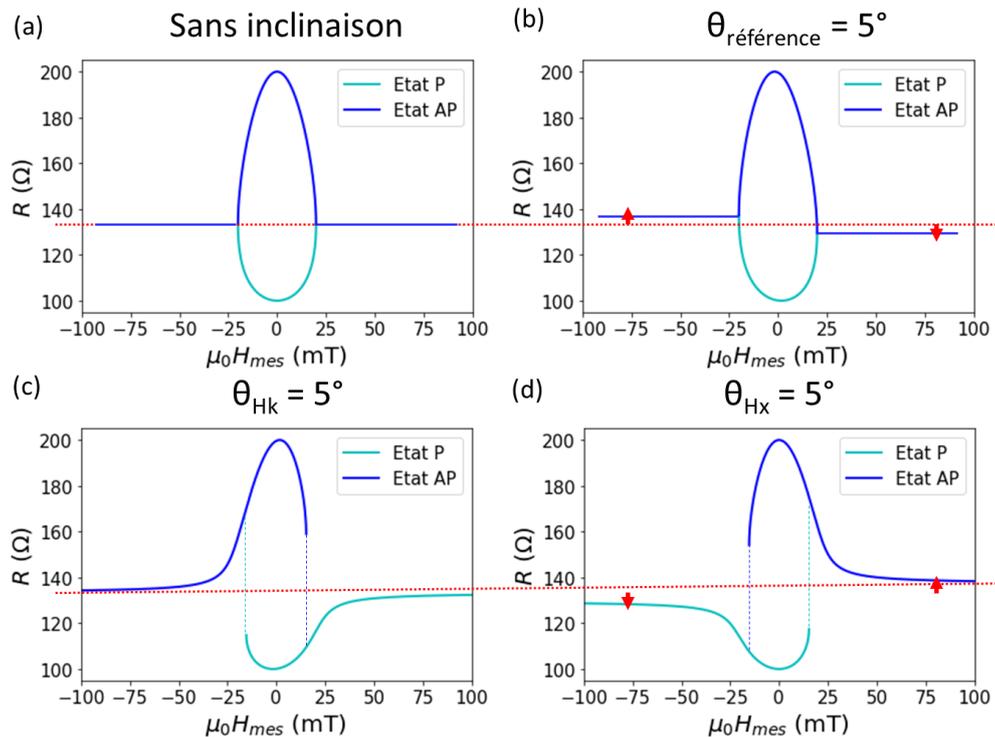


Figure 71 : Modélisation de la réponse d'une jonction stabilisée par un champ d'anisotropie de 20 mT. a) Sans désalignement. b) Inclinaison de la référence de 5°. c) Inclinaison du champ appliqué de 5°. Inclinaison du champ d'anisotropie de 5°.

L'inclinaison du champ appliqué lors des caractérisations est liée à la calibration de l'instrument. Il ne peut pas être mesuré avec précision mais reste constant entre chaque mesure. Par ailleurs, pour les jonctions stabilisées par soft-pinning, les champs d'échange et d'anisotropie magnétocristalline de la couche libre et la direction de la référence sont fixées par un même recuit sous champ. Il semble donc évident que leurs inclinaisons soient identiques. En revanche, l'anisotropie de forme est fixée par l'orientation de la lithographie et peut présenter une inclinaison différente.

Sur la Figure 72 sont reportés les inclinaisons de la référence mesurées par rapport à la direction du champ appliqué, sur chaque type de jonction. Nous représentons les inclinaisons mesurées sur trois wafers dont les champs d'échanges de l'empilement valent 6,49 mT ; 4,75 mT et 2,52 mT. Globalement, l'inclinaison est identique sur les différentes jonctions d'un même wafer. Une faible variation entre les différentes géométries peut être observée, mais reste négligeable devant le désalignement global d'un wafer. Il s'agit d'un résidu des désalignements importants avant restauration du piégeage de la référence par un second recuit sous champ (Figure 19 du chapitre 3). Néanmoins, l'inclinaison entre les jonctions de différents wafers peut

varier. Ainsi, l'inclinaison moyenne mesurée sur des disques vaut respectivement $0,14^\circ$; $-2,1^\circ$ et $-5,5^\circ$. Nous mesurons donc une inclinaison de la référence qui ne dépend pas de la géométrie des jonctions, mais pouvant varier de plusieurs degrés entre différents wafers. Nous n'observons pas de lien entre la valeur de l'inclinaison et du champ d'échange. Une attention précise de l'alignement des masques lors de la fabrication nous permet d'aligner les jonctions sur le méplat du wafer avec une précision inférieure à $0,1^\circ$. L'inclinaison de la référence est donc liée à l'empilement magnétique.

Afin de réaligner la direction de la référence, le wafer présentant le désalignement le plus important ($\mu_0 H_{ex} = 2,52 \text{ mT}$) a été recuit sous champ une troisième fois avec les mêmes paramètres en veillant à bien aligner la direction sur champ. Les désalignements mesurés sur ce même wafer après recuit sont représentés sur la figure, entourés en rouge. Le recuit a permis de réduire l'inclinaison moyenne de 2° environ, mais celle-ci reste significative. Un bon alignement du wafer avec le champ du recuit est donc nécessaire, mais il semble également que la direction d'anisotropie du dépôt soit importante.

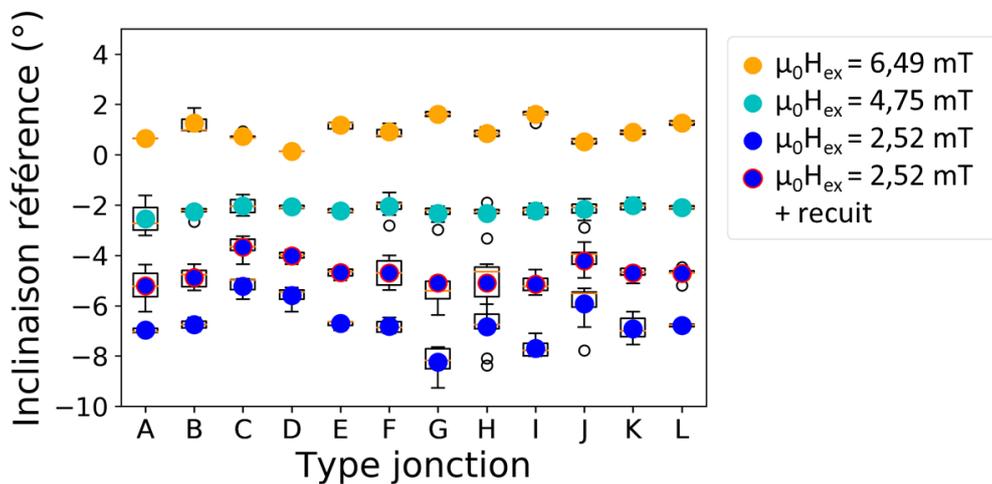


Figure 72 : Inclinaison extraite de la dissymétrie de la réponse électrique pour chaque type de jonction et différentes plaques. Chaque plaque est identifiée en fonction du champ d'échange associé. Cercles rouges : Mesures après un troisième recuit sous champ de la plaque la plus désalignée. [Ref. H2018, G8825, G8814, H2018,]

L'inclinaison de la direction d'anisotropie magnétocristalline ou du champ d'échange de la couche libre est plus difficilement quantifiable. Néanmoins, nous avons pu observer qu'un léger désalignement du champ appliqué permettant de compenser le désalignement de la référence entraîne une amélioration des réponses mesurées en réduisant les sauts de résistances pour les couches libres faiblement stabilisées. Comme attendu, l'inclinaison du champ d'échange et du champ d'anisotropie semblent donc identiques à l'inclinaison de la référence. De plus, il semble intéressant supprimer les inclinaisons pour améliorer les sensibilités.

3.5.2 Etude de l'hystérèse

Nous étudions l'hystérèse de nos jonctions à réponse symétrique car nous souhaitons la réduire. Pour cela, nous mesurons un champ d'hystérèse sur la réponse d'une jonction. Celui-ci est défini comme le décalage en champ au point de résistance maximale ($\mu_0\Delta H_{R_{\max}}$) entre les courbes parcourues en champ croissant et décroissant. Nous constatons une influence de la valeur du champ d'échange généré par le soft pinning sur l'hystérèse mesurée. Nous mesurons les champs d'hystérèse moyens des jonctions circulaires (type D) de plusieurs wafers dont les champs d'échanges valent 14,97 mT ; 6,49 mT ; 4,75 mT et 2,52 mT. Les champs d'hystérèse diminuent avec le champ d'échange et valent respectivement 1,21 mT ; 0,36 mT ; 0,30 mT et 0,03 mT. L'hystérèse importante de 1,21 mT peut être liée à l'instabilité importante de la référence sur le wafer associé. Néanmoins, une réduction importante du soft pinning semble bien permettre de réduire l'hystérèse jusqu'à 0,03 mT.

Nous comparons également l'influence des formes sur le champ d'hystérèse. Sur la Figure 73 sont reportées les hystérèses mesurées sur l'ensemble des jonctions pour un wafer présentant un champ d'échange de 4,75 mT. Globalement la dispersion du champ d'hystérèse est importante excepté pour les jonctions circulaires (Type D). Il n'est alors pas possible de conclure si l'anisotropie de forme influence sa valeur. Néanmoins, on note que les jonctions qui possèdent une géométrie allongée sur l'axe \vec{Y} affichent un champ d'hystérèse nettement supérieur (Types C et J). Une valeur d'hystérèse importante s'explique si la somme algébrique des champs d'échange et d'anisotropie est inférieure à 0. Néanmoins une faible d'hystérèse est mesurée sur l'ensemble des jonctions.

Nous pensons que l'hystérèse peut être générée par les défauts des jonctions (anisotropie et champ d'échange non uniforme ou domaines de bords). Il semble donc important de réduire sa valeur. Pour aller plus loin il serait intéressant de mesurer le bruit des jonctions et l'associer aux différentes valeurs de champ d'échange et d'anisotropie.

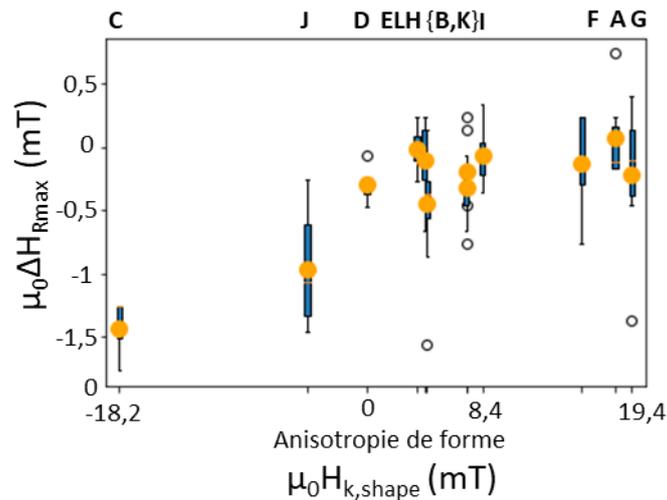


Figure 73 : Hystérèse mesurée sur chaque jonction comme le décalage des champs correspondant à la résistance maximale entre les mesures en champ croissant et décroissant. [Ref. H2018]

3.5.3 Influence de l'épaisseur de la couche libre

L'étude de cette thèse porte principalement sur des jonctions possédant une fine couche libre composée de CoFeB 2,5 nm / NiFe 5 nm. Ce choix est lié aux difficultés de fabrication initiales. Néanmoins, une couche libre plus épaisse semble plus intéressante car elle permet de réduire le bruit des jonctions en augmentant le volume magnétique. Par ailleurs, l'utilisation d'une couche libre épaisse présente d'autres intérêts. Nous avons mesuré qu'une augmentation de l'épaisseur de la couche libre avec 20 nm de NiFe permet de diviser le champ d'anisotropie de dépôt par 2. De plus, augmenter l'épaisseur de la couche libre permet d'augmenter la valeur du champ d'anisotropie de forme d'une géométrie donnée [45]. En résumé, augmenter l'épaisseur de la couche libre permettrait de compenser facilement le champ d'anisotropie de dépôt plus faible avec des géométries elliptiques très légèrement allongées sur l'axe \vec{X} , conservant tout de même une largeur et un volume important. Enfin, nous avons vu qu'une augmentation de l'épaisseur permet de réduire la valeur du champ d'échange sans utiliser d'insert de Ru (partie 3.3.1.3). Il semble donc très intéressant d'augmenter l'épaisseur de la couche libre de nos jonctions ce qui permettrait d'augmenter leur sensibilité tout en réduisant le bruit.

3.6 Conclusions sur la sensibilité des SR-MTJ

Nous avons réussi à modéliser correctement la réponse de jonctions symétriques dont la couche libre est stabilisée par une combinaison d'anisotropie et de champ d'échange. La prise en compte de l'inclinaison et de l'instabilité de la référence permet de bien rendre compte du comportement de nos jonctions. Expérimentalement, nous avons pu réduire le champ d'échange à quelque mT sur des jonctions circulaires et conserver une réponse continue. En complément, l'anisotropie de forme permet de modifier la valeur de l'anisotropie. Elle permet notamment de réduire l'anisotropie magnétocristalline importante en allongeant la géométrie des jonctions sur l'axe difficile. Actuellement, les jonctions circulaires de diamètre 4 μm présentent les meilleurs résultats avec les plus faibles dispersions et désalignements. Le contrôle du désalignement doit encore être amélioré. La recherche du champ de stabilisation minimal sur des jonctions fabriquées est plus délicate, car l'évaluation des jonctions valides par l'observation d'une réponse lisse reste qualitative. La recherche d'un champ de stabilisation optimal doit donc être complété par des mesures de bruit.

Chapitre IV

4 Ajout de concentrateurs de flux magnétiques et augmentation de la sensibilité

Les concentrateurs de flux magnétique constituent un élément essentiel du capteur. Ils sont ajoutés en dernier, après fabrication des jonctions tunnel à réponse symétrique développées précédemment. Leur objectif est double : guider le champ magnétique généré par les bobines de modulation et augmenter la sensibilité du capteur en amplifiant le champ dans l'entrefer où se trouvent les jonctions. La géométrie des concentrateurs a été définie dans ce sens et un gain très important a été calculé par simulation : avec les géométries choisies, le champ extérieur doit être amplifié par 400 au niveau de la jonction. Par ailleurs, les concentrateurs ne doivent pas rajouter de bruit sur la mesure ni présenter un champ coercitif important. Nous souhaitons donc vérifier expérimentalement les résultats de simulations et valider l'utilisation des concentrateurs de flux dans le capteur.

Dans ce chapitre, je présente la fabrication des concentrateurs de flux en NiFe, réalisés par une méthode d'électrolyse. Cette méthode intéressante permet de déposer des couches de plusieurs microns d'épaisseur. Les propriétés du matériau déposé sont contrôlées via la densité de courant utilisée. Je montre ensuite les résultats de dépôts réalisés en courant pulsé, qui ont révélé une structure magnétique spécifique et un champ coercitif important. Une adaptation des courants d'électrolyse m'a alors permis d'améliorer les propriétés magnétiques du dépôt. Enfin, ces fabrications m'ont permis de mesurer l'influence des concentrateurs de flux sur la réponse des jonctions et de mesurer le gain dans l'entrefer.

4.1 Fabrication des concentrateurs

4.1.1 Electrolyse des concentrateurs

Les concentrateurs de flux sont ajoutés en dernière étape de la microfabrication, après l'ajout des bobines et des contacts de la jonction. Ils sont réalisés en NiFe par croissance électrolytique, au-dessus des bobines encapsulées dans le substrat. La couche de Spin on glass

isole électriquement les bobines des concentrateurs comme représenté sur la Figure 74. Au préalable, nous déposons une couche de croissance métallique à l'emplacement des futurs concentrateurs. La couche de croissance, appelée seed layer, est déposée par évaporation d'une multicouche de Ti 10 nm / Al 260 nm / Ti 10 nm / Cr 20 nm en même temps que les contacts des jonctions. Nous déposons ensuite une résine structurante réalisant un moule pour les concentrateurs. Le wafer est ainsi protégé par la résine et le NiFe croît uniquement dans les zones ouvertes.

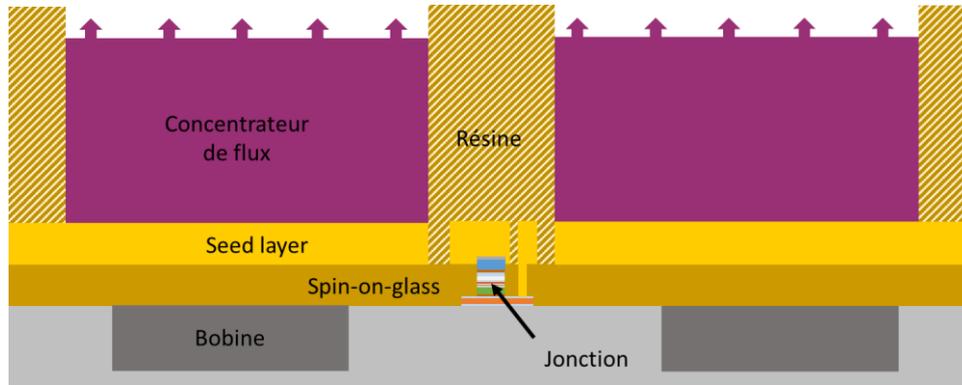


Figure 74 : Représentation des concentrateurs de flux et des bobines autour de la jonction tunnel. L'échelle n'est pas respectée et les concentrateurs sont environ 25 fois plus épais que la seed layer.

Le dépôt électrolytique est un processus permettant de déposer un métal sur une surface par oxydo-réduction d'espèces dissoutes en solution. Le dispositif expérimental est constitué d'une électrode de travail (W) et d'une contre électrode (CE) plongées dans une solution électrolytique et d'un générateur de courant (Figure 75). L'application d'un courant entre les électrodes permet de déposer des espèces chimiques sur l'électrode de travail par oxydo-réduction des espèces du bain. Cette technique a l'avantage de favoriser une croissance rapide et d'obtenir une épaisseur importante.

Dans notre montage, l'électrode de travail (cathode) est constituée d'un substrat de silicium (wafer) sur lequel nous souhaitons déposer du NiFe. La seed layer est connectée par un anneau tout autour du wafer, jusqu'au générateur assurant la circulation du courant. Nous utilisons une contre-électrode en Platine (anode) située à quelques centimètres face au wafer. Le bain est une solution contenant des ions Ni^{2+} et Fe^{2+} . Sous l'application d'un courant, on observe alors la réduction des ions Fe^{2+} et Ni^{2+} sur l'électrode de travail, entraînant une croissance de NiFe. La composition et les propriétés du dépôt dépendent largement de la composition du bain et du courant appliqué. Les paramètres d'électrodéposition tels que la composition du bain ou la densité de courant ont été étudiés par Horkans [46].

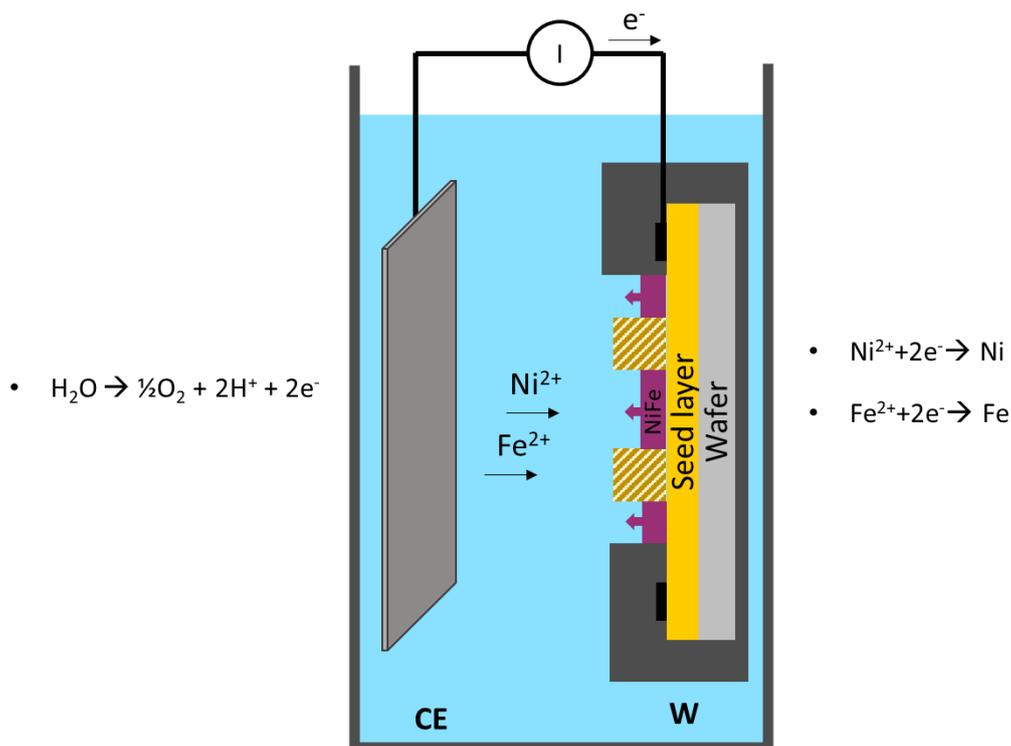


Figure 75 : Schéma du montage du dépôt électrolytique des concentrateurs de flux.

Nous réalisons la solution du bain électrolytique par un mélange de sulfate de nickel, sulfate de fer et chlorure de nickel. Nous ajoutons de la saccharine comme surfactant et l'acide borique comme brillanteur. La composition de notre bain est la suivante :

- NiSO_4 : $0,75 \text{ mol.l}^{-1}$
- NiCl_2 : $0,02 \text{ mol.l}^{-1}$
- FeSO_4 : $0,03 \text{ mol.l}^{-1}$
- Saccharine : $0,016 \text{ mol.l}^{-1}$
- Acide borique H_3BO_4 : $0,4 \text{ mol.l}^{-1}$

Evolution du bain :

Lors des électrolyses, le bain s'appauvrit en espèces. Dans notre solution, le Fer est largement minoritaire. Nous utilisons un bain de 5 litres de solution et déposons $5 \mu\text{m}$ de NiFe en proportion 80/20. En tenant compte d'un volume molaire de $7,09 \text{ cm}^3.\text{mol}^{-1}$ pour le Fer, nous calculons alors que la concentration en Fer diminue de 0,01 % par cm^2 déposé. Sur un wafer comprenant 30 cm^2 d'ouverture, nous calculons que la concentration en Fe est susceptible de diminuer d'environ 1 % après trois dépôts. Par ailleurs, nous notons une évaporation importante entraînant une augmentation des concentrations. Il est donc nécessaire de compléter le niveau en eau avant chaque utilisation.

Les conditions du dépôt électrolytique de NiFe sur les propriétés du film ont été étudiées par Quemper dans une solution similaire à la nôtre, où il établit une relation entre la composition du co-matériau et la densité de courant (Figure 76) [47]. Il observe que la vitesse de dépôt est globalement proportionnelle à la densité de courant, mais que la concentration en Fe déposé diminue avec celle-ci. L'influence de la densité de courant sur la concentration en Fe est liée à la vitesse de diffusion des ions Fe^{2+} qui sature avant celle des ions Ni^{2+} . Ainsi, il trouve qu'un alliage de $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ est obtenu pour une densité de courant de $14,5 \text{ mA.cm}^{-2}$.

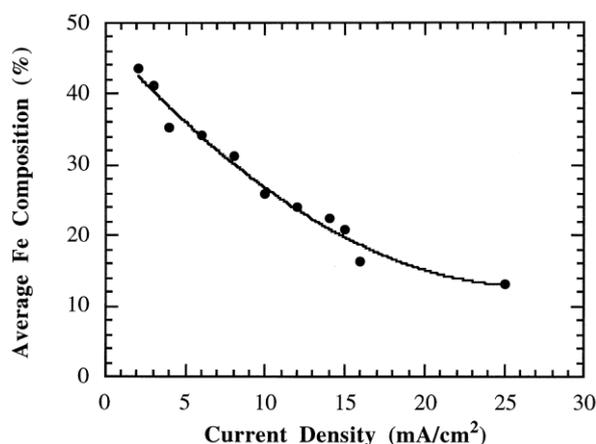


Figure 76 : Évolution de la concentration en fer avec la densité de courant. [47]

Nous utilisons un potentiostat VSP-300 pour contrôler l'intensité du courant, sur lequel est connecté un booster permettant de délivrer des courants suffisamment importants. Pour contrôler la densité de courant, il est nécessaire de connaître la surface d'ouverture. Nos concentrateurs étant de grande dimension, nous déposons une surface d'environ 30 cm² sur un wafer de 4 pouces.

4.1.2 Amélioration du moule de résine structurante

Surface de la seed layer

Pour structurer les concentrateurs, nous réalisons un moule par lithographie d'une résine AR-N4400 (CAR44). Nous avons observé un mauvais développement de cette résine lorsque celle-ci est appliquée sur une surface d'or, malgré une utilisation conforme aux recommandations du fabricant. Des essais de développement sur une surface de Cr ou Ti donnent de meilleurs résultats. Nous avons donc choisi de recouvrir la seed layer par une bicouche de Ti 10 nm / Cr 20 nm, déposée par évaporation.

Épaisseur du moule de résine

Par ailleurs, le moule de résine doit être suffisamment épais pour contenir les concentrateurs de 5 µm d'épaisseur attendue. La Figure 77.a représente la paroi d'un concentrateur obtenue avec un moule de résine trop fin de seulement 3 µm. Après retrait de la résine, on observe le débordement du concentrateur qui a continué sa croissance isotropique au-delà du moule. Une diminution de la vitesse d'étalement de la résine à 500 rpm permet d'augmenter l'épaisseur à 7,5 µm et d'obtenir des parois bien définies comme représenté sur la Figure 77.b.

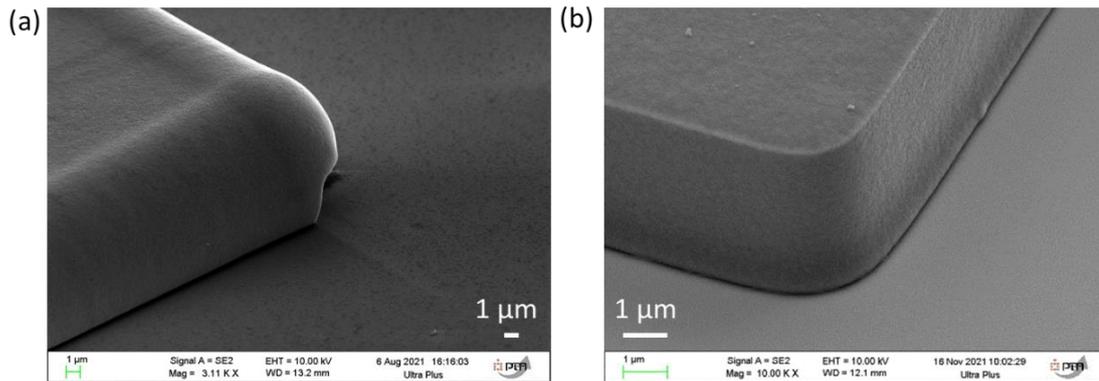


Figure 77 : Profil latéral d'un concentrateur de flux. a) Débordement au-dessus du moule de résine. b) Profil bien droit. [Ref. a) Test_FC1. b) Test_FC3.]

Contamination observée

La fabrication des concentrateurs est très sensible à la contamination de la seed-layer. Chaque défaut de surface (contamination, résidu de résine ou surépaisseur) entraîne un retard de croissance du NiFe et reste visible à la surface. Nous observons parfois une coloration des concentrateurs que nous associons à des impuretés de surfaces. Il est donc nécessaire de nettoyer rigoureusement le wafer durant toutes les phases de fabrication.

Après électrolyse, la résine est retirée par un Remover AR300-47. La Figure 78 représente des concentrateurs de NiFe entourant une jonction et ses contacts après retrait de la résine. Considérant les dimensions importantes des concentrateurs devant les jonctions, l'obtention d'une très bonne définition des extrémités des concentrateurs me semble primordiale.

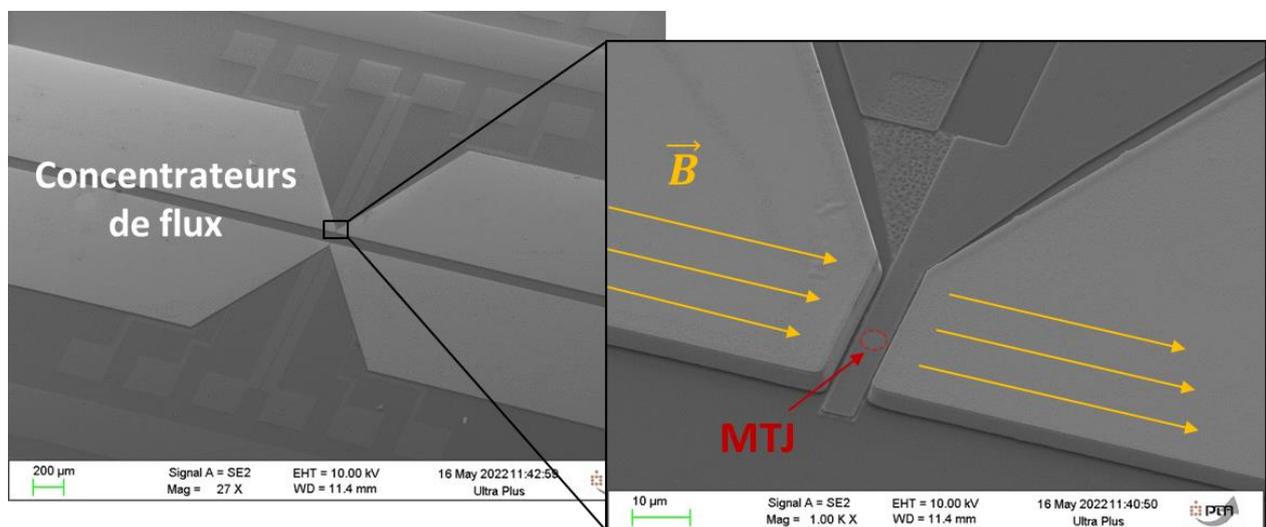


Figure 78 : Concentrateurs de flux après retrait de la résine. [Ref. G8823]

4.1.3 Uniformités des concentrateurs

Le contrôle des épaisseurs par profilomètre révèle des inhomogénéités. La Figure 79 montre le profil en épaisseur des deux concentrateurs d'un capteur, présentant une épaisseur moyenne de 4,5 µm. Cependant, nous notons une surépaisseur aux extrémités des concentrateurs. Nous notons également qu'entre deux concentrateurs d'un même capteur

distancés de 100 μm seulement, la surépaisseur est plus faible. Lefebvre réalise une observation similaire sur des dépôt de NiFe de 40 μm [48]. Il associe ces pics à une concentration des lignes de courants aux bords des motifs lors de la croissance électrolytique (Figure 80). Nous pensons que cet effet peut également provenir d'une diffusion plus importante de Ni^{2+} et Fe^{2+} aux bords des motifs et pourrait être atténué par une agitation du bain électrolytique.

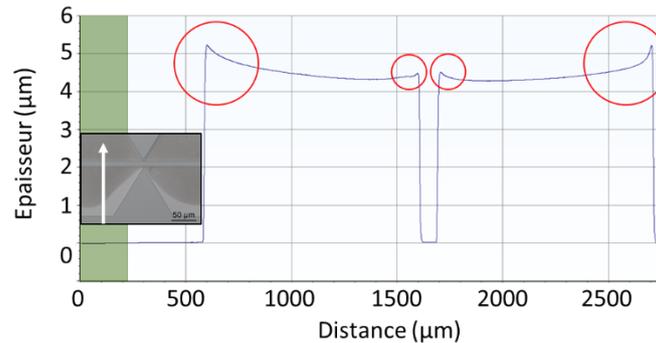


Figure 79 : Profil en épaisseur des concentrateurs de flux d'un capteur mesuré sur l'axe \vec{Y} (indiqué par une flèche blanche). En encart : Représentation du profil mesuré sur les concentrateurs.

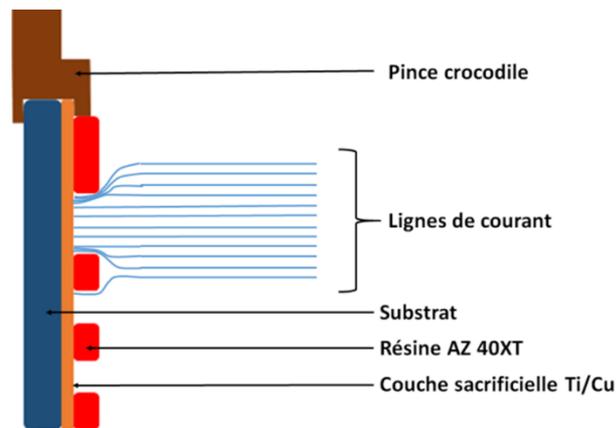


Figure 80 : Schéma explicatif de l'allure des lignes de courant lors du dépôt électrolytique. [48]

Uniformité sur wafer

Nous observons des inhomogénéités d'épaisseur entre les concentrateurs produits sur un même wafer. La Figure 81.a représente les épaisseurs minimales de plusieurs concentrateurs mesurées sur une ligne verticale de bas en haut d'un wafer. Les épaisseurs de NiFe sont inférieures au centre du wafer avec une variation bord-centre de 43 % (points verts). La densité de courant est donc plus faible au centre du wafer. Nous proposons deux hypothèses pour expliquer cette variation. Elle peut être liée à un appauvrissement en ions au centre du wafer. Dans ce cas, une agitation du bain électrolytique permettrait de réduire la variation. Il est également possible que la distribution de courant soit plus faible au centre du wafer du fait de la résistance de la seed layer. Nous attendons alors une meilleure distribution de courant si la seed layer est déposée uniformément sur tout le wafer. Les points jaunes représentent des concentrateurs déposés sur une seed layer non structurée. La différence d'épaisseur avec la courbe verte (seed layer structurée) provient d'un temps de dépôt légèrement inférieur. On

mesure alors une variation d'épaisseur bord-centre de 33 %. Ce résultat montre que la structuration de la seed layer n'affecte pas significativement l'uniformité des épaisseurs.

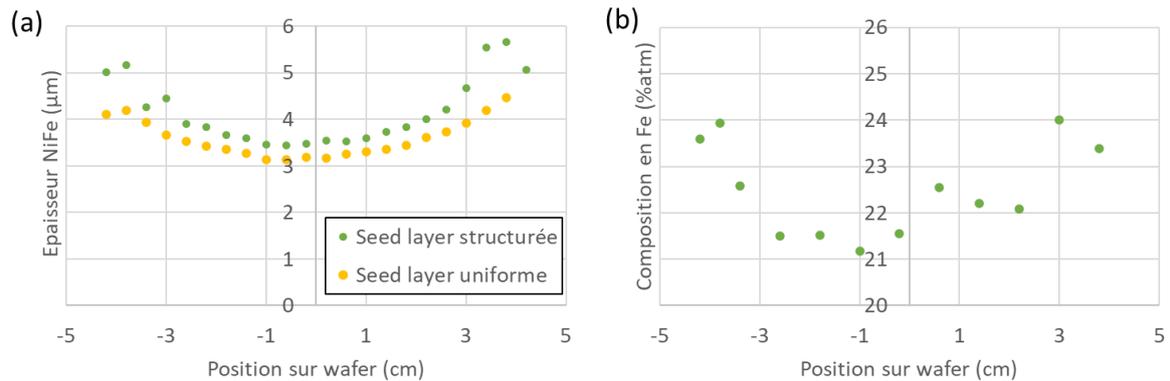


Figure 81 : a) Epaisseur de NiFe déposée sur un wafer. Points verts : avec structuration de la seed layer. Points jaunes : avec seed layer uniformément déposée sur tout le wafer. b) Taux de fer mesuré sur le wafer après dépôt sur une seed layer uniforme. [Ref. Test_FC2 et Test_FC3]

Il nous semble important de traiter ces questions d'uniformité car elles traduisent une croissance inhomogène pouvant entraîner une variation de composition et de structure du dépôt. Les propriétés magnétiques du NiFe sont sensiblement dépendantes de sa croissance, et cela risque de générer un comportement magnétique non homogène.

4.1.4 Mesure de la composition des dépôts de NiFe

Nous souhaitons déposer du NiFe avec 80 % de Ni mais la composition obtenue dépend fortement des paramètres d'électrolyse. Il est donc important de contrôler la composition des dépôts.

Nous mesurons la composition des dépôts par spectroscopie de rayon X à dispersion d'énergie (EDX). L'instrument utilisé est couplé à un microscope électronique à balayage. Un faisceau d'électrons excite une surface définie et une partie de l'énergie est alors dissipée par éjection d'un électron de cœur. Celui-ci est alors remplacé par un électron des couches externes qui se désexcite en émettant un photon dont l'énergie est caractéristique de l'élément chimique. La mesure de l'ensemble des photons émis permet d'établir un spectre d'énergie et de réaliser une analyse qualitative des éléments présents (Figure 82). De plus, une intégration du nombre de photons mesurés permet de quantifier chaque élément.

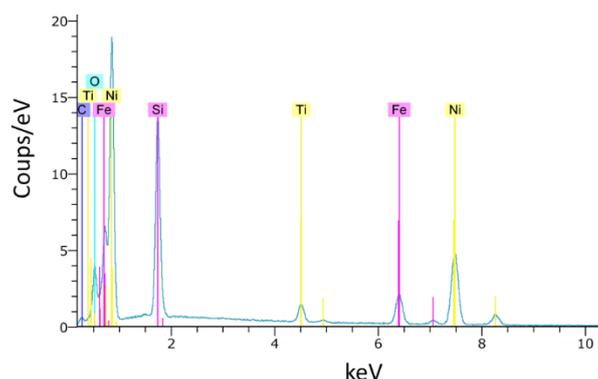


Figure 82 : Spectre d'énergie d'un échantillon de NiFe déposé par évaporation. Les analyses EDX révèlent également une présence importante de carbone et des traces de Ti, O, et Si. La présence de ces éléments peut provenir du substrat, de la seed layer ou d'une oxydation du dépôt. Ces éléments ne sont pas comptés lors de la quantification et ne semblent pas influencer sur la quantification du NiFe

En pratique, la méthode de quantification EDX dépend fortement des paramètres utilisés tels que l'énergie du faisceau d'électrons, la distance à l'échantillon, ou la focalisation du faisceau et les résultats obtenus présentent une variabilité importante. Néanmoins, en se plaçant systématiquement dans les mêmes conditions, nous obtenons une variabilité inférieure à 1 %. Afin de quantifier la justesse des mesures, nous utilisons une référence de composition connue. Notre référence est déposée par évaporation à partir d'une cible de NiFe de composition atomique 80,2/19,8 %_{atm} (= 81/19 %_{wt}). La composition mesurée par EDX donne une composition de 82,7/17,3 %_{atm}. La composition en Ni semble donc surévaluée de 2,5 %. La méthode de quantification utilisée est donc intéressante pour comparer les compositions entre différents dépôts malgré une incertitude sur les valeurs de composition exactes. Une comparaison systématique des mesures avec l'échantillons de référence permet néanmoins d'estimer la composition réelle⁵.

4.2 Difficulté d'un contrôle de courant en pulse reverse

Dans un premier temps, il a été choisi d'utiliser un dépôt en alternance de courant positif et négatif (pulse reverse), avec un courant anodique de -10 mA/cm² pendant 20 ms et un courant cathodique de 22,5 mA/cm² pendant 2,22 ms. Cette recette est utilisée par Lefèvre pour réaliser un dispositif de détection magnétique [48]. L'application de pulses de courant positif très courts permettrait de réduire les impuretés du dépôt en regravant légèrement la surface déposée. Néanmoins, il semble que cette technique ajoute des contraintes importantes dans le film.

⁵ Paramètres EDX : WD 6 mm, Gun 15 keV, x44, EDX 40 keV, 130 kcps, surface observée 500x500 μm².

4.2.1 Caractérisations magnétiques des concentrateurs réalisés en courant « pulse reverse »

Nous réalisons des concentrateurs sur une seed layer non structurée (Ti 10 nm / Au 260 nm / Ti 10 nm / Cr 20 nm). Le dépôt de NiFe est réalisé avec une répétition de 100.000 cycles de courant « pulse reverse ». La solution électrolytique a été renouvelée avant le dépôt. Les concentrateurs obtenus présentent une épaisseur de 3,2 μm au centre du wafer. L'épaisseur est supérieure de 33 % en périphérie (courbe jaune Figure 81).

Nous caractérisons les propriétés magnétiques des dépôts réalisés. Les puces sont découpées et nous mesurons le cycle d'aimantation des concentrateurs par VSM. Sur la Figure 83.a nous représentons la courbe d'aimantation d'un concentrateur mesurée avec un champ appliqué dans la longueur du concentrateur (axe \vec{X}). On remarque que la réponse magnétique de ce type de dépôt présente un comportement magnétique spécifique avec un champ de saturation élevé et une ouverture de cycle au centre. Nous mesurons un champ de saturation de 2,9 mT et l'ouverture est caractérisée par un champ coercitif important de 0,6 mT. La courbe d'aimantation obtenue avec un champ appliqué dans la largeur des concentrateurs (axe \vec{Y}) présente une ouverture de cycle similaire mais avec un champ de saturation deux fois plus élevé de 5,7 mT (Figure 83.b). Les courbes d'aimantation mesurées montrent que les concentrateurs ne réagissent pas comme un matériau ferromagnétique doux mais semblent défini par un mécanisme d'aimantation plus complexe. J'ai également pu observer cette ouverture de cycle sur d'autres dépôts présentant une géométrie différente, impliquant que ce comportement est associé au dépôt lui-même. Nous mesurons également les courbes d'aimantation de concentrateurs situés en périphérie du wafer. Ceux-ci affichent une réponse similaire, mais l'ouverture de cycle se caractérise par champ coercitif plus faible de 0,3 à 0,4 mT. Cette observation permet d'établir une corrélation entre l'épaisseur du dépôt et le champ coercitif. Le champ coercitif mesuré est trop important pour l'utilisation des concentrateurs que nous souhaitons faire. De plus nous souhaitons obtenir un gain uniforme nécessitant une courbe d'aimantation linéaire. L'ouverture de cycle observée ne permet donc pas de répondre à ces objectifs.

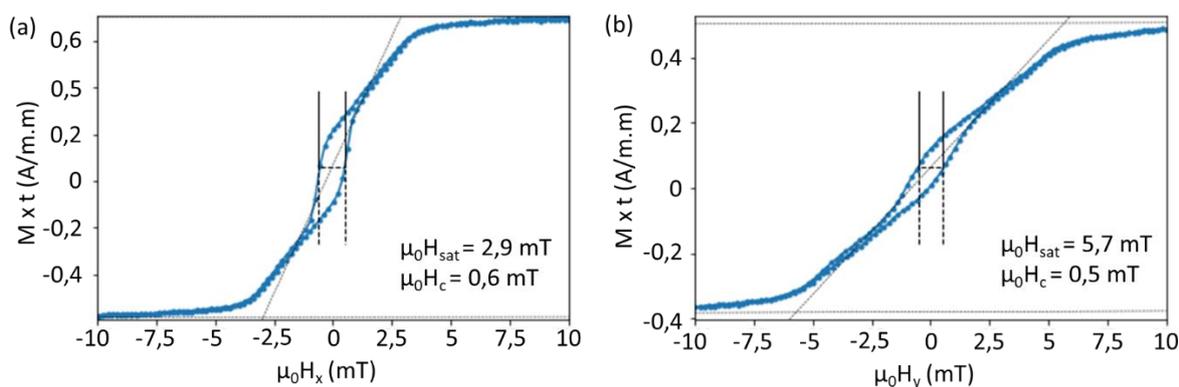


Figure 83 : Cycles d'aimantations des concentrateurs d'une puce localisée au centre du wafer et mesurés par VSM. a) Champ appliqué sur l'axe facile ($M-H_x$). b) Champ appliqué sur l'axe difficile ($M-H_y$). [Ref. Test_FC3 chip 11_4]

4.2.2 Détermination d'une structure magnétique dans les dépôts réalisés en pulse reverse

Pour comprendre l'origine du comportement observé, un ensemble de dépôts a été réalisé en modifiant les paramètres d'électrolyse. Les dépôts sont réalisés sur des échantillons présentant une surface carrée de 1 cm², avec une seed layer en Ti 10 nm / Au 290 nm. Ces différents essais nous ont permis de vérifier l'influence de différents paramètres sur les propriétés du NiFe déposé : la densité de courant, l'épaisseur de dépôt, la distance inter-électrode, le pré-traitement de la surface par plasma O₂. Ces différents essais nous ont permis d'obtenir plusieurs informations et de comprendre l'origine des comportements observés. Nous présentons ici les principaux points mais une liste détaillée est présentée en annexe.

Quatre dépôts sont réalisés avec une répétition de $1 \cdot 10^4$, $5 \cdot 10^4$, $10 \cdot 10^4$ et $16 \cdot 10^4$ cycles de courant en « pulse reverse ». Les épaisseurs des dépôts obtenus sont respectivement 0,31 μm, 1,0 μm, 3,2 μm et 5,2 μm. Les épaisseurs sont mesurées en bord de dépôt.

Caractérisation des cycles d'aimantation

Les cycles d'aimantation de chaque dépôt sont représentés sur la Figure 84. Les dépôts de 1,0 μm, 3,2 μm et 5,2 μm présentent une ouverture de cycle similaire au centre de leur courbe d'aimantation, caractérisée par un champ coercitif de 0,35 à 0,45 mT. Le champ de saturation augmente avec l'épaisseur du dépôt entraînant une inclinaison du cycle d'aimantation. En revanche, le dépôt de 0,31 μm présente un comportement différent avec un champ coercitif de seulement 0,15 mT. Le mécanisme d'aimantation observé est donc associé à l'épaisseur avec un changement radical de l'allure du cycle pour des épaisseurs inférieures à 1 μm.

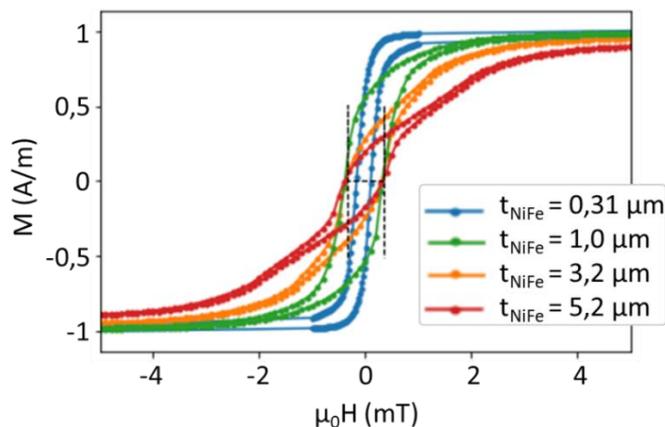


Figure 84 : Courbes d'aimantation de dépôts de NiFe réalisés par électrolyse en courant pulse reverse, sur des surfaces de 1 cm². Répétition de $1 \cdot 10^4$ cycles ($t_{\text{NiFe}} = 0,31 \mu\text{m}$), $5 \cdot 10^4$ cycles ($t_{\text{NiFe}} = 1,0 \mu\text{m}$), $10 \cdot 10^4$ cycles ($t_{\text{NiFe}} = 3,2 \mu\text{m}$) et $16 \cdot 10^4$ cycles ($t_{\text{NiFe}} = 5,2 \mu\text{m}$).

Caractérisation de l'aimantation de surface

Nous observons l'aimantation en surface des dépôts par une méthode de microscopie optique confocale (SNOM) utilisant l'effet Kerr [49]. Contrairement à la microscopie par effet Kerr classique, cette technique permet d'observer l'aimantation de domaines orientés à la fois dans le plan et hors du plan en utilisant le contraste obtenu entre les composantes longitudinales et transversales. L'aimantation est préalablement saturée dans le plan du dépôt, puis observée

en absence de champ. L'observation des dépôts d'épaisseur de $5,2 \mu\text{m}$ et $1,0 \mu\text{m}$ a permis de révéler des structures magnétiques allongées (stripes), représentées sur les images a et b de la Figure 85. Il n'a pas été observé de structure particulière sur le dépôt d'épaisseur $0,31 \mu\text{m}$ et le dépôt d'épaisseur $3,2 \mu\text{m}$ n'a pas été observé. Sur les deux images de la Figure 85, les zones claires et foncées traduisent une alternance du sens de l'aimantation liée à une variation du plan de polarisation de la lumière réfléchi. La largeur moyenne des domaines mesure $2,8 \mu\text{m}$ et $1,3 \mu\text{m}$ pour les couches d'épaisseur $5,2 \mu\text{m}$ et $1,0 \mu\text{m}$ respectivement. Le contraste de l'image obtenue est meilleur lorsque nous observons la surface en incidence rasante, ce qui nous permet de définir que l'aimantation de surface est observée dans le plan du dépôt. Cependant, la pénétration de la lumière polarisée n'est que de quelques nanomètres et ne renseigne pas sur l'aimantation au centre de la couche. Nous supposons que nous observons seulement les domaines de fermeture d'une aimantation hors plan au centre du wafer.

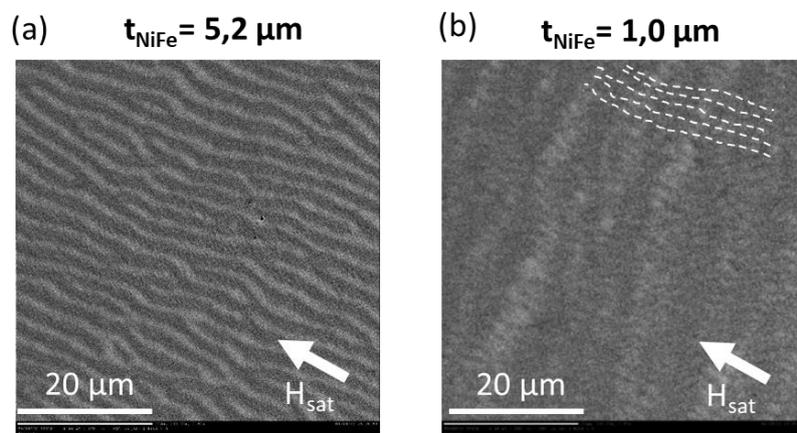


Figure 85 : Observation par effet Kerr de la surface des dépôts de NiFe déposés par électrolyse en courant « pulse reverse ». a) $16 \cdot 10^4$ cycles de courant. b) $5 \cdot 10^4$ cycles de courant. [Ref. a) Exp_FC10. b) Exp_FC9]

Une structure en bandes permet d'expliquer le comportement magnétique de nos dépôts de NiFe. La Figure 86 représente schématiquement cette structure dans un plan perpendiculaire aux bandes. Le volume du film est composé de domaines allongés constituant des bandes. L'aimantation des domaines est alternée et orientée perpendiculairement au plan du film. En surface, nous pouvons attendre une fermeture des domaines permettant une minimisation de l'énergie dipolaire. Les domaines en bande sont séparés entre eux par des parois de Bloch représentées en gris sur la figure. Le sens de la paroi est défini par le sens du champ de saturation préalablement appliqué (H_{ext}). Un retournement du champ extérieur entraîne une inclinaison continue de l'aimantation des domaines dans le sens du champ. Cependant, l'aimantation des parois se retrouve dans un sens opposé au champ appliqué et se retourne donc par un processus hystérétique. L'ouverture observée sur le cycle d'aimantation est donc attribuée aux parois entre les domaines. Après saturation, l'aimantation des parois reste dans le sens du champ de saturation préalablement appliqué.

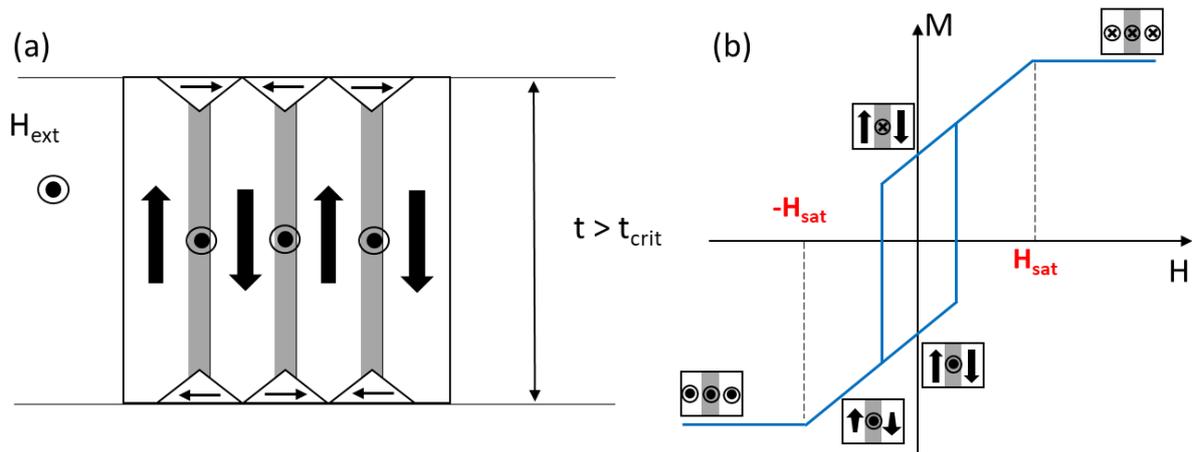


Figure 86 : a) Représentation d'une aimantation en domaines en bande. b) Représentation du cycle d'aimantation associé à une structure de domaines en bande.

Ce type de structure a été observé par Saito, Fujiwara et Sugita dans des films polycristallins de NiFe riches en Ni et déposés par évaporation [50]. Les cycles d'aimantation de leurs dépôts se caractérisent également par une ouverture au centre et ils observent que des bandes apparaissent pour un film d'épaisseur supérieure à une épaisseur critique. L'épaisseur critique t_c d'apparition de bandes a été calculée par Murayama en fonction la constante d'échange A et de l'anisotropie perpendiculaire K_{perp} (Equation 48) [51]. Son expression met en évidence que l'apparition de bandes est favorisée par une anisotropie perpendiculaire importante.

$$t_c = 2\pi \sqrt{\frac{A}{K_{perp}}} \quad (48)$$

Sur nos dépôts de NiFe réalisés en courant pulse reverse nous pouvons vérifier que l'épaisseur critique est inférieure à $1,0 \mu\text{m}$. En effet, les dépôts d'épaisseurs supérieures à $1,0 \mu\text{m}$ possèdent un champ coercitif important et l'observation de la surface révèle une structure en bande. Le champ coercitif de l'échantillon de $0,32 \mu\text{m}$ est très inférieur (Figure 84) et aucune structure n'est observée à sa surface. Néanmoins, nous ne pouvons exclure qu'une structure constituée de bandes soit présente, mais celles-ci sont alors trop fines pour être observées sur ce dépôt.

4.2.3 Recherche de l'origine de l'anisotropie perpendiculaire

L'apparition de bandes dans des films minces est liée à l'existence d'anisotropie perpendiculaire. Nous cherchons donc l'origine de cette anisotropie dans nos dépôts par électrolyse. Il a été montré que deux mécanismes contribuent à l'anisotropie perpendiculaire [52]: la magnétostriction et la structure du dépôt.

- Magnétostriction

Saito, Fujiwara et Sugita associent l'apparition de bandes aux effets de magnétostriction. Ils montrent que l'épaisseur critique d'apparition de bandes diminue en augmentant le pourcentage de Ni dans le film (Figure 87) et que les bandes ne sont plus observées pour une

composition comprenant moins de 80 % de Ni [50]. Ils en déduisent donc que les bandes sont favorisées par une combinaison de contraintes importantes et un coefficient de magnétostriction positif.

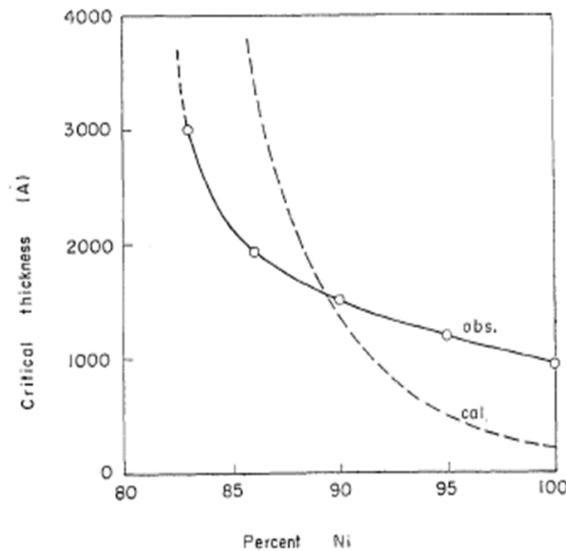


Figure 87 : Epaisseur critique en fonction de la composition en Ni (température du substrat 200 °C). [50]

Caractérisation de la composition des dépôts

Nous mesurons que les dépôts réalisés en courant pulse reverse contiennent entre 81 % et 83 % de Ni. Notre dépôt de NiFe contient donc une part trop importante en Ni et possède donc un coefficient de magnétostriction positif. L'anisotropie perpendiculaire de nos dépôts pourrait donc être due à l'existence de contraintes dans la couche.

- Structure du dépôt

L'anisotropie perpendiculaire peut également être générée par une anisotropie de microforme liée à une structure colonnaire. Les paramètres de dépôt peuvent favoriser l'inclusion d'impuretés, de gaz ou de vide favorisant une croissance colonnaire [52]. Il a ainsi été observé qu'une augmentation de la pression d'Argon lors d'un dépôt par évaporation augmente l'anisotropie perpendiculaire et réduit l'épaisseur critique d'apparition de bandes [53]. Svalov réalise les mêmes observations sur des dépôt par pulvérisation [54]. Les conditions de croissance de nos dépôts par électrolyse sont très différentes des dépôts par évaporation ou pulvérisation. Néanmoins il est possible que la croissance favorise une structure colonnaire.

L'anisotropie perpendiculaire de nos dépôts peut donc aussi bien être liée à un effet de magnétostriction générée par des contraintes négatives dans le plan du film (compression) ou à la structure des grains de NiFe. Ces effets sont tous deux dépendant de la croissance du dépôt. Il est possible que des inclusions de O₂ ou H₂, ou autres impuretés du bain se fixent entre les grains. La seed layer qui initie la croissance de NiFe peut également jouer un rôle.

4.3 Amélioration du cycle M-H par contrôle du courant d'électrolyse

Nous souhaitons obtenir une réponse magnétique sans champ coercitif. Nous cherchons donc à éviter une structure magnétique en bandes. Une diminution de l'épaisseur déposée en dessous de l'épaisseur critique permettrait de supprimer simplement cette structure mais nous souhaitons déposer une épaisseur de NiFe suffisamment importante pour focaliser le champ généré par les bobines. Chang et Luong montrent tous deux qu'un laminage par Ta ou Cr d'un dépôt par pulvérisation permet d'éviter la formation de bandes magnétiques et conserver une aimantation dans le plan [55], [56]. Néanmoins cette technique n'est pas compatible avec un dépôt par électrolyse.

Une autre possibilité consiste à tirer avantage des effets de magnétostriction. Si l'anisotropie perpendiculaire est bien générée par les contraintes du film, une inversion du coefficient de magnétostriction favorisera une aimantation dans le plan du dépôt. Cette idée est facilement applicable car un coefficient de magnétostriction négatif peut être obtenu par une augmentation de la composition en Fe au-dessus de 20 %. Pour des dépôts réalisés en courant continu, la composition peut être contrôlée en ajustant le courant d'électrolyse [47]. Cependant, nous n'avons pas d'information sur les cinétiques d'électrolyse en courant pulse reverse. Nous souhaitons donc vérifier si le même contrôle peut être réalisé en courant pulse reverse.

❖ Contrôle du courant pulse reverse

Pour vérifier l'influence du courant d'électrolyse, nous avons réalisé trois dépôts en variant la densité de courant des cycles appliqués de +/- 20 %. Les dépôts sont réalisés sur des carrés de 1 cm² ne nécessitant pas l'utilisation d'un moule de résine, avec une seed layer en Ti 10 nm / Au 290 nm. Les cycles de courant appliqués en pulse reverse, sont les suivants :

- (A) -8 mA/cm² (20 ms) puis 18,5 mA/cm² (2,22 ms) x10.000 cycles
- (B) -10 mA/cm² (20 ms) puis 22,5 mA/cm² (2,22 ms) x10.000 cycles
- (C) -12 mA/cm² (20 ms) puis 27 mA/cm² (2,22 ms) x10.000 cycles

Les épaisseurs et compositions de ces dépôts sont regroupés dans le Tableau 4. Comme attendu, l'augmentation de la densité de courant anodique (en valeur absolue) entraîne une augmentation de l'épaisseur des dépôts. Pour chaque échantillon, l'épaisseur est globalement uniforme comme illustré sur la Figure 88.a. Nous observons également qu'une augmentation de la densité de courant entraîne bien une diminution de la composition en Fe. Pour un courant anodique de 12 mA/cm², nous obtenons une composition en Fe de 20 %. La diminution de courant appliquée ne suffit cependant pas à augmenter la composition en Fe au-dessus de 20 %_{atm}. Par comparaison, en courant continu, Quemper observe qu'un alliage de Ni₈₀Fe₂₀ est obtenu pour une densité de courant de 14,5 mA.cm⁻² et qu'une diminution de 2 mA.cm⁻² entraîne une augmentation de la composition en Fe de 4 %_{atm} [47]. A densité de courant équivalente, nos dépôts présentent donc une concentration en Fe plus faible et la composition est moins sensible aux variations de densité de courant. Un dépôt en courant pulse reverse semble donc réduire la possibilité de contrôler les concentrations.

Nous mesurons également les cycles d'aimantation mais l'épaisseur des dépôts réalisés est trop faible pour faire apparaître une ouverture de cycle au centre de la courbe d'aimantation.

Néanmoins nous notons une légère augmentation du champ coercitif pour le dépôt (C), réalisé avec la densité de courant la plus élevée (voir Tableau 4). L'augmentation de la concentration en Fe semble donc bien influencer sur le comportement magnétique du matériau. Pour conclure avec certitude, il faudrait réaliser des dépôts plus épais pour observer une ouverture au centre du cycle d'aimantation et vérifier l'influence de la composition sur la formation de bandes.

❖ Contrôle du courant continu

Nous vérifions également l'influence d'un courant continu par comparaison à un courant pulsé. Nous utilisons un courant de 10 mA/cm² appliqué en continu pendant un temps total de 20 s multiplié par un nombre de répétitions égal à 10 ou 70.

- (D) -10 mA/cm² (20 s) x10 répétitions
- (E) -10 mA/cm² (20 s) x70 répétitions

Tout d'abord, on observe que l'épaisseur évolue fortement au bord du dépôt. Sur le dépôt (D), l'épaisseur varie de 0,8 µm au bord du dépôt à 0,4 µm à une distance du bord de 1 mm (Figure 88.b). Les variations d'épaisseur au bord du dépôt sont donc plus importantes en courant continu et mettent en évidence l'influence de la barrière de diffusion. A une distance de 1 mm du bord, nous mesurons des épaisseurs de 0,4 µm et 3,1 µm pour les dépôts réalisés avec 10 et 70 répétitions. La variation observée semble proportionnelle au nombre de répétitions malgré la difficulté de mesurer l'épaisseur (x7,75). Nous obtenons ainsi une vitesse de dépôt de 44 nm pour 20 s (D). Par ailleurs, la mesure des compositions nous permet de noter une importante augmentation de la concentration en Fe qui atteint 22-23 %_{atm} sur chaque dépôt. Cette composition reste plus faible que celle obtenue par Quemper (27 %_{atm}) mais bien plus importante que celle obtenue en courant pulse reverse (19 %_{atm}). Ce taux de Fe est suffisant pour inverser le coefficient de magnétostriction. Nous mesurons alors les cycles d'aimantation des dépôts (D) et (E), représentés sur la Figure 89. Pour le dépôt (D), de faible épaisseur, le cycle est semblable à ceux mesurés en courant pulse reverse et montre un champ coercitif de 0,13 mT. En revanche, le cycle d'aimantation du dépôt (E) ne présente pas d'ouverture au centre traduisant une structure en bandes. Nous mesurons un faible champ coercitif de 0,06 mT ainsi qu'un faible champ de saturation de 0,7 mT. Malgré l'épaisseur importante du dépôt, le cycle d'aimantation correspond donc à celui d'un matériau doux et présente un champ coercitif relativement faible.

	(A)	(B)	(C)	(D)	(E)
Contrôle du courant	Pulse	Pulse	Pulse	Continu	Continu
Courant anodique (mA/cm ²)	-8	-10	-12	-10	-10
Temps et nombre de cycles	20 ms x10 ⁴	20 ms x10 ⁴	20 ms x10 ⁴	20 s x10	20 s x70
Epaisseur à 1 mm du bord (µm)	0,22	0,32	0,34	0,4	3,1
Epaisseur au bord (µm)	0,23	0,32	/	0,8	/
Composition Ni/Fe (% _{atm})	80/20	81/19	84/16	77/23	78/22
H _c (mT)	0,15	0,15	0,2	0,13	0,06

Tableau 4 : Valeurs mesurées sur des dépôts de NiFe réalisés avec une répétition de cycles en courant pulse reverse (Rouge) ou en courant continu (Bleu).

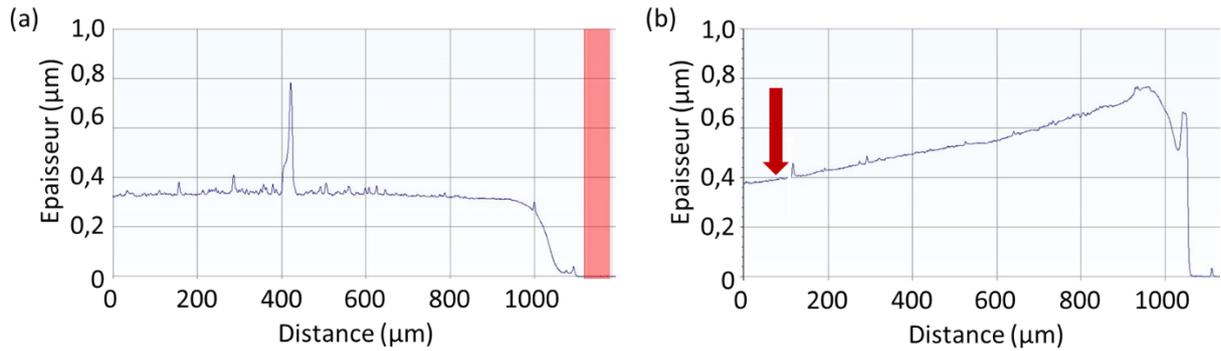


Figure 88 : Epaisseur des dépôts de NiFe mesurée en bord d'échantillon. a) Dépôt (B) réalisé en courant pulse reverse. b) Dépôt (D) réalisé en courant continu. La flèche rouge indique l'épaisseur à 1 mm du bord.

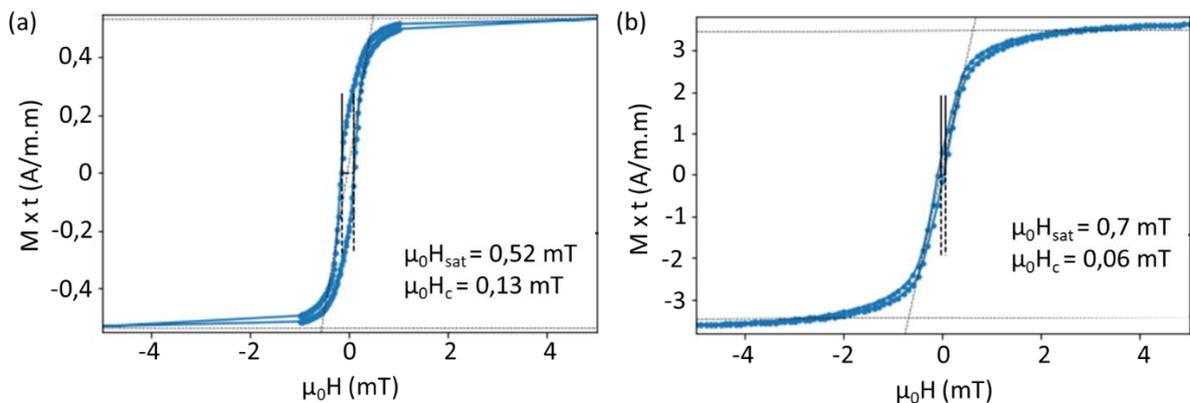


Figure 89 : Cycles d'aimantation mesurés sur des dépôts de NiFe réalisés en courant continu. a) Dépôt (D) de 0,4 μm d'épaisseur. b) Dépôt (E) de 3,1 μm d'épaisseur.

L'utilisation de courant en pulse reverse ne permet donc pas de modifier significativement la concentration du dépôt en Fe. Cependant, un courant continu de densité équivalente augmente fortement la concentration en Fe et permet d'éviter l'apparition de domaines magnétiques en bande. L'utilisation d'un courant continu de 10 mA/cm² permet donc de retrouver les propriétés magnétiques attendues pour les concentrateurs de flux. Le champ d'anisotropie perpendiculaire est donc plus faible sur les dépôts en courant continu. Cependant, nous ne pouvons conclure sur l'origine de l'anisotropie perpendiculaire. L'effet peut être lié à l'inversion du coefficient de magnétostriction permis par les modifications de composition du dépôt, mais il peut également être simplement lié à une diminution des contraintes du dépôt.

Note : Par ailleurs, on mesure un champ coercitif plus élevé pour les dépôts de faible épaisseur. Il est possible que ceux-ci présentent une structure magnétique différente ou soient influencés par la surface de la seed layer.

4.4 Influence des concentrateurs sur la réponse des jonctions

L'ajout des concentrateurs doit permettre d'amplifier le champ au niveau de la jonction. Pour vérifier leur influence, des concentrateurs de flux sont ajoutés autour de jonctions stabilisées par un champ d'échange de 4,75 mT. La seed layer est composée de Ti 10 nm / Al 260 nm / Ti 10 nm / Cr 20 nm et un moule de résine structure la croissance des concentrateurs. Le NiFe est déposé par électrolyse en courant continu, avec 100 répétitions de -10 mA/cm^2 appliqués pendant 20 s. L'épaisseur déposée est mesurée au profilomètre et évolue de $5,9 \mu\text{m}$ au centre à $8,8 \mu\text{m}$ au bord du wafer. Les propriétés magnétiques du dépôt ont été mesurées au VSM sur un autre concentrateur déposé de la même façon (Figure 90). Le cycle d'aimantation ne présente pas d'ouverture importante au centre et nous mesurons un champ coercitif de 0,05 mT et un champ de saturation de 0,9 mT.

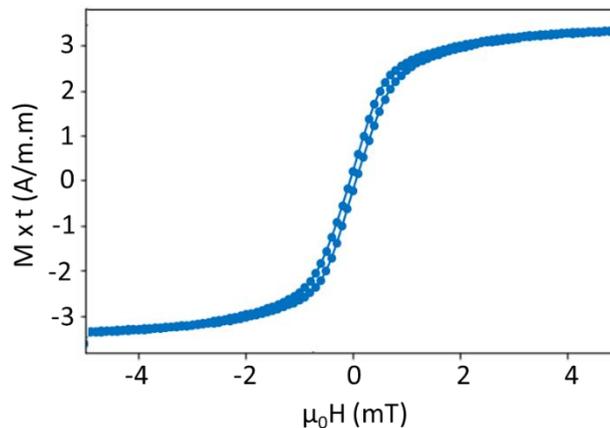


Figure 90 : Cycle d'aimantation $M(H_x)$ d'un concentrateur de flux réalisé en courant continu dans les mêmes conditions que ceux réalisés autour des jonctions. [Ref. G8823 4_3]

Nous mesurons la réponse des jonctions après l'ajout des concentrateurs. La Figure 91 représente l'évolution de la réponse d'une jonction circulaire avant et après ajout des concentrateurs. La jonction initiale présente une réponse symétrique stabilisée à champ nul dans l'état antiparallèle (figure a). La variation de résistance dans l'intervalle $[-25 ; +25] \text{ mT}$ est lié au retournement de la couche libre, puis la résistance diminue faiblement sous champ élevé du fait de l'instabilité de la référence. La réponse de la même jonction mesurée après l'ajout des concentrateurs est représentée sur la figure b. L'échelle en résistance varie entre les deux figures du fait d'une variation de la tension de polarisation. Par ailleurs, le champ représenté en abscisse correspond au champ appliqué lors de la mesure mais il est modifié par les concentrateurs. On observe alors une modification des réponses $R-H_x$ et $R-H_y$.

→ Amplification du champ $\mu_0 H_x$

Tout d'abord, la réponse $R-H_x$ mesurée sur l'axe sensible (courbe verte) affiche un pic de résistance autour du champ nul que l'on attribue à un amincissement de la réponse mesurée sans concentrateur. Cet affinement traduit donc une amplification importante du champ au niveau de la jonction. De plus, nous avons mesuré précédemment que l'aimantation des

concentrateurs sature au-delà de 0,9 mT et cette valeur correspond sensiblement au pied du pic de réponse. En augmentant le champ jusqu'à ± 100 mT, on remarque une faible diminution linéaire de la résistance. Cette diminution indique que les aimantations de la couche libre et de la référence continuent de tourner sous champ et que le champ continue d'augmenter dans l'entrefer. Néanmoins, la variation de résistance reste faible et ne traduit plus une augmentation du champ magnétique de façon aussi marquée. Les concentrateurs de flux permettent donc bien d'amplifier le champ H_x dans l'entrefer jusqu'à leur saturation. Après saturation, le champ dans l'entrefer semble évoluer comme le champ extérieur.

→ Réduction de la composante du champ $\mu_0 H_y$

On remarque également que la réponse $R-H_y$ (courbe noire) évolue, mais ne ressemble pas au cycle d'axe facile mesuré sans concentrateurs. Au contraire, la réponse présente un pic semblable à la réponse mesuré sur l'axe sensible. L'évolution de la résistance sous un champ H_y s'explique par un désalignement du champ appliqué par rapport aux concentrateurs de flux. Ainsi, une petite composante appliquée selon \vec{X} est amplifiée et devient majoritaire devant les variations du champ H_y entraînant le retournement de la couche libre et de la référence. Après saturation des concentrateurs, le champ appliqué sur la jonction est une combinaison du champ H_x fortement amplifié et du champ H_y . Une fois l'ajout des concentrateurs réalisé, il devient donc difficile de mesurer les plateaux de résistance maximale et minimale en champ négatif ou positif.

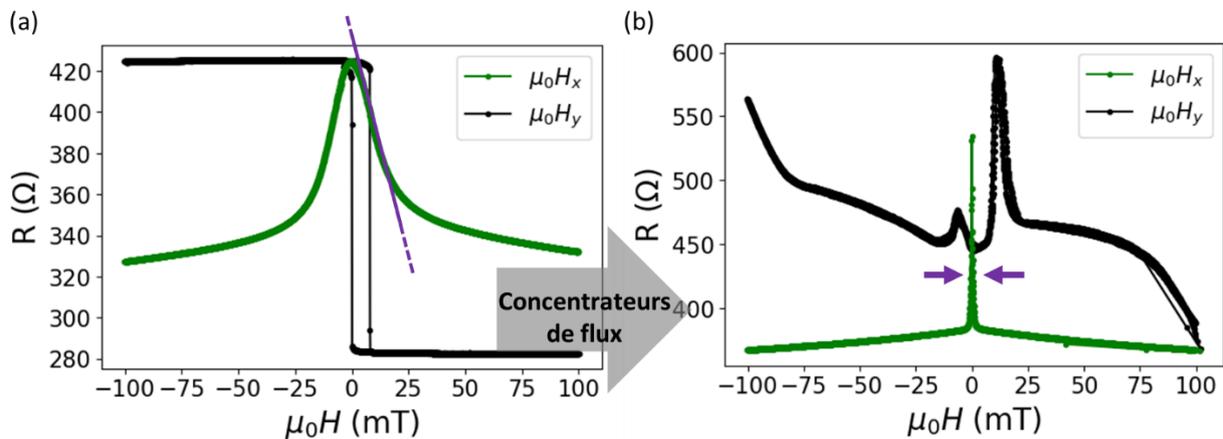


Figure 91 : Réponses $R-H_x$ (courbe verte) et $R-H_y$ (courbe noire) d'une jonction circulaire de diamètre $4 \mu\text{m}$ stabilisée par un soft pinning ($\mu_0 H_{ex} = 4,75 \text{ mT}$). a) Jonction initiale sans concentrateurs. (Polarisation $U_0 = 500 \text{ mV}$). b) Jonction avec concentrateurs (Polarisation $U_0 = 100 \text{ mV}$). [Ref. G8825 19_3_bot]

La résistance maximale du pic mesuré sur la Figure 91.b ne correspond pas nécessairement à l'état antiparallèle de la jonction car la variation de champ entre deux mesures successives est trop importante (10^{-1} mT). La même réponse mesurée avec des variations de champ plus faible ($5 \cdot 10^{-3}$ mT) est représentée sur la Figure 92.a. En concentrant la mesure sur le pic de la réponse, on réalise alors deux observations : d'abord, la mesure fait apparaître une hystérèse importante se traduisant par un décalage des pics mesurés en champ croissant et décroissant ; deuxièmement, chacun des pics est composé de deux parties avec un pied large et un pic fin.

→ *Hystérèse de la réponse*

La réponse des jonctions ne présente pas d'hystérèse significative avant l'ajout des concentrateurs. Celle-ci est donc générée par le champ dans l'entrefer et non la jonction elle-même. Le décalage mesuré entre les pics en champ croissant et décroissant de cet ensemble jonction-concentrateur considérée est élevé (0,41 mT) et n'est pas représentatif des autres réalisations. Ainsi, de nombreuses jonctions présentent un décalage inférieur à 0,2 mT. Cette valeur reste légèrement supérieure au double du champ coercitif mesurée sur le cycle d'aimantation d'un concentrateur de flux (0,1 mT) mais peut être due à la variabilité importante entre différents concentrateurs. L'hystérèse de la réponse est donc générée par les concentrateurs de flux ; cela doit être confirmé par une comparaison systématique entre les caractérisations magnétiques et électriques de chaque puce.

→ *Variations de la réponse*

Si l'on se concentre sur l'une des deux réponses en champ croissant ou décroissant, on remarque que celle-ci présente plusieurs changements de pente là où la réponse sans concentrateurs n'en présente qu'un seul associé à la saturation de la couche libre. On attribue le changement de pente autour de 1 mT à la saturation du concentrateur. Sur la Figure 92.b nous représentons schématiquement la réponse de la jonction après ajout des concentrateurs. La réponse est divisée en quatre domaines séparés par la saturation de la couche libre ($\mu_0 H_{\text{sat}}$), la saturation du concentrateur de flux ($\mu_0 H_{\text{sat, FC}}$) et la saturation de la référence ($\mu_0 H_{\text{sat, ref}}$).

- $0 < \mu_0 H < \mu_0 H_s$: Autour du champ nul la couche libre se retourne facilement et entraîne une variation importante de la résistance. La variation est amplifiée par les concentrateurs de flux.
- $\mu_0 H_s < \mu_0 H < \mu_0 H_{\text{sat, FC}}$: La couche libre est saturée et nous observons le retournement rapide de la référence amplifié par les concentrateurs de flux.
- $\mu_0 H_{\text{sat, FC}} < \mu_0 H < \mu_0 H_{\text{sat, ref}}$: Les concentrateurs sont saturés et n'amplifient plus le champ. Nous observons le retournement lent de la référence.
- $\mu_0 H_{\text{sat, ref}} < \mu_0 H$: La référence est saturée et se trouve dans un état parallèle avec la couche libre. L'obtention de cet état nécessiterait d'appliquer un champ très important et n'est pas observé sur nos jonctions.

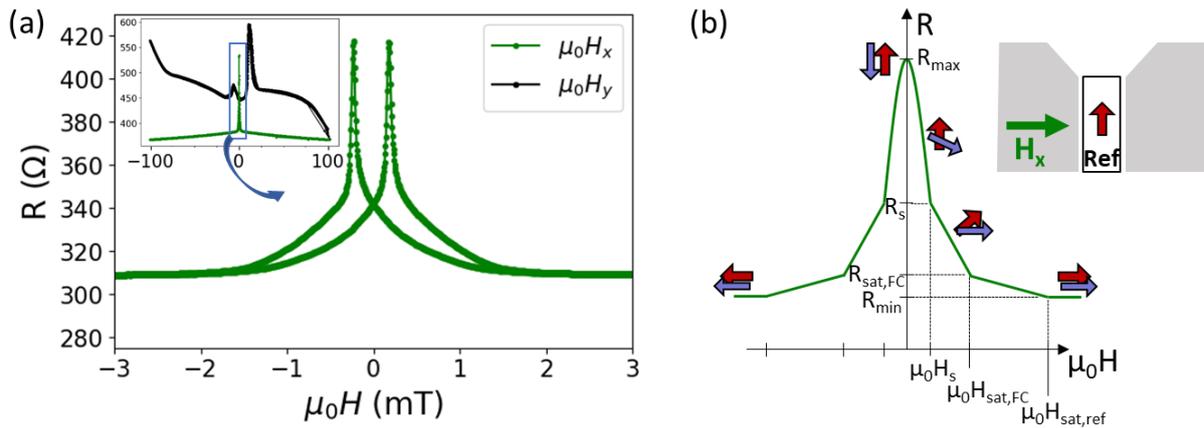


Figure 92 : a) Réponse R - H_x centrée sur la partie non saturée des concentrateurs. (Polarisation $U_0 = 500$ mV). Encart : Réponse mesurée sur l'intervalle $[-100 ; 100]$ mT. b) Représentation schématique de la réponse en résistance d'une jonction stabilisée dans l'état antiparallèle, après ajout des concentrateurs. Saturation couche libre ($\mu_0 H_s$) < Saturation concentrateurs ($\mu_0 H_{sat,FC}$) < Saturation référence ($\mu_0 H_{sat,ref}$).

→ Gain des concentrateurs

Le gain des concentrateurs définit l'amplification du champ au sein de l'entrefer. Nous le mesurons par une comparaison des réponses R - H mesurées avant et après l'ajout des concentrateurs. Une première méthode consiste à mesurer le gain comme le rapport des dérivées maximales dR/dH des deux réponses. Cette méthode permet de s'affranchir des éventuels offset de mesure.

Sur le wafer présenté, nous mesurons un gain moyen de 555 sur une moyenne de 42 jonctions. Néanmoins les mesures présentent une dispersion très importante avec un écart type de 123. Ainsi, pour la jonction de la Figure 92 nous mesurons un gain plus faible de 451. Des concentrateurs ont été ajoutés sur un autre wafer et présentent un gain moyen de seulement 276 et un écart type de 41 tout en étant déposé dans les mêmes conditions. La variation de gain entre différents concentrateurs est donc très importante et s'observe également entre différents dépôts.

La géométrie des concentrateurs joue un rôle très important sur l'amplification du champ. Nous pensons donc que les variations de gain sont liées aux défauts physiques des concentrateurs. Tout d'abord nous avons observé des variations d'épaisseurs à l'échelle d'un concentrateur ainsi qu'entre différents concentrateurs. De plus les parois verticales des concentrateurs ne sont pas toujours bien définies. Elles peuvent présenter des crevasses ou un profil incliné. Aussi, les pieds des concentrateurs sont particulièrement affectés par le développement du moule de résine. Ils se trouvent proches de la jonction et sont susceptibles d'avoir une influence plus importante. L'espace entre les concentrateurs est également lié à la lithographie et peut être plus faible qu'attendu, entraînant une augmentation du gain. Enfin l'alignement précis des concentrateurs de flux autour de la jonction est délicat et peut présenter un décalage potentiellement important. Ces effets modifient la géométrie du circuit magnétique et sont susceptibles de modifier localement l'amplification du champ. Des simulations tenant compte de variations locales de géométries devront être réalisés pour évaluer l'influence de ces défauts. Par ailleurs, le gain mesuré est parfois plus important que celui attendu par simulation

(x400). Nous supposons que cet effet puisse être lié à la géométrie des concentrateurs présentant un effet de pointes au voisinage des jonctions comme représenté sur la Figure 93. Il est donc possible que l'amplification du champ soit plus importante au niveau de la jonction.

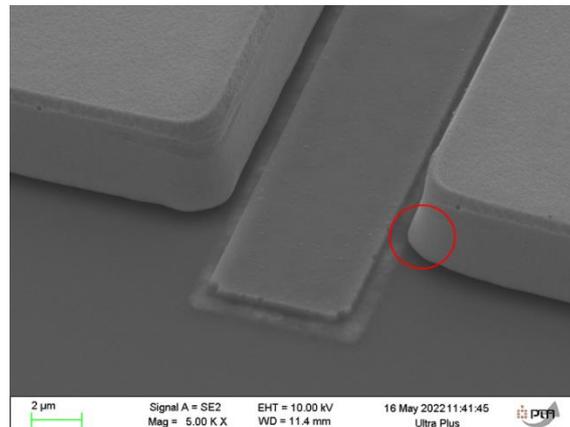


Figure 93 : Profil vertical d'un concentrateur de flux au voisinage de la jonction avec effet de pointe.

4.5 Conclusions sur les concentrateurs de flux

Des concentrateurs de flux ont pu être déposés par électrolyse autour de jonctions tunnel magnétiques. Il est apparu qu'un contrôle du courant d'électrolyse en pulse reverse génère une anisotropie perpendiculaire importante et modifie les propriétés magnétiques du dépôt par la formation d'une structure en bande. L'utilisation d'un courant continu s'est révélée efficace pour adapter la composition des dépôts et retrouver une réponse magnétique « linéaire ». Enfin, l'ajout de concentrateurs autour de jonctions nous a permis de vérifier l'amplification du champ dans l'entrefer. Ainsi un gain de 550 a pu être mesuré, permettant une amplification très importante de la sensibilité du capteur.

Les différents concentrateurs réalisés présentent encore une variabilité importante ainsi qu'un petit champ coercitif. Cependant, la méthode d'électrolyse utilisée pour réaliser les concentrateurs de flux offre la possibilité de contrôler plusieurs paramètres tels que la composition, l'épaisseur ou encore la structure du dépôt réalisé. Je pense qu'une amélioration de l'électrolyse permettrait d'uniformiser le gain à l'échelle d'un wafer en contrôlant plus précisément les géométries des concentrateurs de flux. Le contrôle des contraintes, de la composition et de la structure du dépôt pourrait également permettre de réduire le champ coercitif.

Chapitre V

5 Conclusions générales

Un capteur à jonctions tunnel magnétiques et employant une méthode de modulation a été proposée afin de mesurer des champs magnétiques aussi faibles que 1 pT du continu à 1 kHz. La réalisation du capteur nécessitait de développer ses différents éléments indépendamment et d'optimiser leurs performances pour répondre aux besoins du capteur. La première étape du travail de thèse a consisté à reproduire des jonctions à réponse symétrique. Ces jonctions sont les éléments essentiels du capteur et leur réalisation est un préalable à la faisabilité du capteur. Il a fallu ensuite combiner les jonctions avec les concentrateurs de flux afin de tester le concept du capteur et notamment le rôle de la modulation.

Le capteur et les objectifs recherchés ont d'abord été introduits dans le chapitre 1. Dans le chapitre 2, j'ai recherché les causes des défauts initiaux des jonctions pour obtenir des jonctions tunnel à réponse symétrique fonctionnelles. J'ai ensuite amélioré la sensibilité des jonctions dans le chapitre 3, dans le but d'atteindre une sensibilité suffisante et de réduire le champ d'opération. Dans le chapitre 4 j'ai réalisé et intégré des concentrateurs de flux aux jonctions produites. Je présente dans ce chapitre les résultats des tests de l'effet de la modulation.

5.1 Réalisation des SR-MTJ

J'ai réalisé un important travail de fabrication en réalisant plusieurs plaques de jonctions et en modifiant systématiquement certains paramètres de fabrication afin de vérifier leur influence sur la qualité des jonctions produites. Ce travail et l'analyse des résultats obtenus m'ont permis d'identifier et corriger deux défauts clés portant sur la stabilité de l'aimantation de la référence et de la couche libre, nuisant à la qualité des jonctions. Premièrement, l'aimantation de la couche de référence a pu être refixée par l'introduction d'un recuit sous champ après fabrication. Deuxièmement, la stabilité de la couche libre a pu être renforcée, notamment par l'emploi d'un soft pinning permettant de retrouver un état d'équilibre antiparallèle avec la référence à champ nul. Il a ainsi été possible d'obtenir des jonctions tunnel magnétiques à réponse symétrique indispensables au développement du capteur. Si la stabilité obtenue a permis d'obtenir des réponses fonctionnelles, le piégeage de l'aimantation était néanmoins trop fort pour obtenir la sensibilité recherchée de 7,5 %/mT, et le champ d'opération restait trop élevé pour utiliser ensuite les concentrateurs de flux. J'ai par la suite augmenté la sensibilité des jonctions en réduisant la valeur du soft pinning. J'ai calculé qu'un champ

d'échange inférieur à 2,3 mT permet d'obtenir la sensibilité requise. Néanmoins, la sensibilité des jonctions s'est révélée inférieure à celle attendue du fait de la présence d'une anisotropie magnétocristalline importante issue du dépôt. J'ai également comparé l'influence de l'anisotropie de forme sur la réponse des jonctions, mais l'influence des formes sur des jonctions micrométriques s'est révélée trop faible pour modifier significativement leur réponse. Il semble néanmoins que l'utilisation d'une jonction de forme allongée dans le sens de l'axe difficile soit intéressante pour réduire l'effet de l'anisotropie de dépôt, et cette étude doit être poursuivie avec des couches libres plus épaisses. Finalement, nous avons obtenu une sensibilité de 1,5 %/mT et un champ d'opération de 7,5 mT, avec une tension de polarisation de 500 mV et une TMR de 50 %, avec des jonctions circulaires stabilisées par un champ d'échange de 2,52 mT. Malgré la valeur de sensibilité encore inférieure à celle recherchée, ces jonctions présentent néanmoins un champ d'opération suffisamment faible pour tester les autres éléments du capteur et réaliser des mesures préliminaires de bruit.

5.2 Ajout des concentrateurs de flux

En parallèle, les concentrateurs de flux du capteur ont pu être réalisés en développant une méthode de dépôt électrolytique. Si les premiers dépôts de NiFe ont révélé une structure magnétique indésirable, ces défauts ont pu être corrigés par une modification de la composition du matériau en adaptant les paramètres du courant utilisé lors du dépôt. Des concentrateurs présentant une réponse magnétique « linéaire » ont ainsi pu être obtenus. Les concentrateurs ne sont pas d'épaisseur uniforme et peuvent encore être optimisés en améliorant le dépôt. J'ai ensuite pu mesurer le gain des concentrateurs en mesurant leur influence sur la réponse de jonctions placées dans leur entrefer. Une amplification très importante du champ magnétique a pu être mesurée dans l'entrefer des concentrateurs, avec un gain de 550 en moyenne. Ce gain est relativement important en comparaison de ceux obtenus dans la littérature. Malgré les progrès obtenus sur la qualité du matériau déposé par électrolyse, une hystérésis résiduelle est observée ; un travail d'optimisation devra être mené pour la supprimer.

5.3 Mesures préliminaires de bruit

Bien que sa mesure soit essentielle au développement du capteur, le bruit des jonctions et du dispositif dans son ensemble n'a pas pu être pleinement étudié dans cette thèse. Néanmoins, la réalisation des jonctions et des concentrateurs de flux nous a permis de réaliser des mesures préliminaires, et les résultats obtenus suggèrent une modification du concept du capteur. La réalisation de ces mesures a nécessité de découper les wafers et de monter les puces sur un circuit PCB pouvant être intégré au banc de mesure de bruit. J'ai réalisé le montage de différents capteurs intégrant des jonctions seules ou des jonctions avec concentrateurs de flux et les mesures de bruit ont été réalisées par Guillaume Jannet au LPC2E.

Je présente sur la Figure 94 trois mesures de bruit réalisées sur des jonctions intégrant ou non des concentrateurs de flux. La couche libre de ces jonctions est stabilisée par un couplage

d'échange très important sans insert de Ru ($\mu_0 H_{ex} = 152$ mT). L'empilement magnétique correspond à celui présenté dans la partie 2.6.3. De plus, les jonctions sélectionnées ont une forme elliptique de largeur $4 \mu\text{m}$ et de longueur $20 \mu\text{m}$ (type E), présentant une surface totale de $62,8 \mu\text{m}^2$.

Tout d'abord, nous avons mesuré le bruit d'une jonction sans concentrateur polarisée avec une tension de 500 mV (courbe rouge). Le champ extérieur est nul et nous mesurons donc le bruit de l'état antiparallèle. On observe une diminution du bruit avec la fréquence qui révèle le bruit en $1/f$ sur toute la plage mesurée. A 100 kHz, le bruit atteint $20 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$. Le coefficient de Hooge, représenté sur la Figure 94.b, est calculé à partir de la relation 9 pour chaque fréquence. Sa valeur est relativement constante et vaut $1.10^{-8} \mu\text{m}^2$. Cette valeur est trois fois supérieure à celle considérée dans le chapitre 1 mais des valeurs similaires sont retrouvées dans la littérature [41]. Notons que ce coefficient dépend de la sensibilité, et augmentera certainement pour des mesures sous champ autour du point d'opération où la sensibilité est la plus importante. Nous représentons également le bruit d'une jonction avec une tension de polarisation plus faible de 137 mV (courbe bleue). La valeur du bruit diminue proportionnellement à la tension U_0 conformément à la relation 9. Cependant nous observons cette fois la limite à hautes fréquences où le bruit en $1/f$ devient inférieur au bruit de plancher, qui se caractérise sur la courbe par la rupture de pente autour de 100 kHz. Cette observation montre l'influence de la tension de polarisation sur la nature du bruit dominant à 100 kHz. La valeur du coefficient de Hooge est similaire pour les deux tensions d'alimentation.

Enfin nous avons mesuré le bruit d'une jonction lorsque celle-ci est soumise à un champ de 240 mV oscillant à 40 kHz (courbe verte). La puce utilisée intègre des concentrateurs de flux et l'ensemble jonction-concentrateur est placé dans une bobine cylindrique capable de générer un champ magnétique alternatif de fréquence élevée pour remplacer les bobines du capteur. La jonction est polarisée avec une tension de 500 mV. Nous sommes donc intéressés par le bruit à 40 kHz, qui correspond ici à la fréquence de modulation censée porter la mesure. Entre 1 Hz et 1 kHz, le bruit est identique au bruit d'une jonction sans concentrateurs. Nous observons ensuite, au-delà de 1 kHz, un plateau de bruit et le pic correspondant à la fréquence de modulation f_0 , ainsi qu'à son harmonique $2f_0$. Nous observons également un bruit en jupe, « skirt noise », autour de la fréquence de modulation. Nos mesures corroborent les observations récentes de Shirotori réalisées sur des GMR à réponse symétrique [30] et celles de Nakatani réalisées sur des jonctions à réponse symétrique [57], obtenues en employant une méthode de modulation similaire avec une fréquence de 30 kHz et 10 kHz. Nakatani démontre que le bruit en jupe est issu d'un transfert du bruit en $1/f$ d'origine magnétique autour de la fréquence de modulation. Par ailleurs, il associe le plateau de bruit au bruit RTN⁶. Ces observations semblent ainsi montrer que la méthode de modulation envisagée ne permet pas de réduire le bruit en $1/f$ autant qu'attendu, puisque celui-ci est transféré à la fréquence de modulation.

⁶ Random Telegraph Noise

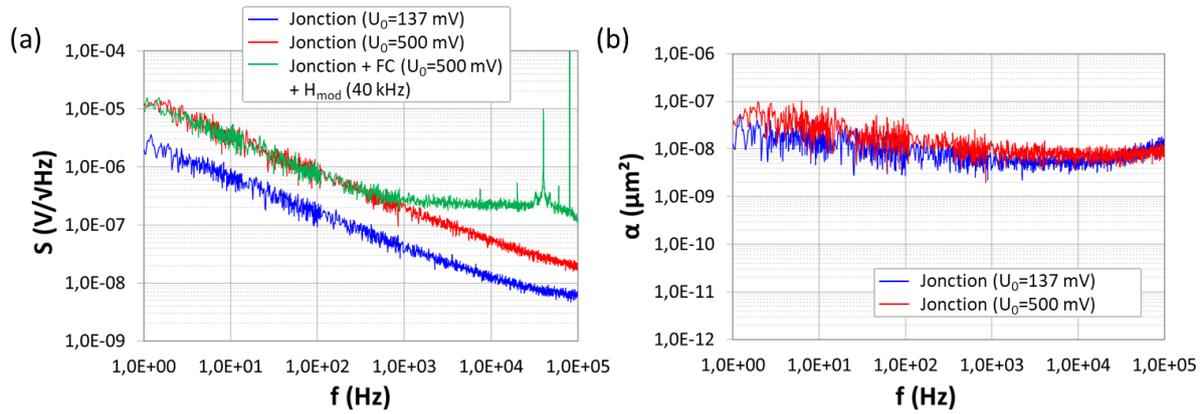


Figure 94 : Mesures de bruit sur nos jonctions tunnel magnétiques. a) Spectre de bruit mesuré avec une tension de polarisation U_0 de 500 mV et 137 mV, avec et sans champ modulant. b) Coefficient de Hooge α_H . [Ref. G8823 8_1 top, 8_2 top, 4_1 top]

5.4 Conclusion sur le capteur et la réduction de bruit

Le capteur proposé dans cette thèse présente une architecture complexe combinant des jonctions tunnel magnétiques à réponse symétrique, des concentrateurs de flux et des bobines de modulation. Les jonctions et les concentrateurs ont pu être développés et présentent des performances intéressantes pour la réalisation d'un capteur de haute sensibilité. La sensibilité des jonctions peut encore être améliorée en essayant de réduire le champ d'anisotropie effective tout en conservant une réponse symétrique. Le bruit des différentes jonctions doit également être mesuré plus systématiquement afin de trouver le meilleurs compromis sensibilité/bruit en fonction du champ de stabilisation. La méthode de dépôt électrolytique des concentrateurs de flux peut également être mieux contrôlée afin d'uniformiser les concentrateurs produits et l'amplification associée. Enfin des méthodes doivent être recherchées afin de réduire le champ coercitif des concentrateurs. Les bobines de modulation, qui peuvent toujours être utilisées pour polariser les jonctions, ont été développées en parallèle par un ingénieur mais doivent encore être intégrées au capteur afin de vérifier que le champ généré soit bien guidé par les concentrateurs. Cette association permettra également de mesurer la consommation électrique des bobines.

Les premières mesures de bruit réalisées sous champ alternatif semblent montrer que l'ajout d'une modulation telle que proposée ne permet pas de supprimer le bruit en $1/f$ d'origine magnétique. La méthode de modulation proposée s'inspire du fonctionnement des magnétomètres fluxgates dans lesquelles un barreau magnétique est saturé, coupant ainsi périodiquement le signal mesuré. Bien que la méthode employée ici semble similaire, celle-ci n'inclut pas la saturation d'un barreau magnétique permettant de hacher le signal mesuré. La modulation n'est qu'une superposition d'un champ alternatif au signal mesuré et ne constitue pas un véritable hachage du champ. Pour réduire le bruit en $1/f$ des jonctions tunnel magnétiques, il semble que le signal doive être haché à la source comme le permet l'utilisation de guide de flux vibrant réalisés en MEMS [12].

5.5 Perspectives pour le capteur

La méthode de modulation proposée ne semblant pas permettre de réduire le bruit comme attendu, d'autres solutions doivent être examinées. Tout d'abord, il existe des méthodes permettant de moduler directement la source du champ magnétique tel que l'emploi de MEMS. Ces systèmes réalisent une modulation en amplitude du champ dans la jonction via l'oscillation des concentrateurs de flux. Une méthode de modulation similaire mais sans mouvement mécanique des concentrateurs a récemment été proposée [58]. Cette méthode emploie un matériau ferroélectrique afin de court-circuiter magnétiquement l'entrefer des concentrateurs de flux de façon périodique. Par ailleurs, il serait intéressant d'étudier la faisabilité d'une modulation employant la saturation des concentrateurs de flux de façon similaire aux magnétomètres fluxgates.

Une autre approche, ou une approche complémentaire, consiste à réduire le bruit en $1/f$ en augmentant le nombre de jonctions. Tout d'abord, plusieurs jonctions peuvent être placées dans l'entrefer actuel des concentrateurs. Nous remarquons également que le champ est amplifié sur toute la hauteur ($5\ \mu\text{m}$) des concentrateurs de flux mais que seule une jonction de quelques dizaines de nanomètres mesure celui-ci. Plusieurs jonctions peuvent donc être empilées bien que cela constitue un défi technique. L'entrefer des concentrateurs peut également être élargi afin d'y placer un plus grand nombre de jonctions, mais ceci se ferait au prix d'une réduction du gain. Nous pouvons aussi envisager d'amincir les concentrateurs au niveau de l'entrefer pour augmenter l'amplification du champ sur une hauteur plus faible. En somme, la détectivité du capteur peut être améliorée en considérant la totalité du volume disponible. La faible dimension du capteur spatial reste relativement importante en comparaison aux capteurs magnéto résistifs de dimension micrométriques généralement développés. La détectivité peut donc être largement augmentée en comparaison à ces capteurs.

Concernant l'architecture du capteur, la combinaison de bobines avec des concentrateurs de flux autour de jonctions tunnel magnétiques présente un intérêt, car elle permet de maintenir le champ d'opération fixe. Cette méthode permet ainsi de mesurer des champs magnétiques important en conservant la sensibilité maximale des jonctions. Dans le même temps, la sensibilité du capteur est également multipliée par les concentrateurs. Il sera donc intéressant d'utiliser ce montage avec une autre méthode permettant de réduire le bruit.

Annexes

6 Annexes

6.1 Instrumentation

6.1.1 Current In Plan Tunneling (CIPT)

Cette méthode permet de mesurer la TMR et le produit RA de dépôts sur de larges surfaces. Concrètement, la répétition d'une mesure 4 pointes de la résistivité, en faisant varier la distance inter-pointes permet de retrouver les valeurs de TMR et RA [59] Cette technique présente un intérêt dans le cadre d'une optimisation des dépôts, puisque les propriétés de magnéto-transport peuvent ainsi être obtenues facilement, sans avoir à graver et connecter des piliers. De plus les valeurs mesurées sont celles de l'empilement intact, avant gravure de jonctions qui altère généralement ses propriétés.

6.1.2 Vibrating Sample Magnetometer (VSM)

Le Vibrating Sample Magnetometer (VSM) permet de caractériser les propriétés d'un échantillon ferromagnétique de faible dimension. Le principe de cette technique consiste à mesurer l'aimantation d'un matériau plongé dans un champ magnétique, par la variation d'induction générée par son mouvement [60]. Techniquement, l'échantillon est déposé sur une tête vibrante, entre deux bobines de mesures. Le mouvement de l'échantillon dans un champ entraîne une variation de l'induction dans les bobines de mesures, et la variation de courant permet de connaître l'aimantation du matériau. Une variation croissante puis décroissante du champ appliqué permet d'obtenir un cycle M-H d'aimantation. Généralement deux cycles sont réalisés en appliquant un champ dans l'axe facile de l'aimantation, ou dans l'axe transverse appelé axe difficile. Ces deux mesures sont représentées schématiquement sur la Figure 95, dans le cas d'un comportement macrospin idéal. Ils nous renseignent de manière complémentaire sur le comportement magnétique du matériau.

Caractérisation en axe facile :

Le cycle en axe facile représente un cycle d'hystérésis, sur lequel nous observons deux plateaux d'aimantation à champ positif et négatif, entre lesquels l'aimantation se retourne

brusquement. Nous pouvons lire sur ce cycle l'aimantation à saturation M_s , le champ coercitif, et le champ d'échange.

- Le champ coercitif (H_c) correspond à la demi-ouverture du cycle d'hystérèse comme représenté sur la Figure 95.a. Ce champ est lié à l'existence d'un champ d'anisotropie et représente le champ minimal à appliquer pour permettre un retournement de l'aimantation. Pour une température de 0 K, le champ coercitif correspondrait au champ d'anisotropie. En pratique, le retournement de l'aimantation est lié à la nucléation de domaines magnétiques qui a lieu à des champ plus faibles. L'aimantation se retourne alors par croissance et propagation des domaines nucléés, à une valeur de champ inférieur au champ d'anisotropie. La valeur du champ coercitif informe donc sur la qualité du dépôt et sa faculté à nucléer un domaine.
- Le champ d'échange (H_{ex}) correspond au décalage du cycle d'hystérésis par rapport au champ nul. Ce champ contribue à stabiliser la direction de l'axe facile. Il peut être lié au couplage d'échange, couplage de Néel, ou interaction dipolaire. Le signe du champ d'échange est l'inverse du décalage mesuré car il correspond au champ permettant de compenser le champ d'échange.

Caractérisation en axe difficile :

Le cycle d'aimantation dans l'axe difficile est schématisé sur la Figure 95.b. En l'absence de champ d'échange (courbe continue), ce cycle présente une variation pseudo linéaire de l'aimantation jusqu'à un plateau de saturation. Nous y retrouvons l'aimantation à saturation (M_s) et la valeur du champ de saturation (H_{sat}). Le champ de saturation correspond au champ minimum à appliquer pour saturer l'aimantation de la couche libre selon l'axe difficile. Dans le cas où seule l'anisotropie contribue à fixer l'axe facile, le champ de saturation est égal au champ d'anisotropie. Dans le cas où un champ d'échange contribue à stabiliser l'aimantation de la couche libre, l'aimantation ne sature pas (courbe pointillée). Nous définissons alors un champ de saturation équivalent H_{sat}^* comme l'intersection de la tangente à champ nul avec la droite $M = M_s$.

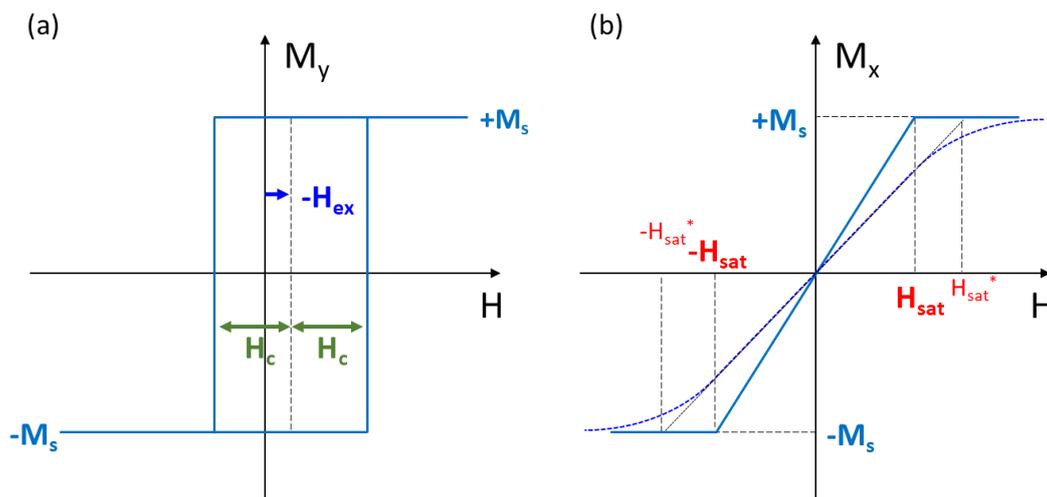


Figure 95 : Représentation schématique d'un cycle d'aimantation caractérisé par VSM. a) Champ appliqué selon l'axe facile. b) Champ appliqué selon l'axe difficile.

6.1.3 Caractérisations électriques sous champ statique des jonctions

6.1.3.1 Instrumentation des caractérisations électriques

Après fabrication, les jonctions sont caractérisées électriquement sous champ via un testeur automatique représenté sur la Figure 96. Le wafer est déposé sur un prober permettant la mesure successive de l'ensemble des puces. Les électrodes des jonctions sont contactées via une carte à pointe. Nous polarisons les jonctions en tension et mesurons le courant par une mesure deux pointes. Les pointes de mesures sont localisées au centre d'un entrefer, et des bobines permettent de réaliser les mesures électriques sous un champ magnétique. Ainsi, un champ jusqu'à 150 mT peut être appliqué dans l'entrefer, selon l'axe \vec{X} et/ou \vec{Y} .

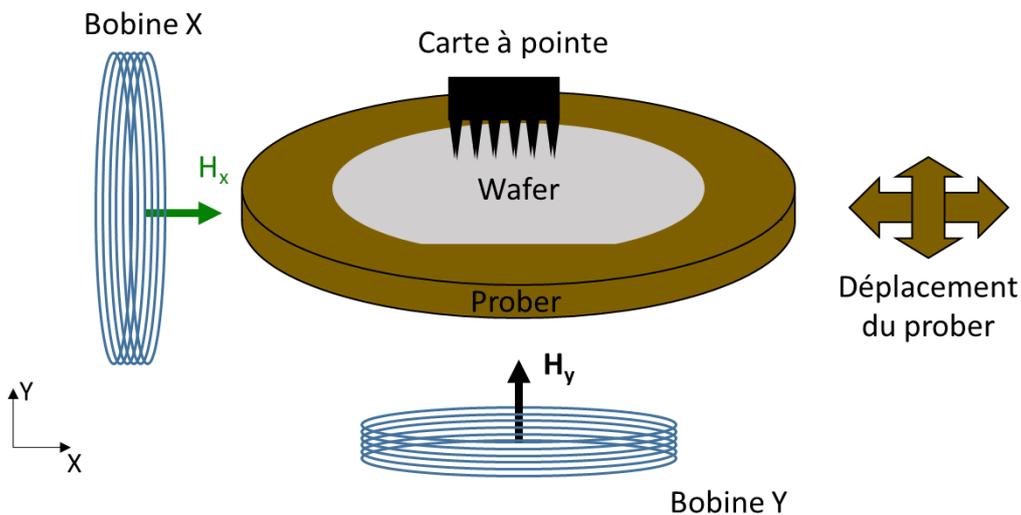


Figure 96 : Banc de mesures électriques sous champs. Le wafer est déposé sur un prober et la jonction est contactée par des pointes. Des bobines permettent d'appliquer un champ dans le plan du wafer selon les axes \vec{X} et \vec{Y} .

6.1.3.2 Réalisation des caractérisations électriques

Les jonctions sont polarisées avec une tension de 100 mV, et nous mesurons le courant. Nous préférons travailler avec la valeur de la résistance qui est en est déduite. Une réponse R-H complète est obtenue en réalisant une série de mesures sous champ variable. Sur la majorité des mesures présentées dans cette thèse, le champ est appliqué selon le cycle $-H_{\max} \rightarrow +H_{\max}$ puis $+H_{\max} \rightarrow -H_{\max}$. Le champ varie avec une amplitude H_{\max} de 100 mT, par incrément de 0,1 mT. Par ailleurs, les mesures sont réalisées sous champ statique. Entre deux mesures consécutives, le temps d'acquisition est supérieur à 100 μ s. Cela correspond à 400 ms pour la mesure d'un cycle complet, ce qui reste bien au-dessus des temps caractéristiques de retournement de l'aimantation.

Chaque jonction est caractérisée dans l'axe \vec{X} et \vec{Y} . Les réponses mesurées dans chacun des axes sont représentées sur la Figure 97. La réponse mesurée dans l'axe \vec{Y} nous permet de caractériser les propriétés de la jonction. Dans l'axe \vec{X} , nous mesurons la réponse sur laquelle aura lieu la modulation. Nous souhaitons donc obtenir une variation lisse et symétrique de résistance.

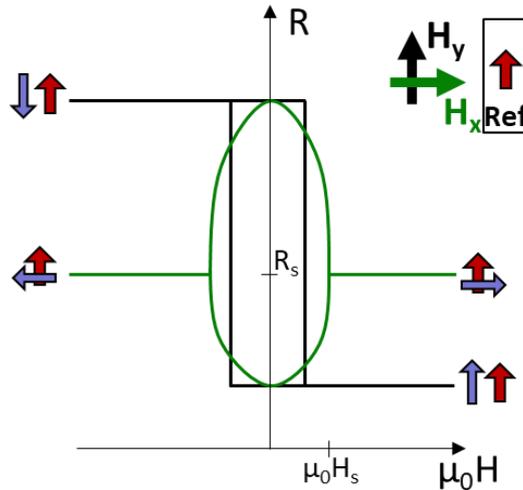


Figure 97 : Mesure électrique sous champ dans l'axe \vec{X} et \vec{Y} d'une jonction. Le cycle mesuré dans l'axe \vec{Y} montre l'existence d'un axe facile.

Les mesures électriques nous permettent à la fois de caractériser la qualité de la fabrication, et les propriétés des jonctions. Nous évaluons d'abord la réussite de la fabrication en qualifiant le nombre de jonctions opérationnelles, les éventuelles courts-circuits ou circuits ouverts, ainsi que le taux de TMR obtenu à l'issue de la fabrication. Dans un deuxième temps, ces mesures nous permettent de caractériser plus précisément les propriétés des jonctions tel que leurs sensibilités.

6.1.3.3 Amélioration des contacts et adaptation des électrodes

De nombreuses jonctions ont été caractérisées comme défectueuses en raison d'une mesure de résistance très élevée ou particulièrement bruitée. En mesurant des électrodes connectées en court-circuit, nous avons observé qu'un mauvais contact au niveau des pointes de mesures était responsable des réponses défaillantes mesurées. Nous avons d'abord essayé de nettoyer les pointes, ce qui n'a pas véritablement permis d'améliorer les mesures. Il est alors apparu que le matériau utilisé pour les électrodes n'était pas compatible avec les pointes utilisées. En règle générale, des pointes dures en tungstène sont utilisées pour contacter des pads en aluminium, afin de casser l'éventuelle couche d'oxydes de surface. Au contraire, des pointes plus souples en palladium sont utilisées pour contacter des pads en or. Dans notre cas, les pointes dures en tungstène utilisées semblent transpercer les pads, initialement réalisés en or, ce qui semble affaiblir le contact. Nous avons donc choisi de modifier le matériau des électrodes déposées par évaporation, afin de l'adapter à nos pointes de mesure. Les électrodes sont désormais réalisées avec 260 nm d'aluminium, précédé de 10 nm de tantale pour une question d'adhésion. Les caractérisations électriques réalisées sur des pads en court-circuit montrent nettement une amélioration des contacts.

6.1.3.4 Automatisation des caractérisations électriques et du traitement de donnée

Chacune des 272 jonctions réalisées est caractérisée par une mesure électrique sous champ. Afin d'avoir une vision globale de l'ensemble des jonctions sur un wafer, nous avons développé un script permettant de traiter chacune des mesures et de les regrouper par type.

Notre script permet d'abord de sélectionner les jonctions considérées comme fonctionnelles, en mettant de côté les mesures de court-circuit, de circuit ouvert, ou mesures défectueuses. Les mesures dans les axes \vec{X} et \vec{Y} sont ensuite analysées. Cette analyse nous permet de récupérer plusieurs propriétés de la jonction tel que la résistance minimum et maximum, le champ coercitif et d'échange, ou les résistances à saturation. Les données extraites des mesures nous permettent également de calculer d'autres paramètres, tels de la TMR et le produit RA par exemple

Plusieurs types (formes) de jonctions sont réalisées sur un wafer. Nous regroupons donc les mesures par type. De plus, pour chaque wafer, nous représentons l'ensemble des données mesurés en fonction du type de jonction ou de ses paramètres géométriques comme la longueur, la largeur, l'aire ou $H_{k,shape}$. L'ensemble de ces représentations nous a ainsi permis de mettre en évidence l'influence des paramètres géométriques sur les différentes réponses.

6.2 Traitement des caractérisations électriques

6.2.1 Calcul de l'inclinaison de la référence

Nous avons vu que l'aimantation de la référence peut être inclinée par rapport à l'axe \vec{Y} , ce qui se traduit par une dissymétrie de la réponse. J'ai donc déterminé un moyen de calculer cette inclinaison à partir de nos mesures. L'inclinaison de la référence entraîne un décalage entre les résistances à saturation mesurée à gauche et à droite de la réponse. Nous pouvons alors simplement exprimer l'inclinaison comme le décalage entre ces résistances. En réalité il est plus intéressant d'exprimer cette inclinaison à partir des conductivités. Nous exprimons l'inclinaison en % de la variation totale de conductivité comme

$$\theta_{\%} = \frac{G_{droite} - G_{gauche}}{G_{max} - G_{min}} \times 100 \quad (49)$$

avec G_{droite} et G_{gauche} les conductivités mesurées à droite et à gauche de la réponse R- H_x et G_{max} , G_{min} les conductivités minimum et maximum mesurée sur la réponse R- H_y . Les conductivités correspondent simplement à l'inverse de la résistance mesurée. Si la référence est instable, la valeur de la conductivité après saturation de la couche libre dépend du champ H_x appliqué. Nous évaluons donc les conductivités aux extremums de la réponse R- H_x mesurée à ± 100 mT. Ainsi $G_{gauche} = G(H_x = -100 \text{ mT})$ et $G_{droite} = G(H_x = +100 \text{ mT})$. Cependant, nous estimons que la différence de conductivité mesurée en champ positif et négatif reste constante. Par la suite, nous pouvons exprimer les conductivités précédentes à partir de la formule de la conductivité (équation 4) et l'angle θ entre les aimantations de la couche libre et de la référence. Si le champ appliqué lors des mesures est bien aligné avec les axes \vec{X} et \vec{Y} , alors l'angle de la couche libre est connu et vaut $\frac{-\pi}{2}$, $\frac{+\pi}{2}$, π ou 0 pour des champ respectif $H_x = -100 \text{ mT}$, $H_x = +100 \text{ mT}$, $H_y = -100 \text{ mT}$ ou $H_y = +100 \text{ mT}$. L'angle de la référence correspond à la somme de son inclinaison invariante à champ nul θ_{ref} et d'un angle $d\theta_{ref}$ lié à son instabilité. Nous supposons que

l'instabilité ajoute un décalage $d\theta_{ref}$ positif ou négatif selon le sens du champ appliqué et de valeur absolue est identique.

$$G_{droite} = G \left(\frac{\pi}{2} - (\theta_{ref} + d\theta_{ref}) \right) \quad (50)$$

$$G_{gauche} = G \left(-\frac{\pi}{2} - (\theta_{ref} - d\theta_{ref}) \right) \quad (51)$$

$$G_{min} = G(\pi - \theta_{ref}) \quad (52)$$

$$G_{max} = G(0 - \theta_{ref}) \quad (53)$$

En injectant ces expressions dans l'équation précédente, nous obtenons alors la relation

$$\theta_{0\%} = \tan(\theta_{ref}) \cos(d\theta_{ref}) \times 100 \quad (54)$$

Pour un champ de ± 100 mT, nous estimons que le retournement de la référence suffisamment faible pour négliger l'angle $d\theta_{ref}$. En résumé, nous pouvons donc calculer l'inclinaison de la référence en degré par l'équation suivante, avec R_{gauche} et R_{droite} les résistances mesurées à gauche et à droite de la réponse R- H_x , par $R_{gauche} = R(H_x = -100$ mT) et $R_{droite} = R(H_x = +100$ mT) et R_{min} et R_{max} les résistances minimum et maximum mesurées sur la réponse R- H_y .

$$\theta_{ref} = \tan^{-1} \left(\frac{\frac{1}{R_{droite}} - \frac{1}{R_{gauche}}}{\frac{1}{R_{min}} - \frac{1}{R_{max}}} \right) \times \frac{180}{\pi} \quad (55)$$

6.3 Influence de l'anisotropie de forme avant recuit sous champ

Les réponses de différentes jonctions mesurées après fabrication et avant second recuit sous champ sont représentés sur la Figure 98. Du fait de la dégradation des jonctions lors de la fabrication, les réponses de plusieurs jonctions de même géométrie présentent une importante variabilité. Pour chaque géométrie, j'ai donc comparé les réponses de l'ensemble des jonctions afin de déterminer leur comportement général. Les réponses que je présente ici sont celles qui représentent le mieux le comportement général d'une géométrie donnée. L'analyse réalisée dans cette section reste donc qualitative.

Sur l'ensemble des réponses R- H_x (courbes vertes sur les figures) aucune ne présente une courbe lisse. L'aimantation de la couche libre n'est donc pas macrospin. De plus, sur certaines réponses l'amplitude de résistance mesurée sous champ H_x et plus importante que celle mesurée sous champ H_y , ce qui entraîne une confusion des axes faciles et difficiles (Figure 98-c,d,g,j). Cet effet s'explique par un désalignement très important de la référence supérieure à 45° , lequel est confirmé par le décalage des résistances mesurées à saturation. Il est donc difficile d'interpréter la stabilité de la couche libre lorsque la référence est fortement désalignée.

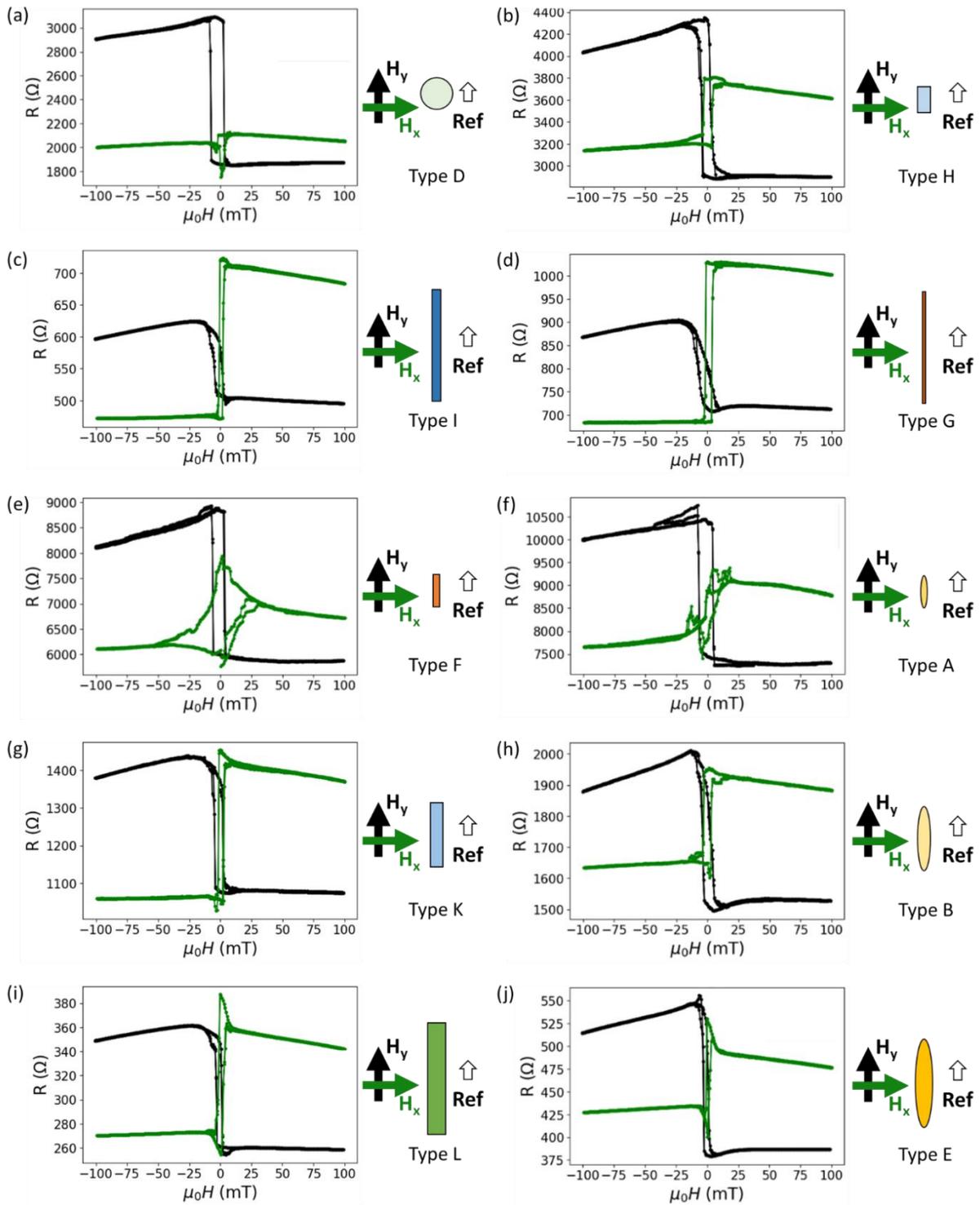


Figure 98 : Réponses R - H_x et R - H_y de jonctions de différentes formes après fabrication. a) Cercle de diamètre $4 \mu\text{m}$. b) Rectangle $2 \times 4 \mu\text{m}^2$. c) Rectangle $2 \times 25 \mu\text{m}^2$. d) Rectangle $0,8 \times 25 \mu\text{m}^2$. e) Rectangle $0,8 \times 4 \mu\text{m}^2$. f) Ellipse $0,8 \times 4 \mu\text{m}^2$. g) Rectangle $2 \times 10 \mu\text{m}^2$. h) Ellipse $2 \times 10 \mu\text{m}^2$. i) Rectangle $4 \times 25 \mu\text{m}^2$. j) Ellipse $4 \times 20 \mu\text{m}^2$. [Ref. G4168]

6.4 Détermination de la sensibilité

La sensibilité représente le taux de variation relatif d'un signal obtenu pour une variation de la grandeur mesurée. Sur nos jonctions nous mesurons une variation de résistance ou de conductance en fonction du champ magnétique. La sensibilité est donc définie comme la dérivée de la résistance divisée par la résistance au point d'opération (Equation 1). Notons que l'expression de la sensibilité en conductance est équivalente (au signe près). Nous exprimons sa valeur en %/mT.

$$\text{Sensibilité } (H) = \frac{1}{R(H)} \frac{dR}{\mu_0 dH} (H) \quad (56)$$

Dans le cas d'une réponse non linéaire, la sensibilité dépend du point d'opération où elle est mesurée. Sur nos jonctions à réponse symétrique, elle est nulle en champ nul et aux champs supérieurs au champ de saturation, mais est importante dans la gamme de champs pour lesquels a lieu la rotation de l'aimantation de la couche libre. Je définis donc le point d'opération où la sensibilité est maximale. Nous lui associons un champ d'opération $\mu_0 H_{op}$. Travailler à ce champ d'opération, nous garantit d'obtenir un maximum de signal pour une petite variation de champ mesuré par le capteur. La réponse R-H_x étant symétrique, il existe deux points d'opération, en champs positif et négatif. Les champs associés sont de même valeur mais de signe opposé, si la symétrie de la courbe est bien respectée. La sensibilité de la jonction correspond donc à sa sensibilité maximale, au point d'opération.

La détermination du point d'opération est importante pour réaliser une comparaison rigoureuse entre différentes réponses. Nous notons que le champ associé à la sensibilité maximale n'est pas rigoureusement identique à celui associé à la dérivée maximale. La dérivée du signal correspond simplement au taux de variation absolu de la résistance.

6.4.1 Sensibilité d'une jonction stabilisée par un champ d'échange

Dans le cas où l'aimantation de la couche libre d'une jonction n'est stabilisée que par un champ d'échange ($H_k = 0$), il existe une expression analytique de sa réponse. En ne conservant que le terme d'échange à partir de la relation 57, il est possible d'exprimer l'angle de la couche libre θ_{CL} comme

$$\theta_{CL} = \tan^{-1} \left(\frac{H_{mes}}{H_{ex}^*} \right) \quad (57)$$

avec H_{mes} le champ mesuré et H_{ex}^* le champ d'échange effectif. En injectant l'angle θ_{CL} dans l'expression de la conductivité d'une jonction (Equation 4), la réponse de la jonction peut alors être exprimé en fonction du champ H_{mes} . G_p , G_{ap} représentent les conductivités des état parallèles et antiparallèle.

$$G(H_{mes}) = \frac{G_p - G_{ap}}{2} + \frac{G_p - G_{ap}}{2} \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{H_{mes}}{H_{ex}^*}\right)^2 + 1}} \quad (58)$$

Enfin, nous pouvons également exprimer la sensibilité comme le rapport de la dérivée de la réponse par la réponse elle-même. En notant $\alpha = \frac{H_{mes}}{H_{ex}}$ nous exprimons la sensibilité sous la forme suivante ⁷

$$\text{Sensibilité}(H_{mes}) = \frac{1}{G(H_{mes})} \frac{G_p - G_{ap}}{2} \frac{\alpha}{H_{ex}(\alpha^2 + 1)^{\frac{3}{2}}} \quad (59)$$

6.4.2 Sensibilité d'une jonction stabilisée par un champ d'anisotropie

Dans le cas où l'aimantation de la couche libre d'une jonction n'est stabilisée que par un champ d'anisotropie ($H_{ex} = 0$), il existe également une expression analytique de sa réponse. Celle-ci est présentée en détail dans le chapitre 1 et rappelée ici. En ne conservant que le terme d'anisotropie dans la relation 41, l'angle de la couche libre θ_{CL} s'écrit

$$\theta_{CL} = \sin^{-1}\left(\frac{H_{mes}}{H_k}\right) \quad (60)$$

avec H_{mes} le champ mesuré et H_k le champ d'anisotropie effectif. La réponse à partir de l'expression générale de la conductivité (Equation 4) d'une jonction s'écrit alors

$$G(H_{mes}) = \frac{G_p - G_{ap}}{2} + \frac{G_p - G_{ap}}{2} \sqrt{1 - \left(\frac{H_{mes}}{H_k}\right)^2} \quad (61)$$

La sensibilité s'exprime là encore à partir de la dérivée de la réponse. En notant $\beta = \frac{H_{mes}}{H_k}$, la sensibilité d'une jonction stabilisée par un champ d'anisotropie uniquement s'écrit

$$\text{Sensibilité}(H_{mes}) = \frac{1}{G(H_{mes})} \frac{G_p - G_{ap}}{2} \frac{\beta}{H_k \sqrt{1 - \beta^2}} \quad (62)$$

6.4.3 Caractérisation de la sensibilité par mesures électriques sous champ

Nous mesurons la sensibilité des jonctions à partir de leur réponse électrique mesurée sous un champ H_x . La résistance est mesurée sous un champ décroissant puis croissant (+100 mT \rightarrow -100 mT \rightarrow +100 mT), avec un pas de 0,1 mT. La courbe de réponse est lissée par moyenne glissante sur 50 valeurs représentant 5 mT afin de réduire la variabilité des mesures. La sensibilité est calculée en chaque point comme le rapport de la dérivée par la résistance. Les quatre champs d'opération (en champs positif et négatif, sous champ croissant et décroissant) sont ensuite relevés aux points de sensibilité maximum. La sensibilité de la jonction est alors définie comme la moyenne des sensibilités mesurées en champ positif et négatif.

⁷ Nous utilisons l'égalité suivante pour exprimer la sensibilité : $\cos(\tan^{-1}(x)) = \frac{1}{\sqrt{x^2+1}}$

6.5 Calcul de la rotation de la référence

Afin de modéliser complètement la réponse des jonctions, l'angle de la référence θ_{ref} doit être calculé. L'aimantation de la couche de référence est fixée par un couplage RKKY antiferromagnétique avec la couche piégée, elle-même stabilisée par couplage d'échange avec une couche antiferromagnétique de IrMn. Pour simplifier, je suppose l'aimantation de la couche de référence stabilisée par un couplage d'échange, associé à un champ d'échange de la référence $H_{ex,ref}$. L'angle de la couche de référence peut alors être calculé en utilisant le modèle de Stoner & Wohlfarth. Dans notre cas, le modèle tient compte de l'énergie Zeeman associée au champ H_{mes} appliqué selon \vec{X} et d'une énergie d'échange. L'énergie Zeeman dépend de l'angle entre l'axe \vec{Y} et l'aimantation de la référence (Equation 63). L'énergie d'échange dépend du champ d'échange de la référence, qui peut être désaligné d'un angle $\theta_{ref,0}$ par rapport à l'axe \vec{Y} (Equation 64). H_{mes} correspond au champ appliqué selon \vec{X} , $M_{s,ref}$ l'aimantation à saturation de la couche de référence, θ_{ref} l'angle entre l'aimantation de la couche de référence et l'axe \vec{Y} .

$$e_{zeeman,ref} = -\mu_0 H_{mes} M_{s,ref} \sin(\theta_{ref}) \quad (63)$$

$$e_{ex,ref} = -\mu_0 H_{ex,ref} M_{s,ref} \cos(\theta_{ref} - \theta_{ref,0}) \quad (64)$$

La somme des énergie et l'annulation de la dérivée de l'énergie totale conduit à l'expression de l'angle de la référence.

$$\tan(\theta_{ref} - \theta_{ref,0}) = \frac{H_{mes} \cos(\theta_{ref,0})}{H_{ex,ref} + H_{mes} \sin(\theta_{ref,0})} \quad (65)$$

Sur nos jonction, l'angle $\theta_{ref,0}$ est faible après recuit sous champ, ce qui nous permet de simplifier l'expression de l'angle de la référence comme suit.

$$\tan(\theta_{ref} - \theta_{ref,0}) = \frac{H_{mes}}{H_{ex,ref}} \quad (66)$$

Si nous supposons le champ d'échange équivalent au champ de saturation de la référence $H_{sat,ref}$, alors l'angle de la référence s'écrit

$$\theta_{ref}(H_{mes}) = \theta_{ref,0} + \tan^{-1}\left(\frac{H_{mes}}{H_{sat,ref}}\right) \quad (67)$$

6.6 Calcul du champ d'anisotropie de la couche libre

Nous souhaitons mesurer le champ d'anisotropie à partir de la courbe d'aimantation de la couche libre dans le cas où celle-ci est stabilisée par un couplage d'échange. Comme l'ajout d'un couplage d'échange ne permet pas à l'aimantation de saturer, je définis le champ de saturation équivalent H_{sat}^* comme l'intersection de la tangente de la courbe d'aimantation à champ nul avec la droite $\frac{M}{M_s} = 1$ comme représenté sur la Figure 99.

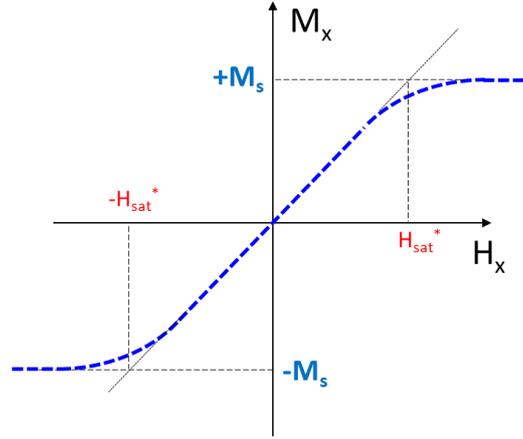


Figure 99 : Représentation schématique d'un cycle d'aimantation en axe difficile d'une couche libre stabilisée par un couplage d'échange.

Nous commençons par définir l'équation de la tangente au champ nul. Nous rappelons la relation entre l'angle de la couche libre θ_{CL} et les champs d'échange (H_{ex}^*), d'anisotropie (H_k) et le champ mesuré selon l'axe \vec{X} (H_{mes}), obtenue par le modèle Stoner & Wohlfarth.

$$H_{mes} = H_{ex}^* \tan(\theta_{CL}) + H_k \sin(\theta_{CL}) \quad (68)$$

Sur la courbe d'aimantation mesuré sur l'axe difficile, le champ mesuré correspond au champ H_x . La projection de l'aimantation sur les axes \vec{X} et \vec{Y} nous permet d'écrire la relation précédente comme

$$H_x = H_{ex}^* \frac{m_x}{m_y} + H_k m_x \quad (69)$$

Pour une faible valeur du champ mesuré, l'angle de la couche libre est proche de 0. Par un développement limité nous obtenons $\tan(\theta_{CL}) \underset{\theta_{CL} \rightarrow 0}{\sim} \sin(\theta_{CL})$ soit $m_y \underset{\theta_{CL} \rightarrow 0}{\sim} 1$ et la relation précédente peut être simplifiée comme

$$H_x \underset{\theta_{CL} \rightarrow 0}{\sim} (H_{ex}^* + H_k) m_x \quad (70)$$

L'équation de la tangente à la courbe d'aimantation au point $H_x = 0$ s'écrit donc

$$m_x = \frac{1}{H_{ex}^* + H_k} H_x \quad (71)$$

Au point d'intersection de la tangente avec la droite d'aimantation $m_x = 1$ nous obtenons

$$H_{sat}^* = H_k + H_{ex}^* \quad (72)$$

Références

- [1] H. C. Séran et P. Fergeau, « An optimized low-frequency three-axis search coil magnetometer for space research », *Review of Scientific Instruments*, vol. 76, n° 4, p. 044502, avr. 2005, doi: 10.1063/1.1884026.
- [2] G. Jannet *et al.*, « Measurement of Magnetic Field Fluctuations in the Parker Solar Probe and Solar Orbiter Missions », *JGR Space Physics*, vol. 126, n° 2, févr. 2021, doi: 10.1029/2020JA028543.
- [3] M. Kretzschmar *et al.*, « Whistler waves observed by Solar Orbiter/RPW between 0.5 AU and 1 AU », *A&A*, vol. 656, p. A24, déc. 2021, doi: 10.1051/0004-6361/202140945.
- [4] J. S. Bennett *et al.*, « Precision Magnetometers for Aerospace Applications: A Review », *Sensors*, vol. 21, n° 16, p. 5568, août 2021, doi: 10.3390/s21165568.
- [5] A. Bocheux *et al.*, « High sensitivity magnetic field sensor for spatial applications », in *2016 IEEE Sensors Applications Symposium (SAS)*, Catania: IEEE, avr. 2016, p. 1-5. doi: 10.1109/SAS.2016.7479836.
- [6] C. Cavoit, « Dispositif pour detecter et/ou mesurer un champ magnetique faible », 2010/109138 A1, 30 septembre 2010 [En ligne]. Disponible sur: <https://patents.google.com/patent/WO2010109138A1/zh>
- [7] G. Asch et B. Poussery, *Les capteurs en instrumentation industrielle*, 8e éd. in Collection Technique & Ingénierie. Malakoff: Dunod, 2017.
- [8] M. Julliere, « Tunneling between ferromagnetic films », *Physics Letters A*, vol. 54, n° 3, p. 225-226, sept. 1975, doi: 10.1016/0375-9601(75)90174-7.
- [9] J. C. Slonczewski, « Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier », *Phys. Rev. B*, vol. 39, n° 10, Art. n° 10, avr. 1989, doi: 10.1103/PhysRevB.39.6995.
- [10] W. H. Butler, « Tunneling magnetoresistance from a symmetry filtering effect », *Science and Technology of Advanced Materials*, vol. 9, n° 1, Art. n° 1, janv. 2008, doi: 10.1088/1468-6996/9/1/014106.
- [11] S. Ikeda *et al.*, « Tunnel magnetoresistance of 604% at 300K by suppression of Ta diffusion in CoFeB/MgO/CoFeB pseudo-spin-valves annealed at high temperature », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, n° 8, p. 082508, août 2008, doi: 10.1063/1.2976435.
- [12] R. C. Chaves, P. P. Freitas, B. Ocker, et W. Maass, « Low frequency picotesla field detection using hybrid MgO based tunnel sensors », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, n° 10, p. 102504, sept. 2007, doi: 10.1063/1.2775802.
- [13] Y. Lu *et al.*, « Shape-anisotropy-controlled magnetoresistive response in magnetic tunnel junctions », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, n° 19, p. 2610-2612, mai 1997, doi: 10.1063/1.118933.
- [14] D. C. Leitao *et al.*, « Nanoscale Magnetic Tunnel Junction Sensing Devices With Soft Pinned Sensing Layer and Low Aspect Ratio », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 50, n° 11, Art. n° 11, nov. 2014, doi: 10.1109/TMAG.2014.2320606.

- [15] T. Nakatani et H. Iwasaki, « Tunnel magnetoresistance sensors with dual soft-pinned free layers exhibiting highly symmetric resistance-field response curves », *Journal of Applied Physics*, vol. 132, n° 22, p. 223904, déc. 2022, doi: 10.1063/5.0132173.
- [16] A. V. Silva, D. C. Leitao, J. Valadeiro, J. Amaral, P. P. Freitas, et S. Cardoso, « Linearization strategies for high sensitivity magnetoresistive sensors », *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, vol. 72, n° 1, p. 10601, oct. 2015, doi: 10.1051/epjap/2015150214.
- [17] Z. Q. Lei, G. J. Li, W. F. Egelhoff, P. T. Lai, et P. W. T. Pong, « Review of Noise Sources in Magnetic Tunnel Junction Sensors », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 47, n° 3, p. 602-612, mars 2011, doi: 10.1109/TMAG.2010.2100814.
- [18] A. F. Md Nor, T. Daibou, M. Oogane, Y. Ando, et T. Miyazaki, « Boron effects on noise in magnetic tunnel junctions », *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 310, n° 2, p. 1917-1919, mars 2007, doi: 10.1016/j.jmmm.2006.10.1126.
- [19] J. M. Almeida, P. Wisniowski, et P. P. Freitas, « Low-Frequency Noise in MgO Magnetic Tunnel Junctions: Hooge's Parameter Dependence on Bias Voltage », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 44, n° 11, p. 2569-2572, nov. 2008, doi: 10.1109/TMAG.2008.2002604.
- [20] L. Jiang *et al.*, « Low-frequency magnetic and resistance noise in magnetic tunnel junctions », *Phys. Rev. B*, vol. 69, n° 5, p. 054407, févr. 2004, doi: 10.1103/PhysRevB.69.054407.
- [21] J. Moulin *et al.*, « Optimizing magnetoresistive sensor signal-to-noise via pinning field tuning », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 115, n° 12, Art. n° 12, sept. 2019, doi: 10.1063/1.5108604.
- [22] S. Cardoso *et al.*, « Magnetic tunnel junction sensors with pTesla sensitivity », *Microsyst Technol*, vol. 20, n° 4-5, p. 793-802, avr. 2014, doi: 10.1007/s00542-013-2035-1.
- [23] R. Ferreira, E. Paz, P. P. Freitas, J. Ribeiro, J. Germano, et L. Sousa, « 2-Axis Magnetometers Based on Full Wheatstone Bridges Incorporating Magnetic Tunnel Junctions Connected in Series », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 48, n° 11, p. 4107-4110, nov. 2012, doi: 10.1109/TMAG.2012.2202381.
- [24] P. P. Freitas, R. Ferreira, et S. Cardoso, « Spintronic Sensors », *Proc. IEEE*, vol. 104, n° 10, p. 1894-1918, oct. 2016, doi: 10.1109/JPROC.2016.2578303.
- [25] R. Ferreira, E. Paz, P. P. Freitas, J. Wang, et S. Xue, « Large Area and Low Aspect Ratio Linear Magnetic Tunnel Junctions With a Soft-Pinned Sensing Layer », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 48, n° 11, Art. n° 11, nov. 2012, doi: 10.1109/TMAG.2012.2200468.
- [26] Z. Jin, Y. Wang, K. Fujiwara, M. Oogane, et Y. Ando, « Detection of Small Magnetic Fields Using Serial Magnetic Tunnel Junctions with Various Geometrical Characteristics », *Sensors*, vol. 20, n° 19, p. 5704, oct. 2020, doi: 10.3390/s20195704.
- [27] A. Guedes, S. B. Patil, S. Cardoso, V. Chu, J. P. Conde, et P. P. Freitas, « Hybrid magnetoresistive/microelectromechanical devices for static field modulation and sensor 1/f noise cancellation », *Journal of Applied Physics*, vol. 103, n° 7, p. 07E924, avr. 2008, doi: 10.1063/1.2837661.
- [28] J. E. Burnette *et al.*, « Initial studies on microelectromechanical system flux concentrators », *Journal of Applied Physics*, vol. 103, n° 7, p. 07E930, avr. 2008, doi: 10.1063/1.2838480.
- [29] M. H. Acuña, « Space-based magnetometers », *Review of Scientific Instruments*, vol. 73, n° 11, p. 3717-3736, nov. 2002, doi: 10.1063/1.1510570.
- [30] S. Shirotori, A. Kikitsu, Y. Higashi, Y. Kurosaki, et H. Iwasaki, « Symmetric Response Magnetoresistance Sensor With Low 1/f Noise by Using an Antiphase AC Modulation Bridge », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 57, n° 2, p. 1-5, févr. 2021, doi: 10.1109/TMAG.2020.3012655.
- [31] C. Tannous et J. Gieraltowski, « The Stoner–Wohlfarth model of ferromagnetism », *Eur. J. Phys.*, vol. 29, n° 3, p. 475-487, mai 2008, doi: 10.1088/0143-0807/29/3/008.

- [32] S. Blundell, *Magnetism in condensed matter*, Reprint. in Oxford master series in condensed matter physics, no. 4. Oxford: Oxford Univ. Press, 2014.
- [33] A. Hubert et R. Schäfer, *Magnetic domains: the analysis of magnetic microstructures*. Berlin ; New York: Springer, 1998.
- [34] A. Aharoni, « Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms », *Journal of Applied Physics*, vol. 83, n° 6, Art. n° 6, mars 1998, doi: 10.1063/1.367113.
- [35] W. H. Butler, « Tunneling magnetoresistance from a symmetry filtering effect », *Science and Technology of Advanced Materials*, vol. 9, n° 1, p. 014106, janv. 2008, doi: 10.1088/1468-6996/9/1/014106.
- [36] R. E. Lee, « Ion-Beam Etching (Milling) », in *VLSI Electronics Microstructure Science*, vol. 8, Elsevier, 1984, p. 341-364. doi: 10.1016/B978-0-12-234108-3.50016-9.
- [37] R. Ferreira, E. Paz, P. P. Freitas, J. Wang, et S. Xue, « Large Area and Low Aspect Ratio Linear Magnetic Tunnel Junctions With a Soft-Pinned Sensing Layer », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 48, n° 11, Art. n° 11, nov. 2012, doi: 10.1109/TMAG.2012.2200468.
- [38] J. Moulin *et al.*, « Optimizing magnetoresistive sensor signal-to-noise via pinning field tuning », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 115, n° 12, p. 122406, sept. 2019, doi: 10.1063/1.5108604.
- [39] G. Malinowski *et al.*, « Using antiferromagnetic/ferromagnetic bilayers as detection layers in magnetic tunnel junctions », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83, n° 21, p. 4372-4374, nov. 2003, doi: 10.1063/1.1630171.
- [40] B. Negulescu *et al.*, « Wide range and tunable linear magnetic tunnel junction sensor using two exchange pinned electrodes », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 95, n° 11, p. 112502, sept. 2009, doi: 10.1063/1.3226676.
- [41] J. Y. Chen, J. F. Feng, et J. M. D. Coey, « Tunable linear magnetoresistance in MgO magnetic tunnel junction sensors using two pinned CoFeB electrodes », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 100, n° 14, Art. n° 14, avr. 2012, doi: 10.1063/1.3701277.
- [42] A. J. Devasahayam et M. H. Kryder, « The dependence of the antiferromagnet/ferromagnet blocking temperature on antiferromagnet thickness and deposition conditions », *Journal of Applied Physics*, vol. 85, n° 8, p. 5519-5521, avr. 1999, doi: 10.1063/1.369880.
- [43] E. Paz, R. Ferreira, et P. P. Freitas, « Linearization of Magnetic Sensors With a Weakly Pinned Free-Layer MTJ Stack Using a Three-Step Annealing Process », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 52, n° 7, p. 1-4, juill. 2016, doi: 10.1109/TMAG.2016.2525772.
- [44] B. Negulescu *et al.*, « Wide range and tunable linear magnetic tunnel junction sensor using two exchange pinned electrodes », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 95, n° 11, Art. n° 11, sept. 2009, doi: 10.1063/1.3226676.
- [45] L. R. Shah *et al.*, « Magnetic tunneling junction based magnetic field sensors: Role of shape anisotropy versus free layer thickness », *Journal of Applied Physics*, vol. 109, n° 7, Art. n° 7, avr. 2011, doi: 10.1063/1.3563096.
- [46] J. Horkans, « Effect of Plating Parameters on Electrodeposited NiFe », *J. Electrochem. Soc.*, vol. 128, n° 1, p. 45-49, janv. 1981, doi: 10.1149/1.2127385.
- [47] J.-M. Quemper *et al.*, « Permalloy electroplating through photoresist molds », *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 74, n° 1-3, p. 1-4, avr. 1999, doi: 10.1016/S0924-4247(98)00323-9.
- [48] O. Lefebvre, « Développement d'un microdispositif magnétique pour le contrôle et la détection de complexes immunologiques à base de nanoparticules magnétiques », Université Paris Saclay, 2018.
- [49] W. Dickson, A. Stashkevitch, J. B. Youssef, S. Takahashi, et A. V. Zayats, « SNOM imaging of thick ferromagnetic films: Image formation mechanisms and limitation », *Optics Communications*, vol. 250, n° 1-3, p. 126-136, juin 2005, doi: 10.1016/j.optcom.2005.02.040.

- [50] N. Saito, H. Fujiwara, et Y. Sugita, « A New Type of Magnetic Domain Structure in Negative Magnetostriction Ni-Fe Films », *J. Phys. Soc. Jpn.*, vol. 19, n° 7, p. 1116-1125, juill. 1964, doi: 10.1143/JPSJ.19.1116.
- [51] Y. Murayama, « Micromagnetics on Stripe Domain Films. II », *J. Phys. Soc. Jpn.*, vol. 23, n° 3, p. 510-511, sept. 1967, doi: 10.1143/JPSJ.23.510.
- [52] T. Koikeda, S. Fujiwara, et S. Chikazumi, « Perpendicular Anisotropy of Evaporated Magnetic Iron-Nickel and Cobalt-Nickel Thin Films », *J. Phys. Soc. Jpn.*, vol. 21, n° 10, p. 1914-1921, oct. 1966, doi: 10.1143/JPSJ.21.1914.
- [53] Y. Sugita, H. Fujiwara, et T. Sato, « CRITICAL THICKNESS AND PERPENDICULAR ANISOTROPY OF EVAPORATED PERMALLOY FILMS WITH STRIPE DOMAINS », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 10, n° 8, p. 229-231, avr. 1967, doi: 10.1063/1.1754924.
- [54] A. V. Svalov *et al.*, « Structure and Magnetic Properties of Thin Permalloy Films Near the “Transcritical” State », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 46, n° 2, p. 333-336, févr. 2010, doi: 10.1109/TMAG.2009.2032519.
- [55] V. S. Luong, A. T. Nguyen, T. L. Nguyen, A. T. Nguyen, et Q. K. Hoang, « Enhanced Soft Magnetic Properties of [NiFe/Ta]_n Laminated Films for Flux Amplification in Magnetic Sensors », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 54, n° 6, p. 1-4, juin 2018, doi: 10.1109/TMAG.2018.2817213.
- [56] S. F. Cheng, P. Lubitz, Y. Zheng, et A. S. Edelstein, « Effects of spacer layer on growth, stress and magnetic properties of sputtered permalloy film », *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 282, p. 109-114, nov. 2004, doi: 10.1016/j.jmmm.2004.04.027.
- [57] T. Nakatani, H. Suto, P. D. Kulkarni, H. Iwasaki, et Y. Sakuraba, « Tunnel magnetoresistance sensors with symmetric resistance-field response and noise properties under AC magnetic field modulation », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 121, n° 19, p. 192406, nov. 2022, doi: 10.1063/5.0119677.
- [58] L. Pan *et al.*, « Novel Magnetic Field Modulation Concept Using Multiferroic Heterostructure for Magnetoresistive Sensors », vol. 20, p. 14400, 2020, doi: 10.3390/s20051440.
- [59] D. C. Worledge et P. L. Trouilloud, « Magnetoresistance measurement of unpatterned magnetic tunnel junction wafers by current-in-plane tunneling », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83, n° 1, p. 84-86, juill. 2003, doi: 10.1063/1.1590740.
- [60] M. S. Lubell et A. S. Venturino, « Vibrating Sample Magnetometer », *Review of Scientific Instruments*, vol. 31, n° 2, p. 207-208, févr. 1960, doi: 10.1063/1.1716932.

Samuel Manceau

DÉVELOPPEMENT D'UN MAGNÉTOMÈTRE MINIATURISÉ À BASE DE JONCTIONS TUNNEL MAGNÉTIQUES POUR APPLICATIONS SPATIALES

Résumé :

Les jonctions tunnel magnétiques sont des magnétorésistances actuellement très prisées dans le développement de nombreux capteurs et semblent offrir une solution intéressante pour réaliser une nouvelle génération de magnétomètres spatiaux très sensibles à faible encombrement. Néanmoins, la détectivité des jonctions tunnel magnétiques diminue fortement à basse fréquence à cause de leur bruit en $1/f$ important, ce qui constitue une limite majeure à leur utilisation. Pour contourner ce problème un nouveau concept de capteur nommé MAROT a été proposé. Celui-ci emploie une méthode de modulation et nécessite le développement de jonctions tunnel magnétiques atypiques présentant une réponse symétrique.

Le travail présenté dans cette thèse porte principalement sur la fabrication et l'optimisation de telles jonctions, ainsi que leur combinaison avec des concentrateurs de flux. Un important travail de microfabrication a d'abord permis de réaliser des jonctions à réponse symétrique de dimensions micrométriques, et stabilisée par couplage d'échange selon une méthode de soft pinning. Nous avons augmenté la sensibilité des jonctions en réduisant l'intensité du couplage d'échange et avons étudié l'influence de l'anisotropie de forme sur la sensibilité des jonctions. Un modèle analytique de type Stoner-Wohlfarth incluant les champs d'échange et d'anisotropie permet un très bon ajustement des résultats expérimentaux de magnéto-transport. En parallèle, des concentrateurs de flux en NiFe déposés par électrolyse ont été développés. Cette méthode, adaptée au dépôt de couches épaisses, nous permet de maîtriser la composition du dépôt. La combinaison des concentrateurs de flux et des jonctions nous ont permis de mesurer un gain moyen de 550, ce qui constitue une avancée significative par rapport à l'état de l'art. Enfin, la réalisation d'un premier dispositif intégrant des jonctions tunnel magnétiques et des concentrateurs de flux a permis d'étudier la méthode de modulation proposée.

Mots clés : Capteur, Magnétomètre, Jonction Tunnel Magnétique, Magnétorésistance, Concentrateur de flux, Microfabrication

DEVELOPMENT OF A MINIATURIZED MAGNETOMETER BASED ON MAGNETIC TUNNEL JUNCTIONS FOR SPACE APPLICATIONS

Summary :

Magnetic tunnel junctions are magnetoresistance-based devices that are currently widely used in the development of many sensors, and they offer an interesting solution for a new generation of miniaturized space magnetometers with a high sensitivity. However, the detectivity of magnetic tunnel junctions decreases sharply at low frequencies due to their high $1/f$ noise, which is a major limitation to their use. To overcome this problem, a new sensor concept called MAROT has been proposed. It employs a modulation method and requires the development of atypical magnetic tunnel junctions with a symmetrical response.

The work presented in this thesis focuses on the fabrication and optimization of such junctions, as well as their combination with flux concentrators. A major microfabrication project has enabled us to produce junctions with a symmetrical response of micrometric dimensions, stabilized by exchange coupling using a soft pinning method. We increased the sensitivity of the junctions by reducing the intensity of exchange coupling and studied the influence of shape anisotropy on junction sensitivity. A Stoner-Wohlfarth-type analytical model including exchange and anisotropy fields provides a very good fit to experimental magneto-transport results. In parallel, NiFe flux concentrators deposited by electrolysis have been developed. This method, suitable for depositing thick layers, enables us to control the composition of the deposit. The combination of flux concentrators and junctions enabled us to measure an average gain of 550, a significant advance on the state of the art. Finally, a first device integrating magnetic tunnel junctions and flux concentrators enabled us to study the proposed modulation method.

Keywords : Sensor, Magnetometer, Magnetic Tunnel Junction, Magnetoresistance, Flux concentrator, Microfabrication

**LPC2E, 3a Av. de la recherche scientifique - 45071 Orléans
Spintec, 17 Av. des Martyrs - 38054 Grenoble**

