

UNIVERSITÉ D'ORLÉANS

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

THÈSE présentée par :

Thomas Brun

soutenue le : 27 mai 2026

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'Université d'Orléans**
Discipline/ Spécialité : Science de l'Univers, Matériaux Magnétiques

MAROT : Un magnétomètre miniature pour l'exploration spatiale

THÈSE dirigée par :

Mr KRETZSCHMAR Matthieu

Professeur des universités, LPC2E, Orléans

Mme BEA Hélène

Maitresse de conférences, SPINTEC, Grenoble

PRESIDENT DU JURY :

Mr DUDOK DE WIT Thierry

Professeur des universités, LPC2E, Orléans

RAPPORTEURS :

Mr LACOUR Daniel

Directeur de recherche, IJL, Nancy

Mr AGNUS Guillaume

Professeur des universités, C2N, Palaiseau

JURY :

Mme PANNETIER-LECOEUR Myriam

Directrice de recherche, LNO, Saclay

Mme MECHIN Laurence

Directrice de recherche, GREYC, Caen

INVITÉS :

Mme BARADUC Claire

Directrice de recherche, SPINTEC, Grenoble

Mr Jannet Guillaume

Ingénieur de recherche, LPC2E, Orléans

Remerciements

Voilà, nous arrivons à la conclusion de ma première expérience de recherche, après avoir passé quatre années au sein du laboratoire Spintec. Il est temps de remercier toutes les personnes ayant participé de près ou de loin à mon doctorat.

Je souhaite commencer par remercier les membres de mon jury, Thierry DUDOK de WIT pour les remarques pertinentes sur la composante spatiale du projet ainsi que d'avoir facilité la soutenance à Grenoble, Daniel LACOUR et Guillaume AGNUS pour les rapports ainsi que les questions éclairantes, Laurence MECHIN pour la participation à la soutenance ainsi que les échanges lors du projet ADAGE. Finalement, je tiens aussi à remercier Myriam PANNETIER-LECOEUR pour le suivi de mes travaux tout au long de ma thèse lors des CSI.

S'ensuit par les personnes ayant participé à mon encadrement et sans qui toute cette aventure n'aurait pas été possible. Je tiens à commencer par Claire qui m'a donnée une chance en me prenant pour mon stage de master et en me faisant confiance en me proposant la poursuite en thèse. Je ne serais pas là sans l'accompagnement tant bien professionnel que personnel. J'ai aussi eu la chance d'être suivis par Hélène dans la seconde partie de ma thèse qui malgré son emploi du temps bien rempli, a toujours su trouver du temps pour m'écouter, que ce soit pour faire avancer le projet ou m'entendre râler sur la salle blanche. Pour finir, je tiens à remercier les membres de l'équipe du LPC2E, Matthieu mon encadrant de thèse qui a su être là pour apporter un regard à plus grande échelle (spatiale vs nano) et Guillaume qui a partagé avec moi ses compétences en électronique (sachant que je partais de loin).

Comment pourrais-je oublier les membres de l'équipe capteur de Spintec, à commencer par ceux qui étaient présent lors de mon arrivé. Samuel, qui m'a pris sous son aile pendant mon stage puis en tant que collègue au début de ma thèse, j'ai vraiment eu l'impression de commencer avec un joker dans la main. Charles, toujours positif et Johanna toujours motivée et prête à aider même quand elle est déjà surchargée. Now, switching to English for my fellows PhD and postdocs fellows, as someone slightly introverted it has been a nice boon to share my PhD. with Capucine who I met during the Nano master, as I could have someone to rely on, hoping for you to achieve whatever you set your mind to. Next is Lucia M. with whom I shared the sensor room trying to measure some noise, you achieved a lot while starting on a new project which brings its shares of difficulties. To finish the PhD. side of the team I had the pleasure to welcome Lucia R. during her internship, always smiling, always full of energy. I wish you plenty of success, but I'm convinced you will manage. I also had the pleasure to meet Suraj, Mouli and (re meet) Aitor which are all great and hard-working people. I reserve a special place for Javi which is an incredible person both as a friend and a researcher. I was lucky to work with him near the end of my time, he brought new energy and rigor to the project while sharing the clean room messes together.

During those four years I have been lucky to share this time with everyone in the lab, I would like for you to know that I always enjoyed the time shared. Now hoping that I don't forget anyone, starting with the ones which I shared my Ph.D time. I would like to thank Hanna, Giovanni, Subham, Kuldeep, Ilaria, Marco, Théo, Maxime and Abderrazak for the great time during those years, be it in the lab during the coffee breaks (well water breaks for me ...), on the slopes, on the beach-volley court or during conferences. I would like also to thanks Nuno and Pedro for the D&D sessions and being friendly peoples in general. A special thanks goes to Eric that helped the project on multiples occasions with his technical knowledge, always nice to see you when you exited the RF room. Along the years I've also had the pleasure to meet and interact with many amazing peoples like: Paolo, Rodri, Michael, Corentin P., Anaïs, Lucía, Neha, Aureline, Vansh, Joao, Trung, Emanuel or Giuseppe. The list is still long but I would like to highlight by few words certain persons I spend more time with, we have: Arthur the computer wizard, Lena always smiling, Natalia the kind, Coline the crazy, Corrado Mr Worldwide, One-leg Jonathan (the leg may wary), Sergi and David the divas, Lucas my friend in suffering, Elias surprisingly funny, Noé with his funny stickers, Simone my volley-ball mate, Clément beardless Eric, Goathier, Selu the sanest Sonic fan, Alvaro the chill dude and Corentin B. the clean room addict (poor soul...). I'm not the best at expressing that stuff but I would like you to know that I had a great time and it's because of everyone (hope I got at least a grin out of you).

Un des points forts de Spintec est que les échanges ne sont pas limités aux membres de son équipe et aux autres non-permanents. J'ai eu le plaisir de discuter à de nombreuses reprises avec Maïr qui a toujours une anecdote à raconter, Gilles qui malgré son emploi du temps que je suppose bien rempli trouve toujours le temps d'avoir quelques mots d'encouragements. Pendant ces trois années j'ai pris pas mal de poids et j'en incombe une bonne partie à Jérôme avec tous les concours de gâteaux, je tiens aussi à remercier Clarisse qui a un rôle capital dans le projet car elle s'est occupée de presque tous les dépôts ainsi que des recuits qui sont indispensables à la réalisation de nos jonctions tunnels. Dans la même veine, je tiens à remercier Stéphane pour les dépôts de masques dur ainsi que les nombreuses discussions instructives. J'ai aussi apprécié les quelques échanges de couloir avec Laurent même si nous n'avons pas pu skier ensemble. Je tiens aussi à remercier Lucian, Kevin et Ricardo pour l'expérience de montage d'un projet de collaboration industrielle. Je rajoute à cela aussi tout le support sur le Veeco par Ricardo, je ne pense pas avoir eu plus d'un jour de panne en trois ans. Finalement, je réserve une place spéciale dans ces remerciements à Eyub dont l'humour peut certainement en dérouter plus d'un mais à toujours su répondre présent à tous mes problèmes (et il y'en a eu), offrant de m'apprendre à réparer certains équipements dans les cas intéressants.

Pour finir cette partie, je souhaite aussi remercier les membres des équipes supports, qui effectuent un travail souvent invisible mais qui se ressent après lors de son absence. A commencer avec Céline et Sandra de l'équipe d'administration de Spintec et Isabelle et Tiphaine de l'équipe d'administration du LPC2E. Elles ont toujours su répondre à mes questions et ont fait en sorte que je n'ai quasiment aucun problème administratif malgré mon contrat particulier. Au cours de ma thèse, j'ai aussi passé un certain temps en salle blanche et je souhaite remercier tous les membres de la PTA tout en soulignant certains membres avec lesquels j'ai plus échangé. Premièrement, Philippe qui m'a transmis ses connaissances en fabrication et vers qui je me suis tout le temps tourné pour chercher conseil. Puis Lucas, Victor et Christophe où j'ai pu avoir de nombreuses discussions à l'intérieur comme à l'extérieur de la salle qui ont toujours su répondre à mes questions pour mieux manipuler et améliorer mon process.

During my three years of PhD. I also had the pleasure to interact and work with other researchers from different labs. First, I would like to thank Dr Tomoya NAKATANI from NIMS in Japan with whom we had multiple exchanges as they were probably the only other group working on symmetric MTJs. He also provided us with multiple samples without putting pressure on the results which helped us dramatically. Je suis aussi plusieurs fois à Lille pour travailler avec Nicolas TIERCELIN et Yannick DUSCH de l'IEMN qui m'ont beaucoup aidé sur la partie liée à la modulation contrôlée par un matériau piézoélectrique, merci pour le temps que vous m'avez accordé.

Cela clôture la partie collègues de ces remerciements, j'aimerais finir par ajouter un petit mot à destination de ma famille qui m'ont toujours soutenu et ont toujours été présents. J'ai de la chance d'avoir des parents exceptionnels qui sont remplis de bienveillance. Mon père, qui décide d'arrêter sa carrière d'ingénieur pour ouvrir un centre équestre prouvant qu'il faut d'abord s'écouter soi-même pour être heureux. Ma mère, qui a toujours mis sa famille et les autres au premier plan quitte à trop en faire. Mon beau-père, peut-être le seul qui pouvait comprendre mon domaine d'étude, toujours ouvert à la discussion. Une pensée spéciale à mon grand-frère ayant fait l'allée retour Lille-Grenoble dans la journée pour assister à ma soutenance. Je tiens aussi à ajouter une pensée pour mon grand-père qui a assisté à ma soutenance seul du fait du décès de mamie en début d'année et qui n'as probablement rien compris, sa présence m'a fait beaucoup plaisir (il paraît qu'il râlait quand les questions semblaient compliquées...). Pour finir sur une touche plus joyeuse, j'ajoute une pensée à l'être qui partage ma vie depuis 3 ans, le plus grand fan de gratouille sur le bidou, mon chat.

Table des matières

1.	Introduction.....	5
2.	Magnétisme.....	9
1)	Comportement magnétiques.....	10
2)	Energies magnétiques	12
3.	Développement d'un capteur magnétique basé sur les jonctions tunnel magnétiques.	17
1)	Magnétomètres.....	17
2)	Caractéristiques importantes des magnétomètres	18
3)	Jonctions tunnel magnétiques (MTJ)	20
4)	Historique et point de départ de cette thèse	23
5)	Modèle de Stoner-Wohlfarth.....	26
4.	Techniques expérimentales, micro fabrication et mesures.....	32
1)	Dépôt de l'empilement magnétique.....	33
2)	Procédé de micro fabrication.....	35
3)	Croissance des concentrateurs de flux	43
4)	Méthodes de caractérisations	49
5)	Conclusion	53
5.	Jonctions tunnels.....	55
1)	Présentation du design « jonction unique »	55
2)	Comparaison des empilements magnétiques « Singulus » et « NIMS »	56
3)	Linéarisation de la réponse magnétique.....	67
4)	Conclusion	69
6.	Concentrateurs de Flux	71
1)	Caractérisation des concentrateurs de flux	71
2)	Amélioration des concentrateurs de flux	75
4)	Participation au projet Adage du PEPR spin	84
5)	Conclusion concentrateurs de flux.....	87
7.	Optimisation du capteur	89
1)	Modèle d'optimisation.....	89
2)	Réalisation du design jonctions multiples.....	93
3)	Résultats.....	95
4)	Conclusion	102
8.	Interrupteur de flux magnétique	105

1) Etudes préliminaires	106
2) Réalisation d'une preuve de concept (collaboration Nicolas Tiercelin IEMN Lille)	112
3) Conclusion et travaux futurs	117
9. Conclusions et perspectives	119
1) Résultats.....	119
2) Difficultés	122
3) Suite du projet.....	122
10. Annexes	125
Annexe 1 : Réalisation d'une simulation Comsol	125
Annexe 2 : Réalisation de micro-bobines incorporées dans le substrat.....	130
11. Références.....	133

Abréviations et Acronymes

CL : Couche Libre

FC : Concentrateurs de Flux

MTJ : Jonction Tunnel Magnétique

SR-MTJ : Jonctions tunnel à réponse symétrique

MAROT : Magnétomètre à haute sensibilité à jonction tunnel magnétique

RA : Produit de la résistance par la surface de la jonction (au niveau de la barrière tunnel)

SAF : Système antiferromagnétique synthétique

TMR : Taux de magnéto-résistance

VSM : Magnétomètre à échantillon vibrant

MEB : Microscope électronique à balayage

RIE : Gravure ionique réactive

IBE : Gravure par rayon ionique

RKKY : Couplage Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida

Chapitre 1

1. Introduction

Il y a deux raisons principales pour vouloir embarquer des magnétomètres ultra-sensibles à bord de satellite. La première est d'ordre purement scientifique et concerne la compréhension des plasmas spatiaux de notre système solaire. On peut principalement citer le vent solaire, plasmas émis par le Soleil qui remplit le milieu interplanétaire, et les magnétosphères planétaires dont celle de la Terre. L'atmosphère de cette dernière commence à être ionisée, donc peut être considérée comme un plasma, à partir de 80 km d'altitude. Ces plasmas, comme ceux que l'on retrouve partout dans l'univers, sont extrêmement dynamiques et complexes à comprendre. Un paramètre clef pour améliorer notre compréhension fondamentale de ces processus est le champ magnétique, qui varie à toutes échelles de temps. Sur Terre, l'interaction entre le vent solaire et le champ magnétique terrestre résulte dans une magnétosphère dynamique. L'occurrence d'une tempête solaire peut induire un orage magnétique sur la Terre, dont les conséquences peuvent être très importantes. Ceci constitue la deuxième raison d'étudier ces phénomènes. En effet, depuis la fin du XX^e siècle, la quantité d'équipement électronique dans la vie de tous les jours a été décuplée. Nous dépendons de plus en plus des infrastructures électriques, que ce soit pour les communications, le système monétaire, l'informatique et maintenant l'intelligence artificielle. Un élément souvent ignoré par le grand public est la fragilité des infrastructures terrestres aux événements spatiaux. En effet, on peut nommer des cas extrêmes comme l'événement de Carrington en 1859 pendant lequel les télégraphes, alors seul moyen de communication, ont cessé de fonctionner. On estime que si un événement de la même intensité venait à se reproduire, les dégâts se chiffraient en trillions de dollars [1]. Plus récemment et de moindre intensité, en 1989 au Québec, un orage magnétique a causé une panne du réseau électrique, laissant plusieurs millions de personnes sans courant pendant plusieurs heures. Ces événements sont liés à l'afflux de particules chargées provenant du soleil (souvent lié à une éjection de masse coronale), venant percuter le champ magnétique terrestre. L'étude de ces phénomènes est appelée météorologie spatiale. Il faut donc avoir la capacité technique de mesurer les paramètres pouvant contrôler ces transferts d'énergie. Une des thématiques du Laboratoire de Physique et Chimie de l'Environnement et de l'Espace (LPC2E) où cette thèse est menée en cotutelle est l'étude des plasma spatiaux, via notamment la mesure de leurs paramètres à bord de satellites.

Cette thèse fait partie du projet MAROT (Magnétomètre fAible bRuit à jOnction Tunnel) qui vise à réaliser la réalisation d'un capteur de champ magnétique (magnétomètre) présentant des performances similaires ou supérieures à l'état de l'art tout en réduisant l'encombrement et la masse du capteur. Ce projet naît d'une étroite collaboration entre le LPC2E, un

laboratoire spécialisé dans la recherche et l'instrumentation spatiale, et SPINTEC, un laboratoire spécialisé dans la spintronique et les capteurs spintroniques.

Ce projet répond à la demande de miniaturisation des instruments utilisés dans la recherche spatiale, notamment dans un but de réduire les coûts. Les magnétomètres sont communément embarqués sur des satellites, notamment le search-coil et le flux gate [2]. Le LPC2E a élaboré et fabriqué des search-coils [2] pour les missions Parker Solar Probe (2018, NASA, [3]), Solar Orbiter (2020, ESA, [4]) ainsi que d'autres missions auparavant (Taranis, Demeter...). Le search-coil est un capteur inductif mesurant avec précision la composante alternative du flux magnétique (>1 Hz). Cependant, il est limité en détectivité, ici le plus petit champ mesurable, car celle d'un capteur de flux est proportionnelle au volume de l'instrument, le rendant incompatible avec une miniaturisation. Le second magnétomètre utilisé est le flux gate, ce type de capteur est souvent utilisé pour mesurer la composante continue du champ. Sa détectivité est meilleure que les search-coils pour des fréquences inférieures à 5 Hz environ. L'objectif final du projet MAROT est donc d'obtenir des performances supérieures à ces deux équipements sur toute la bande de fréquence utile, c'est-à-dire de pouvoir mesurer le champ continu et ses variations de l'ordre du picotesla sur une large gamme de fréquence, allant des très basses fréquences (0,01 Hz) au basse fréquences (100 Hz). Ceci tout en obtenant une réduction de masse (quelques grammes) et de volume ($2,5 \cdot 10^{-2} \text{cm}^3$) importante comme présenté sur la Figure 1-1.

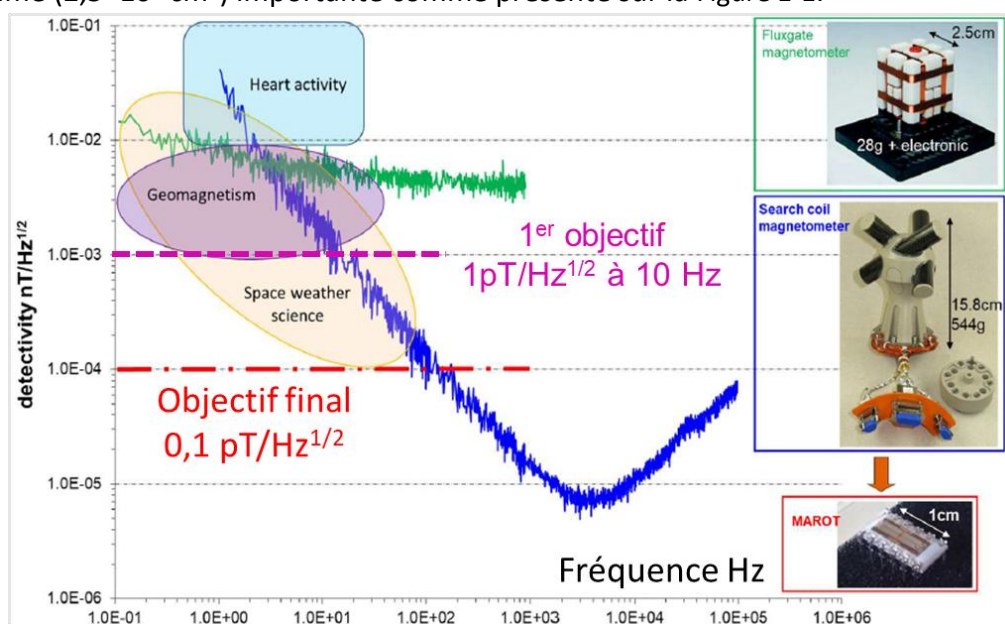


Figure 1-1 : Détectivité du flux gate et du search coil comparée aux objectifs de MAROT

En réduisant la masse et le volume des instruments de mesures, cela ouvre la possibilité d'utiliser des satellites de plus faibles dimensions comme les cubesats, réduisant ainsi drastiquement le coût des missions spatiales (si l'on normalise par la masse, les cubesats sont plus coûteux). Les cubesats sont des satellites de 1 dm³ unitaire (Figure 1-2, droite). L'utilisation de cubesats, moins coûteux, permet de lancer plusieurs satellites lors d'une même mission, permettant ainsi de créer une constellation de satellites pour obtenir une cartographie 3D du phénomène d'étude. Une des thématiques d'étude au LPC2E est le vent solaire qui est un milieu turbulent et une mesure en 3D du champ magnétique en faciliterait l'étude.

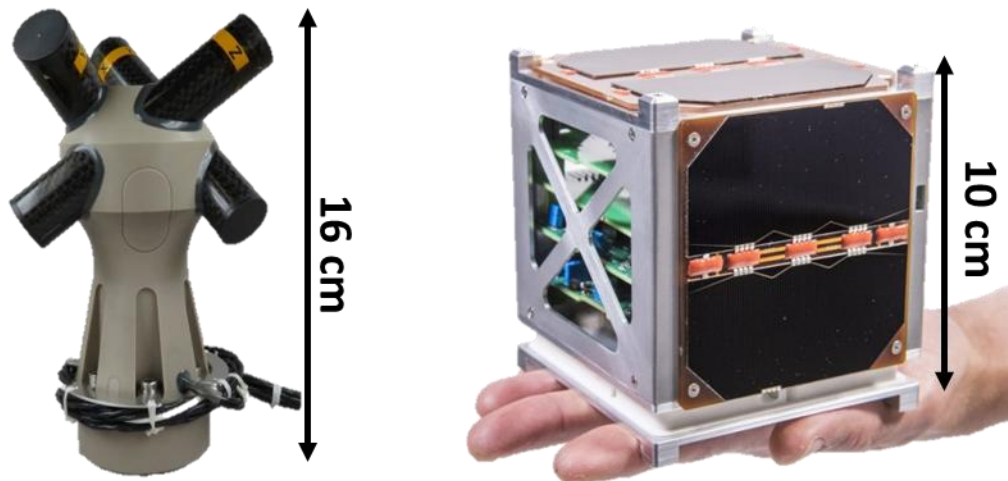


Figure 1-2 : Présentation des dimensions d'un search coil spatial typique (gauche) comparé à un cubesat (droite)

De par les missions passées, on connaît la précision nécessaire pour mesurer l'intensité et la variation du champ magnétique du vent solaire. La Figure 1-3 provient de la proposition de mission Helioswarm (NASA [5]), aujourd'hui acceptée ; on peut voir que l'intensité du champ est de l'ordre du nT en quasi DC ($< 1\text{Hz}$) et va jusqu'au pT pour les plus hautes fréquences. Pour comparaison, le champ magnétique terrestre mesuré en orbite terrestre (450 km) est de l'ordre de $50\text{ }\mu\text{T}$. Le projet MAROT vise à atteindre ces performances en réalisant un capteur de champ magnétique basé sur la technologie des jonctions tunnel magnétiques. Cette technologie est compatible avec les contraintes de taille et de masse nécessaire pour remplacer les équipements existants.

Interplanetary/Hswarm

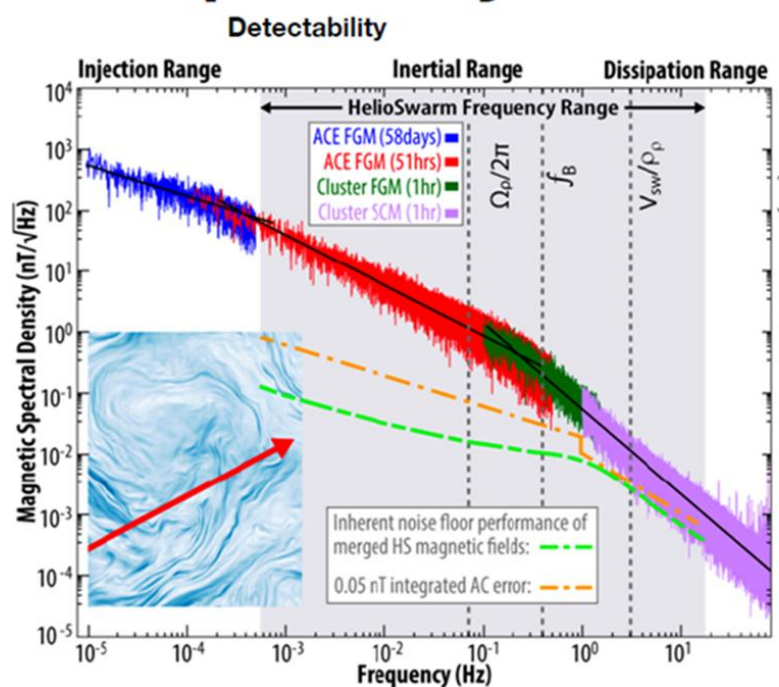


Figure 1-3 : Détectivité en fonction de la fréquence lors de la mesure du vent solaire par la mission Hélioswarm ainsi qu'un spectre typique du vent solaire [5]

Ce manuscrit est divisé en huit chapitres, deux chapitres de contexte incluant les bases du magnétisme et l'histoire du projet, un chapitre regroupant les techniques expérimentales et quatre chapitres de résultats. Le dernier chapitre regroupe les principaux résultats, propose différentes pistes de recherche et conclut ce manuscrit.

- Le chapitre 2 contient les différentes notions nécessaires à la compréhension de cette thèse. Ce chapitre comprend les bases du magnétisme en incluant les principaux arrangements magnétiques. Les différentes énergies et interactions magnétiques sont aussi présentées.
- Le chapitre 3 se concentre sur le principe des capteurs et plus particulièrement des capteurs de champs magnétiques. Le projet MAROT ayant commencé en 2010 plusieurs ingénieurs et doctorants ont participé au projet ; un historique conclut ce chapitre et sert de point de départ à mes travaux.
- Le chapitre 4 présente les différentes techniques expérimentales utilisées lors de cette thèse. Cela inclut les étapes de fabrication, partant du dépôt des couches fines magnétiques pour la fabrication des jonctions tunnel magnétiques et jusqu'au dépôt des concentrateurs de flux par électrolyse. Les méthodes de caractérisations sont aussi présentées.
- Le chapitre 5 correspond aux études menées sur l'optimisation de la sensibilité et du bruit des jonctions tunnels magnétiques.
- Le chapitre 6 se concentre sur les concentrateurs de flux, premièrement d'un point de vue expérimental avec l'impact des concentrateurs sur la réponse électrique et magnétique du capteur. Dans un second temps, des simulations magnétiques sont réalisées dans le but de trouver une forme maximisant le gain des concentrateurs.
- Le chapitre 7 contient les résultats principaux de cette thèse, il s'agit du chapitre regroupant toutes les améliorations du capteur. Cela inclut, un nouveau design, un procédé de fabrication maîtrisé et une nette amélioration de la détectivité.
- Le chapitre 8 propose une piste pour améliorer le capteur en réduisant le bruit en $1/f$ intrinsèque au jonctions tunnel en utilisant une technique de hachage du champ avec une bicouche piézoélectrique/magnétostrictive
- Le chapitre 9 conclut ce manuscrit en regroupant les principaux résultats et en discutant les pistes d'améliorations.
- La description plus en détail de processus de simulation ainsi que la réalisation de bobines est présentée en Annexes.

Chapitre 2

2. Magnétisme

Dans ce chapitre, les principales définitions de la physique du magnétisme sont présentées. Ces informations sont essentielles pour bien comprendre les phénomènes ayant lieu dans les systèmes étudiés. Dans cette thèse, nous nous intéressons aux interactions magnétiques à l'intérieur de couches minces magnétiques (quelques nm d'épaisseur) ainsi qu'à leurs interactions aux interfaces. Plus précisément, dans ce chapitre, je pars d'une définition générale du magnétisme dans les couches minces et je finis par décrire les énergies contrôlant la direction de l'aimantation dans le système d'étude.

Le magnétisme, phénomène au cœur de cette thèse est présent presque partout à l'échelle de l'atome (les gaz nobles ont un comportement diamagnétique). Cela est dû au mouvement des électrons isolés dans les orbitales extérieures. Cependant, lorsque les atomes forment des liaisons chimiques et partagent des électrons, les orbitales libres se trouvent remplies. Cela signifie que les matériaux présentant un comportement magnétique sont limités. Dans les matériaux présentant du magnétisme, les orbitales atomiques ne sont pas complètes et l'on peut associer à chaque atome un moment magnétique dont l'origine est :

1. **Le moment magnétique orbital** : $\vec{m}_L = -\mu_B \frac{\vec{L}}{\hbar}$, μ_B correspond au magnéton de Bohr, $\hbar$ la constante de Planck réduite et $\vec{L}$ le moment cinétique orbital des électrons. On peut le concevoir de cette manière dans une description semi-classique : les électrons en orbitant autour du noyau créent des boucles de courant qui à leur tour créent du champ magnétique induit. On appelle cet effet le moment magnétique orbital. Il faut cependant noter que ce moment magnétique orbital n'est pas suffisant seul pour expliquer l'aimantation des matériaux magnétiques.
2. **Le moment magnétique de Spin** : $\vec{m}_S = -2\mu_B \frac{\vec{S}}{\hbar}$, $\vec{S}$ correspond au moment cinétique lié au spin des électrons. En plus du mouvement des orbitales, les électrons peuvent être vus (de manière classique mais pas entièrement juste) comme en rotation sur eux même ; cela génère un moment magnétique intrinsèque que l'on nomme spin. Il s'agit d'une propriété quantique, la comparaison avec le modèle classique est limitée.

On peut donc voir un matériau magnétique comme un ensemble de moments magnétiques interagissant entre eux et avec le champ magnétique local. Ces interactions donnent lieu à différents comportements magnétiques. Les travaux de cette thèse utilisent principalement des matériaux dit ferromagnétiques et antiferromagnétiques. Il existe d'autres configurations, comme les matériaux ferrimagnétiques où bien des ordres

plus complexes (comme l'altéromagnétisme). Deux autres types de comportements magnétiques existent mais on ne peut pas proprement parler d'ordre magnétique, car les matériaux paramagnétiques et diamagnétiques sont caractérisés par l'absence d'ordre magnétique et de moment magnétique moyen en l'absence de champ magnétique appliqué. Les matériaux précédemment cités sont décrits avec plus de détails dans la prochaine section.

1) Comportement magnétique

Comme énoncé plus tôt, la présence du nuage électronique et de moments magnétiques dus aux électrons non appariés donne lieu à différents comportements magnétiques. Pour classer le comportement magnétique d'un matériau, il est commun d'analyser sa réaction à l'application d'un champ magnétique H , pour cela on définit la susceptibilité magnétique $\chi = \frac{M}{H}$ ou $(\chi = \frac{\partial M}{\partial H})_{H=0}$ pour les comportements non linéaires) avec M l'aimantation (en A/m) correspondant à la densité volumique de moment magnétique.

1. **Diamagnétisme** : Tous les matériaux présentent du diamagnétisme. Quand tous les électrons sont appariés, il n'y a pas de moments magnétiques au niveau de l'atome et donc pas d'aimantation. Cependant, en présence d'un champ magnétique fort, un faible comportement magnétique peut être induit dans la direction opposée au champ appliqué (Figure 2-1,a) selon la loi de Lenz. Dans ces matériaux la susceptibilité magnétique est faible et négative, $\chi \sim -10^{-6}$, sauf pour les matériaux supraconducteurs qui ont une susceptibilité magnétique $\chi = -1$ du fait de l'effet Meissner et qui sont donc des diamagnétiques parfaits.
2. **Paramagnétisme** : Dans ce type de matériaux, des électrons non appariés induisent un moment magnétique non nul sur chaque atome, mais les fluctuations thermiques sont suffisantes pour rendre leurs directions aléatoires ; ainsi ces matériaux ne présentent pas d'aimantation macroscopique en absence de champ. Cependant, lors de l'application d'un champ magnétique extérieur, un alignement partiel des moments atomiques a lieu (Figure 2-1,b). La susceptibilité magnétique est faible mais positive, typiquement de l'ordre de $\chi \sim 10^{-5}$ à température ambiante, diverge à basse température et suit la loi de Curie.
3. **Ferromagnétisme** : Dans Les matériaux ferromagnétiques, comparés aux matériaux paramagnétiques, l'interaction d'échange entre les moments magnétiques (spins) voisins est plus forte que l'agitation thermique permettant un alignement des moments dans la même direction même en absence de champ magnétique (Figure 2-1,c). Cet ordre magnétique peut être brisé quand le matériau est chauffé au-delà d'une température critique nommée température de Curie T_c [6]. Au-dessus de cette température un matériau ferromagnétique se comporte comme un matériau paramagnétique. Contrairement aux précédents états, la relation entre le champ et l'aimantation n'est pas linéaire pour les matériaux ferromagnétiques, la susceptibilité suit la loi de Curie-Weiss et est grande, $\chi \sim 10^4$ à 10^6 . La réponse à un champ

magnétique dépend de l'histoire magnétique et présente généralement une hystérèse. Une fois un champ suffisant appliqué, tous les moments se retrouvent alignés et on atteint une saturation. Du fait de l'interaction d'échange, lorsque le champ est remis à zéro, un moment rémanent non nul peut rester. Il dépend du champ précédemment appliqué.

4. **Antiferromagnétisme** : Dans un matériau antiferromagnétique les spins voisins sont alignés dans la même direction mais pas dans le même sens, de manière antiparallèle (Figure 2-1,d) du fait de l'interaction d'échange dont le coefficient est négatif pour les matériaux antiferromagnétiques. Cela induit un minimum de l'énergie du système pour des spins alignés de manière antiparallèle (*a contrario* des matériaux ferromagnétiques). On n'observe donc pas d'aimantation macroscopique malgré un ordre magnétique défini. Comme pour les matériaux ferromagnétiques, il est possible en chauffant de briser l'ordre magnétique. Dans le cas des matériaux antiferromagnétiques, il s'agit de la température de Néel [7] ; au-delà de cette température on retrouve un comportement de type paramagnétique.
5. **Ferrimagnétisme** : Il s'agit d'une sous-catégorie des matériaux antiferromagnétiques où les spins des deux sous-réseaux de sens opposés ne se compensent pas, ce qui donne lieu à l'apparition d'une aimantation non nulle dans le matériau (Figure 2-1,e).

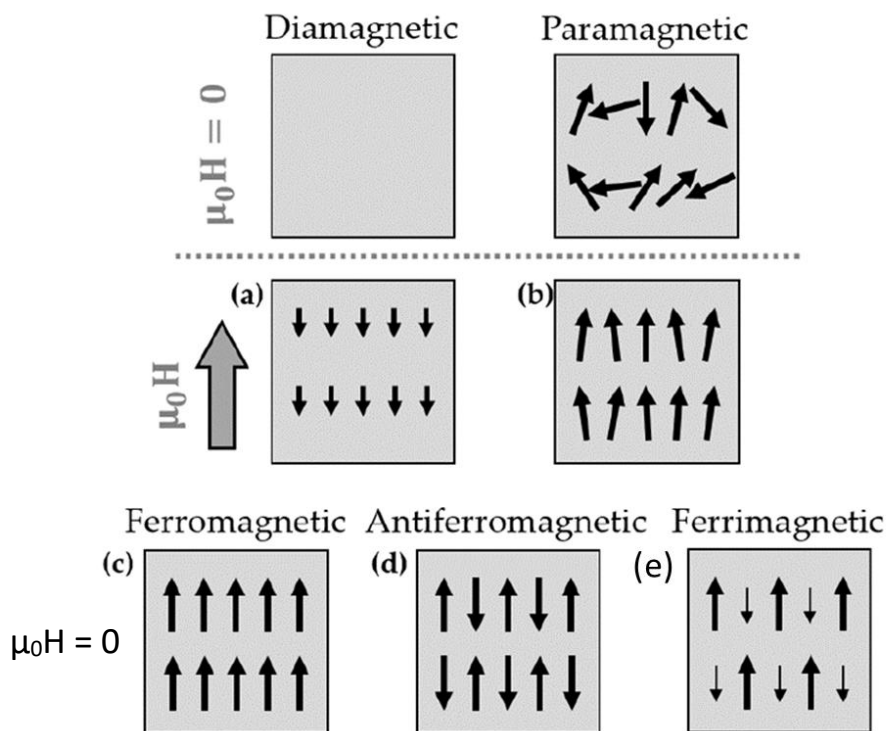


Figure 2-1 : Aimantation des différentes configurations magnétique (graphique provenant de la thèse de Charles-Elie Fillion)

Il est possible de réaliser des ordres magnétiques de synthèse en empilant plusieurs couches magnétiques. Le plus commun est l'antiferromagnétique de synthèse (ou SAF pour synthetic antiferromagnet en anglais). Dans un SAF, des couches ferromagnétiques sont empilées les unes sur les autres mais sont couplées entre elles de manière antiferromagnétique (antiparallèle). En utilisant un espaceur non magnétique comme le ruthénium (Ru) il est possible de choisir le couplage entre la couche ferromagnétique et antiferromagnétique en

fonction de l'épaisseur de cet espaceur. Ce couplage correspond au couplage Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY) [8]. Beaucoup d'applications, comme les jonctions tunnel magnétiques (MTJ pour magnetic tunnel junction en anglais), utilisent des SAFs car l'absence d'aimantation à l'échelle macroscopique permet de réduire les champs de fuite et d'améliorer la robustesse de ces dispositifs vis-à-vis de l'application d'un champ extérieur.

Dans cette thèse, portant sur l'utilisation de jonctions tunnel magnétiques comme éléments sensibles d'un capteur de champ magnétique, seul les matériaux ferromagnétique (NiFe, FeCo ...) et antiferromagnétiques (IrMn) sont utilisés.

La prochaine section explore les différentes énergies impactant le comportement des matériaux ferromagnétiques.

2) Energies magnétiques

Dans cette section, les énergies gouvernant l'aimantation des matériaux ferromagnétiques sont expliquées. On peut noter quatre énergies principales : l'énergie Zeeman, l'énergie d'échange, l'énergie dipolaire et les énergies d'anisotropies. Ces quatre énergies gouvernent l'état de l'aimantation ainsi que sa dynamique lors de l'application d'un champ extérieur $\vec{H}_{ext}$.

a) Energie Zeeman

L'énergie Zeeman intervient lorsqu'un système magnétique est soumis à un champ magnétique externe $\vec{H}_{ext}$. L'énergie Zeeman favorise un alignement de l'aimantation $\vec{M}$ avec le champ $\vec{H}$. La densité volumique d'énergie Zeeman se présente sous cette forme :

$$\varepsilon_{Zeeman} = -\mu_0 \vec{M} \cdot \vec{H}_{ext} \quad (1)$$

Dans cette équation, nous avons $\vec{M}$ l'aimantation, avec $||\vec{M}||$ en A/m, $\vec{H}_{ext}$ le champ magnétique extérieur, avec $||\vec{H}_{ext}||$ en A/m et $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ kg.m.A}^{-2}.\text{s}^{-2}$ correspondant à la perméabilité du vide. On verra dans le chapitre 3 une forme de l'énergie Zeeman simplifiée permettant de calculer la rotation de l'aimantation dans une jonction tunnel magnétique.

b) Energie d'échange

L'énergie d'échange correspond à l'interaction entre les spins voisins, cela venant du principe d'exclusion de Pauli lié à la répulsion entre deux électrons. Cette énergie volumique d'interaction entre deux spins voisins peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\varepsilon_{ex} = \sum_{i(x,y,z)} A_{ex} (\vec{\nabla} m_i)^2 \quad (2)$$

Où A_{ex} en (J/m) est la constante de rigidité d'échange et m_i correspond aux composantes du vecteur aimantation normalisé $\vec{m} = \frac{\vec{M}}{||\vec{M}||}$. La constante de rigidité d'échange est une grandeur liée à la maille cristalline des matériaux ferromagnétiques étudiés faisant entrer en jeu le

paramètre de maille et le nombre d'atome par maille élémentaire en plus de la force de l'interaction d'échange entre deux spins voisins. Pour donner un exemple, les métaux ferromagnétiques comme le fer, le cobalt ou le nickel ont des constantes de rigidité d'échange de l'ordre de 10 à 30 pJ/m.

c) Anisotropie d'échange

Lié à l'énergie d'échange, on peut aussi définir une anisotropie d'échange. Cette anisotropie est le plus souvent présente à l'interface entre un matériau ferromagnétique et antiferromagnétique. Les spins non compensés en surface du matériau antiferromagnétique exercent une interaction d'échange sur les spins du matériau ferromagnétique. Ce faisant, une anisotropie d'échange est introduite dans le système (exchange bias en anglais) poussant les spins du matériau ferromagnétique à s'aligner sur ceux de l'antiferromagnétique. Cette anisotropie est visible par le décalage par rapport à l'origine d'une mesure de l'aimantation d'un matériau ferromagnétique (normalement centré en 0), comme si un champ (appelé champ d'échange) était appliqué par les spins du matériau antiferromagnétique. Cette anisotropie est très utile dans les capteurs car elle permet de contrôler en absence de champ externe la direction de l'aimantation de la couche dite de référence qui ne change alors pas d'état sous le champ magnétique à mesurer, ainsi que de la couche libre (ferromagnétique) ; ce phénomène est en particulier utilisé dans la technique dite de « soft-pinning » [8][9] employée tout au long de cette thèse. Sans anisotropie d'échange, l'aimantation de la couche libre d'une jonction tunnel en absence de champ peut être soit dans la configuration parallèle (aligné avec l'aimantation de la couche de référence) soit antiparallèle (opposé à l'aimantation de la couche de référence). Cela pose un problème pour les capteurs car deux états d'aimantation peuvent donc coexister. En utilisant l'anisotropie d'échange, qui s'écrit de la même manière qu'une énergie Zeeman en présence d'un champ d'échange constant H_{ex} . On peut choisir l'orientation de la couche libre en absence de champ, menant à un seul état possible à zéro champ. Finalement, l'intensité de ce champ d'échange H_{ex} est contrôlable par l'introduction d'un espaceur non magnétique comme du Ru, l'épaisseur de cet espaceur (contrôlée à l'Angstrom près) permet de découpler plus ou moins les deux couches magnétiques de manière contrôlée.

d) Anisotropie magnétocristalline

Dans un solide, les atomes sont positionnés de manière spécifique en fonction de la maille cristalline ce qui crée une anisotropie dans leur environnement. Du fait du couplage spin-orbite, cela peut résulter dans une direction préférentielle de l'aimantation selon les axes ou plans du cristal. L'énergie d'un système est donc minimale quand l'aimantation est alignée avec l'axe (ou plan) facile du cristal et maximale quand l'aimantation est alignée avec l'axe (ou plan) difficile du cristal. La densité volumique de cette énergie s'écrit de la manière suivante dans le cas où le cristal présente une symétrie avec un axe de symétrie principal (quadratique, trigonal ou hexagonal) :

$$\varepsilon_{mc} = K_{mc} \sin^2(\theta) \quad (10)$$

K_{mc} correspond à la constante magnétocristalline en J/m³. L'angle θ correspond à l'angle entre l'axe de grande symétrie du cristal et l'aimantation. On parle d'anisotropie uniaxiale. Des termes d'ordres supérieurs peuvent exister mais sont généralement plus faibles.

Il existe des anisotropies magnétocristallines pour les cristaux à symétrie cubique, dont la symétrie suit la symétrie cubique du cristal, mais elles sont généralement faibles.

Dans le cas de nos jonctions tunnel, les couches de CoFe et NiFe présentent une faible anisotropie magnétocristalline qu'on négligera dans ce manuscrit.

e) Energie démagnétisante (anisotropie de forme)

Dans une couche ferromagnétique, les spins sont alignés entre eux grâce à l'énergie d'échange. Cela peut créer un champ magnétique dipolaire. En fonction de la configuration magnétique, les moments magnétiques (assimilables à des dipôles magnétique) peuvent rayonner un champ dipolaire d'une manière similaire au champ électrique rayonné par un dipôle électrique. Ce champ peut interagir avec d'autres couches magnétiques et il est dans ce cas appelé champ de fuite ; les deux couches sont alors couplées par une interaction de type Zeeman (un des avantages de la structure en SAF est de minimiser ce champ de fuite). Ce champ magnétique peut aussi interagir avec l'aimantation de la couche le générant, ce champ est alors appelé champ démagnétisant $\vec{H}_d$. Si l'on fait l'approximation que l'aimantation est uniforme dans un volume donné d'un ellipsoïde, on peut définir des coefficients démagnétisant associés à la forme de l'ellipsoïde (rapport d'aspect longueur/largeur/épaisseur) pour calculer le champ démagnétisant. Dans le cas d'une forme d'ellipsoïde, ce champ démagnétisant est uniforme, mais dans le cas général, ce champ n'est pas uniforme même si l'aimantation l'est. Le champ démagnétisant est opposé au produit de l'aimantation et du tenseur N des coefficients démagnétisants (Figure 2-2). On peut donc écrire le champ démagnétisant de la façon suivante :

$$\vec{H}_d = -N\vec{M} \quad (3)$$

$\vec{H}_d$ est le champ démagnétisant et $\vec{M}_{cm}$ l'aimantation du volume considéré. Le tenseur N est diagonal dans le repère $(\vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$ des axes de symétrie de l'ellipsoïde et la somme des éléments diagonaux N_x , N_y et N_z est égal à 1.

$$N = \begin{pmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{pmatrix} \quad (4)$$

En prenant le cas d'une couche mince, on peut calculer l'énergie démagnétisante qui s'exprime comme une énergie Zeeman :

$$\varepsilon_{demag} = -\frac{\mu_0}{2} \vec{M} \cdot \vec{H}_d \quad (5)$$

Dans cette expression, nous avons $\vec{H}_d$ le champ démagnétisant et $\vec{M}$ l'aimantation de la couche mince. Le facteur $\frac{1}{2}$ provient du fait que $\vec{H}_d$ est créé par $\vec{M}$ et agit sur $\vec{M}$. Il faut donc un facteur $\frac{1}{2}$ pour éviter de compter deux fois toutes les interactions entre les couples de

charges magnétiques. Le problème pour calculer cette énergie vient du fait que le champ démagnétisant n'est généralement pas complètement uniforme dans le volume et dépend de la forme de l'objet considéré. Pour un pilier de jonction tunnel par exemple, l'épaisseur de la couche (nanométrique) étant très faible devant sa taille latérale (micronique), on peut considérer la couche magnétique comme une couche mince infinie.

Pour une couche mince, les coefficients démagnétisants valent $N_x \neq N_y \approx 0$ et $N_z = 1$. Le champ démagnétisant engendré par une aimantation hors du plan est très importante, donc l'aimantation reste dans le plan (X, Y) pour minimiser cette énergie démagnétisante. La composante de l'aimantation selon Z est donc constante et nulle. On peut réécrire l'équation (3) en ne prenant en compte que N_x et N_y , φ correspond à l'angle entre l'axe y (correspondant à l'axe facile par la suite) et l'aimantation M de la couche.

$$\varepsilon_{demag} = K_d (N_x \sin^2(\varphi) + N_y \cos^2(\varphi)) \quad (6)$$

On fait apparaître dans cette équation $K_d = \frac{\mu_0}{2} M_s^2$ la constante dipolaire. L'équation (6) peut être simplifiée car seule la différence d'énergie nous intéresse et l'énergie est définie à une constante près :

$$\varepsilon_{demag} = K_d (N_x - N_y) \sin^2(\varphi) + cst \quad (7)$$

En absence de champ extérieur et d'autres anisotropies, seule l'énergie démagnétisante permet de stabiliser l'aimantation d'une couche mince dans la direction qui minimise son énergie. L'énergie est minimale lorsque l'aimantation est alignée avec la plus grande longueur du pilier. Si nous prenons par exemple un pilier rectangulaire allongé selon l'axe X, alors l'aimantation va préférer s'aligner avec cet axe. On appelle « axe facile » (ici l'axe X) la direction préférentielle de l'aimantation, et *a contrario* « axe difficile » la direction où l'énergie du système est la plus grande tout en restant dans le plan (X, Y) et que l'aimantation restera dans ce plan. L'appellation axe facile/axe difficile est valide dans le cas présenté car on ne considère que l'anisotropie de forme comme source d'anisotropie.

La forme du pilier impacte donc la direction de l'aimantation, ce qui peut s'exprimer avec un champ d'anisotropie de forme $H_{k,forme}$. En posant :

$$H_{k,forme} = M_s (N_x - N_y) \quad (8)$$

On peut faire apparaître ce champ d'anisotropie dans la formule de l'énergie démagnétisante (équation(7)) :

$$\varepsilon_{demag} = \frac{1}{2} \mu_0 M_s H_{k,forme} \sin^2(\varphi) + cst \quad (9)$$

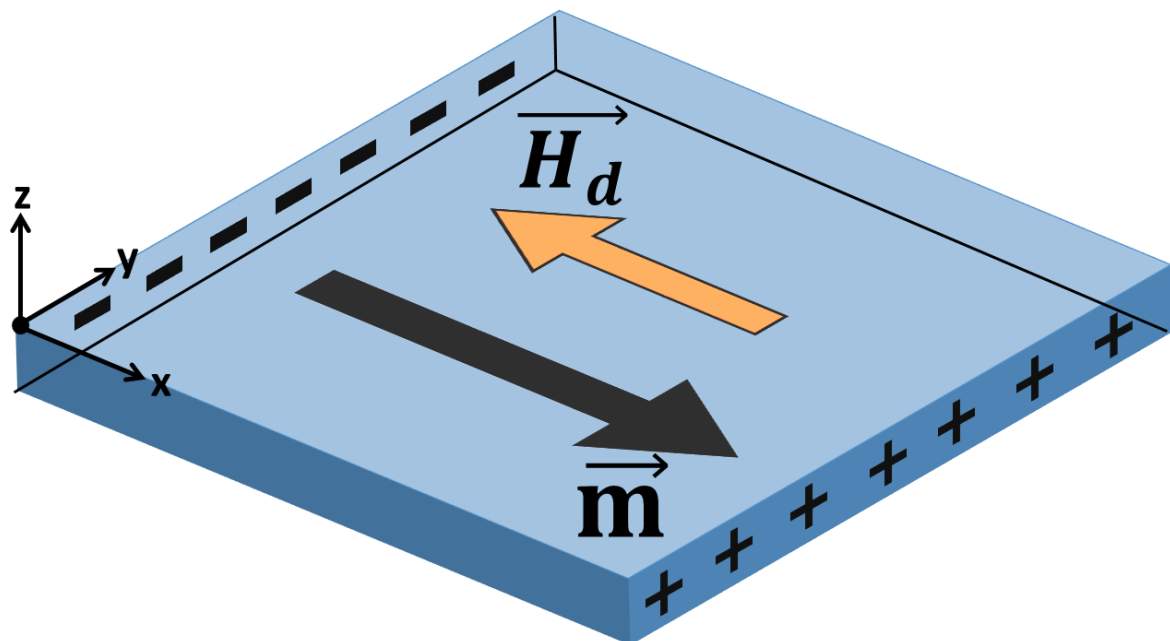


Figure 2-2 : Origine et effet de l'anisotropie de forme dans une couche mince. L'aimantation préfère être dans le plan et alignée avec la plus grande longueur pour minimiser le champ démagnétisant

Chapitre 3

3. Développement d'un capteur magnétique basé sur les jonctions tunnel magnétiques

1) Magnétomètres

L'objectif principal de cette thèse est donc la réalisation d'un capteur de champ magnétique miniature pour faciliter la recherche spatiale. Premièrement il faut définir ce qu'est un capteur et plus précisément dans notre cas, un magnétomètre.

Un capteur est un dispositif transformant une grandeur à mesurer en signal électrique pouvant être analysé. Il existe plusieurs types de capteurs mesurant différentes grandeurs physiques. Un capteur est défini par sa grandeur à mesurer (température, pression, champ magnétique...) mais aussi par ses caractéristiques physiques comme ses dimensions (encombrement), sa masse, son coût ou sa gamme de mesure. Tous ces paramètres sont à prendre en compte lors de la création d'un projet car même s'il est déjà possible de mesurer la grandeur physique voulue, il faut ajuster les capteurs aux spécifications requises pour l'application. Pour notre application, nous voulons mesurer le champ magnétique dans l'espace tout en étant compatible avec les dimensions des cubesats présentés dans le chapitre 1. Il est envisageable de relâcher la contrainte de taille du capteur pour utiliser un empilement de cubesats, autrement appelé nanosat (6 cubesats).

Il existe plusieurs types de magnétomètres utilisant différentes techniques avec des performances variées (voir Figure 3-1). Les capteurs à effet Hall sont petits mais sont limités en termes des plus petits champs détectables. A l'opposé, on trouve les capteurs utilisant des matériaux supraconducteurs comme les SQUID (superconducting quantum interference device), souvent utilisés pour détecter l'activité cérébrale (de l'ordre du fT) mais coûteux et nécessitant une installation encombrante pour refroidir les bobines supraconductrices. On peut aussi penser aux search-coil et flux gate, souvent utilisés de concert pour mesurer le champ magnétique dans l'espace ainsi que d'autres technologies [11]. Ces derniers, posent des problèmes d'encombrement pour les search-coils (qui sont également incapables de mesurer le champ continu) et de manque de performances à haute fréquence pour les flux gates. Des capteurs utilisant la technologie de la magnétorésistance géante (GMR) [12], [13] pourraient convenir à notre application de par leur taille réduite mais leurs performances sont insuffisantes. Le magnétomètre MAROT se place entre ces deux extrémités en visant une précision de l'ordre du pT sans dépasser quelques centimètres carrés de surface, comme résumé sur la Figure 3-1. Pour atteindre ces objectifs, on cherche à utiliser une jonction tunnel magnétique (MTJ) comme élément sensible et des concentrateurs de flux pour amplifier le champ mesuré. Après avoir rappelé les grandeurs importantes pour les capteurs magnétiques,

je vais présenter l'élément sensible, la jonction tunnel magnétique, l'histoire du projet MAROT puis le modèle permettant de modéliser le signal du capteur.

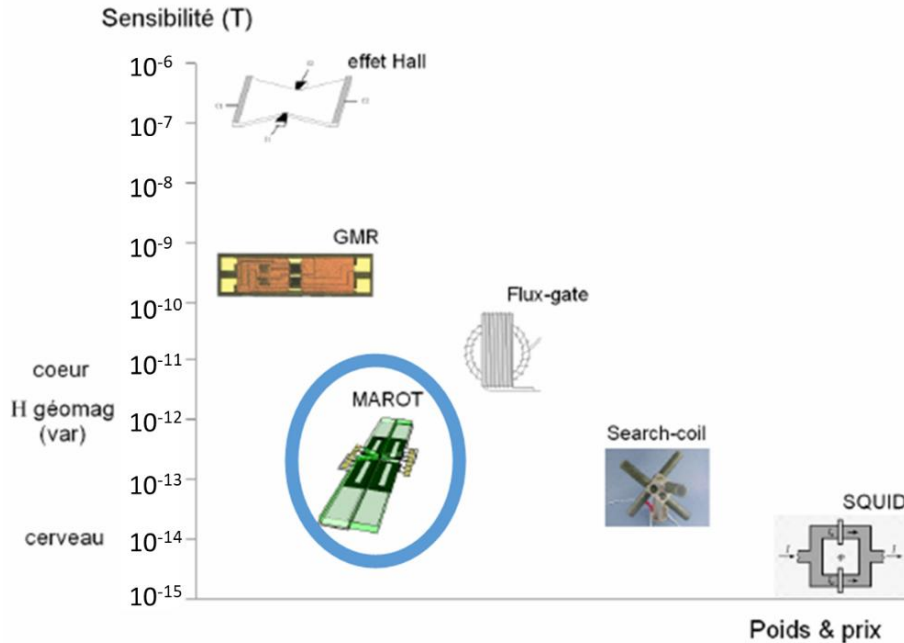


Figure 3-1 : Positionnement de MAROT de par son plus petit champ mesurable par rapport aux autres magnétomètres en fonction du poids et prix des capteurs

2) Caractéristiques importantes des magnétomètres

Dans la pratique, on mesure la variation de résistance (ou conductance) dans le cas d'une jonction tunnel (on mesure la tension pour le cas d'un search-coil) en fonction du champ magnétique appliqué. Les performances du magnétomètre sont évaluées grâce à plusieurs grandeurs clefs : la sensibilité, le bruit et la détectivité.

Sensibilité : La sensibilité d'un capteur quantifie l'ampleur de la variation de la grandeur à mesurer sur le signal en sortie du capteur. Dans le cas d'un magnétomètre basé sur des jonctions tunnel, il s'agit de la variation de tension U en V (ou résistance R en Ω) pour une variation donnée de l'intensité du champ ($\mu_0 H$) en T.

$$\text{Sensibilité (V/T)} = \frac{dU}{\mu_0 dH} \quad (11)$$

Il est commun d'exprimer la sensibilité en V/mT. Dans la littérature, la sensibilité des capteurs magnétorésistifs est souvent exprimée en %/mT [12]. Il s'agit de la sensibilité normalisée.

$$\text{Sensibilité}_{norm} (\%/mT) = \frac{1}{R_{op}} * \frac{dR}{dH} * 100 \quad (12)$$

R_{op} correspond à la résistance au point de fonctionnement défini comme le point où dR/dH est maximum.

Bruit : Le bruit dans un capteur correspond aux signaux parasites qui viennent s'ajouter au signal de sortie. Un signal parasite peut venir de plusieurs sources extérieures, comme le signal

à 50 Hz venant des connexions électriques du secteur, ou être intrinsèque au capteur. Il faut bien entendu faire attention aux sources de bruit extérieurs mais elles peuvent être minimisées en faisant attention au montage électronique associé du banc de mesure. Les sources de bruit intrinsèque sont quant à elles plus problématiques car, en fonction de leur amplitude, elles peuvent masquer une partie du signal à mesurer. La densité spectrale de bruit (S_V , en V^2/Hz), que nous mesurerons plus tard, permet de caractériser le bruit d'un capteur à différentes échelles de temps. Dans le cas d'une jonction tunnel magnétique on peut considérer trois types de bruit intrinsèque :

- Le bruit thermique (ou Johnson-Nyquist) observé dans tous matériaux conducteurs provient du mouvement Brownien des électrons à cause des interactions électrons-phonons. Il dépend de la constante de Boltzmann k_B , de la température T de la résistance R .

$$S_{V,thermique} = 4k_B T R \quad (13)$$

- Le bruit de grenaille est spécifique aux jonctions tunnel. En effet, le courant dans les MTJs vient du passage des électrons par effet tunnel à travers la barrière. Les fluctuations de courant à travers la barrière proviennent de la quantification de la charge. Ce bruit dépend du courant I , de la charge de l'électron e et de la résistance dynamique du capteur R_{AC} .

$$S_{V,grenaille} = 2e I R_{AC}^2 \quad (14)$$

- Le bruit en $1/f$ est un bruit dépendant de la fréquence à laquelle il est mesuré. La majorité des phénomènes d'intérêt pour notre application se trouvent à basse fréquence (<100 Hz) ce qui implique que le bruit en $1/f$ est le plus préoccupant pour notre capteur. Le bruit en $1/f$ provient de la distribution uniforme de nombreux fluctuateurs à deux états. Lorsqu'un système oscille entre deux états, le bruit associé évolue en $1/f^2$ et est appelé bruit télégraphique aléatoire (RTN en anglais pour Random Telegraph Noise). La distribution uniforme de nombreux fluctuateurs à deux états donne une réponse en $1/f$. Il existe deux origines du bruit en $1/f$, l'origine électrique et l'origine magnétique. Le bruit en $1/f$ d'origine électrique vient des imperfections de la barrière tunnel, ces imperfections peuvent créer des pièges pour les électrons traversant la barrière. Les améliorations de la qualité de la barrière au cours des années ont rendu le bruit $1/f$ électrique relativement négligeable [14], [15]. Dans notre cas, la partie magnétique du bruit en $1/f$ est prédominante et s'exprime en fonction du facteur de Hooge α_H^S (en μm^2 pour un Hooge surfacique et α_H^V en μm^3 pour un Hooge volumique) correspondant à la qualité de la barrière, cela inclut sa résistance (produit $R.A$), sa TMR et la tension de polarisation de la jonction. Les valeurs usuelles se trouvent entre $10^{-8} \mu m^2$ et $10^{-10} \mu m^2$ [14]. Pour finir, dans le cas d'une jonction tunnel, le bruit en $1/f$ magnétique dépend de la tension de polarisation U , l'aire du pilier magnétique A (ou le volume V , utilise le Hooge volumique) et la fréquence f à laquelle on le considère.

$$S_{\frac{1}{f}} = \frac{\alpha_H^S U^2}{A f} = \frac{\alpha_H^V U^2}{V f} \quad (15)$$

Dans cette formule, apparait le facteur de Hoge surfacique α_H^S , plus couramment utilisé dans la littérature, qui suppose une épaisseur d'élément sensible constante. L'utilisation du facteur de Hoge volumique α_H^V est plus rigoureux mais peu utilisé car il inclut l'épaisseur de la couche sensible.

Défectivité : La défectivité dans un capteur correspond à l'inverse du rapport signal sur bruit (SNR), ici la défectivité est exprimée comme la racine carrée de la densité spectrale de bruit (S_v) divisée par la sensibilité (S). Il s'agit de la plus petite variation de champ magnétique mesurable exprimée en $T/\sqrt{Hz}$. Comme le bruit dépend de la fréquence, la défectivité est donnée à une fréquence spécifiée f_0 .

$$Défectivité_{f_0}\left[\frac{T}{\sqrt{Hz}}\right] = \frac{\sqrt{S_v}\left[\frac{V}{\sqrt{Hz}}\right]}{Sensibilité\left[\frac{V}{T}\right]} \quad (16)$$

En prenant cette équation, nous voyons que pour améliorer les performances de notre capteur (baisser la défectivité) il faut soit baisser le niveau de bruit soit augmenter la sensibilité. Il s'agit du principal objectif de cette thèse.

3) Jonctions tunnel magnétiques (MTJ)

La découverte de l'effet de magnétorésistance tunnel (TMR) remonte à 1975 [16] par M. Jullière et est un effet qui apparait dans les MTJs. Dans cet article, à 4,2 K, la conductance de la jonction Fe/Ge/Co varie en fonction de la direction relative des aimantations des deux couches ferromagnétiques Fe et Co. Cette différence provient de la polarisation en spins des électrons de conduction lorsqu'ils traversent la barrière isolante en Ge (semi-conducteur à température ambiante et isolant à basse température) par effet tunnel. Ces travaux n'ont pas donné lieu tout de suite à de nouvelles applications car avec les matériaux choisis, cet effet n'est observable qu'à basse température (ici $T < 4,2K$). Il faut attendre la découverte de la magnétorésistance géante (GMR) par A. Fert [17] et P. Grünberg [18] en 1988, tous les deux récompensés par le prix Nobel de physique en 2007 pour relancer la spintronique. Peu de temps après la découverte de l'effet GMR, IBM commercialise des disques dur (HDD) utilisant cet effet pour lire de l'information sur des disques magnétiques. Dans la fin des années 1990 et début 2000, l'intérêt pour les jonctions tunnel magnétique utilisant l'effet de magnétorésistance tunnel (TMR) refait surface. Premièrement, grâce aux travaux du groupe J. S. Moodera [19] où une barrière tunnel amorphe en alumine (AlO) est utilisé et atteignant une TMR de 11,8 % à température ambiante. Dans un second temps, les groupes de S. Yuasa [20] et S. Parkin [21] ont développé des jonctions tunnel utilisant une barrière tunnel en MgO cristallin. Dans leurs travaux, des jonctions utilisant des électrodes ferromagnétiques en FeCo et une barrière tunnel en MgO ont montré des grandes variations de résistance entre l'état où les aimantations des deux électrodes sont parallèles (état P) et l'état où l'aimantation des électrodes sont antiparallèles (état AP). Cette grande amélioration du signal est dû à la barrière cristalline de MgO [22]. Pour quantifier cette variation on définit le taux de

magnétorésistance (TMR) en fonction de R_P , la résistance dans l'état P, et R_{AP} , la résistance dans l'état AP.

$$TMR = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} \quad (17)$$

Comme noté précédemment, Yuasa et Parkin ont enregistré de fortes valeurs de TMR à température ambiante, de l'ordre de 200%. Il s'agit d'une avancée majeure car les précédentes jonctions tunnel utilisant une barrière en alumine non cristalline (AlOx) avaient une TMR de l'ordre de 70% dans les meilleures conditions [23]. Le record de TMR à température ambiante est de 604% [24] et a été obtenu pour une jonction avec une barrière en MgO. Lors de la croissance d'une jonction tunnel complète, la rugosité des différentes couches ainsi que la maille cristalline des couches pouvant être différente entre elles peuvent faire baisser la TMR. En général on obtient une TMR de l'ordre de 100% à 200% à température ambiante dans des MTJs fonctionnelles [25].

En général, une jonction tunnel est composée 1) d'une couche ferromagnétique appelée couche de référence, dans laquelle l'aimantation est fixe et ne doit pas évoluer en fonction du champ magnétique appliqué, 2) d'une barrière tunnel isolante pour filtrer le passage des électrons et 3) d'une couche libre, le tout créant un empilement présenté sur la Figure 3-2. L'aimantation de la couche libre est sensible au champ extérieur et c'est en fonction de la direction relative de l'aimantation de la couche libre par rapport celle de la couche de référence que l'on obtient différentes valeurs de conductance (résistance) de la jonction tunnel.

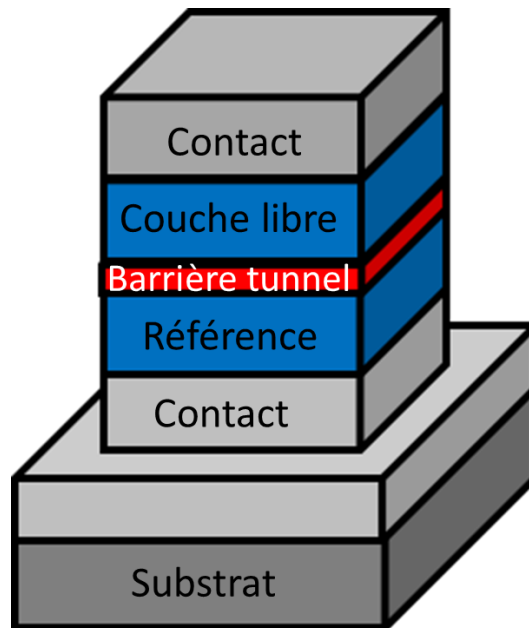


Figure 3-2 : Schéma d'une jonction tunnel, la couche libre et la référence sont des couches ferromagnétiques (souvent à base de FeCo) et la barrière tunnel est en MgO. Le tout est déposé sur un substrat (souvent du Si) et des contacts sont déposés pour les mesures électriques

Lors de l'application d'un champ magnétique extérieur, l'aimantation de la couche libre (en opposition à la couche de référence dont l'aimantation est fixe grâce à un SAF piégé par échange) va suivre le sens du champ. On peut calculer la conductivité en fonction de l'angle θ entre la couche libre et la couche de référence.

$$G(\theta) = \frac{G_P + G_{AP}}{2} + \frac{G_P - G_{AP}}{2} \cos(\theta) \quad (18)$$

Avec G_P ($1/R_P$) et G_{AP} ($1/R_{AP}$) la conductance dans l'état parallèle (conductivité maximale) et antiparallèle (conductivité minimale). Il est plus commun de travailler avec la résistance des jonctions, on peut donc exprimer la résistance en fonction de l'angle θ entre la couche libre et la couche de référence de cette manière :

$$R(\theta) = \frac{2R_P R_{AP}}{(R_P + R_{AP}) + (R_{AP} - R_P) \cos(\theta)} \quad (19)$$

Il est important de noter que lorsque l'aimantation de la couche libre est perpendiculaire à la couche de référence ($\theta = \frac{\pi}{2}$ ou $-\frac{\pi}{2}$), la conductivité peut être simplifiée comme la moyenne des conductances parallèle et antiparallèle. Ce n'est pas le cas si l'on utilise la formule de la résistance.

$$R\left(\theta = \frac{\pi}{2}\right) = R\left(\theta = -\frac{\pi}{2}\right) = \frac{2R_P R_{AP}}{R_P + R_{AP}} \quad (20)$$

Dans la littérature [12], les jonctions utilisées sont le plus souvent dites « linéaire », c'est-à-dire que l'aimantation de la couche libre et de la référence sont perpendiculaires en absence de champ. En appliquant un champ dans l'axe difficile de la jonction, l'aimantation va passer de l'état à 90° vers l'état parallèle ou antiparallèle (Figure 3-3). Dans ce type de jonctions, le maximum de sensibilité est atteint en absence de champ, il ne faut donc pas polariser la jonction pour obtenir son fonctionnement optimal dans un capteur. Il est cependant compliqué d'obtenir la configuration à 90° à champ nul car cela requiert des recuits à des températures précises pour piéger la couche de référence et la couche libre dans des directions perpendiculaires.

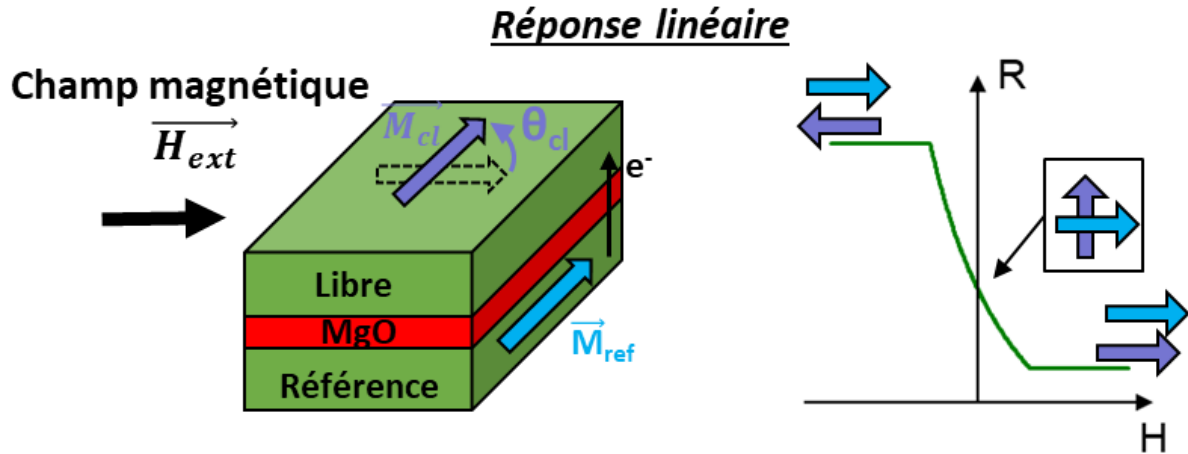


Figure 3-3 : Schéma d'une jonction tunnel à réponse linéaire (à gauche) et sa réponse sous champ magnétique (à droite)

Pour notre application, nous utiliserons un capteur utilisant une jonction tunnel à réponse symétrique planaire. Premièrement, une réponse symétrique implique qu'en absence de champ, l'aimantation des deux couches ferromagnétiques est en configuration antiparallèle. Lors de l'application d'un champ perpendiculaire à la direction de l'aimantation, l'aimantation de la jonction va passer de l'état AP à un état où les aimantations sont à $\pm 90^\circ$ comme présenté

sur la Figure 3-4. Deuxièmement l'aimantation de la jonction est maintenue dans le plan car l'épaisseur de la couche libre est négligeable par rapport au diamètre des jonctions (5 à 20 nm d'épaisseur contre 4 à 9 μm de diamètre).

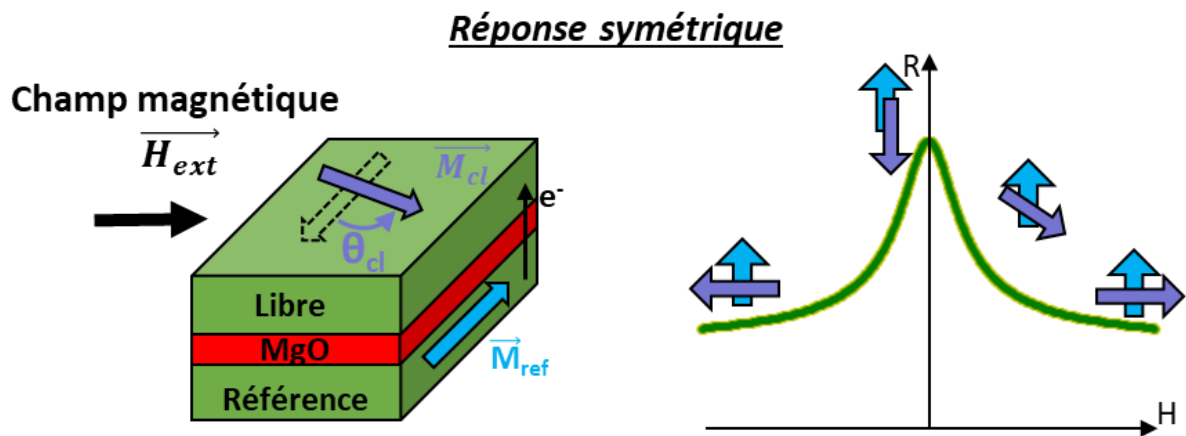


Figure 3-4 : Schéma d'une jonction tunnel à réponse symétrique (à gauche) et sa réponse sous champ magnétique (à droite)

Pour conclure, la réponse d'un capteur basé sur des MTJs va dépendre de la direction de l'aimantation entre la couche libre et celle de la couche de référence en absence de champ. Deux types de réponses sont possibles, une réponse dite linéaire [26] où les aimantations sont à 90° en absence de champ et une réponse dite symétrique [27], [28] où les aimantations sont antiparallèles en absence de champ.

4) Historique et point de départ de cette thèse

Avant de mettre plus en avant mon travail, il est important de préciser ce qui a été fait en amont de cette thèse. Le projet MAROT a été démarré par Claude Cavoit en 2010 avec le dépôt du brevet n° WO 2010/109138 A1, 2010 [29]. Un schéma du capteur est présenté dans la Figure 3-5. Le capteur est composé de deux branches, chacune possédant des concentrateurs de flux, une jonction tunnel magnétique dans l'entrefer des concentrateurs et des micro bobines de polarisation incrustées dans le substrat.

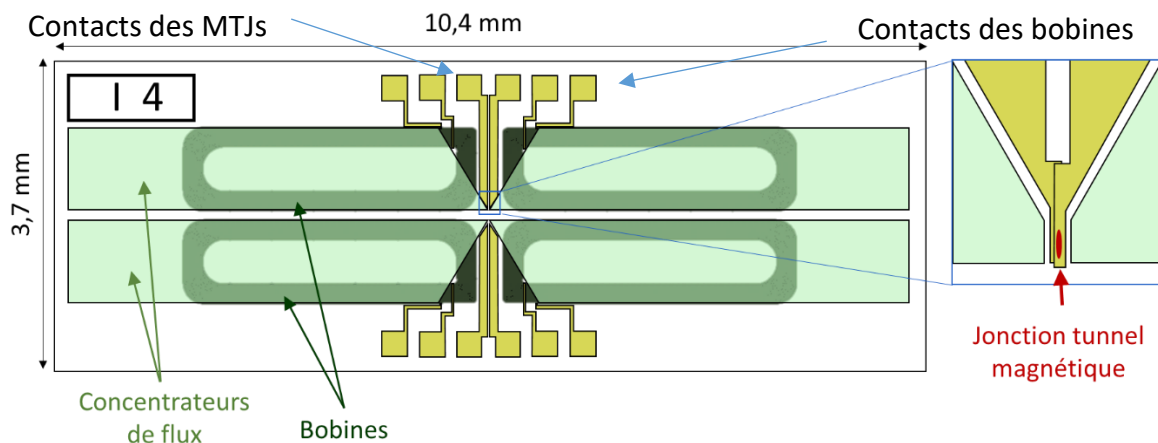


Figure 3-5 : Schéma du capteur MAROT dans son design original (design jonction unique)

Ces jonctions tunnel présentent une réponse dite symétrique contrairement aux plus communes réponses linéaires, plus de détails à ce propos dans le chapitre 4. Les jonctions se trouvent dans l'entrefer des concentrateurs de flux pour profiter d'une grande amplification du champ mesuré. Le champ se trouve amplifié car les concentrateurs de flux sont faits d'un matériau ferromagnétique doux, le NiFe, dont la perméabilité relative (à l'air) est élevée, c'est-à-dire qu'il est plus facile pour les lignes de champ de se propager dans le NiFe que dans l'air. Le champ se trouve donc guidé et concentré sur la jonction.

Les bobines ont deux fonctions : polariser la jonction à son point de fonctionnement en générant un petit champ magnétique continu et permettre d'ajouter un signal alternatif à haute fréquence pour réduire le bruit en utilisant une modulation et une détection synchrone [30]. Le schéma de cette modulation est visible sur la Figure 3-6.a, c'est en partant de cette idée que ce design « jonction unique » a été créé. Les jonctions de chacune des branches ayant un signal symétrique, lorsqu'un champ magnétique AC est ajouté par les bobines, en opposition de phase sur les deux branches, le signal de sortie est une sinusoïde de fréquence double sur chaque jonction (voir Figure 3-6.b). Si un champ magnétique DC est présent l'amplitude des oscillations est modifiée : une sur deux devient plus faible et l'autre plus grande. Les deux jonctions des deux branches étant polarisées en inverse, la différence des deux signaux donne un signal à la fréquence de la modulation et dont l'amplitude est le champ à mesurer (voir Figure 3-6.c). Une détection synchrone à cette fréquence permet d'amplifier et mesurer précisément ce champ.

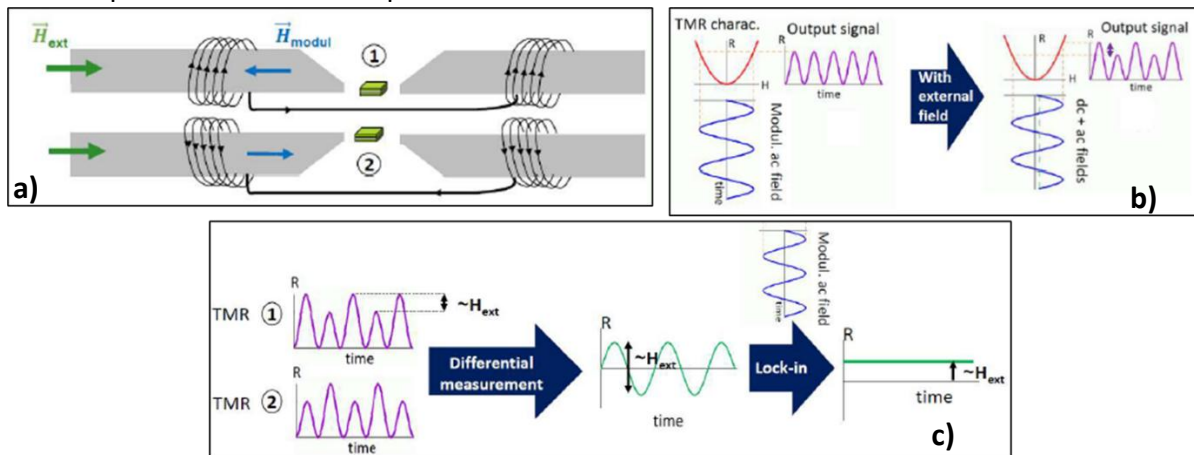


Figure 3-6 : Schéma du principe de la modulation originalement prévue dans le capteur MAROT

Finalement, lors de son utilisation réelle, le capteur utilise une méthode de contre réaction pour s'affranchir de toute dérive linéaire comme un décalage lié à un changement de température.

Cependant, il a été prouvé par les travaux du groupe de Dr Nakatani [28], puis confirmé par les travaux de notre groupe [31], que la méthode de modulation par ajout d'un signal alternatif à haute fréquence ne peut pas réduire le bruit en $1/f$ d'origine magnétique. Dans ces travaux, on peut voir que le bruit à basse fréquence est transféré à la fréquence de modulation avec l'ajout d'une « jupe de bruit » (Figure 3-7). En effet, l'ajout d'un signal supplémentaire n'a pas pour effet de réduire le bruit car il s'agit d'un bruit généré par l'instrument de mesure, ici la jonction tunnel. Il est utile de noter que l'ajout de ce signal permet néanmoins de réduire le bruit en $1/f$ d'origine électrique dans des jonctions tunnel

dégradées intentionnellement pour amplifier le bruit en $1/f$ électrique qui est habituellement plus faible que le bruit en $1/f$ d'origine magnétique [32].

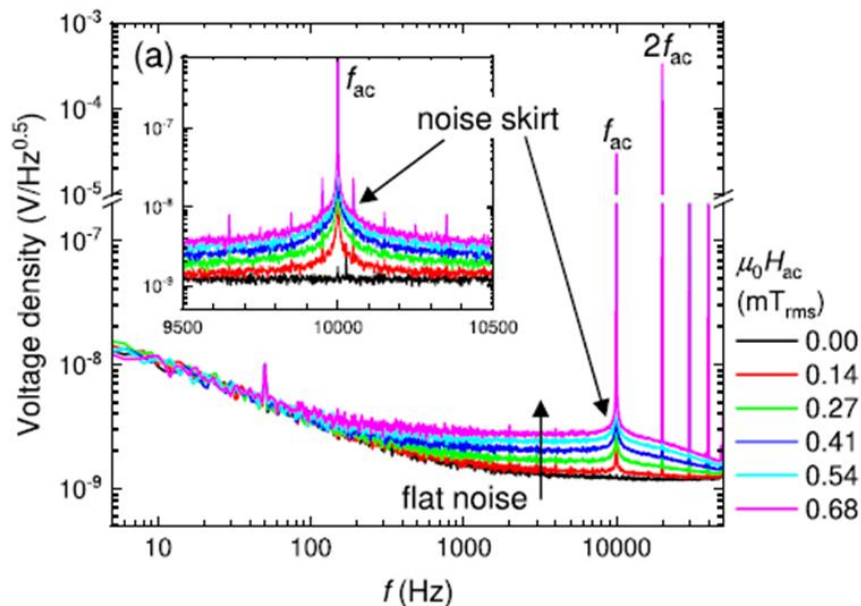


Figure 3-7 : Impact de l'ajout d'une modulation AC sur le bruit d'une jonction tunnel symétrique. Ce graphique vient de [28]

Un des premiers pans du projet a été le développement des jonctions tunnels à réponse symétriques ; ce travail était au cœur de la thèse de Samuel Manceau [31]. Lors de sa thèse, il a étudié l'impact des différents types de piégeage de la couche libre dans le but d'obtenir une réponse non hystérétique. Dans le cas de jonctions à aimantation dans le plan, l'anisotropie de forme n'est pas suffisante pour maintenir le retournement de l'aimantation uniforme lors de l'application d'un champ magnétique extérieur. Pour pallier cela il a choisi d'ajouter une couche antiferromagnétique d'IrMn avec un espaceur non magnétique au-dessus de la couche libre pour piéger légèrement l'aimantation. Cette technique dite de Soft-pinning [9] est assimilée à l'ajout d'un champ d'échange permettant de maintenir l'aimantation uniforme lors du retournement de l'aimantation dans les piliers micrométriques. En plus de maintenir l'aimantation uniforme, le soft-pinning permet de choisir la configuration de l'aimantation en l'absence de champ. Sans ce piégeage supplémentaire l'aimantation en absence de champ peut être en configuration parallèle ou antiparallèle, comme détaillé dans la section 5. Mes propres travaux de thèse relatifs au développement des jonctions sont présentés plus en détail dans le chapitre 5.

La troisième partie du projet est le développement de concentrateurs de flux magnétiques (FC en anglais pour flux concentrators). La forme des concentrateurs utilisés dans le design original du capteur (design jonction unique) a été obtenue après des simulations réalisées par Claude Cavoit. Dans ces simulations le gain attendu des FC est de 400. Les premiers résultats, obtenus en combinant les jonctions tunnels et les concentrateurs sont publiés dans [27], le gain mesuré est de 440 en moyenne. Les résultats obtenus pendant ma thèse et liés aux concentrateurs sont discutés plus en détails dans le chapitre 6. Au cours de cette thèse j'ai réalisé un autre design de concentrateur, appelé « design jonction multiple ». Ce nouveau design est obtenu après avoir réalisé des simulations sur le logiciel Comsol multiphysics pour

obtenir la dépendance du gain des concentrateurs par rapport à la longueur et la largeur de l'entrefer.

L'échec de la méthode de modulation initialement envisagée pour réduire le bruit correspond à la perte d'un facteur 100 sur la détectivité du capteur initialement espéré. Il faut donc changer le design et explorer toutes les pistes permettant de regagner en détectivité, soit en augmentant la sensibilité, soit en réduisant le bruit. C'est l'objectif de ma thèse. Pour cela, j'ai travaillé sur toutes les briques du capteur. Différents empilements magnétiques ont été utilisés pour espérer augmenter la sensibilité des jonctions tunnels. Une étude de la forme des concentrateurs de flux a été menée par simulations magnétiques avec le logiciel Comsol Multiphysics® et un nouveau design de capteur a été réalisé qui a permis d'améliorer significativement la détectivité avec des valeurs atteignant les $40 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 10 Hz. Enfin, une nouvelle méthode de hachage de champ est proposée pour réduire le bruit des jonctions tunnels et ainsi améliorer la détectivité.

Pour finir ce chapitre, je présente le modèle de Stoner-Wohlfarth, permettant de modéliser la réponse magnétique des jonctions tunnel.

5) Modèle de Stoner-Wohlfarth

Il est possible de modéliser la rotation de l'aimantation de la couche libre en utilisant le modèle de Stoner-Wohlfarth (SW) [33]. Ce modèle est basé sur le calcul de l'énergie magnétique du système en fonction de l'angle de l'aimantation pour trouver le minimum d'énergie. Ce modèle, cependant, n'est valide que si trois hypothèses sont respectées. Premièrement, l'aimantation du système doit être macrospin, c'est-à-dire que l'on considère que l'aimantation est uniforme dans l'ensemble du volume et se comporte comme un unique spin. On note M_s la norme de l'aimantation (correspond à l'aimantation à saturation). Deuxièmement, le modèle est supposé quasi statique, c'est-à-dire que l'aimantation va tendre aux temps suffisamment longs devant la dynamique d'aimantation ($> \text{ns}$) vers la configuration qui minimise l'énergie du système. Finalement, l'agitation thermique ne doit pas permettre le franchissement de barrières d'énergies, ce qui fait que ce modèle est valable à basse température. On considère que ces trois conditions sont satisfaites dans notre cas car les mesures de transport sont faites à température ambiante (il faut que les barrières d'énergies soient supérieures à $4k_B T$) et la variation du champ est lente. L'hypothèse du macrospin est cependant discutable car la dimension de nos jonctions est grande (diamètre entre $4 \mu\text{m}$ et $9 \mu\text{m}$) ; on considère que l'approximation macrospin est respectée tant que la couche libre est suffisamment piégée (par un champ d'échange ou par l'anisotropie de forme par exemple), il est possible de vérifier cette hypothèse en mesurant l'hystérèse présente dans les courbes $R(H)$.

La description de l'aimantation de la couche libre par le modèle SW se base sur le schéma de la Figure 3-8, nous avons $\vec{M}_{CL}$ l'aimantation de la couche libre, θ_{CL} l'angle entre l'aimantation de la couche libre et la couche de référence (valeurs comprises entre $-\pi$ et π). Comme il s'agit de la représentation d'une de nos jonctions tunnel, l'aimantation est confinée dans le plan

$(\vec{X}, \vec{Y})$, dans ce schéma la jonction est allongée selon l'axe $\vec{Y}$, ce qui correspond à la même direction que l'aimantation en absence de champ extérieur et de la direction du piégeage.

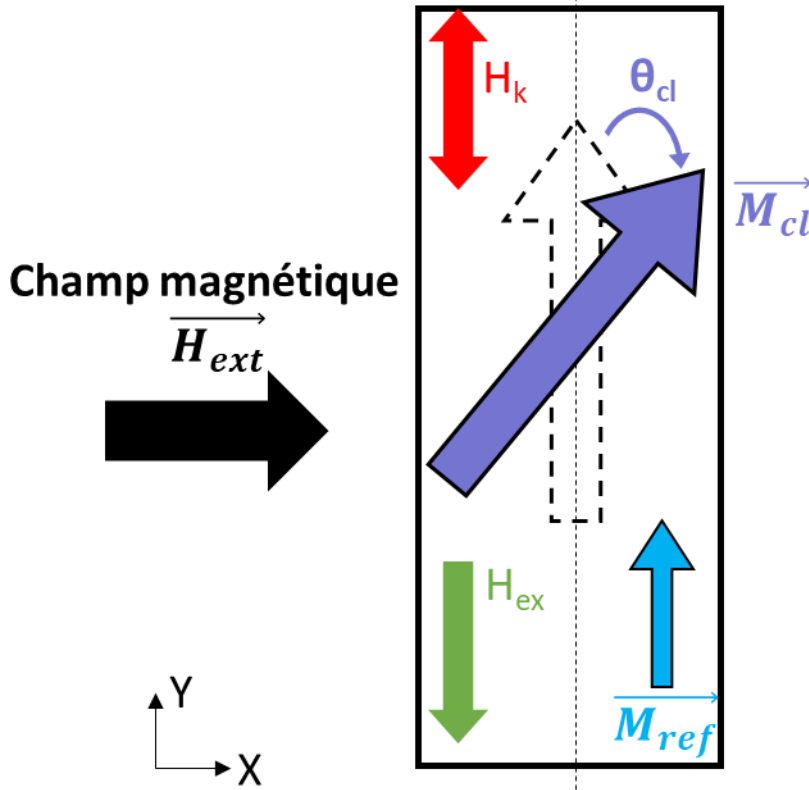


Figure 3-8 : Schéma des différentes influences sur l'aimantation de la couche libre, les flèches représentent les différents champs (effectifs) que voit la jonction (vert pour le champ d'échange, rouge pour le champ d'anisotropie de forme)

L'aimantation de la couche libre $\vec{M}_{CL}$ peut s'écrire en fonction de θ_{CL} et de la norme de l'aimantation M_s , par projection sur les axes X et Y on peut l'écrire de la manière suivante :

$$\vec{M}_{CL} = M_s (\sin \theta_{CL} \vec{X} + \cos \theta_{CL} \vec{Y}) \quad (21)$$

Dans le cas du schéma précédent, l'aimantation de la couche libre est stabilisée par un champ d'échange H_{ex} venant d'un couplage avec une couche antiferromagnétique et un champ d'anisotropie H_k qui correspond à la plus grande longueur de la jonction (ici selon Y). Ce champ d'anisotropie lié à la forme de jonction existe car il s'agit de la configuration qui minimise l'énergie démagnétisante. Finalement, dans cette partie, on considère que l'aimantation de la couche de référence ne varie pas lors de l'application d'un champ extérieur (dans les vraies applications, on remarque que la couche de référence a tendance à se dépiéger légèrement pour des champs élevés). En prenant une version simplifiée du modèle de SW, on peut écrire l'énergie magnétique de la couche libre en fonction de : l'énergie Zeeman, l'énergie démagnétisante et l'énergie d'échange dans le cas d'un piégeage par soft-pinning.

$$\mathcal{E}_{tot} = \mathcal{E}_{Zeeman} + \mathcal{E}_{demag} + \mathcal{E}_{ex} \quad (22)$$

Dans ce modèle, l'énergie Zeeman correspond à l'interaction du champ extérieur sur l'aimantation de la couche libre, il pousse l'aimantation à s'aligner sur la direction du champ.

Dans le cas où le champ extérieur est appliqué selon l'axe X et en projetant l'équation (1) sur l'axe X, l'énergie Zeeman peut s'écrire de cette façon :

$$\varepsilon_{Zeeman,x} = -\mu_0 H_{ext} M_s \sin(\theta_{cl}) \quad (23)$$

Nous avons aussi l'énergie démagnétisante, plus précisément l'anisotropie de forme, pour laquelle on utilise l'équation (9).

Finalement, la dernière énergie impactant la couche libre est une énergie d'échange liée à l'ajout d'une couche antiferromagnétique au-dessus de la couche libre (soft pinning). Dans le cas présenté sur la Figure 3-8 et pendant cette thèse, la direction du champ d'échange responsable de cette interaction est $\vec{Y}$, cette direction est fixée par un recuit sous champ après le procédé de fabrication. Cette énergie s'apparente à une énergie de Zeeman et peut s'écrire comme suit :

$$\varepsilon_{soft-pin} = -\mu_0 H_{ex} M_s \cos(\theta_{cl}) \quad (24)$$

On a donc une compétition entre trois énergies contrôlant la réponse de la couche libre lors de l'application d'un champ extérieur. L'aimantation de la couche libre va naturellement s'aligner avec la direction qui minimise l'énergie totale du système. Nous cherchons donc l'angle θ_{cl} qui minimise cette énergie. Pour trouver cet angle, il suffit de faire la dérivée de l'énergie par rapport à cet angle et prendre les valeurs qui l'annulent et pour lesquelles la dérivé seconde est positive. Pour simplifier ces explications, je présente deux cas distincts : un premier cas où la couche libre est seulement stabilisée par une anisotropie de forme, et un deuxième cas où la couche libre est seulement stabilisée par un champ d'échange (soft-pinning) afin de comparer ces deux effets.

1. **Anisotropie de forme** : la dérivée de l'énergie par l'angle θ_{cl} s'écrit de cette façon :

$$\frac{d\varepsilon_{tot}}{d\theta_{cl}} = -\mu_0 H_{ext} M_s \cos(\theta_{cl}) + \mu_0 M_s H_{k,forme} \sin(\theta_{cl}) \cos(\theta_{cl}) \quad (25)$$

La dérivée est nulle en :

$$\sin(\theta_{cl}) = \frac{H_{ext}}{H_{k,forme}} \text{ et } \cos(\theta_{cl}) = 0 \quad (26)$$

La dérivé seconde est positive pour :

$$H_{ext} \sin(\theta_{cl}) + H_{k,forme} (2 \cos^2(\theta_{cl}) - 1) > 0 \quad (27)$$

L'équation $\cos(\theta_{cl}) = 0$ (26) donne un angle de $\pi/2$ et est un minimum pour H/H_k . On obtient l'angle θ_{cl} minimisant l'énergie du système en prenant la fonction sinus inverse de l'équation $\sin(\theta_{cl}) = \frac{H_{ext}}{H_{k,forme}}$ (26). Cependant cette fonction est définie sur l'intervalle $[-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2}]$ modulo π alors que l'angle θ_{cl} peut prendre toutes les valeurs entre $[-\pi; \pi]$. On se retrouve donc avec deux résultats possibles dans le cas d'une stabilisation par anisotropie de forme pour $H < H_k$.

$$\begin{cases} \theta_{cl} = \sin^{-1}\left(\frac{H_{ext}}{H_{k,forme}}\right) \\ \theta_{cl} = \pi - \sin^{-1}\left(\frac{H_{ext}}{H_{k,forme}}\right) \end{cases} \quad (28)$$

$$H > H_k \rightarrow \theta_{cl} = \pi/2$$

En injectant ce résultat dans la formule de la résistance en fonction de l'angle (équation (7)), et en choisissant des valeurs arbitraires ($R_p = 100 \Omega$, $R_{ap} = 200 \Omega$ et $\mu_0 H_{k,forme} = 50 \text{ mT}$) on peut modéliser la réponse de la jonction présentée dans la Figure 3-9.

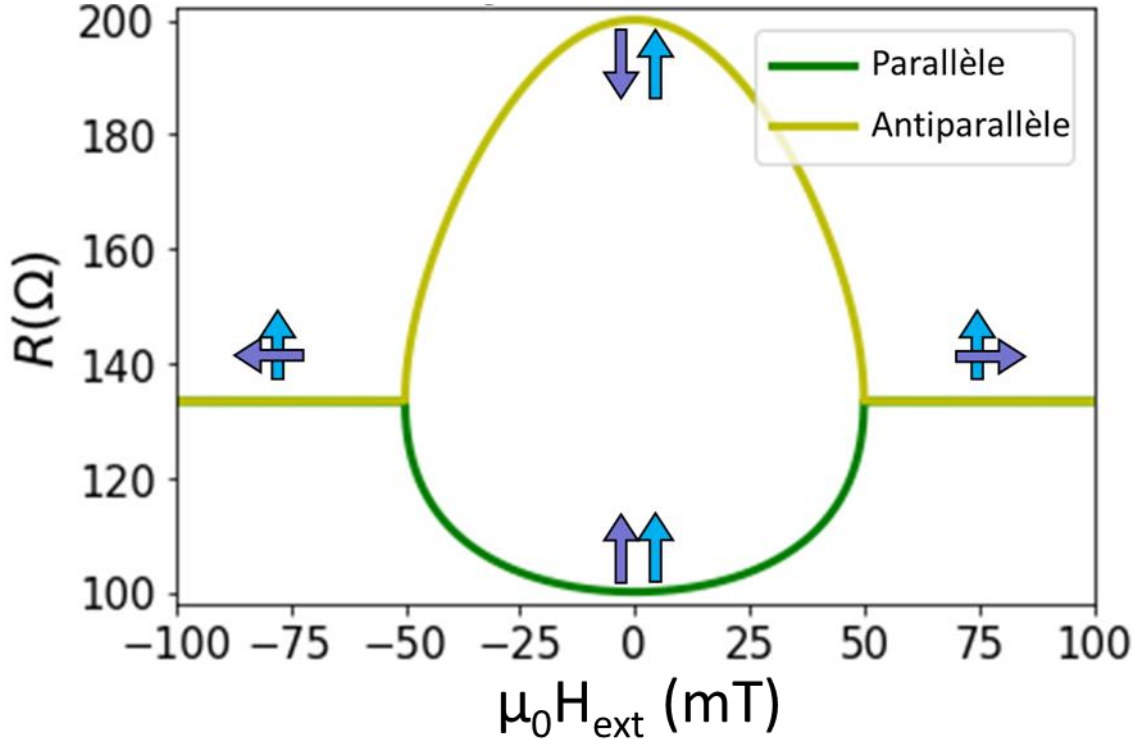


Figure 3-9 : Réponse théorique de la résistance d'une jonction stabilisée seulement par anisotropie de forme pour $R_p = 100 \Omega$, $R_{ap} = 200 \Omega$ et $\mu_0 H_{k,forme} = 50 \text{ mT}$

Dans le cas d'une stabilisation par anisotropie de forme, la jonction peut avoir deux états en absence de champ ce qui est un point bloquant pour un capteur. Cela est dû au fait que les deux directions +Y et -Y sont équivalentes d'un point de vue de l'anisotropie de forme.

- 2. Champ d'échange (soft-pinning) :** Dans le cas d'une stabilisation de la couche libre par un champ d'échange (cas réaliste pour une jonction circulaire), la dérivée, l'annulation de la dérivée et la dérivée seconde s'écrivent de la façon suivante :

$$\frac{d\varepsilon_{tot}}{d\theta_{cl}} = -\mu_0 H_{ext} M_s \cos(\theta_{cl}) + \mu_0 H_{ex} M_s \sin(\theta_{cl}) \quad (29)$$

La dérivée est nulle en :

$$\theta_{cl} = \tan^{-1} \left(\frac{H_{ext}}{H_{ex}} \right) \quad (30)$$

$$\theta_{cl} = \pi - \tan^{-1} \left(\frac{H_{ext}}{H_{ex}} \right) \quad (30bis)$$

La dérivée seconde est positive pour :

$$H_{ext} \sin(\theta_{cl}) + H_{ex} \cos(\theta_{cl}) > 0 \quad (31)$$

En injectant ce résultat dans la formule de la résistance en fonction de l'angle (équation (7)), et en choisissant des valeurs arbitraires ($R_p = 100 \Omega$, $R_{ap} = 200 \Omega$ et $\mu_0 H_{ex} = 20 \text{ mT}$) on peut modéliser la réponse de la jonction, présentée dans la Figure 3-10. Deux états sont possibles à champ nul, l'état antiparallèle (équation (30bis)), si le champ d'échange est dans la direction

présentée sur la Figure 3-8 et donc $H_{ex} < 0$, définie sur l'intervalle $\theta_{cl} \in [\frac{\pi}{2}; \frac{3\pi}{2}]$. Dans le cas où $H_{ex} > 0$ (à partir de la convention de la Figure 3-10), l'état parallèle est favorisé (équation (30)), cet état est défini sur l'intervalle $\theta_{cl} \in [-\frac{\pi}{2}; \frac{\pi}{2}]$. Ces deux états sont des minima d'énergie sur toute la gamme de champ. Nous avons donc une stabilisation par champ d'échange. La direction de ce champ est définie lors du recuit sous champ fait après le procédé de fabrication des jonctions.

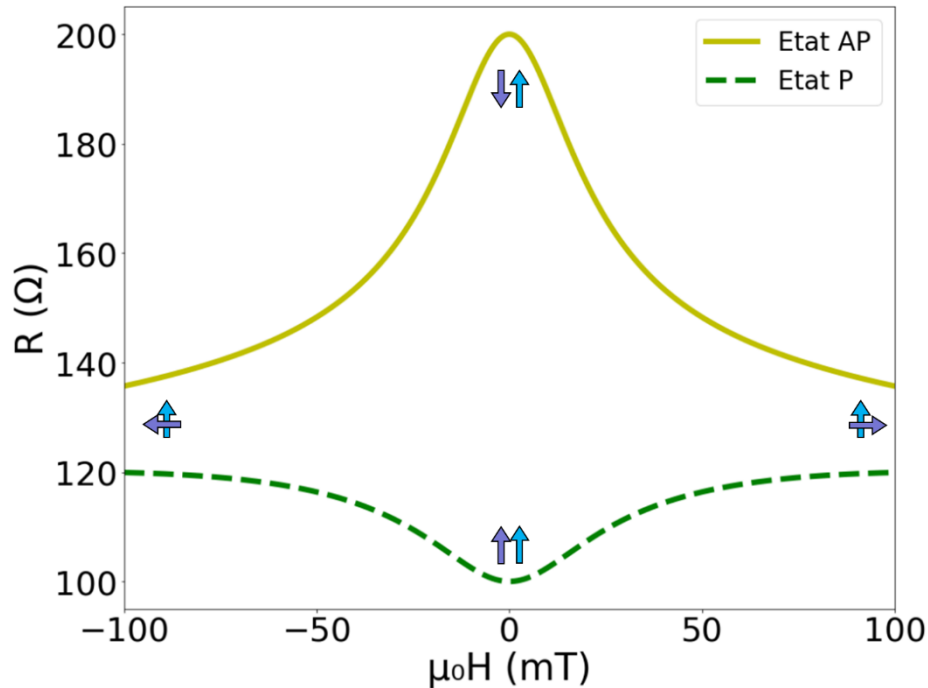


Figure 3-10 : Réponse théorique d'une jonction stabilisée uniquement par un champ d'échange de 20 mT dans l'état P et -20 mT dans l'état AP

L'étude de la réponse de la jonction pour une stabilisation utilisant à la fois une anisotropie de forme ainsi qu'un champ d'échange est discutée bien plus en détail dans la thèse de Samuel Manceau [31], où un chapitre y est dédié.

On constate que le piégeage par un champ d'échange est plus utile pour le fonctionnement d'un capteur, car il existe un seul état en absence de champ et l'état macrospin est maintenu (absence d'hystérèse). Tous les empilements étudiés par la suite présentent donc une couche de soft-pinning pour générer ce champ.

Ce modèle, bien que simplifié (ne prenant pas en compte les interactions entre les différentes couches comme le champ rayonné) est capable de fit nos données expérimentales. La Figure 3-11 présente une mesure de magnétorésistance dans l'axe facile (en noir) et dans l'axe difficile (en vert) pour lequel on peut voir qu'il est possible d'obtenir un fit (en rouge pointillé) en utilisant le modèle SW adapté présenté plus tôt. Ce fit est obtenu avec les paramètres suivants : $\mu_0 H_{ex} = 2,6 \text{ mT}$; $\mu_0 H_k = 6,6 \text{ mT}$, $\delta = 4,05^\circ$. Comme il s'agit de données expérimentales, il faut ajuster avec les potentiels désalignement entre le champ et l'énergie d'échange représenté par l'angle δ .

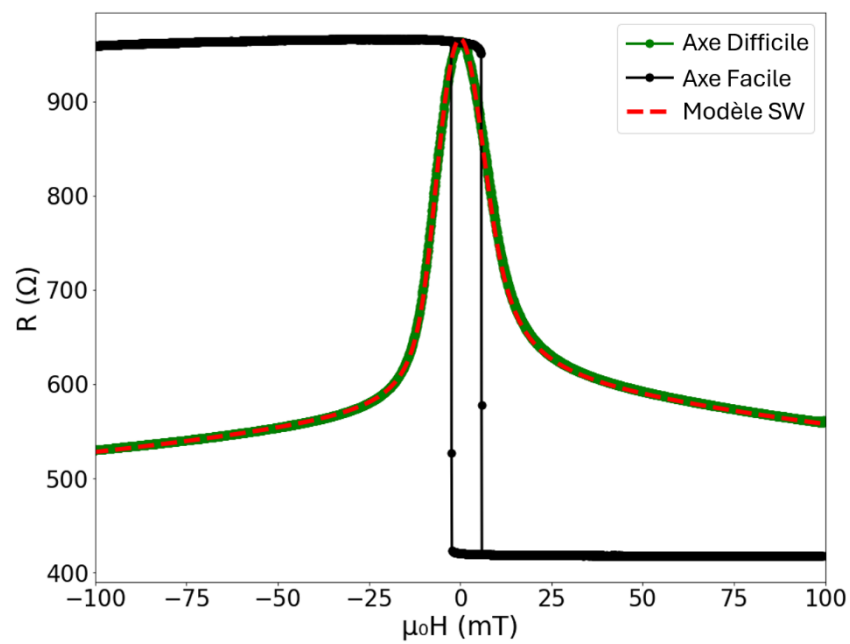


Figure 3-11 : Mesure de magnétorésistance d'une jonction tunnel avec un fit utilisant le modèle SW simplifié

Chapitre 4

4. Techniques expérimentales, micro fabrication et mesures

Comme vu au chapitre précédent, l'objectif du projet MAROT est la réalisation d'un capteur de champ magnétique miniature pouvant notamment être opéré à bord de satellites. Ce capteur est basé sur l'utilisation des principes de la spintronique et l'élément sensible est une jonction tunnel magnétique (MTJ). Ce capteur étant de taille micrométrique, il est fabriqué en utilisant les techniques propres à la microélectronique comme la lithographie, la gravure (physique ou chimique), le dépôt par évaporation et l'électrolyse. Dans ce chapitre, le procédé de fabrication du capteur est expliqué en partant du dépôt des couches minces jusqu'à la croissance des concentrateurs de flux. Pendant ma thèse j'ai utilisé deux empilements magnétiques, un déposé à Grenoble dans une machine Singulus nommé en « Stack Singulus » et un déposé par l'équipe du Dr Nakatani du NIMS au Japon. Cet empilement sera appelé « Stack NIMS ». Je préciserai les différences de fabrications entre les deux empilements quand nécessaire au cours de ce chapitre, et les différences physiques seront explicitées lors du chapitre 5 dédié aux jonctions tunnels. Concernant la conception du capteur, j'ai tout d'abord travaillé sur un wafer comprenant plusieurs capteurs à une seule jonction tunnel de différentes formes. Ce design est appelé « Design jonction unique » dans la suite. J'ai aussi réalisé un nouveau design de capteur qui comprend plusieurs jonctions tunnels connectées en série et parallèle. Ce design est appelé « Design jonctions multiples ». De la même manière que pour les empilements, les différences entre les deux designs sont développées dans la section Design.

La fabrication d'un capteur nécessite de nombreuses étapes. Dans le procédé développé au sein de l'équipe Capteur et avec l'aide de Philippe Sabon (ingénieur de recherche spécialisé en microfabrication), nous comptons 5 lithographies, 3 gravures physico-chimique sélectives (Reactive Ions Etching, RIE), 2 gravures physiques peu sélectives par faisceau d'ion (Ions Beam Etching, IBE), 2 dépôts de matériaux par évaporations et 1 dépôt de matériau par électrolyse. Il faut aussi ajouter à cela le dépôt des empilements magnétiques par pulvérisation cathodique et toutes les étapes de contrôles, incluant la microscopie (optique ou électronique), la mesure de l'épaisseur par profilomètre et la mesure de la composition par diffraction des électrons (EDX). Toutes ces méthodes seront décrites plus en détails au cours de ce chapitre. Finalement toutes les étapes de fabrication du capteur sont réalisées dans la salle blanche de la « Plateforme technologique Amont » ou « PTA » faisant partie des grandes centrales CNRS du réseau « RENATECH ».

1) Dépôt de l'empilement magnétique

La première étape dans le procédé de fabrication des jonctions tunnel est la croissance des couches de l'empilement magnétique sur un substrat de silicium de 100 mm de diamètre et 550 μm d'épaisseur, oxydé sur 500 nm par pulvérisation cathodique. Deux empilements sont décrits dans ce chapitre, le stack « Singulus » et le stack « NIMS ». L'empilement peut être décomposé en 5 parties : l'électrode inférieure, la couche de référence, la barrière tunnel, la couche libre et la couche de piégeage faible dite « soft-pinning ». Les empilements complets sont visibles dans la Figure 4-1. Les empilements sont présentés de manière générale dans ce chapitre, et sont plus présentés plus en détails dans le chapitre 5. L'empilement NIMS est un empilement inversé (couche libre déposée en premier).

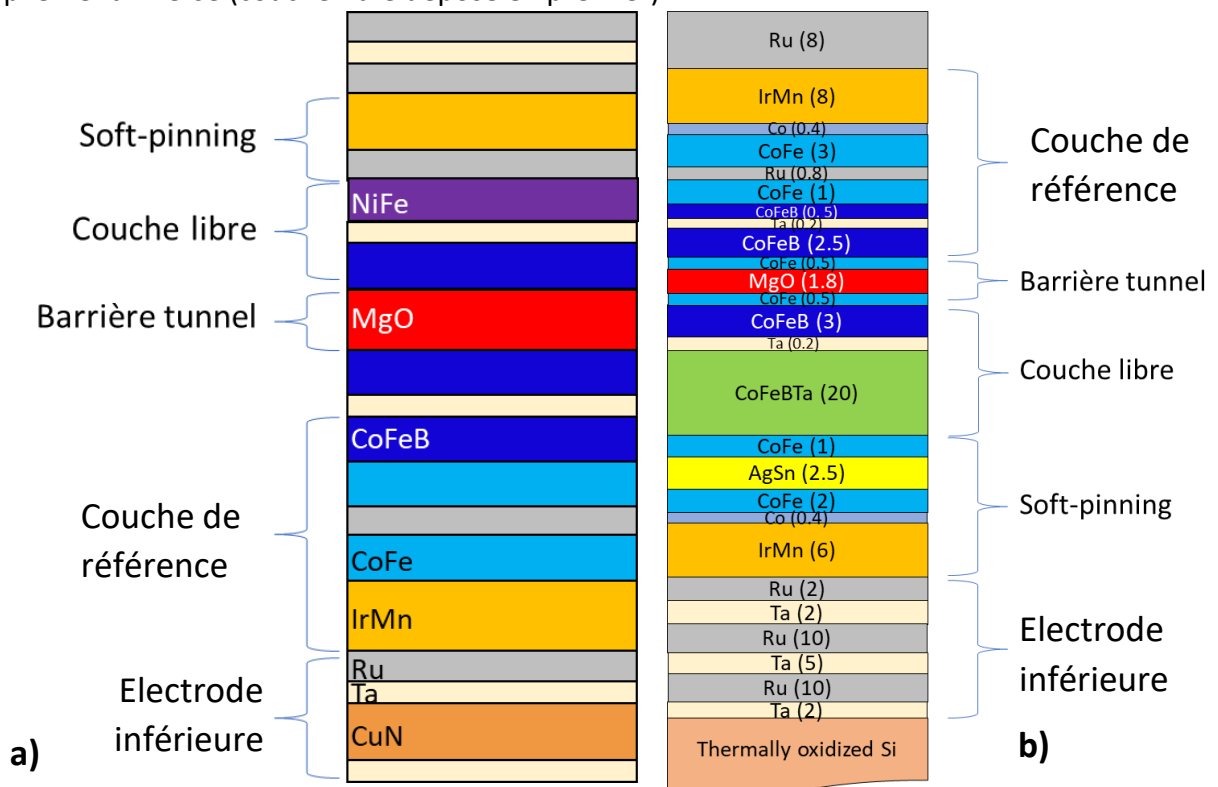


Figure 4-1 : Empilement magnétique, a) déposé par un équipement Singulus ; b) Déposé au NIMS [34]. Les couches de mêmes couleurs correspondent au même matériau.

L'électrode inférieure : il s'agit de la première couche déposée. Cette couche sert à connecter la partie inférieure de la jonction pour les mesures de transport. Pour ce faire nous choisissons un métal possédant une faible résistance, le cuivre nitruré (CuN) pour l'empilement Singulus et une multicouche Ru/Ta pour l'empilement NIMS. Un insert de Ta est utilisé dans le stack Singulus pour réduire la rugosité et faciliter la suite du dépôt. En effet, s'agissant de la première couche, toute rugosité sera transmise sur le reste de l'empilement.

La couche de référence : la couche de référence comprend un matériau antiferromagnétique, l'Iridium Manganèse (IrMn), des couches ferromagnétiques en cobalt fer (avec possibilité d'ajout de bore) et des couches d'espaceur en ruthénium (Ru). Le rôle de cette fine couche est de fixer une référence en termes d'aimantation. C'est-à-dire que la direction de l'aimantation de cette couche ne doit pas être modifiée par le champ magnétique appliqué, jusqu'à une valeur maximale du champ dit de « spin flop » (transition de phase magnétique

au cours de laquelle les moments magnétiques d'un matériau antiferromagnétique s'alignent brutalement lorsque le champ magnétique appliqué atteint une valeur critique, dans ce cas, un matériau antiferromagnétique se comporte comme un matériau ferromagnétique), qui est de 250 mT pour l'empilement Singulus et de 50 mT pour l'empilement NIMS. Pour cela, une couche ferromagnétique CoFe est piégée par un champ d'échange induit par la couche d'IrMn. Ce champ d'échange est créé par l'alignement des spins non compensés en surface du matériau antiferromagnétique comme discuté dans le chapitre 2. Cet alignement de surface est obtenu en réalisant un recuit sous champ magnétique fixe au-dessus de la température de blocage (T_b) de la bicouche IrMn/CoFe. Ce recuit est fait après le dépôt des couches magnétiques et/ou après la fabrication des jonctions. Dans notre cas nous faisons un recuit à 310°C avec un champ de 1 Tesla pendant 90 minutes, puis l'empilement est refroidi progressivement tout en maintenant le champ constant pour saturer l'aimantation dans la direction voulue. La température nécessaire varie avec l'épaisseur de l'IrMn [35]. Le piégeage de cette couche est renforcé par son introduction dans un système dit « Antiferromagnétique synthétique (SAF) ». La structure en SAF permet une plus grande stabilité de l'aimantation de la couche de référence et réduit considérablement le champ rayonné par la couche de référence sur la couche libre. La direction de l'aimantation de référence servant à l'effet TMR est celle de la couche ferromagnétique (CoFeB) au contact de la barrière tunnel (MgO) et donc dans le sens opposé au champ utilisé lors du recuit.

La barrière tunnel : Dans les empilements utilisés, la barrière tunnel est composée d'oxyde de magnésium MgO. Il s'agit d'une couche suffisamment fine (1 à 2 nm) permettant aux électrons de passer par effet tunnel. La croissance de cette couche peut se faire de deux manières, soit par pulvérisation à partir d'une cible de MgO ou par dépôt d'une couche nanométrique de magnésium puis oxydée sous pression partielle d'oxygène. La répétition de cette opération permet de contrôler la résistivité de la barrière. Dans nos échantillons, le produit de la résistance et de la surface (dénommé R.A) est de l'ordre de 5 k Ω . μm^2 pour les échantillons Singulus et de 15 k Ω . μm^2 pour les échantillons NIMS. Pour finaliser la croissance, un recuit de 310°C pendant 90 minutes est nécessaire afin de cristalliser la barrière dans une structure de type NaCl (100). Cette cristallisation est nécessaire à la sélectivité en spin de la barrière et est réalisé lors du recuit sous champ post-process.

La couche libre : La couche libre est composée d'une couche de CoFeB de 2,5 nm au contact de la barrière tunnel qui permet la polarisation en spin des électrons. Le Bore permet la cristallisation de la barrière dans la bonne structure et migre vers la fine couche de Tantale adjacente lors du recuit. Dans l'empilement Singulus, au-dessus de la couche de CoFeB se trouve une couche de 5 nm de NiFe dont le but est d'augmenter la sensibilité en adoucissant l'aimantation. Ces deux couches sont couplées magnétiquement mais découplées structurellement. L'empilement « NIMS » utilise une couche libre en CoFeBTa de 20 nm [34] qui est aussi une couche ferromagnétique douce.

Soft-pinning : Puisque nous utilisons des jonctions micrométriques, l'approximation macrospin décrite dans le chapitre 2 commence à être discutable. Pour maintenir l'état macrospin il faut ajouter une source de piégeage. Ce piégeage est réalisé en ajoutant une couche antiferromagnétique pour maintenir l'aimantation uniforme par couplage d'échange. La valeur de ce champ d'échange est contrôlée par un insert de Ru via son épaisseur dans le

stack Singulus et par une couche de AgSn via sa rugosité (couplage peau d'orange [36]) dans le stack « NIMS ».

Pour finir l'empilement, une bicouche Ta/Ru pour l'empilement Singulus et une couche de Ru pour l'empilement NIMS est déposée pour empêcher l'oxydation du dépôt.

2) Procédé de micro fabrication

a) Design du capteur

Comme indiqué dans l'introduction, deux designs de capteur ont été fabriqués. Le premier, le design « jonction unique », a été créé et optimisé par les membres de l'équipe Capteur avant mon arrivée à Spintec avec l'appui de Philippe Sabon. Le wafer associé consiste en 135 puces comprenant chacune deux capteurs (Figure 4-2 et Figure 4-4).

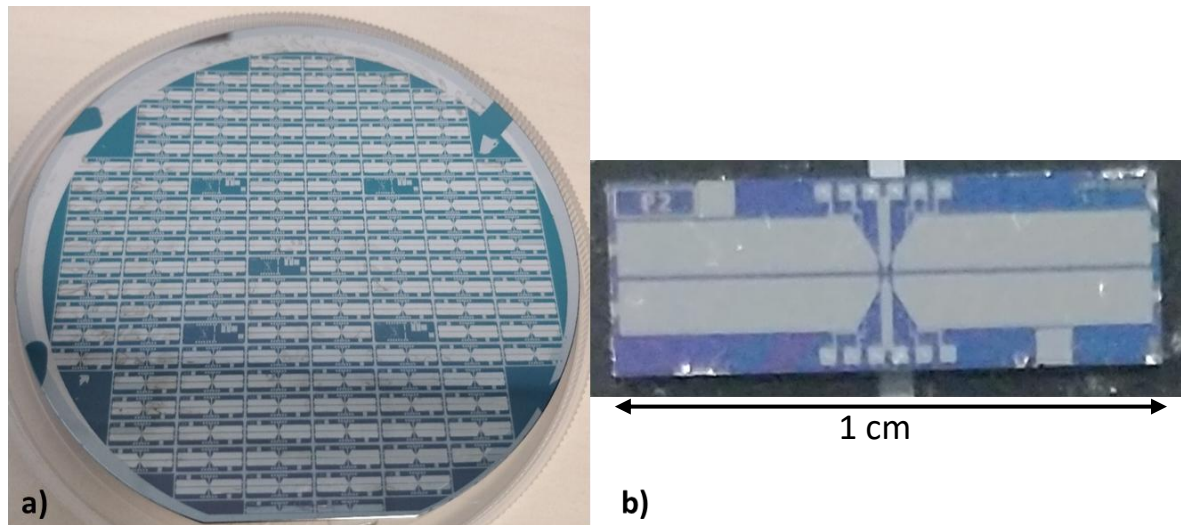
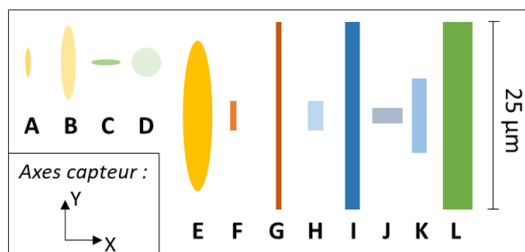


Figure 4-2 : a) Wafer à la fin du process jonction unique, b) zoom sur une puce design jonction unique

L'objectif de ce design est l'étude de l'impact de la forme des jonctions tunnels sur la réponse électrique. Les différentes formes sont visibles sur la Figure 4-3 et les principaux résultats ont été publiés par le précédent doctorant [27]. Ce design est composé de cinq niveaux de masque : jonctions tunnel, électrodes inférieures, vias, électrodes supérieures et concentrateurs de flux.



Liste des géométries jonctions :				
Type	Forme	Longueur (μm)	Largeur (μm)	Aire (μm ²)
A	Ellipse	4	0,8	2,5
B	Ellipse	10	2	15,7
C	Ellipse	0,8	4	2,5
D	Cercle	4	4	12,6
E	Ellipse	20	4	62,8
F	Rectangle	4	0,8	3,2
G	Rectangle	25	0,8	20,0
H	Rectangle	4	2	8,0
I	Rectangle	25	2	50,0
J	Rectangle	2	4	8,0
K	Rectangle	10	2	20,0
L	Rectangle	25	4	100,0

Figure 4-3 : Différentes formes présentes sur dans le design « jonctions uniques » et leurs dimensions

Comme discuté dans le chapitre 7, un modèle d'optimisation du capteur a été développé pour diminuer le bruit du capteur en mettant plusieurs MTJ dans l'entrefer. J'ai réalisé un jeu de masques pour tester ce nouveau concept, nommé « Design jonction multiples », qui comprend plusieurs jonctions dans un montage série/parallèle (Figure 4-4 et Figure 4-5).

Dans ce design (jonctions multiples), quatre configurations de jonctions distinctes sont étudiées. Toutes les jonctions sont des disques de $8,2\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre et chaque configuration est notée $x*y$ où « x » indique le nombre de groupes et « y » le nombre de jonctions dans un groupe. Par exemple, $4*4$ correspond à 4 groupes connectés en série de 4 jonctions connectées en parallèles. Sur un wafer, nous avons :

- 34 puces avec $4*4$ jonctions
- 34 puces avec $8*7$ jonctions
- 34 puces avec $8*8$ jonctions (point optimal), trouvé avec le modèle détaillé dans le chapitre 7
- 33 puces avec $10*10$ jonctions

Grâce à un nombre pair de groupe de jonctions, le procédé de fabrication contient un niveau de masque en moins comparé au précédent design car il n'y a plus besoins de creuser de via, le courant entrant et sortant par l'électrode supérieure (se référer à la Figure 4-5).

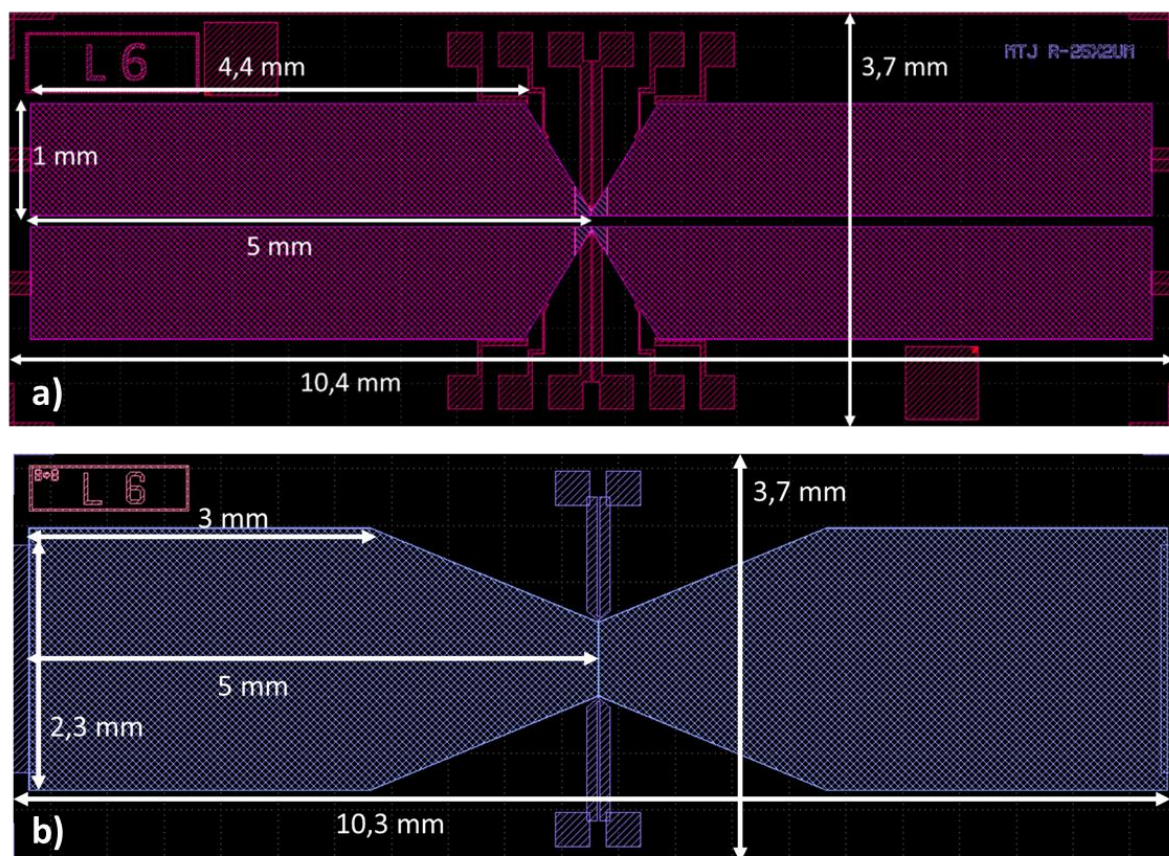


Figure 4-4 : Fichier GDS, a) design jonction unique, b) design jonction multiple

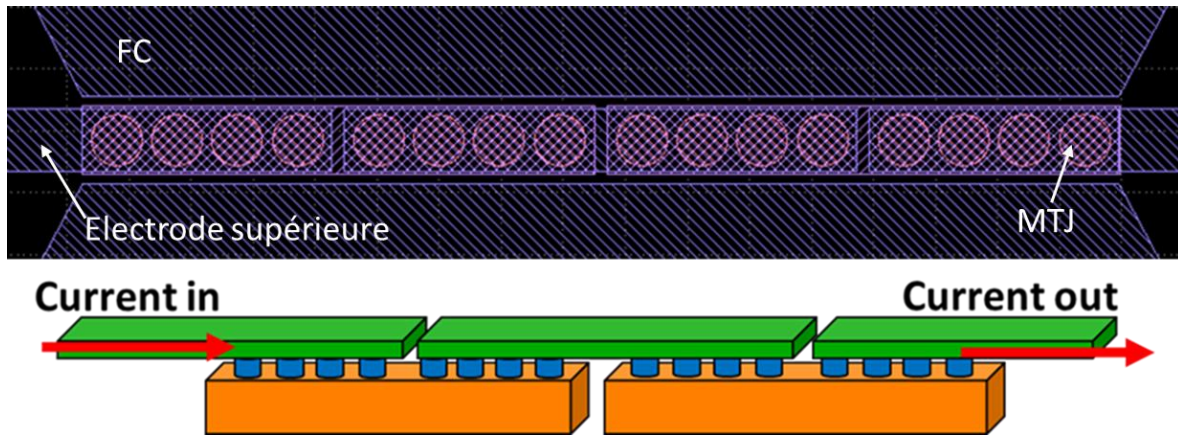


Figure 4-5 : Exemple d'un montage série/parallèle type 4*4 dans le design « jonctions multiples ». Le courant entre et sort par l'électrode supérieure

b) Fabrication des jonctions tunnels

La fabrication des jonctions tunnel est un procédé mettant en jeu plusieurs techniques issues de la microélectronique. Au cours de ce chapitre, les techniques essentielles de micro-fabrication sont évoquées. Pour réaliser un capteur complet nous avons quatre lithographies, trois gravure RIE, deux gravures IBE et deux dépôts par évaporation. Chacune de ces techniques sera expliquée lors des étapes de fabrication. Tous au long du procédé de fabrication, des étapes de contrôle sont effectuées par microscopie optique, microscopie électronique par balayage (MEB), ainsi que par des mesures d'épaisseur par profilomètre. La Figure 4-6 présente une version schématisée du procédé de fabrication des jonctions tunnel.

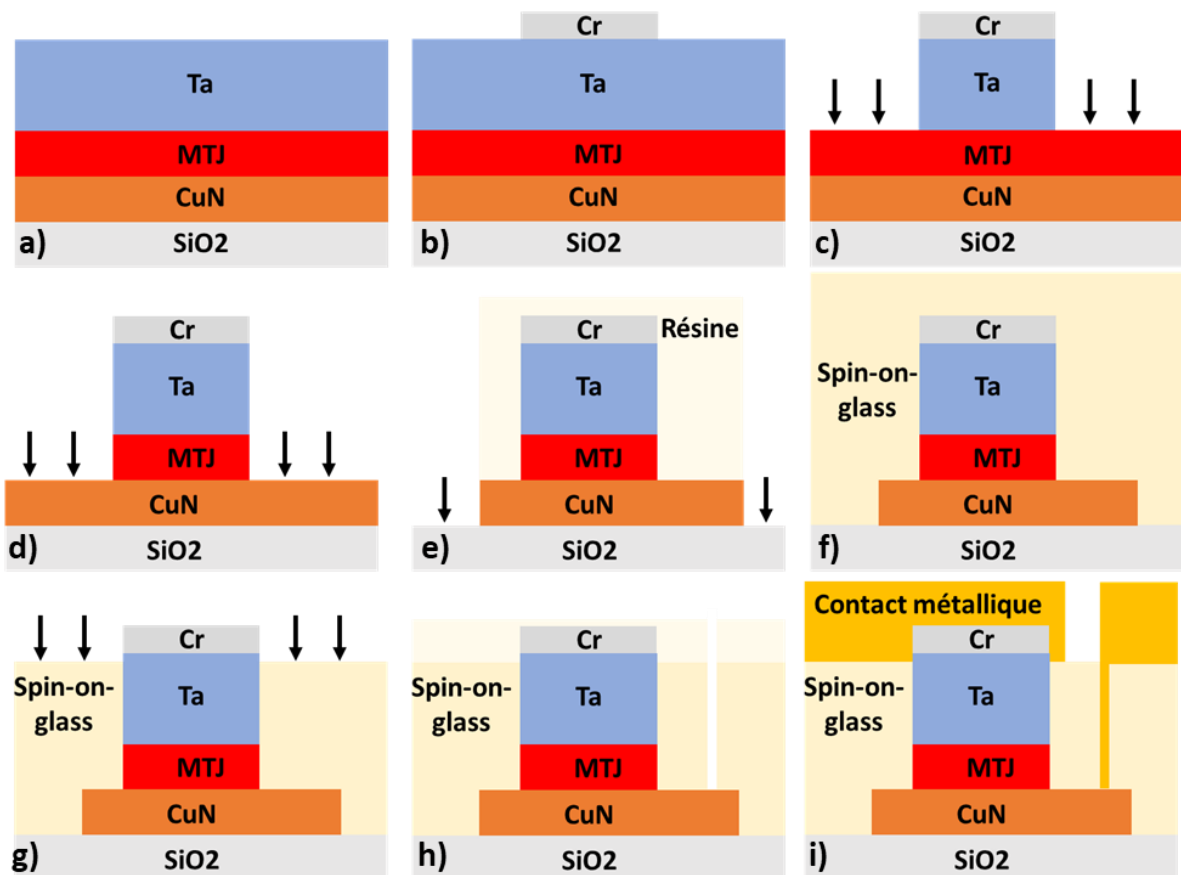


Figure 4-6 : Schéma du procédé de fabrication des jonctions tunnels. a) Ajout du masque dur de Ta, b) définition du masque dur de Cr, c) définition du pilier par gravure RIE, d) Gravure du pilier par IBE, e) Gravure de l'électrode inférieure par IBE, f) Encapsulation de la jonction, g) Ouverture du haut du pilier par gravure RIE, h) Gravure des vias par RIE et i) Ajout des contacts et de la seed layer des FC. L'étape h) n'est présente que dans le procédé « jonction unique ».

1) Définition du pilier

Après dépôt de l'empilement magnétique, nous rajoutons 170 nm de Ta pour servir de masque dur permettant la gravure de la jonction tunnel (Figure 4-6.a). Ce masque dur est déposé par pulvérisation cathodique par Stéphane AUFFRET de Spintec. Ce dépôt est précédé d'une légère gravure pour favoriser l'accroche et nettoyer la surface.

La forme des piliers est obtenue par lithographie UV profond ($\lambda = 245$ nm) avec une résine négative. Nous déposons ensuite 20 nm de Cr par évaporation dans les ouvertures de la résine, puis retirons le reste de métal avec un lift-off (Figure 4-6.b). Le masque dur de Ta est ensuite gravé par gravure physico-chimique avec un plasma de SF_6 dans l'équipement RIE. Cette gravure étant sélective, n'affecte pas le Cr et s'arrête au niveau des MTJs, ce qui nous permet de définir la forme des jonctions. La gravure est arrêtée lorsque que nous rentrons en contact avec la couche de Ru en dessous du Ta (Figure 4-6.c). Le suivi de la gravure est fait par réflectométrie (mais limité à ma zone centrale du wafer), un exemple du suivi est visible dans la Figure 4-7. On peut remarquer que le signal augmente après 110 secondes, cela marque le début d'un changement d'indice de réflexion. Ce changement d'indice est utilisé pour arrêter la gravure car cela marque un changement de matériau. La gravure est arrêtée une fois le

signal stabilisé (on peut aussi utiliser la courbe rose de la dérivée qui doit être minimale une fois le changement de matériau fait).

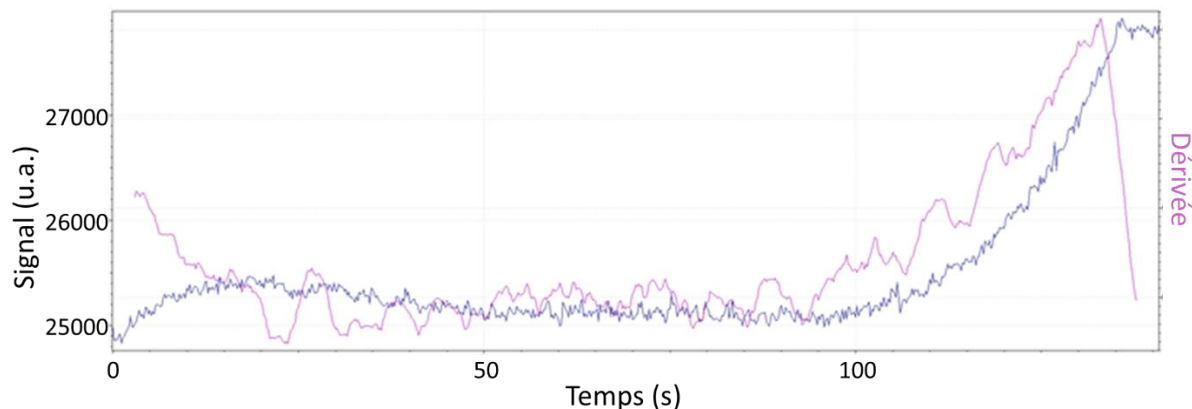


Figure 4-7 : Suivi d'une gravure RIE par réflectométrie, le changement d'indice de réflexion marque la fin de la gravure du Ta

Suite à cette gravure, une seconde gravure est réalisée pour graver le reste du pilier (Figure 4-6.d). Cette gravure, non sélective, est réalisée par faisceau d'ion (IBE) Argon Ar^+ à 45° d'incidence. La puissance lors de la gravure est liée à la vitesse de gravure, ici la gravure est réalisée avec une tension de 400V et la gravure prend environ 6 minutes pour graver 30 nm. Le suivi de la gravure se fait par un spectromètre de masse ; un exemple de suivi de la gravure d'un empilement Singulus est visible sur la Figure 4-8 (le signal est normalisé pour chaque élément pour faciliter la lecture). Dans un premier temps, on détecte un pic de Mn qui correspond à la couche antiferromagnétique d'IrMn utilisée pour le soft-pinning de la couche libre. Juste après, le Ni et le Co de la couche de NiFe et de CoFe de la couche libre est détecté. On remarque facilement le pic de MgO en rouge qui permet de bien se repérer dans la gravure. La gravure est arrêtée au niveau de l'IrMn présent dans la couche de référence pour les stacks Singulus et juste après la barrière tunnel pour les stacks NIMS.

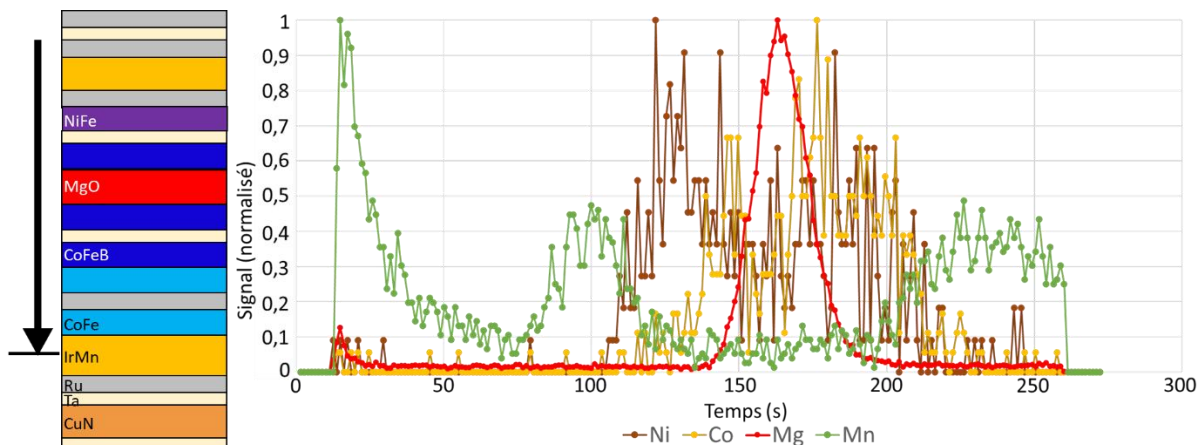


Figure 4-8 : Suivi de la gravure IBE d'un stack Singulus par spectromètre de masse, l'arrêt de la gravure a lieu dans le second pic d'IrMn comme montré par la flèche noire

Les dimensions réelles des jonctions sont vérifiées car elles sont nécessaires pour les calculs nécessitant la valeur de la surface (comme par exemple les mesures de bruit). Dans le masque « jonction unique », plusieurs formes sont présentes ; un exemple est visible dans la Figure 4-9.a) où un disque de $4\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre nominal est mesuré à $4,2\text{ }\mu\text{m}$. Un même effet d'agrandissement est observé pour le masque « jonctions multiples » (Figure 4-9.b) où un disque de $8,2\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre nominal est mesuré à $9\text{ }\mu\text{m}$. Ces différences de diamètres

peuvent être expliquées par une légère surexposition lors de la lithographie. En effet, les temps d'exposition par résine sont habituellement donnés pour un substrat de silicium, or lors de cette étape le wafer est recouvert de 170 nm de Ta en plus de l'empilement magnétique. Ceci impacte la réflexion et nécessite donc une adaptation des temps d'exposition. Dans notre cas il n'est pas problématique d'obtenir des jonctions légèrement plus grandes tant qu'elles ne dépassent pas des électrodes. Il faudra juste en tenir compte lors du calcul du facteur de Hooge.

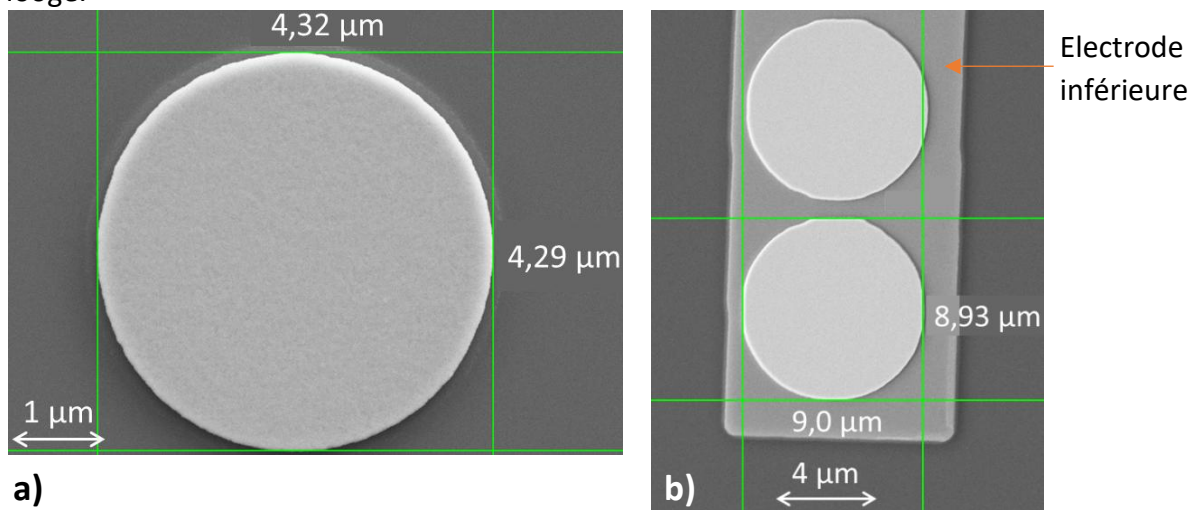


Figure 4-9 : Images MEB après gravure du pilier, a) jonction circulaire de 4.3 µm du design « jonction unique », b) jonctions circulaires de 9 µm du design « jonctions multiples » (après gravure de l'électrode inférieure)

2) Définition de l'électrode inférieure

Après la définition du pilier de la jonction, une seconde lithographie est faite pour définir l'électrode inférieure. L'électrode inférieure (CuN pour les stacks Singulus et Ru/Ta pour les stacks NIMS) est gravée par IBE de la même manière que pour le pilier (Figure 4-6.e). La gravure est arrêtée dans la partie oxydée du substrat de Si. Après cette gravure, la résine est retirée par lift off avec de l'acétone. Les épaisseurs de l'électrode inférieure et du pilier de la jonction sont mesurées par profilométrie. Cet instrument utilise une pointe mobile en contact avec l'échantillon pour en mesurer le relief ou la rugosité. Le déplacement de la pointe en Z est enregistré avec un piézoélectrique. Cet équipement convient bien pour les grandes structures car la pointe ayant un certain volume, il n'est pas possible de mesurer des dimensions égales ou inférieures à la pointe. Les dimensions des piliers sont vérifiées par microscopie électronique à balayage (MEB) ; des exemples sont visibles sur la Figure 4-10. En fonction des paramètres de gravures, il est possible qu'une collerette apparaisse le long de l'électrode inférieure, causée par un redépôt des matériaux gravés par IBE. Cette collerette n'est pas présente dans la Figure 4-10. L'impact est minime sur le capteur tant que l'épaisseur de cette collerette est inférieure au reste du pilier, car la prochaine étape consiste en une encapsulation du pilier dans une résine protectrice.

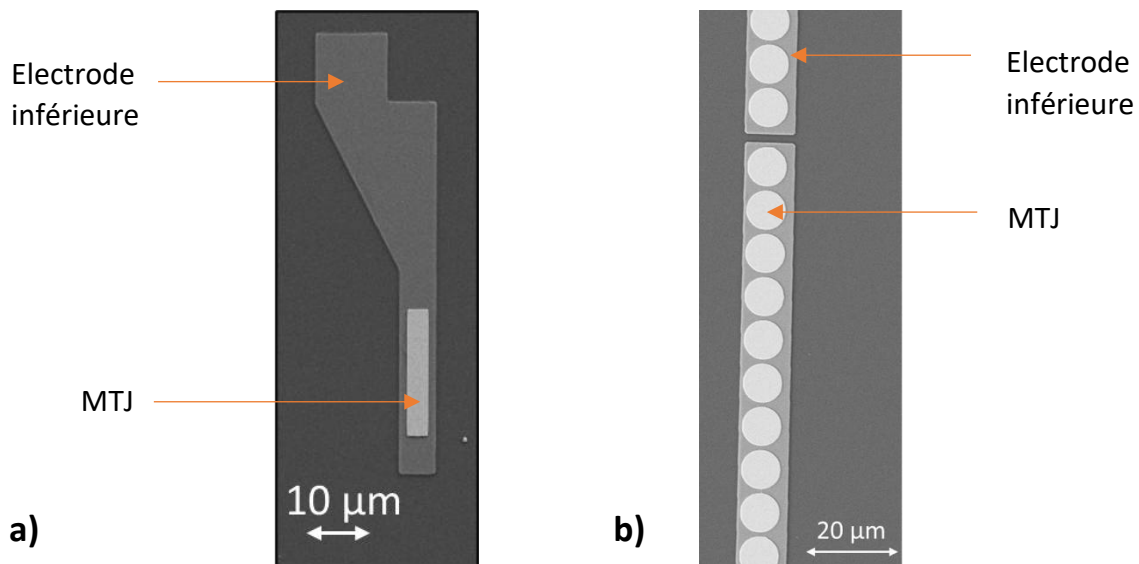


Figure 4-10 : Images MEB après gravure de l'électrode inférieure, a) Design « jonction unique », b) design « jonction multiples »

3) Encapsulation et gravure des vias

La prochaine étape est l'encapsulation de la jonction dans une résine isolante et nivelant « Spin-on-glass » nommé « Accuflo » (Figure 4-6.f). Cette résine épaisse est déposée par « spin-coating » puis recuite à plusieurs températures pour assurer une meilleure uniformité de son épaisseur : 2 minutes à 65° C, 2 minutes à 110° C, 2 minutes à 180° C puis une rampe de température jusqu'à 250° C pendant 15 minutes. Après cette procédure, la résine a une épaisseur d'environ 500 nm. Une entaille sur un coin du wafer est faite pour vérifier son épaisseur en mesurant la profondeur avec un profilomètre. La jonction étant encapsulée, il faut amincir l'Accuflo afin de pouvoir contacter les jonctions. En connaissant l'épaisseur du pilier et de l'électrode inférieure ainsi que l'épaisseur d'accuflo déposée, il est possible de déterminer l'épaisseur d'accuflo à graver. Cette gravure est réalisée par RIE avec un plasma de O₂ et d'Ar pour graver la résine de manière uniforme sur tout le wafer. Néanmoins, l'Accuflo n'est pas parfaitement nivelant et nécessite un contrôle précis de la vitesse de gravure. L'objectif est d'arrêter la gravure au niveau du masque dur de Ta (Figure 4-6.g) pour ne pas risquer de court-circuit. La gravure de cette résine peut être suivie de deux manières ; la première consiste à faire une courte gravure puis à remesurer l'entaille et à en déduire la vitesse de gravure. Cela impose une approximation car la vitesse de gravure n'est pas constante sur des faibles temps. L'autre méthode consiste à suivre les oscillations d'un réflectomètre in situ. La période des oscillations dans une résine correspond à une épaisseur fixe ; pour l'accuflo, une période correspond à environ 200 nm d'épaisseur gravée. Pour le procédé jonction simple, il faut aussi réaliser une lithographie et une autre gravure de l'Accuflo pour creuser un via pour contacter l'électrode inférieure avec les contacts électriques (Figure 4-6.h). Un des gains du procédé jonction multiple se trouve dans l'absence de via car avec le montage en série/parallèle, il est possible de faire rentrer et sortir le courant par l'électrode supérieure.

4) Dépôt de l'électrode supérieure, des contacts et de la couche de croissance

Après avoir libéré le haut du pilier (et éventuellement creusé les vias), une lithographie est nécessaire pour définir l'électrode supérieure et les contacts Figure 4-6.i). La couche de croissance des FCs (ou « seed layer ») est réalisée au même moment ; le masque de lithographie contenant pour cette étape est présenté sur la Figure 4-4). Cette couche métallique est essentielle à la croissance des concentrateurs de flux. L'électrode supérieure est déposée ensuite par évaporation de Ta(10)/Al(260)/Ta(10)/Cr(20) (en nm). A ce point, le capteur est fonctionnel (Figure 4-11 et Figure 4-12) et peut être sorti de la salle blanche pour réaliser des tests électriques avant le dépôt des concentrateurs. Les contacts centraux (en haut et en bas) sont utilisés pour mesurer la résistance de la jonction, les autres sont présents mais non utilisés. Le design jonction unique prévoit l'ajout de bobines enterrées dans le substrat de Si et ces contacts servent à contrôler les bobines. Elles ne sont plus réalisées actuellement car elles ne sont pas nécessaires pour la recherche de l'amélioration des performances du capteur et constitueraient une difficulté supplémentaire lors de la fabrication. Tant que la réponse des jonctions est symétrique, elles restent néanmoins nécessaires au fonctionnement final du capteur pour polariser les jonctions au niveau du point de fonctionnement. Les quelques tests de fabrications et caractérisations de bobines sont disponibles en [annexe](#).

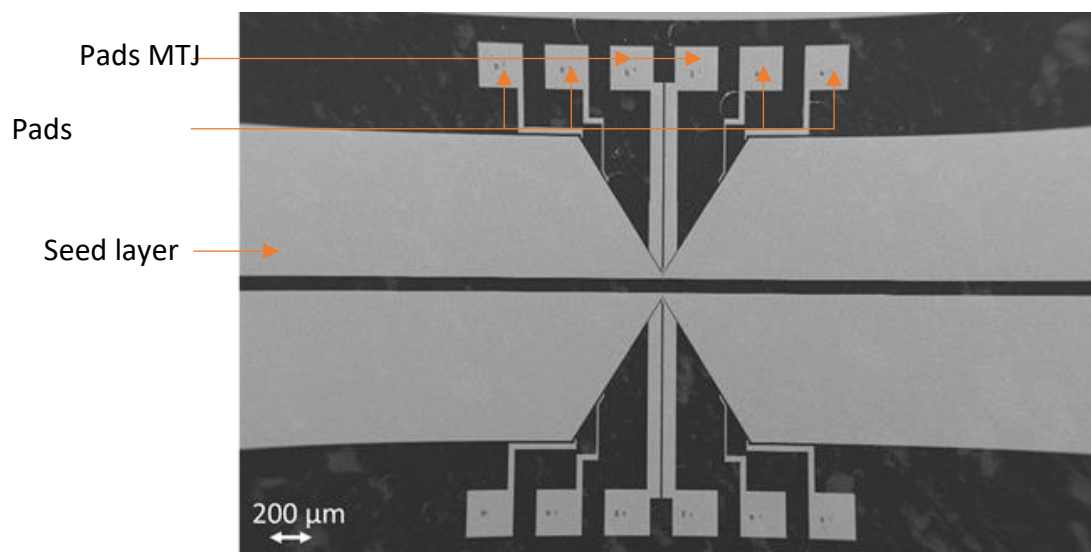


Figure 4-11 : Image MEB du procédé MTJ fini pour le design « jonction unique »

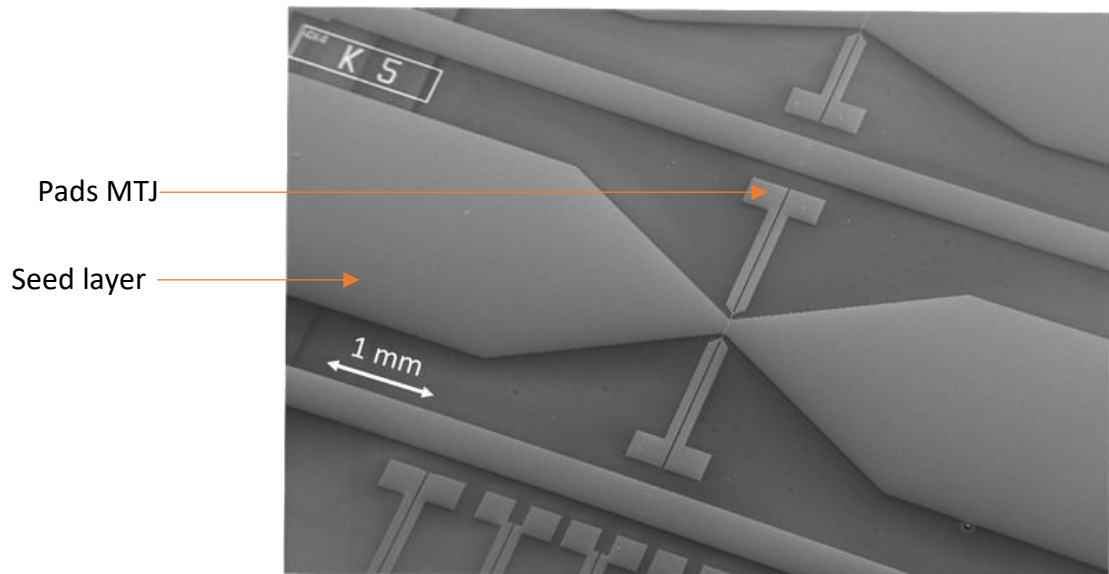


Figure 4-12 : Image MEB du procédé MT fini pour le design « jonctions multiples »

3) Croissance des concentrateurs de flux

a) Principe du dépôt

Comme détaillé dans le chapitre 6, l'ajout de concentrateurs de flux en Nickel Fer (NiFe) permet l'amélioration de la sensibilité des jonctions par un facteur supérieur à 400, rendant le magnétomètre MAROT compétitif avec les autres technologies de mesure de champs magnétiques ultra faibles (nT ou pT). Ce chapitre se concentre sur la méthode de fabrication ; l'analyse des résultats est disponible dans le chapitre 6 dédié aux concentrateurs. Pour obtenir une forte amplification du champ magnétique, le NiFe a été choisi pour sa forte perméabilité (relative) magnétique, son faible champ coercitif et sa faible magnétostriction (proche de zéro si les proportions 80/20 sont respectées). Ce co-matériau aussi appelé « permalloy » a été inventé en 1914 par Gustave Elmen [37] et est principalement utilisé pour guider les lignes de champ magnétique grâce à sa forte perméabilité relative, cela permet par exemple de protéger les équipements sensibles au champ magnétique en les isolant.

La croissance des concentrateurs de flux est faite par électrolyse. Il s'agit d'une méthode de dépôt où des espèces en solution sont déposées sur la « seed layer » présente sur notre échantillon, par procédé d'oxydo-réduction. Le banc expérimental comprend une contre-électrode (titane platinée) et une électrode de travail (l'échantillon) plongée dans une solution électrolytique, le tout relié à un générateur de courant, Figure 4-13 pour une photo du banc et Figure 4-14 pour un schéma du principe. Cette méthode de dépôt permet de déposer des épaisseurs importantes de matériaux sans être trop longue en comparaison avec l'évaporation (environ $1\mu\text{m}/15\text{mins}$). L'autre avantage de l'électrolyse est l'absence de contraintes mécaniques sur le film déposé. Dans notre cas, il faut environ 40 minutes pour déposer des concentrateurs de flux de $8\mu\text{m}$. Lors de la croissance, la contre-électrode (anode) et l'électrode de travail (cathode) sont plongées dans le bain à quelques centimètres l'une de l'autre. La cathode est connectée à la borne négative du générateur de courant par un anneau

autour du wafer, relié à la seed layer. La Figure 4-13 montre le banc de manipulation ainsi que les porte échantillons.

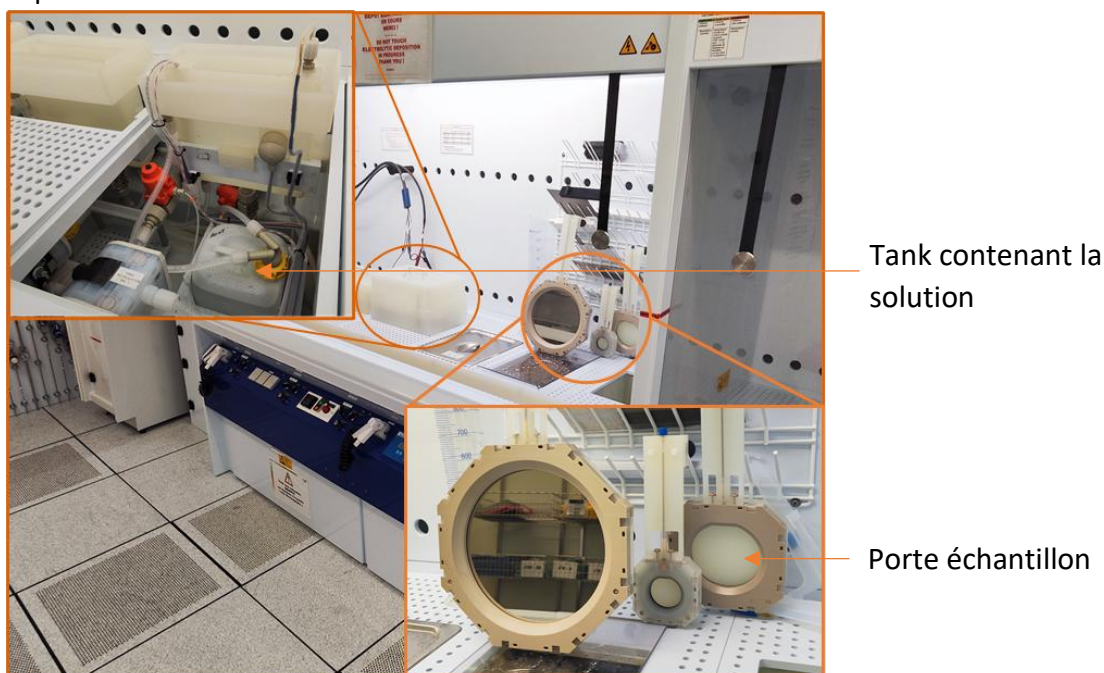


Figure 4-13 : Photo du banc d'électrolyse, bain d'électrolyse et portes échantillons.

La croissance du NiFe se fait par réduction des ions Ni^{2+} et Fe^{2+} présents en solution quand un courant est appliqué. La composition du bain ainsi que le courant appliqué sont les principaux leviers disponibles pour contrôler le dépôt comme montré par Horkans et al [38].

La composition du 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 : $0,4 \text{ mol.L}^{-1}$

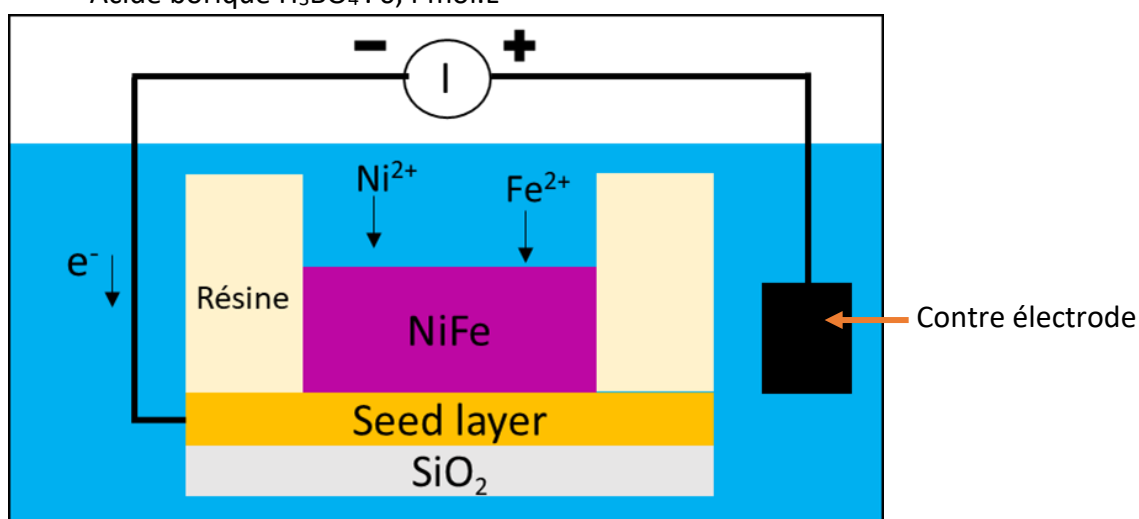


Figure 4-14 : Schéma du montage d'électrolyse, des ions Ni^{2+} et Fe^{2+} présents dans la solution vont créer un co-matériau de NiFe par oxydation

Il s'agit d'un mélange de sulfate de nickel, chlorure de nickel et sulfate de fer comme source d'ions Ni^{2+} et Fe^{2+} , ainsi que de saccharine comme surfactant et d'acide borique comme brillant, permettant de réduire la taille des grains lors du dépôt. La relation entre la densité de courant et le co-matériau en résultant a été étudiée par le groupe de Quemper dans une solution semblable à la nôtre [39]. Dans cette étude, la vitesse de croissance dépend globalement de la densité de courant dans un milieu contrôlé et de la température du bain. Il est montré que la vitesse de diffusion des ions Fe^{2+} sature avant celle des ions Ni^{2+} . Il est ainsi montré que pour obtenir un co-matériau $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ une densité de courant continu de $14,5 \text{ mA.cm}^{-2}$ est nécessaire. Il faut donc connaître le taux d'ouverture de son échantillon, c'est-à-dire la surface de croissance des concentrateurs. La surface ouverte correspond à la surface de la seed layer car les autres parties du capteur (contacts, MTJ électrodes...) sont recouvertes de résine. La croissance des concentrateurs est limitée par le moule de résine épaisse ($\sim 10 \mu\text{m}$), comme visible sur la Figure 4-15.

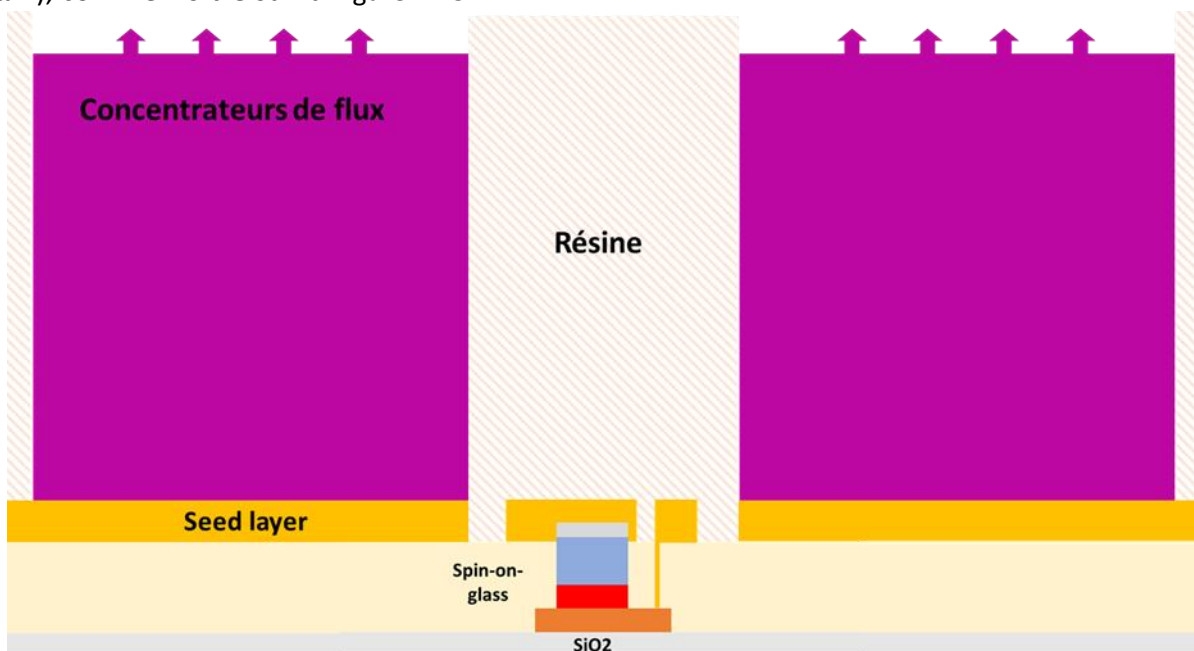


Figure 4-15 : Schéma de la croissance des concentrateurs de flux. L'échelle n'est pas respectée car les concentrateurs sont ~ 70 fois plus épais que la jonction.

Pour obtenir l'épaisseur voulue (environ $8 \mu\text{m}$), les paramètres de croissance sont les suivants :

- Pour le design « Jonction unique », un courant de -297 mA (surface ouverte de $29,7 \text{ cm}^2$ et densité de courant de -10 mA.cm^{-2}) et 40 minutes de croissance. Ces paramètres ont été obtenus lors de tests réalisés pendant la précédente thèse [31].
- Le design « Jonctions multiples » a une surface ouverte plus grande, le courant à utiliser est de -412 mA pour le même temps de dépôt.

Après dépôts, les échantillons sont amplement rincés et la résine est enlevée avec un remover spécifique (AR 300-76). Après la croissance, la composition des concentrateurs est vérifiée par spectroscopie de rayon X à dispersion (EDX), leur forme par MEB, et leur épaisseur par profilomètre.

b) Caractérisation des dépôts des concentrateurs

Nous décrivons ici les analyses liées aux dépôts des concentrateurs de flux ; l'analyse de leur effet sur la réponse magnétique sera discutée dans le chapitre 6 dédié aux concentrateurs.

Pour obtenir les meilleures performances (fort gain et faible coercivité), il est important que la composition du co-matériau de NiFe soit dans les proportions 80/20. Le terme co-matériau est préféré à alliage car lors de l'électrolyse deux cations sont déposés, ne créant pas un alliage.

Pour obtenir la composition du co-matériau après dépôt, il est possible d'utiliser une spectroscopie de rayon X à dispersion (EDX). Cet équipement est couplé à un microscope électronique à balayage (MEB) pour générer le faisceau d'électron nécessaire à l'investigation de la matière. Le faisceau d'électrons excite une zone de l'échantillon à mesurer. Pour dissiper l'énergie incidente, un électron de cœur est éjecté puis remplacé par un électron des couches externes qui ensuite émet un photon X en se désexcitant. L'énergie de ce photon dépend de l'élément mesuré et permet donc d'identifier les éléments présents. Les différents photons émis sont représentés sur un spectre d'énergie (Figure 4-16) permettant une analyse qualitative des éléments présents. Enfin, en intégrant le nombre de photons mesurés, il est possible de quantifier les différents éléments présents.

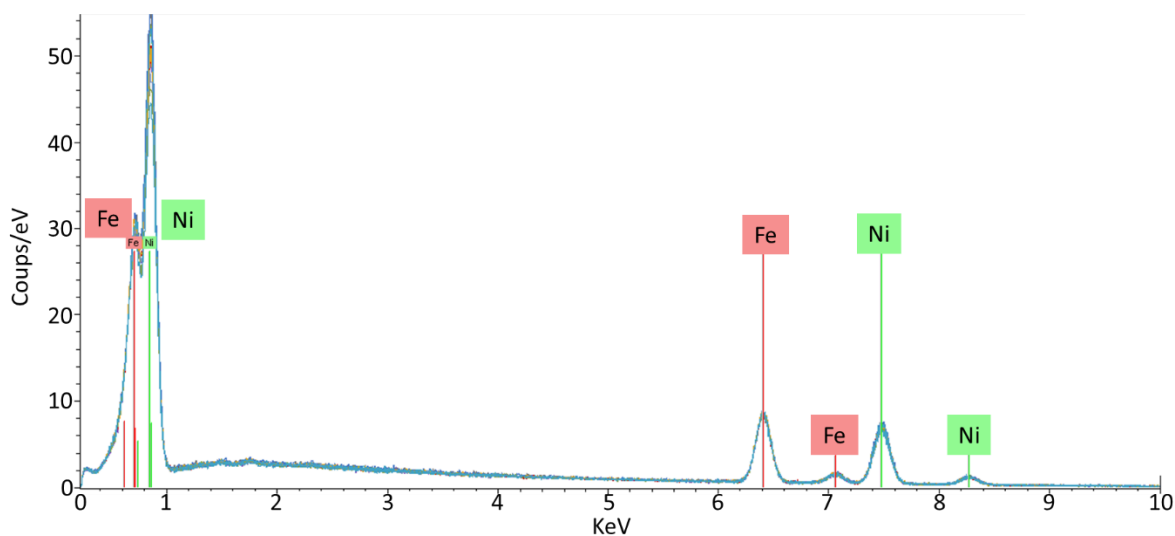


Figure 4-16 : Spectre d'absorption des rayons X en fonction de l'énergie. Le scan est annoté pour le Nickel et le Fer

La mesure de la composition par EDX est un moyen simple et rapide pour vérifier la qualité de co-matériau déposé mais il faut faire attention à l'utilisation des résultats. La mesure est très sensible aux paramètres de l'équipement : l'énergie du faisceau (dépend des éléments à mesurer), la distance entre le canon et l'échantillon et la focalisation du faisceau. Il est conseillé de toujours utiliser les mêmes paramètres pour pouvoir comparer une mesure à l'autre. Afin de comparer avec nos dépôts de NiFe par électrolyse, un wafer témoin est réalisé avec du NiFe déposé par évaporation à partir d'une cible 81/19. La mesure par EDX de ce témoin montre une proportion 83/17. La mesure EDX surestime donc légèrement la proportion de Nickel. Pour résumer, la mesure EDX permet de donner une bonne

approximation de la proportion des éléments dans le co-matériau, à condition de comparer avec un témoin dont la composition est connue.

Dans un second temps, les paramètres de forme sont étudiés, l'épaisseur et la forme des concentrateurs a un grand impact sur leurs performances (plus à ce sujet dans le chapitre 6). L'épaisseur des concentrateurs est d'abord mesurée avec un profilomètre. La Figure 4-17 montre le résultat d'une mesure d'épaisseur des concentrateurs, l'épaisseur mesurée est d'environ 8 μm .

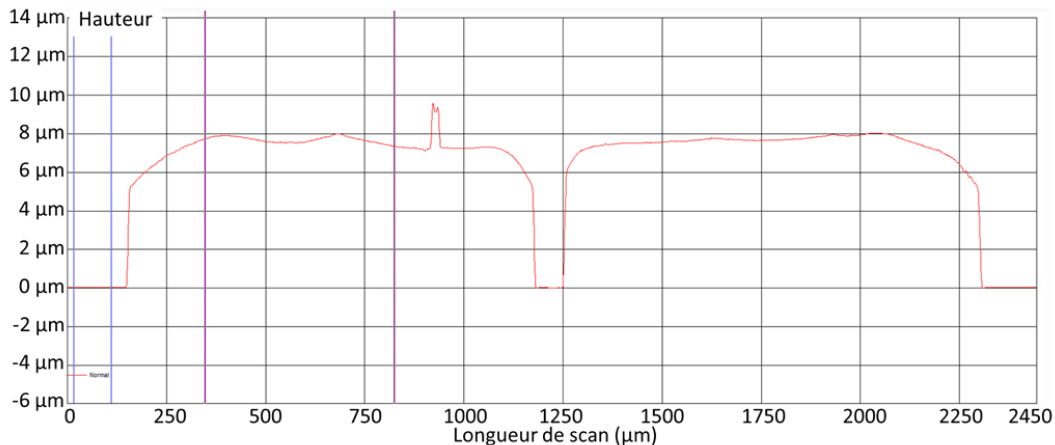


Figure 4-17 : Mesure de l'épaisseur des 2 concentrateurs de flux par profilomètre.

Cependant, en mesurant l'épaisseur en fonction de la position sur le wafer, on peut remarquer que les concentrateurs au centre du wafer sont moins épais que ceux du bord (Figure 4-18). Cela peut être expliqué par l'application du courant lors de l'électrolyse ; le courant est appliqué sur les bords du wafer et la résistance des pistes implique une diminution de l'apport en courant au centre.

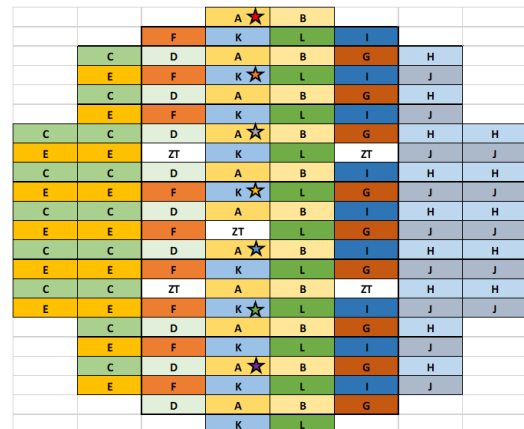
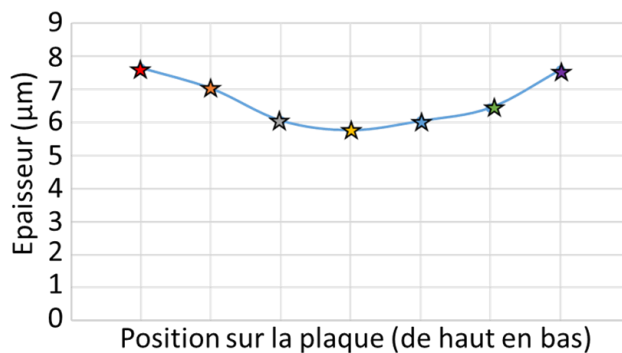


Figure 4-18 : Variation de l'épaisseur moyenne des concentrateurs en fonction de leur position sur le wafer (à gauche). Position des différents points sur le wafer (à droite), les lettres correspondent à la forme de la jonction (design jonction unique). Une différence de 25% entre le bord et le centre est observée.

Finalement, la dernière vérification est sur la forme des FC. Grâce à l'imagerie MEB il est possible d'avoir des images de bonne qualité des concentrateurs et ainsi d'obtenir un lien entre les performances et leur apparence. Sur la Figure 4-19.a) on peut voir un concentrateur de flux proprement déposé. Sur la Figure 4-19.b) on peut voir que certains concentrateurs attirent des petites sphères magnétiques (provenant d'autre FC) qui se retrouvent piégées au

milieu de l'entrefer. Il est possible de déplacer ces sphères en utilisant un aimant après le dépôt.

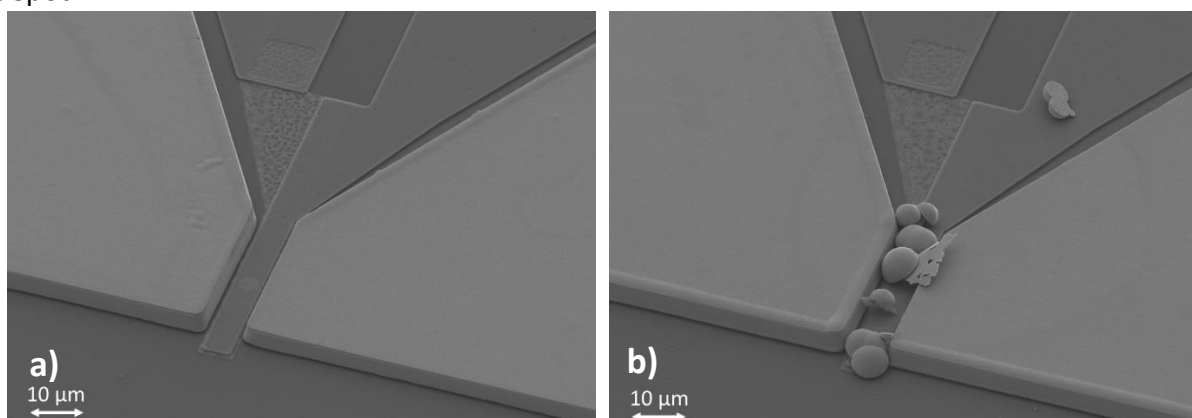


Figure 4-19 : Images MEB après croissance des concentrateurs de flux. A) Image sans problème notable, b) Présence de boules magnétique dans l'entrefer issue de délamination des FCs.

On peut aussi observer dans certains cas une croissance en strate (Figure 4-20.a). Finalement, le dernier élément à vérifier est le potentiel effet de pointe généré par le pied des concentrateurs comme visible dans la Figure 4-20.b.

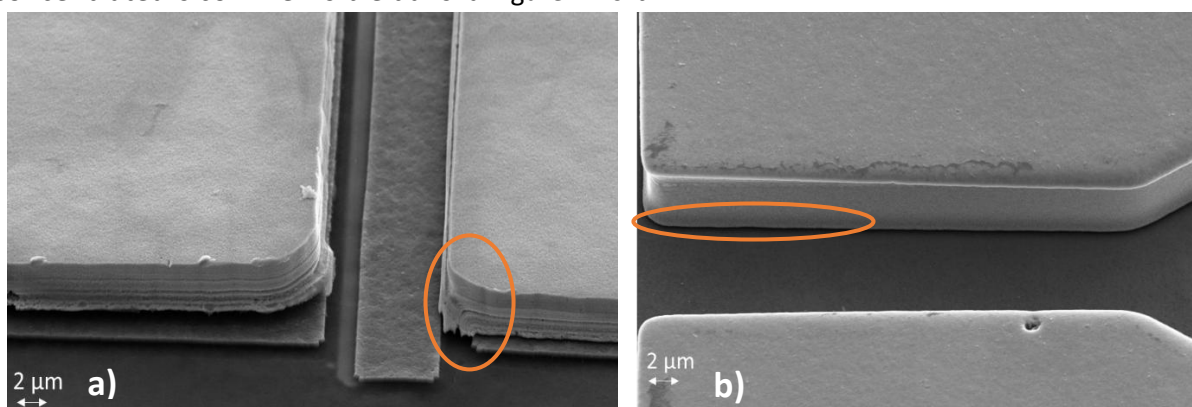


Figure 4-20 : Images MEB après croissance des concentrateurs. A) Croissance en strate et débordement de la seed layer, b) effet de pied lors de la croissance.

Au final, nous avons réussi à fabriquer des concentrateurs de flux en permalloy de composition proche de $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ par électrolyse. Les concentrateurs produits par cette méthode ont un gain supérieur à 400 [27] et un faible champ coercitif (chapitre 6) ; ce sont des résultats considérables car des gains inférieurs sont généralement trouvés dans la littérature pour des dimensions similaires [25], [40], [41], [42], [43]. Néanmoins, beaucoup de paramètres rentrent en jeu lors de la croissance : la densité de courant, l'épaisseur, l'état des câbles... Pour ces raisons, nous obtenons une grande dispersion dans la valeur du gain, allant de 200 à 800 pour certains. Ce sujet sera développé lors du chapitre 6 sur les concentrateurs de flux.

4) Méthodes de caractérisations

Après la fabrication des jonctions tunnel et des concentrateurs de flux, il faut en caractériser les performances. La caractérisation des jonctions et des concentrateurs inclut, d'une part, la caractérisation magnétique de l'empilement magnétique et des propriétés des concentrateurs de flux, et d'autre part, les réponses électriques des jonctions tunnel. Ces dernières sont caractérisées par la valeur de leur résistance en fonction du champ magnétique, qui conditionne la sensibilité du capteur. Cette mesure est faite à la fois avant et après ajout des concentrateurs, afin d'en déduire leur gain. Finalement la variation du signal en tension en fonction de la fréquence est mesurée pour déterminer le bruit du capteur.

a) Mesure de l'aimantation

La première mesure est la variation de l'aimantation M en fonction du champ appliqué H_0 . Cette mesure est faite avec un magnétomètre à échantillon vibrant (VSM). Un VSM mesure le moment magnétique $\vec{m}$ (en e.m.u) d'un échantillon, on peut remonter à l'aimantation M en connaissant le volume magnétique. L'échantillon dont on veut mesurer l'aimantation est plongé dans un champ magnétique uniforme, si l'échantillon est magnétique alors son moment va varier en fonction du champ extérieur. L'échantillon est ensuite mis en vibration, et cela crée un courant induit dans les bobines de détection. Le courant dans la bobine est proportionnel au moment de l'échantillon. En normalisant par le volume magnétique de l'échantillon, on a l'aimantation.

En balayant en fonction du champ H_0 , on peut obtenir une courbe d'hystérèse et en déduire les paramètres suivants : l'aimantation à saturation M_s , le champ coercitif H_c , la rémanence M_r , la perméabilité relative d'un matériau μ_r et les différentes configurations magnétiques dans le cas d'une multicouche. La Figure 4-21.a) montre la mesure de l'aimantation d'un concentrateur de flux tandis que la Figure 4-21.b) montre la mesure de celle de l'empilement magnétique. Dans la mesure de l'empilement, on peut identifier les différentes couches comme le retournement de la couche de référence à ± 250 mT. Il s'agit d'informations importantes pour évaluer la stabilité des jonctions tunnels.

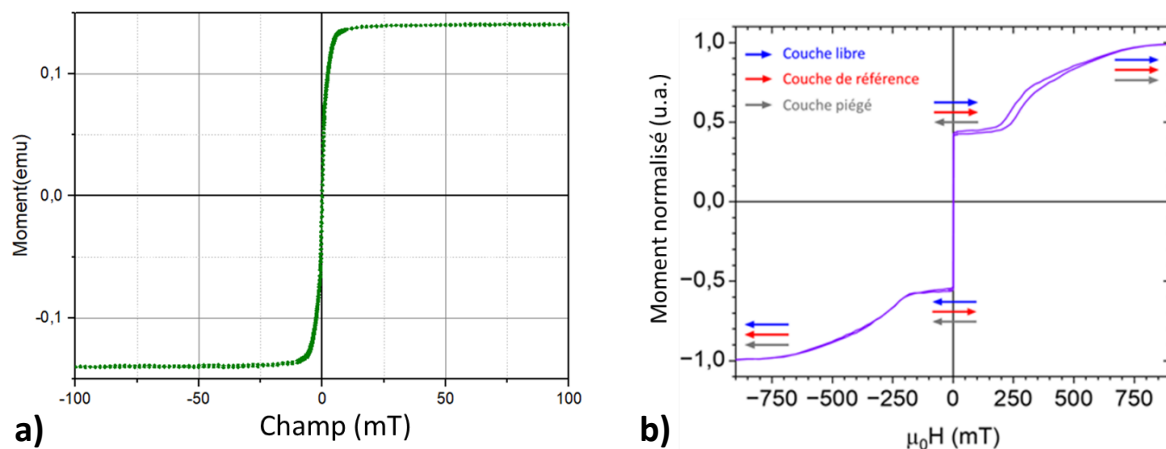


Figure 4-21 : Mesure du moment magnétique par un VSM a) d'un concentrateur de flux et b) de l'empilement magnétique complet

b) Mesure de la résistance

1) Mesure automatique

La réponse électrique de la jonction, c'est à dire la variation de sa résistance en fonction du champ appliqué, est mesurée par un testeur automatique sous pointe (Figure 4-22).

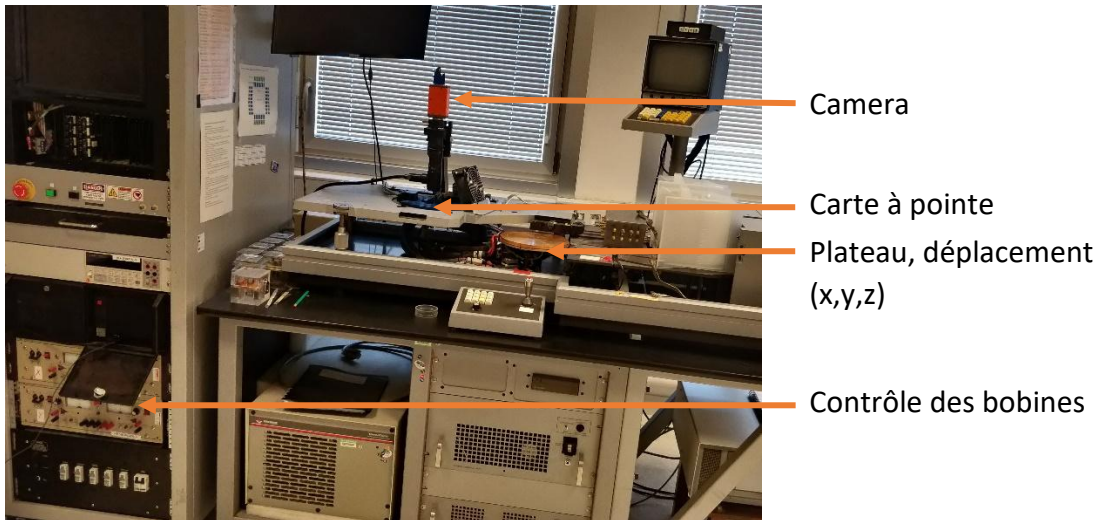


Figure 4-22 : Testeur automatique sous pointe

La jonction est polarisée par une tension de 100 mV et le champ est appliqué dans le plan selon l'axe difficile (H_x) ou facile (H_y). Ce testeur permet la mesure automatique de toutes les puces d'un wafer en 15 minutes. Pour utiliser la mesure automatique, il faut configurer le déplacement de l'automate en lui indiquant la position des jonctions à mesurer (leur espacement et le nombre par ligne et colonne), la hauteur du wafer pour le contact avec les pointes de mesures, et le champ à appliquer (et le nombre de points) en x et y. Un exemple d'une mesure est visible sur la Figure 4-23 avec en noir la mesure selon l'axe facile H_y et en vert la mesure selon l'axe difficile H_x .

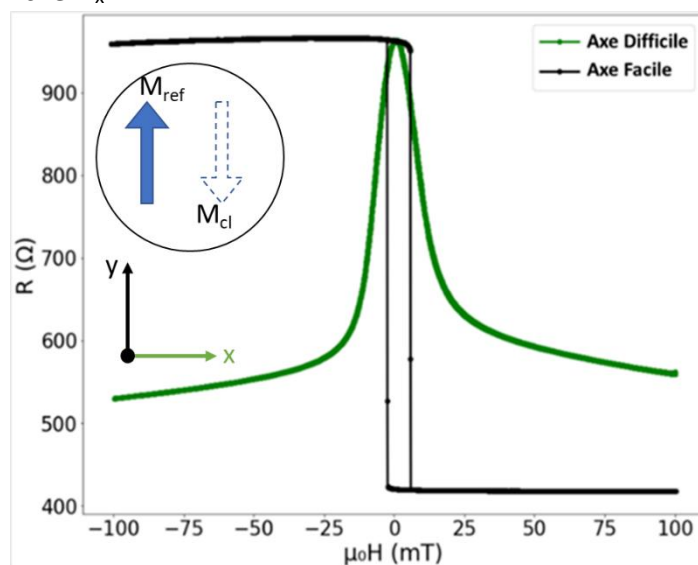


Figure 4-23 : Mesure de la résistance d'une jonction tunnel dans l'axe x (vert) et y (noir) par le testeur automatique sous pointe

Grâce à cette mesure automatique, il est possible d'obtenir des statistiques au niveau de la plaque comme la dispersion de la TMR et le rendement de la fabrication. Ces informations sont présentées sur la Figure 4-24. Sur la figure représentant la dispersion de la TMR sur la plaque, on peut remarquer que la TMR est plus grande au centre de l'échantillon. Cela est dû à la non uniformité du dépôt de la barrière tunnel ; il s'agit d'un empilement NIMS et leurs équipements sont calibrés pour des dépôts de plus petites tailles, cette non-uniformité est donc attendue.

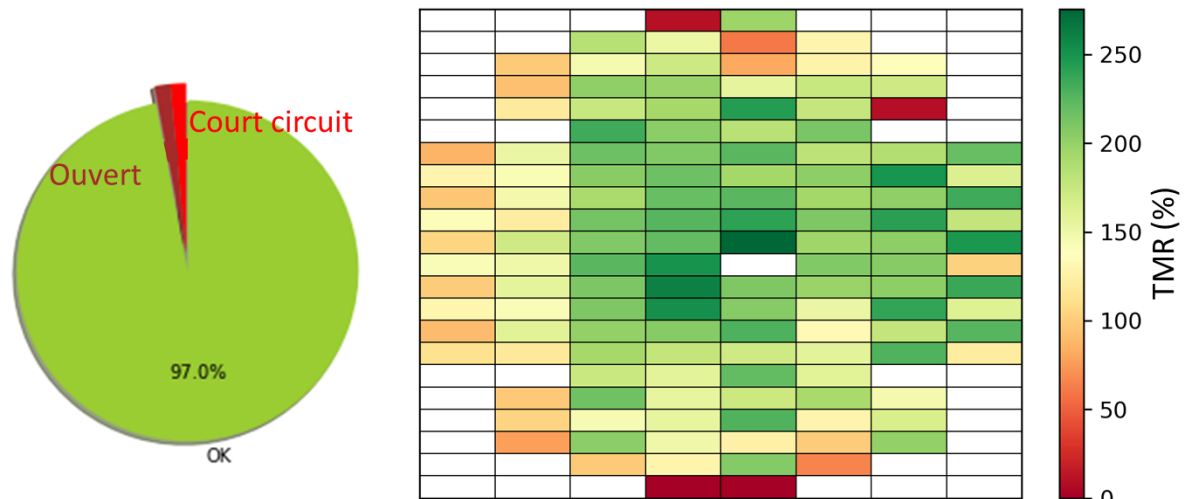


Figure 4-24 : Exemple de rendement, le nombre de jonction ouverte et court-circuité sont négligeables (à gauche) et de la dispersion de la TMR sur une fabrication empilement NIMS et design jonctions multiples (à droite).

2) Mesure manuelle

Il est également possible de mesurer la réponse $R(H)$ sous pointes en utilisant un électroaimant ou des bobines de Helmholtz (Figure 4-25), ce qui permet d'avoir la réponse de la jonction dans les trois directions de l'espace (la direction z , dans l'épaisseur du capteur étant cependant peu utile). Les bobines de Helmholtz sont principalement utilisées pour caractériser la réponse magnétique après dépôt des concentrateurs, car la limite de champ est basse (environ 10 mT au maximum) et celles-ci permettent plus de précision aux petits champs. Dans ce banc de mesure, les contacts sont pris avec des pointes montées sur des micromanipulateurs et le contact est vérifié par une mesure du courant une fois la jonction polarisée par une source de tension.

Les informations relevées par une mesure $R(H)$ sont : la résistance dans l'état parallèle, la résistance dans l'état antiparallèle, la TMR, la sensibilité (lié à la pente de la courbe en axe difficile) et le champ d'échange H_{ex} . Les équipements utilisés sont : une source de courant Keithley 2450, un amplificateur de signal bas bruit SR 560, les bobines sont alimentées par un Kepco et l'analyseur de spectre est un SR 780.

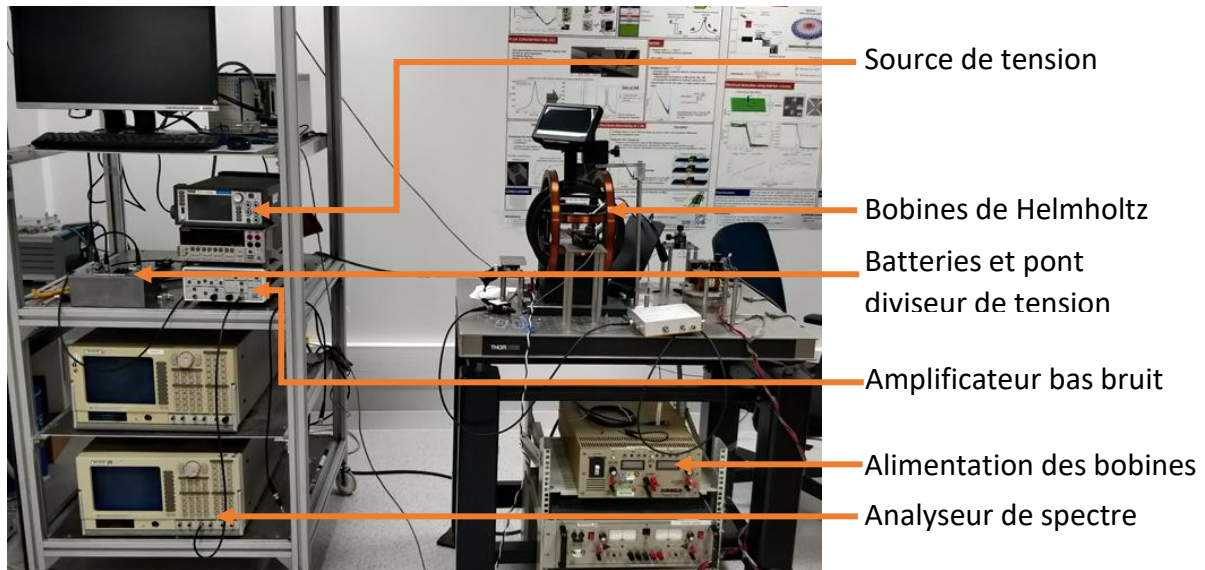


Figure 4-25 : Banc de mesure servant à la mesure $R(H)$ et de bruit

c) Mesure du bruit

Finalement, le dernier type de mesures réalisé sur nos capteurs est la mesure du bruit. En effet, un capteur peut être très sensible mais sa réponse est limitée par le bruit. Il s'agit de mesurer les fluctuations de la tension dans le temps. Ensuite, une transformée de Fourier est effectuée pour obtenir la courbe de bruit en fonction de la fréquence (Figure 4-26). Dans notre montage actuel, il n'est pas possible de mesurer le bruit des jonctions à l'échelle du wafer ; il faut donc découper les puces. Cela rend difficile l'analyse avant et après dépôt des concentrateurs de flux, car notre montage n'est pas optimisé pour déposer des concentrateurs de qualité sur des petits échantillons. Néanmoins, selon la littérature [42], l'impact de l'ajout de concentrateurs de flux sur le bruit n'est jamais discuté, on considère donc qu'ils n'augmentent pas le niveau de bruit mais il s'agit d'une hypothèse à vérifier par le futur. La jonction est connectée avec des pointes de la même manière que pour la mesure $R(H)$ (Figure 4-25). Contrairement à la mesure de résistance, la jonction est polarisée par une batterie pour éviter d'être connectée au secteur et ainsi limiter le bruit à 50 Hz provenant du réseau. Le signal est ensuite amplifié d'un facteur 2000 grâce à amplificateur de signal bas bruit. Cette amplification permet de différencier le bruit venant de la jonction par rapport à celui de l'électronique. Finalement le signal est reçu par l'analyseur de spectre qui réalise la mesure brute et fait la transformée de Fourier. Le résultat obtenu est présenté sur la Figure 4-26 qui affiche la racine carrée de la densité spectrale de puissance (PSD), en $V/\sqrt{Hz}$, en fonction de la fréquence. La forêt de pic autour de 1000 Hz vient de perturbations liées au banc de manipulation mais n'affecte pas la gamme de fréquence nous intéressant. La racine de la PSD est plus souvent utilisée pour comparer les mesures entre elles (comme sur la Figure 4-26) mais il faut bien faire attention à utiliser la PSD (en V^2/Hz) pour tout calcul. Cette mesure peut être faite avec ou sans champ magnétique continu ; seule la mesure avec champ peut être utilisée pour calculer la détectivité du capteur car le niveau de bruit d'une jonction tunnel est maximal au point où la sensibilité est aussi maximale [44]. Pour visualiser cet effet, si l'on prend une jonction avec une forte sensibilité, cela veut dire que la résistance de la jonction est très sensible à une variation de champ. Cela implique donc qu'une faible

fluctuation de champ entraîne une plus forte fluctuation de résistance (ou tension) dans une jonction plus sensible est donc que le bruit magnétique est plus grand dans une jonction plus sensible.

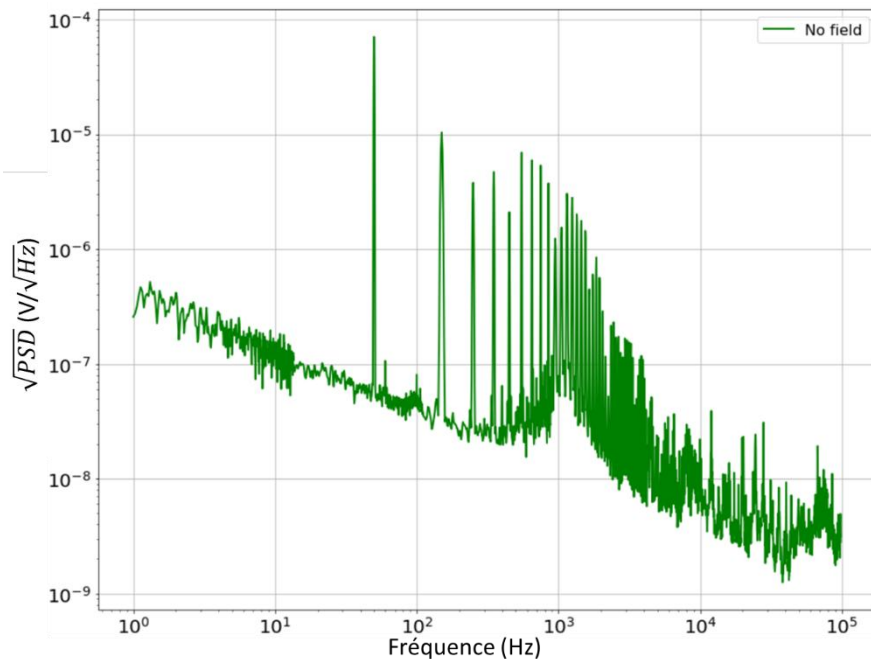


Figure 4-26 : Mesure du bruit d'une jonction tunnel avec concentrateurs de flux sans champ magnétique, le pic très large à 1000 Hz vient du banc de mesure.

5) Conclusion

Au cours de ce chapitre, le procédé de fabrication des jonctions tunnel et des concentrateurs de flux a été présenté. Le procédé de fabrication des jonctions commence par le dépôt des empilements magnétiques (Singulus ou NIMS) et s'ensuit de plusieurs étapes de lithographies/gravures/évaporations. Lors de la fabrication, un contrôle par microscopie optique et/ou électronique est réalisé après chaque étape. Si une erreur est détectée après une lithographie, il est simple de recommencer l'étape car elle n'est pas destructive, ce qui n'est pas le cas des étapes de gravures et d'évaporations. Le procédé de fabrication des jonctions est bien maîtrisé car nous atteignons des rendements de l'ordre de 97 %, comme par exemple pour la première fabrication de design jonction multiples (Figure 4-24).

Dans un second temps, le procédé de dépôt des concentrateurs de flux a été présenté, il s'agit d'une étape de lithographie avec une résine épaisse ($>10\ \mu\text{m}$) et d'une étape de croissance par électrolyse. Cette étape n'est pas encore autant maîtrisée que la fabrication des jonctions car nous enregistrons une forte variation de gain des concentrateurs de flux (entre 200 et 800) sans pouvoir faire de lien clair entre le gain et l'aspect visuel des concentrateurs (épaisseur, apparence). Une fiabilisation du procédé de fabrication permettrait plus de confiance dans les résultats annoncés, mais son développement nécessite une étude poussée des paramètres d'électrolyse (courant, composition du bain, température du bain et vitesse de dépôt).

Finalement, les méthodes de caractérisation sont présentées, les capteurs sont évalués par leur sensibilité (mesure $R(H)$) et leur bruit (mesure de bruit). Les cycles d'aimantation des

concentrateurs de flux sont aussi mesurés pour quantifier le champ coercitif responsable de l'hystérèse visible dans les mesures $R(H)$ après dépôt des FCs décrits plus en détail dans le chapitre 6 .

Ce chapitre sert de base technique pour aborder les prochains chapitres centrés chacun sur un élément précis du capteur, le chapitre 5 se concentre sur l'étude des jonctions tunnels et inclut une explication plus précise du rôle des différentes couches de l'empilement magnétique. Le chapitre 6 regroupe le travail réalisé sur les concentrateurs de flux, leur impact sur la magnéto-résistance. Le chapitre 6 comprend aussi les simulations géométriques réalisées pour comprendre et optimiser le design des concentrateurs de flux.

Chapitre 5

5. Jonctions tunnel

Dans le chapitre 4, le procédé de fabrication des jonctions tunnels et des concentrateurs de flux a été présenté. Le présent chapitre se concentre sur l'étude des résultats obtenus à la suite de la fabrication des jonctions. Les jonctions étant l'élément sensible, l'étude de la réponse magnétique et du bruit est essentielle pour comprendre le fonctionnement du capteur. Les empilements « Singulus » et « NIMS » sont tous les deux comparés sur le plan de la sensibilité et du bruit. Seul le design « jonction unique » est considéré dans ce chapitre, les résultats liés au design « jonctions multiples » sont présentés dans le chapitre 7. Le design jonction unique permet l'étude de la qualité des empilements du process des MTJs micrométriques. Le design jonctions multiples a été créé pour optimiser les performances du capteur d'un point de vue de la sensibilité et du bruit. Finalement, une étude en cours sur la linéarisation des jonctions tunnels est présentée ; ce travail a été principalement mené par Lucia Risoli pendant son stage de master que j'ai co-encadré.

1) Présentation du design « jonction unique »

Le design jonction unique a été finalisé lors de la thèse de Samuel Manceau en collaboration avec le LPC2E et Philippe Sabon. Ce design comprend 134 puces réparties sur un wafer de 100 mm. Chaque puce contient deux capteurs. Ce design contient six niveaux : jonction, électrode inférieures, bobines, vias, électrode supérieures/contact/seed layer et concentrateur de flux (FC). L'objectif de ce design est l'étude de l'impact de la forme de la jonction sur la réponse magnétique pour différents empilements. Les dimensions critiques sont les suivantes :

- FC de 5 mm par 1 mm avec un unique biseau à 4,4 mm (Figure 5-1)
- Jonction en ellipse ou rectangle, 12 formes différentes (voir Figure 4-3)
- Dimensions allant de $0,8 \times 4 \mu\text{m}$ à $25 \times 4 \mu\text{m}$
- Largeur d'entrefer de $10 \mu\text{m}$ (zoom dans la Figure 5-2)
- Longueur d'entrefer de $30 \mu\text{m}$ (Figure 5-2)

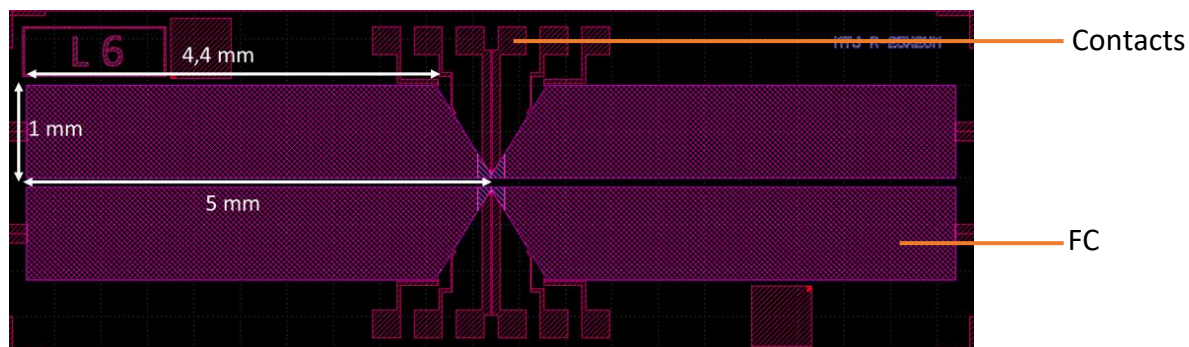


Figure 5-1 : Apparence du design jonction unique d'une puce et dimension des FC

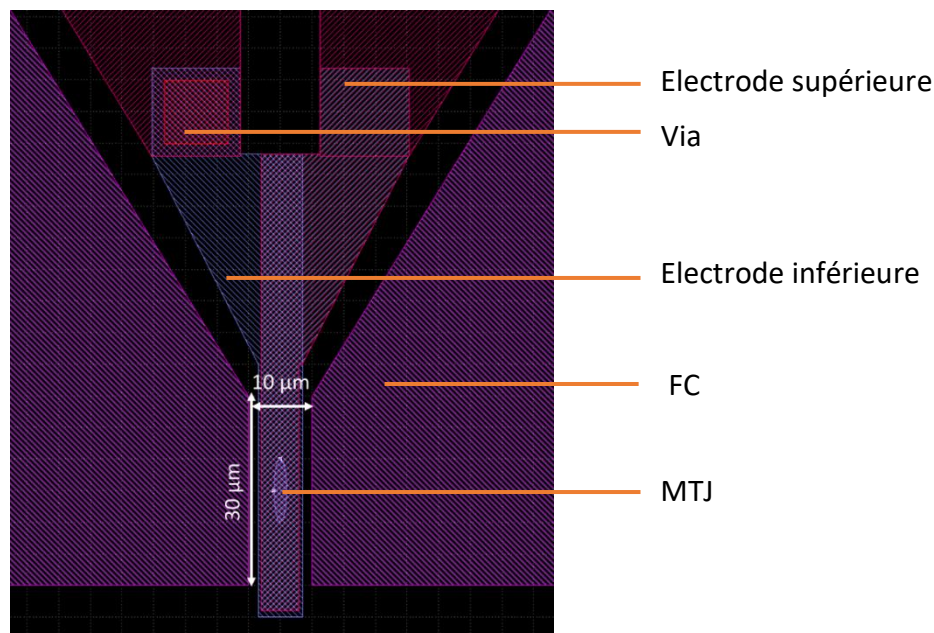


Figure 5-2 : Design et dimensions de l'entrefer

2) Comparaison des empilements magnétiques « Singulus » et « NIMS »

Dans cette partie, les différences entre les empilements « Singulus » et « NIMS » (Figure 5-3) sont étudiés. Dans un premier temps, une description des empilements est présentée dans le but de comprendre les différences et les points communs des deux empilements d'un point de vue du magnétisme. Cette description est divisée en plusieurs parties correspondant à différentes fonctions dans l'empilement : la référence (SAF), la barrière tunnel, la couche libre et le soft-pinning. Dans un second temps, la réponse magnétique $R(H)$ des différents empilements est analysée dans le but de comparer la sensibilité, la TMR et la stabilité magnétique des jonctions fabriquées. Finalement, le bruit de ces jonctions est mesuré, car le bruit d'origine magnétique variant comme l'inverse de la fréquence ($1/f$) impacte directement la limite de détection du capteur. Certaines mesures de bruit sont faites après dépôt des concentrateurs de flux, car dans le banc d'expérience actuel il est nécessaire de découper les puces avant de mesurer ce qui rend le dépôt des concentrateurs impossible. Les concentrateurs de flux ne semblent pas ajouter de bruit

contrôler le couplage RKKY (antiferromagnétique). Finalement quelques couches d'épaisseurs inférieures à 1 nm de CoFeB (0,5) et de Ta (0,2) sont ajoutées pour des raisons d'optimisation.

- Comparaison des Barrières tunnel : Dans le cas d'une barrière tunnel en MgO cristallin, la grandeur à comparer entre deux empilements est le produit Résistance*surface (R.A) en $\Omega \cdot \mu\text{m}^2$. Il est possible de réaliser le MgO en pulvérisation à partir d'une cible de MgO directement [12] ou en déposant du Mg et en oxydant sous pression partielle d'oxygène[45]. Un MgO déposé à partir d'une cible par pulvérisation cathodique (RF) produit généralement un R.A plus élevé qu'un MgO produit à partir d'une cible de Mg puis oxydé (DC). Le stack « Singulus » est fait via oxydation du Mg tandis que la stack « NIMS » est fait par pulvérisation à partir d'une cible de MgO. L'empilement « Singulus » a un R.A d'environ $4 \text{ k}\Omega \cdot \mu\text{m}^2$, le stack « NIMS » a un R.A plus élevé, entre 15 et $20 \text{ k}\Omega \cdot \mu\text{m}^2$. Ceci explique la différence importante de résistance entre les jonctions fabriquées à partir des deux empilements dans les mesures de magnétorésistance. Le plus fort R.A de l'empilement NIMS est en partie responsable de la plus grande TMR relevée dans les mesures présentées par la suite. En effet, cela a été démontré par les travaux de Ikeda et al [46] où l'on peut voir une claire dépendance de la TMR avec le R.A.

- Comparaison des Couches libres : Le stack « Singulus » utilise une couche de CoFeB (2,5 nm) couplée avec une couche de NiFe (5 à 20 nm) par une fine couche de Ta pour faciliter l'accroche et découpler les structures cristallines. La couche de CoFeB est responsable de la forte polarisation en spin et possède une maille cristalline bcc semblable à celle du MgO, améliorant la TMR. La couche de NiFe étant un matériau ferromagnétique doux va améliorer la sensibilité de la jonction mais va réduire la TMR car la structure cristalline du NiFe est cubique face centrée et n'est pas la même que le MgO/FeCoB. Le stack « NIMS » utilise aussi une couche de CoFeB à l'interface du MgO pour favoriser la cristallisation et obtenir une grande TMR. Il utilise cependant une couche de 20 nm de CoFeBTa [34]. Cette couche libre à deux avantages par rapport à celle du stack « Singulus », elle est plus épaisse ce qui permet de réduire le bruit magnétique par effet de moyennage tout en conservant une aimantation mono-domaine. Le deuxième avantage est le choix de matériau, le CoFeBTa est amorphe et n'influence pas négativement la cristallinité du MgO/FeCoB.

- Comparaison du Soft pinning : Les deux empilements utilisent une couche antiferromagnétique pour légèrement piéger la couche libre, cette technique dite du soft-pinning [47] permet de maintenir l'état macrospin de la couche libre. Dans le stack « Singulus », le soft-pinning est réalisé avec une couche d'IrMn découplée légèrement par une fine couche de Ru pour contrôler le champ d'échange. L'épaisseur de cette couche de Ru a été optimisée lors de la thèse de Samuel Manceau et le lien entre le champ d'échange ($\mu_0 H_{\text{ex}}$) et l'épaisseur de Ru est visible sur la Figure 5-4, l'objectif étant de piéger le moins possible la couche libre tout en maintenant l'état macrospin. Le stack « NIMS » utilise une technique similaire mais remplace l'insert de Ru par une couche de AgSn. Le couplage de spins est alors de type peau d'orange [28], à travers l'AgSn, les charges magnétiques de surface dues à la rugosité de la couche permettent d'aligner parallèlement les spins des deux couches ferromagnétiques de part et d'autre de l'AgSn. La couche inférieure à l'AgSn présente un couplage d'échange avec l'IrMn.

- Finalement, les jonctions des deux empilements subissent le même recuit sous champ (310 °C, 90 minutes, 1T) pour fixer l'aimantation. En absence de champ externe, l'aimantation de la couche libre et de la couche de référence est dans la configuration antiparallèle (AP) comme présenté dans la Figure 5-5 où l'on voit l'aimantation après recuit sur l'empilement Singulus. Dans cette configuration, si un champ extérieur est appliqué à 90° de l'aimantation au repos, l'aimantation de la couche libre va s'aligner avec le champ conduisant à un état où les aimantations de la couche libre et de celle de référence sont perpendiculaires ; cette rotation est symétrique pour un champ appliqué dans le sens opposé.

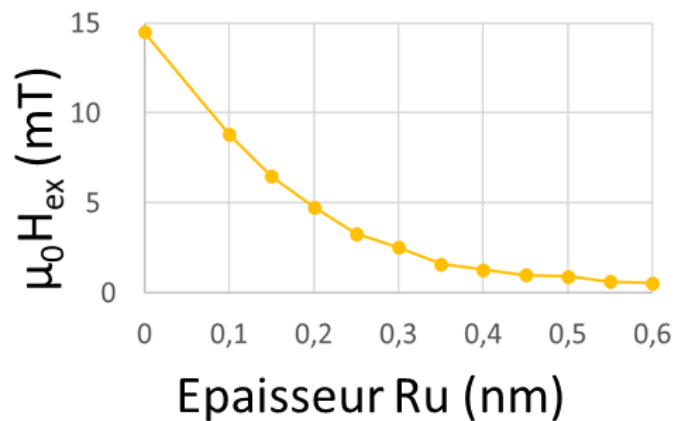


Figure 5-4 : Rapport entre l'épaisseur de Ru et le champ d'échange pour le soft-pinning dans les empilement Singulus [31].

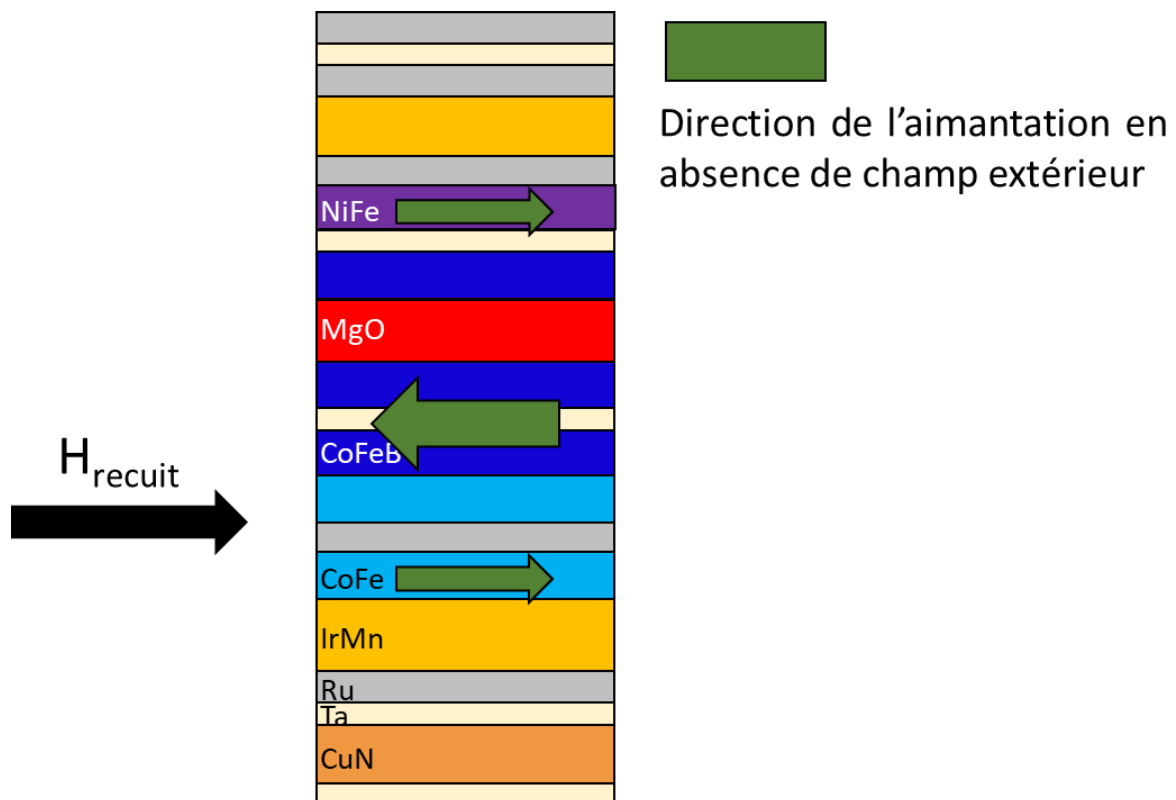


Figure 5-5 : Représentation de l'aimantation dans la jonction tunnel après le recuit sous champ après fabrication pour un empilement Singulus

b) Mesure $R(H)$

La première mesure généralement réalisée après la fabrication des jonctions tunnel est la mesure de magnétorésistance $R(H)$. Une tension de 100 mV est utilisée pour polariser la jonction puis un balayage en champ est réalisé entre + 100 mT et -100 mT. En fonction de la direction du champ (H_x ou H_y), la réponse de la jonction diffère (Figure 5-6). Dans notre cas, un champ appliqué selon y (H_y , en noir dans les figures) donne lieu à un changement brusque de la résistance entre l'état parallèle à basse résistance et l'état antiparallèle à haute résistance. Il s'agit de la réponse dite « axe facile » où le champ appliqué est aligné avec l'aimantation de la couche libre en absence de champ. Quand le champ est selon x (H_x , en vert dans les figures) la résistance de la jonction varie graduellement en fonction du champ, symétriquement par rapport à 0 mT. Il s'agit de la réponse « axe difficile » où le champ est appliqué perpendiculairement à l'aimantation de la couche de référence. L'aimantation passe de l'état antiparallèle en absence de champ à l'état perpendiculaire à saturation. Dans cette configuration on identifie deux zones linéaires symétriques ; le point de fonctionnement H_{pdf} est défini dans cette zone linéaire comme le champ pour lequel la pente est la plus grande.

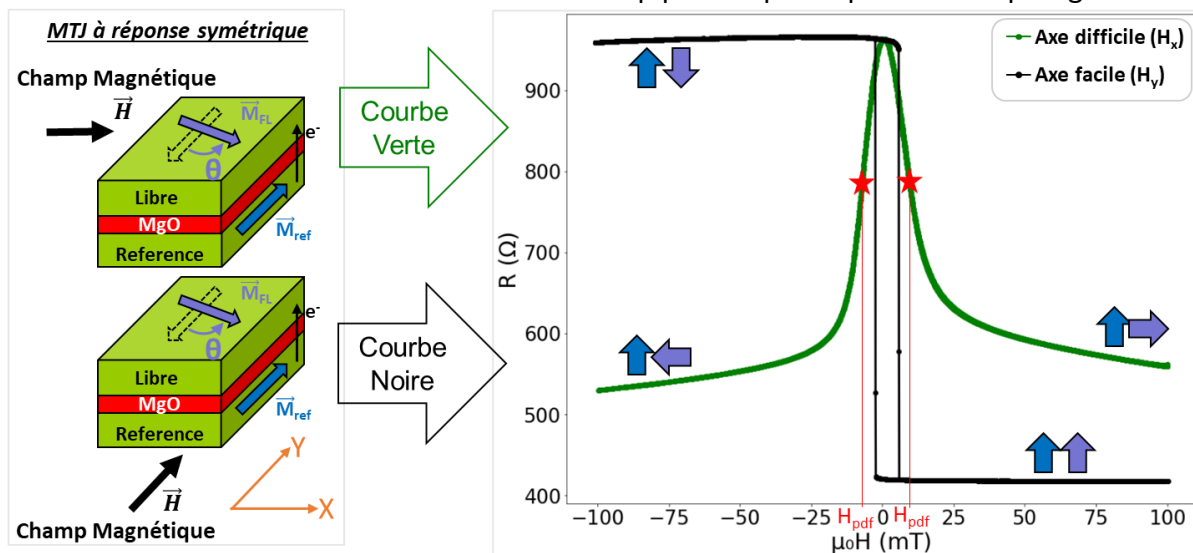


Figure 5-6 : principe de la réponse symétrique, exemple de jonction circulaire de 4 μm de diamètre d'un empilement Singulus pour un champ selon x ou y.

Si le champ d'échange généré par la couche de soft-pinning n'est pas suffisant, l'approximation macrospin n'est plus valide. Dans ce cas, lorsqu'on applique le champ selon x, l'aimantation a le choix de passer par l'état parallèle ou antiparallèle à 0 mT. La Figure 5-7 illustre cet effet ; le premier graphique correspond à la version théorique pour laquelle lorsque le champ est appliqué dans l'axe difficile de la jonction, la réponse magnétique a une forme d'œuf en raison du choix possible des deux aimantations. Le second graphique (Figure 5-7.b) correspond à la mesure d'une jonction provenant d'un empilement « Singulus » dont la couche de découplage en Ru est de 0,6 nm. On observe que lors de l'application du champ selon x, l'aimantation a le choix de passer par l'état parallèle ou antiparallèle. L'épaisseur de la couche de Ru réduit fortement le champ d'échange entre le matériau antiferromagnétique et la couche libre ; le champ d'échange H_{ex} dans ces conditions est de 0,5 mT, trop faible pour piéger correctement l'aimantation. En termes de sensibilité, l'optimal qui permet de maintenir

la réponse macrospin est obtenu pour une épaisseur de Ru de 0,3 nm et un champ d'échange de 2,5 mT [27].

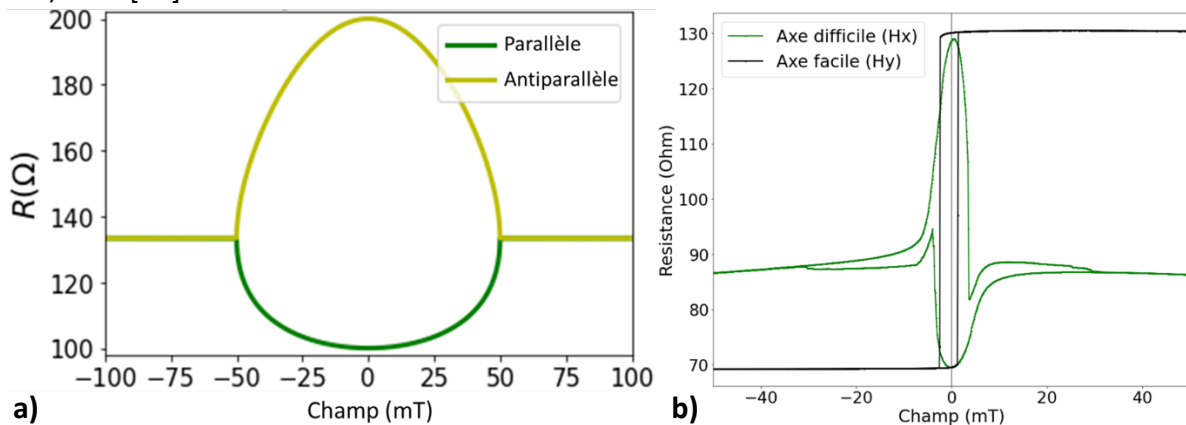


Figure 5-7 : a) Réponse théorique d'une jonction stabilisée par un champ d'anisotropie de forme $\mu_0 H_{k,shape} = 50$ mT sans piégeage par champ d'échange b) Réponse d'une jonction avec un piégeage par champ d'échange de 0,5 mT d'une jonction rectangulaire de $4 \times 25 \mu\text{m}$.

Mesurer l'évolution de la résistance en fonction du champ magnétique appliqué permet d'obtenir trois paramètres : la TMR, la sensibilité et le point d'opération de la jonction. La TMR étant dépendante de la tension de polarisation, il faut préciser que toutes les valeurs données ici sont pour une tension de 100 mV. Après optimisation du soft-pinning, la jonction de meilleure qualité avec l'empilement Singulus possède une sensibilité de 3,6 %/mT [27] (Figure 5-8.a) pour une TMR de 130 % et une jonction de forme circulaire « D » de $4 \mu\text{m}$ de diamètre. Après fabrication, les jonctions issues du stack « NIMS » présentent des sensibilités moyennes supérieures à celle de l'empilement « Singulus », la Figure 5-8.b montre la mesure d'une jonction circulaire « D » de $4 \mu\text{m}$ de diamètre. La sensibilité de cette jonction est de 7,6 %/mT et la TMR est de 287%. Le fait que la TMR est environ deux fois plus grande explique en grande partie la différence de sensibilité. Cette différence de TMR est due au remplacement du NiFe de la couche libre par du FeCoBTa et à un plus grand R.A. La sensibilité n'est pas uniforme sur toutes les formes à cause de la différence d'anisotropie de forme [27]. Nous utilisons seulement des jonctions circulaires (sans anisotropie de forme) dans le design jonctions multiples car le piégeage par champ d'échange est suffisant pour maintenir l'état macrospin. Les Figure 5-8.c et Figure 5-8.d présentent les mesures obtenues pour les formes « J ». Il s'agit de jonctions rectangulaires de $4 \times 2 \mu\text{m}$ dont la longueur est à 90° de l'aimantation de la couche libre en absence de champ. Dans ce cas l'anisotropie de forme facilite la rotation de l'aimantation selon x, améliorant la sensibilité. La sensibilité de la jonction présentée sur la Figure 5-8.c est de 2,8%/mT. La jonction de la Figure 5-8.d a la plus forte sensibilité, mesurée à 11,5%/mT pour cet empilement « NIMS ». Il existe cependant une grande dispersion de la sensibilité à l'intérieur d'une même forme et d'un même empilement (Figure 5-9).

On peut remarquer que sur les jonctions issues des empilements NIMS, le plateau antiparallèle chute au-dessus d'environ 50 mT (courbe noire). Ceci est dû à la stabilité de la couche de référence, qui commence à se retourner pour suivre le champ à partir de 50 mT. Pour des champs élevés, cela revient à avoir une jonction avec deux couches libres.

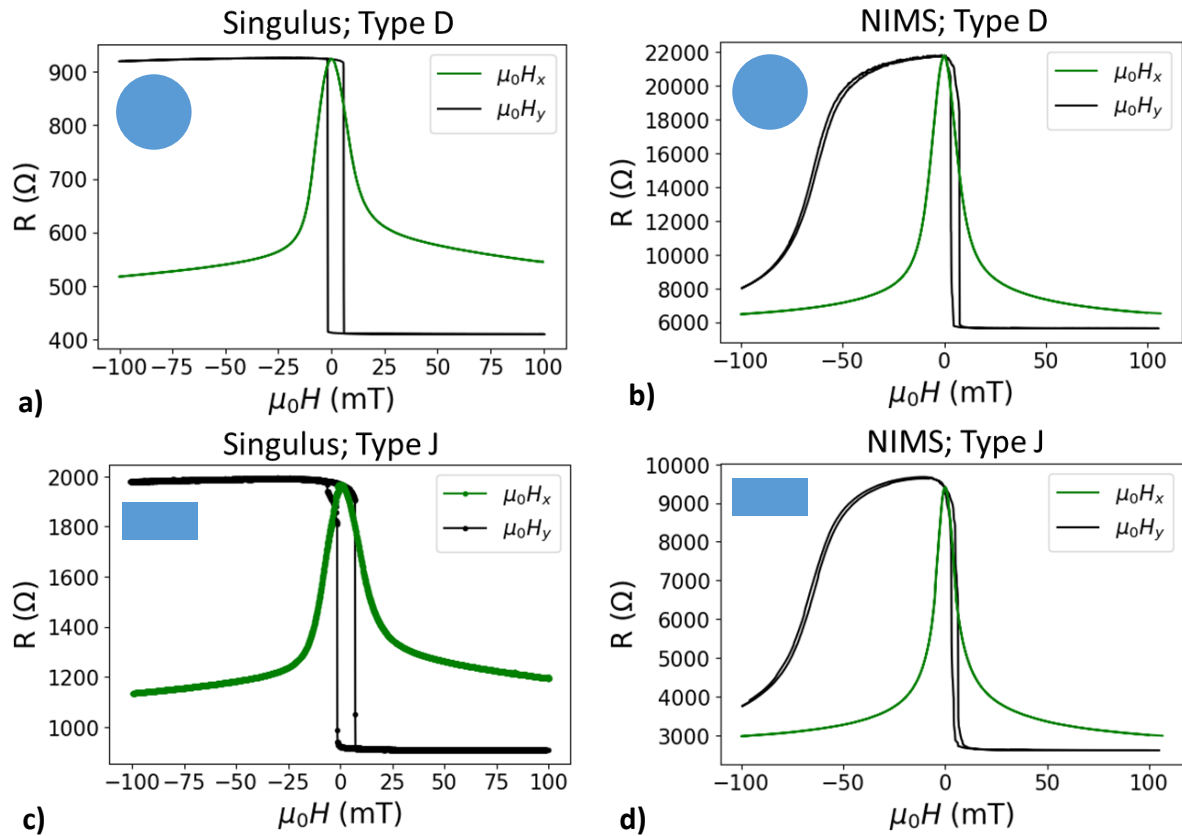


Figure 5-8 : Réponse magnétique d'une jonction circulaire type D avec l'empilement a) Singulus, b) NIMS, Réponse magnétique d'une jonction rectangulaire avec l'empilement c) Singulus, d) NIMS

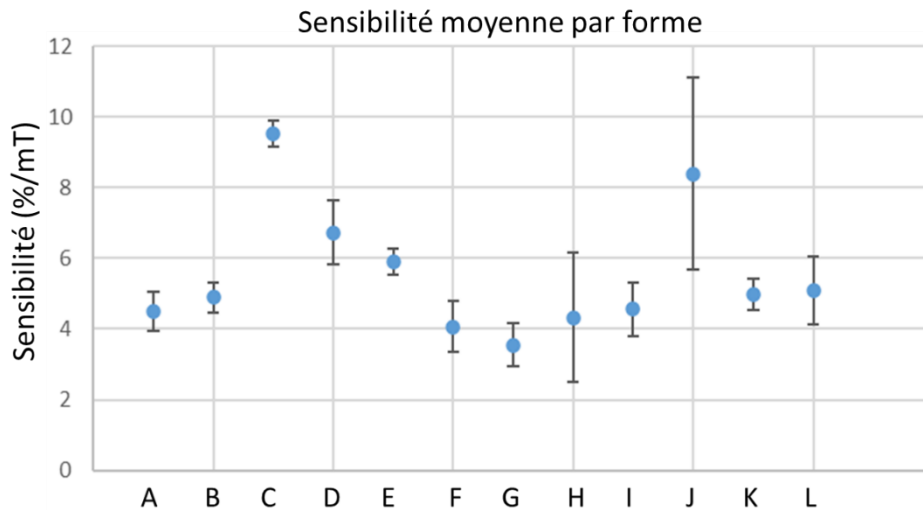


Figure 5-9 : Dispersion de la sensibilité à l'intérieur d'une même forme pour un empilement NIMS, les barres d'erreur correspondent à l'écart-type

Comme énoncé plus tôt, la TMR des empilements NIMS est plus grande que celle des empilements Singulus. Cependant, cela n'empêche pas d'avoir une dispersion au niveau de la plaque. La Figure 5-10.a) montre la dispersion de la TMR sur un empilement Singulus, variant entre 50 % et 140%. Chaque case correspond à une jonction. La majorité des jonctions fonctionnelles ont une TMR de l'ordre de 120%. La même analyse pour un échantillon utilisant

l'empilement NIMS est visible sur la Figure 5-10.b), dans cet échantillon la majorité des jonctions ont une TMR supérieure à 200%. Les jonctions de l'empilement NIMS ont une meilleure TMR grâce à leur couche libre utilisant du FeCoBTa à la place de la bicouche FeCoB/NiFe de l'empilement Singulus. Les jonctions en rouge/marron dans la Figure 5-10 sont considérées comme non fonctionnelles.

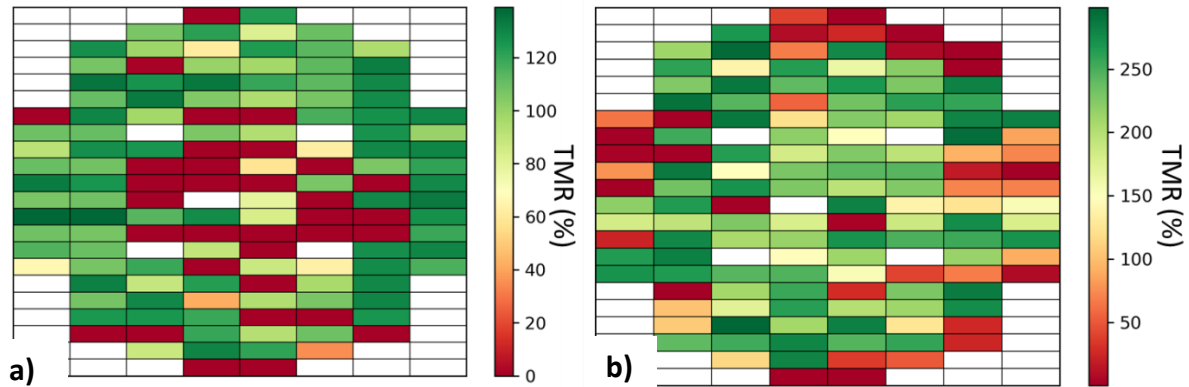


Figure 5-10 : Dispersion de la TMR à l'échelle du wafer pour un stack a) Singulus, b) NIMS

Le point de fonctionnement correspond au point où la sensibilité est maximale. Pour un capteur à réponse symétrique, ce point est atteint en polarisant la jonction avec un petit champ magnétique (de l'ordre de 5 mT) généré par des bobines. Le design MAROT original a été pensé pour incorporer des micro bobines situées sous les concentrateurs de flux. Ces bobines ne sont plus faites actuellement car elles ajoutent une pression sur la fabrication et ne sont pas nécessaires pour les essais en laboratoire. Un capteur utilisant une réponse linéaire ne possède pas ce problème car le maximum de sensibilité est obtenu à champ nul [48]. La section 3 de ce chapitre se concentre sur les premiers travaux de linéarisation de l'empilement « Singulus ».

c) Mesure de bruit

Pour finir l'étude des jonctions, une mesure de bruit est nécessaire, notamment car la détectivité est définie comme le rapport bruit sur signal. Les mesures de bruit sont faites sous champ magnétique pour polariser la jonction à son point de fonctionnement. Les mesures présentées ont été soit réalisées au LPC2E par Guillaume Jannet avec un solénoïde ou à Spintec avec des bobines de Helmholtz pour générer le champ de polarisation. Les mesures présentées dans la Figure 5-13 pour une mesure faite au LPC2E et la Figure 5-14 pour une mesure faite à Spintec sont des mesures de bruit après dépôts des concentrateurs mais il n'a jamais été relevé que l'ajout des concentrateurs modifie le bruit. Pour mesurer le bruit, les puces doivent être découpées puis être placées correctement dans les bobines ; cela empêche par la suite le dépôt des concentrateurs de flux qui doit se faire sur une plaque non découpée. Les jonctions sont caractérisées par leur niveau de bruit à une fréquence donnée ; les valeurs annoncées au long de ce chapitre sont à 10 Hz. Comme décrit dans le chapitre 3, il existe trois sources principales de bruit impactant les jonctions tunnels, le bruit thermique, le bruit de grenaille et le bruit en $1/f$ [14]. Le bruit thermique dépend principalement de la résistance des jonctions et est indépendant de la fréquence. Dans notre cas, pour des jonctions de l'ordre de 100 à 1000 Ω le bruit thermique est de l'ordre du $nV/\sqrt{Hz}$, cette valeur est souvent appelée

« plancher de bruit ». Le bruit de grenaille dépend des imperfections dans la barrière tunnel créant un transport des électrons en plusieurs étapes, ce bruit est relativement faible (environ $8 \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$) [14]. Finalement, le bruit en $1/f$ d'origine magnétique est le principal obstacle du capteur car il évolue comme l'inverse de la fréquence, impactant la gamme de fréquence nous intéressant (1-100 Hz). Il s'exprime de cette façon :

$$S_v = \frac{\alpha_H V^2}{A f^\beta} \quad (32)$$

Cette formule, explicitée dans le chapitre 3, permet de calculer le bruit en $1/f$ d'une jonction. Ici nous nous intéressons à deux paramètres. D'abord, le coefficient β , qui permet de différencier le type de fluctuations ; un coefficient $\beta \sim 1$ correspond à un bruit de type $1/f$ classique tandis qu'un coefficient $\beta \sim 2$ correspond à un bruit en créneau aussi appelé RTN qui correspond à un fluctuateur à 2 niveaux. La jonction mesurée sur la Figure 5-11 présente un facteur β de -1,083, prouvant que le bruit dominant est de type $1/f$.

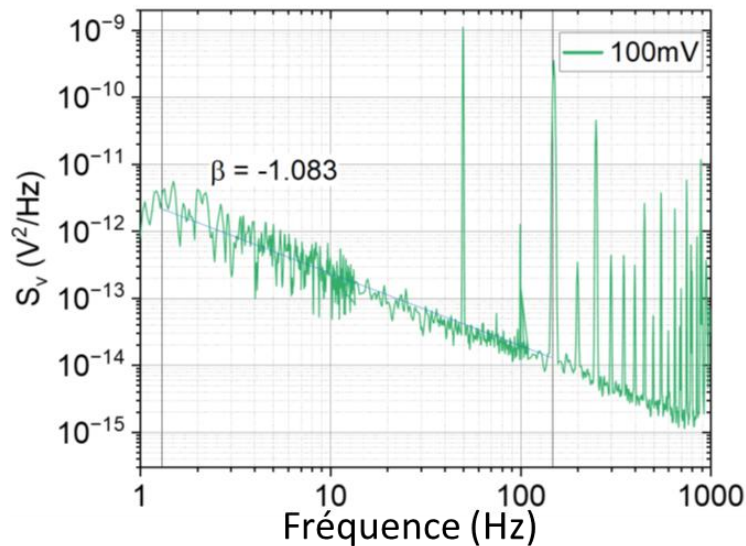


Figure 5-11 : Mesure de bruit d'une jonction tunnel de l'empilement Singulus, la mesure peut être ajustée avec un facteur β de -1,083, empilement singulus (mesure par Lucia Risoli)

Le second paramètre étudié ici est la variation du bruit en fonction de la tension. La Figure 5-12 présente la mesure du bruit de la même jonction sous différentes tensions de polarisation. On peut voir que le bruit augmente en fonction de la tension comme attendu, cette mesure est présentée sous la forme de $\sqrt{S_v}$ qui est plus commun pour présenter les résultats. La mesure où la jonction n'est pas alimentée (courbe rouge, 0 mV) permet d'obtenir le bruit thermique (dans cette jonction $\sqrt{S_{v,thermique}} = 4,1 \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$), le reste vient du banc de mesure.

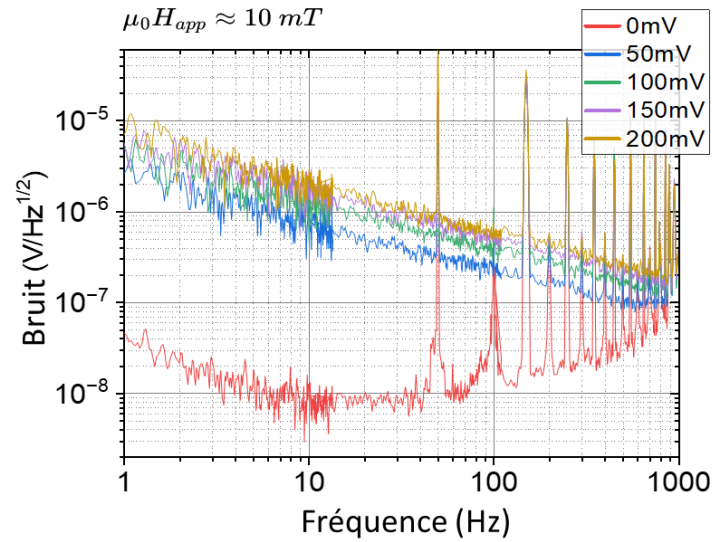


Figure 5-12 : évolution du bruit d'une jonction sans concentrateurs en fonction de la tension de polarisation dans la zone sensible, empilement singulus (mesure par Lucia Risoli)

Les mesures faites avec un solénoïde au LPC2E ont moins de bruit parasites (Figure 5-13) car la mesure est réalisée dans une caisse en mu-métal pour isoler la jonction des perturbations extérieures lors de la mesure. Les jonctions sont caractérisées par leur facteur de Hooge α_H (voir chapitre 2), cette grandeur en μm^2 permettant la comparaison directe entre différentes jonctions de différentes surfaces pour des jonctions de surfaces équivalentes (dans le cas contraire il faut utiliser le Hooge volumique). Le bruit d'une jonction (mesuré avec 100 mV de tension de polarisation) de type L ($100 \mu\text{m}^2$) utilisant l'empilement « Singulus » est de $\sqrt{S_V} = 360 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour un facteur de Hooge de $\alpha_H = 1,2 \cdot 10^{-8} \mu\text{m}^2$ (voir Figure 5-13). Une jonction de la même surface a été mesurée avec l'empilement « NIMS » et présente un niveau de bruit semblable, $\sqrt{S_V} = 380 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour un facteur de Hooge $\alpha_H = 1,4 \cdot 10^{-8} \mu\text{m}^2$ (voir Figure 5-14). Le bruit des deux jonctions est semblable, malgré la différence au niveau de l'empilement magnétique. L'empilement « NIMS » a une couche libre plus épaisse (20 nm contre 5 nm) ce qui permet de réduire le bruit d'un facteur correspondant à la racine du rapport des épaisseurs (voir chapitre 3 pour la formule du bruit magnétique en $1/f$), $\frac{\sqrt{20}}{\sqrt{5}} = 2$. Cela permet de compenser la dépendance sensibilité/bruit [44] car les jonctions issues de l'empilement « NIMS » sont plus sensibles (en moyenne 8%/mT contre 3,5%/mT) que celle de l'empilement « SINGULUS ».

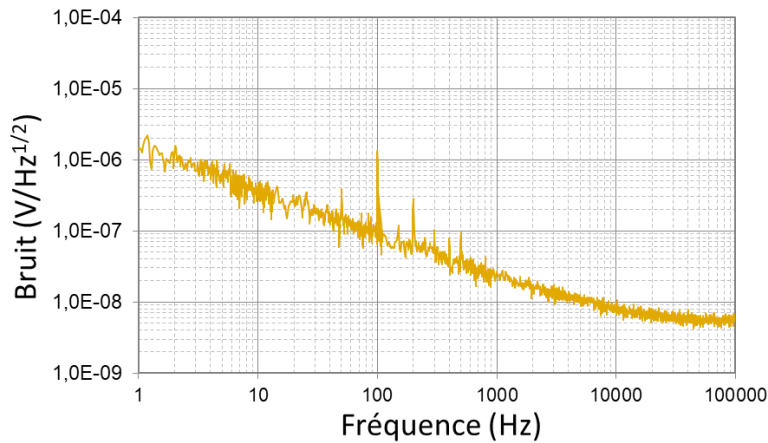


Figure 5-13 : Mesure du bruit d'une jonction de type L avec concentrateur sur un stack Singulus faite au LPC2E par Guillaume Jannet avec un solénoïde. Champ appliqué = 0,03 mT, tension de polarisation = 100 mV

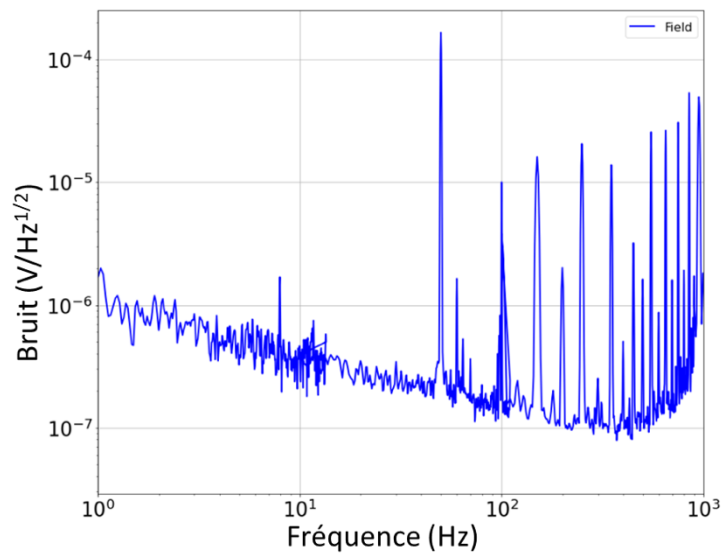


Figure 5-14 : Mesure de bruit d'une jonction de type L sur un stack NIMS faite à Spintec avec des bobines de Helmholtz. Champ appliqué = 0,05 mT, l'augmentation du bruit à partir de 700 Hz vient du banc de mesure (corrigé récemment)

d) Détection

Nous avons vu que les jonctions réalisées avec l'empilement Singulus ont des sensibilités de l'ordre de 3%/mT (maximum à 3,6 %/mT), et comme la mesure de bruit réalisée sur la jonction type « L » donne $S_V = 360 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 10 Hz, pour une tension de polarisation de 100 mV. On peut calculer la détectivité de cette jonction : $d = 97 \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 10 Hz. Les jonctions réalisées avec l'empilement NIMS donnent une sensibilité de l'ordre de 8%/mT avec un maximum à 11,5 %/mT. A cause de quelques problèmes d'électrolyse, peu de jonctions ont eu leur bruit mesuré. La jonction présentée précédemment est une jonction de type « L », sa TMR et sa sensibilité avant concentrateur sont 83% et 3 %/mT. En prenant en compte le bruit de cette jonction à 10 Hz on obtient une détectivité de $d = 125 \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 10 Hz. Ces valeurs ne sont pas exceptionnelles par rapport à la littérature ; le groupe de Tomoya Nakatani a publié des jonctions utilisant un empilement similaire mais les MTJs avaient un volume plus grand (disque de 50 μm de diamètre et 20 nm d'épaisseur de couche libre) présentant une

défectivité de $1 \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 10 Hz [28]. La défectivité estimée après ajout des concentrateurs de flux doit diminuer (en considérant que les FC n'apportent pas de bruit) : pour la première jonction (Singulus) le gain est de 206 ($D_{10 \text{ Hz}} = 470 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$) et la seconde jonction (NIMS) a un gain de 866 ($D_{10 \text{ Hz}} = 150 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$). Le groupe du docteur Oogane a publié un capteur utilisant une grille de 74 jonctions avec un concentrateur de flux en T atteignant une défectivité de $1 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 Hz [42]. Pour atteindre de meilleures performances et se rapprocher de l'objectif de $1 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$, l'ajout de concentrateurs de flux à fort gain est donc essentiel. Il faut aussi optimiser le design pour réduire le bruit ce qui peut être fait en augmentant la surface des jonctions.

3) Linéarisation de la réponse magnétique

Lors de ce chapitre, toutes les jonctions étudiées sont des jonctions à réponse symétrique. Une réponse symétrique a deux avantages. Premièrement, il est plus simple de fabriquer une jonction à réponse symétrique car un seul recuit sous champ est nécessaire pour fixer les aimantations dans la bonne direction. Le second avantage est la facilité d'implémentation dans un pont de Wheatstone complet. Les jonctions à réponse symétrique présentent deux pentes équivalentes en champ positif et négatif permettant la réalisation du pont de Wheatstone en polarisant les jonctions avec un petit champ positif pour l'une et négatif pour l'autre.

Néanmoins, l'utilisation d'une jonction à réponse symétrique apporte également des limitations. Premièrement, une partie du signal est perdu car l'aimantation n'atteint jamais l'état parallèle. Dans notre cas, sans champ appliqué l'aimantation est dans l'état antiparallèle, puis sous l'application d'un champ selon l'axe difficile l'aimantation de la couche libre va s'aligner sur le champ et atteindre un état où l'aimantation de la couche libre est à 90° de l'aimantation de la couche de référence. L'état d'aimantation à 90° se trouve à environ 1/3 de la TMR ; ce chiffre est obtenu en utilisant une TMR de 100% dans la formule suivante :

$$R_{\perp} = R_p \frac{2(1 + TMR)}{2 + TMR} \quad (33)$$

Le second désavantage d'une réponse symétrique se trouve dans le fait qu'en absence de champ magnétique, la sensibilité est minimale et il faut donc toujours polariser la jonction en champ pour réaliser des mesures précises. Pour polariser la jonction en champ, l'utilisation de micro bobines devient nécessaire et cela rajoute une étape de fabrication complexe. L'utilisation de jonctions non symétriques semble ainsi intéressante et nous avons essayé de linéariser nos jonctions.

Pour obtenir une jonction à réponse linéaire dans le plan il faut que l'aimantation de la couche libre se trouve à 90° de l'aimantation de la couche de référence en absence de champ magnétique. Ceci est obtenu en réalisant plusieurs recuits sous champ magnétique à différentes températures et champs. Le but est de retourner l'aimantation de la couche libre sans impacter celle de la référence [26]. Cette étude est réalisée sur un échantillon utilisant un empilement « Singulus » ; cet empilement possède un matériau antiferromagnétique (IrMn) de 12 nm pour piéger la couche de référence et un matériau antiferromagnétique (IrMn) de 6 nm pour le piégeage doux pour la couche libre. Lors d'un recuit sous champ, les

spins non compensés en surface de l'IrMn vont s'aligner avec les spins de la couche ferromagnétique en contact. Ce phénomène a lieu au-dessus d'une température dite de blocage. La température de blocage est impactée par le couple antiferromagnétique/ferromagnétique choisi (ici IrMn et FeCo) ainsi que par leur épaisseur. Pour pouvoir différencier le piégeage entre la couche libre et la référence, il faut que l'IrMn piégeant la couche libre ait une température de blocage plus faible que celle de la couche de référence. La température de blocage de l'IrMn/CoFe de la couche de référence est d'environ 250°C, tandis que pour la couche libre cette valeur est d'environ 180°C. La raison de cette différence vient de la différence d'épaisseur entre les deux couches d'IrMn ainsi que de la position dans l'empilement [49], [50].

Plusieurs essais de recuit ont été réalisés dans le but de retourner l'aimantation de la couche libre de 90° par rapport à l'aimantation de la référence. Premièrement, comme présenté dans la Figure 5-15.a, une puce de l'empilement Singulus utilisant le design jonction unique a été soumise à plusieurs recuits sous température croissante et en augmentant le champ lors du recuit. On peut voir que la forme de la courbe de la résistance dans l'axe difficile évolue peu jusqu'à l'application d'un champ de 50 mT et 250 °C pour finalement se retourner et atteindre une configuration d'axe facile lors d'un recuit à 275 °C sous 50 mT (courbe rouge). Cependant, les recuits successifs ont abimé la jonction et la TMR a chuté de presque la moitié. Pour continuer l'étude, les tests de recuits ont été réalisés sur des échantillons non lithographiés ne contenant que la couche libre de l'empilement Singulus, les résultats d'un de ces échantillons est présenté sur la Figure 5-15.b. Dans cette figure, les courbes avec des points circulaires correspondent à l'aimantation de la couche avant le second recuit (le premier recuit correspond au recuit utilisé pour fixer les aimantations dans nos MTJs, 310 °C, 1T, 90 mins) et les courbes avec des points triangulaires correspondent à l'aimantation après le second recuit qui doit faire tourner l'aimantation de 90° (250 °C, 20 mT, 30 minutes). Les courbes violettes sont obtenues après l'application d'un champ selon l'axe y et les courbes vertes selon l'axe x. On peut voir que dans le cas d'un empilement comprenant seulement la couche libre, l'aimantation a bien été retournée de 90° car après le recuit, en appliquant un champ selon l'axe y, on obtient une réponse de type axe difficile contrairement à avant le recuit.

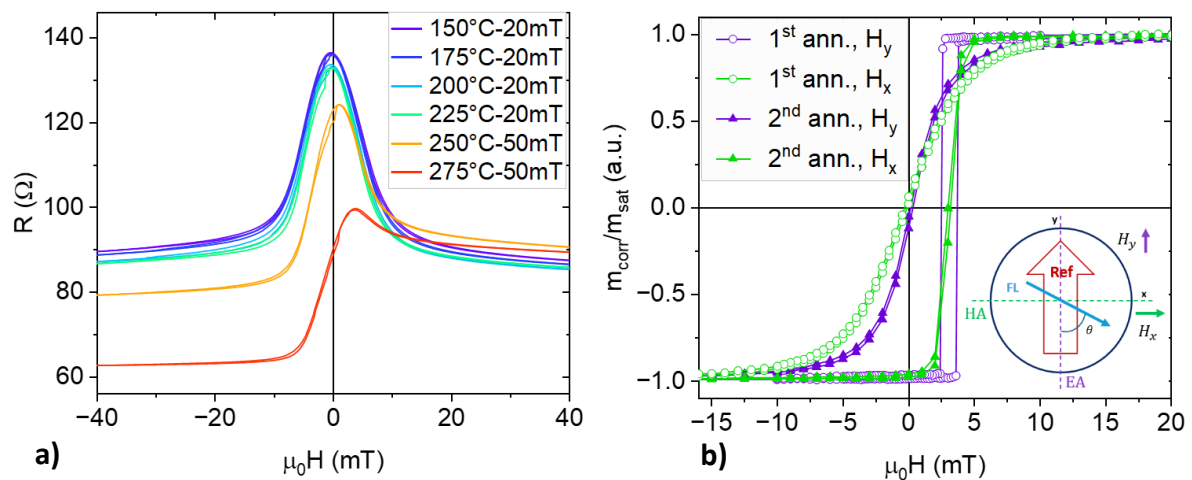


Figure 5-15 : a) Mesure de la résistance d'un capteur utilisant l'empilement Singulus après différents recuits sous champ, b) Mesure de l'aimantation d'un échantillon non lithographié correspondant à la couche libre avant et après un second recuit sous champ. Ces mesures ont été réalisées par Lucia Risoli.

Pour conclure cette étude, les derniers tests ont montré un retournement de l'aimantation de la couche libre de 90° . Cependant lorsque ces conditions de recuit sont appliquées à l'empilement entier, l'aimantation de la couche de référence est perturbée et commence également à tourner. Plusieurs pistes sont à étudier pour obtenir un magnétomètre à réponse linéaire dans le plan :

- Avoir une plus grande différence d'épaisseur entre les deux couche d'IrMn pour mieux différencier les températures de blocages
- Echanger une des couches d'IrMn par du PtMn ou du FeMn. Il s'agit d'un autre antiferromagnétique couramment utilisé, la différence de Température critique est plus grande [51]. La température de blocage de FeMn [52] est plus basse que l'IrMn et moins disperse.

4) Conclusion

Dans ce chapitre, la sensibilité et le bruit des jonctions tunnels utilisant le design jonction unique a été présenté. Ce design a permis d'évaluer les performances des empilements Singulus et NIMS, l'empilement NIMS présentant de meilleures performances en termes de sensibilité. Le bruit des deux empilements est comparable mais la différence de sensibilités rend le stack NIMS plus intéressant pour obtenir des détectivités plus petites. Cependant ce design n'est pas optimal ; pour réduire le bruit, la méthode la plus commune est d'augmenter la surface des jonctions tunnel, ce qui nécessite la création d'un design avec des jonctions plus larges. Le chapitre 6 présente d'abord une étude d'optimisation des concentrateurs de flux afin de comprendre notamment le lien entre leur forme (épaisseur, longueur, largeur...) et leur gain. Une fois la relation forme/gain établie, il nous sera possible de la combiner avec l'augmentation de la surface des jonctions pour tenter d'obtenir un design alliant fort gain des concentrateurs (forte sensibilité) et réduction du bruit des jonctions.

Chapitre 6

6. Concentrateurs de Flux

Dans ce chapitre, l'effet des concentrateurs de flux (FC) sur la réponse magnétique du capteur est présenté. L'amplification du champ magnétique extérieur est quantifiée et la détectivité des capteurs avec FC est déterminée. Dans un second temps, une étude sur l'optimisation des FC est présentée ; il s'agit d'une étude menée via le logiciel de simulation par éléments finis Comsol Multiphysics®. Le but est de comprendre l'impact des paramètres géométriques et matériaux sur l'amplification du champ magnétique. Pour finir ce chapitre, une étude sur l'amélioration du matériau est présentée ainsi que les actions menées au sein du PEPR Spin, dans le projet ADAGE. Dans ce projet, je participe avec le dépôt de concentrateurs de flux sur des petits échantillons de $\text{La}_{1/3}\text{Sr}_{4/3}\text{MnO}_3$ sur substrat de SrTiO_3 pour améliorer le signal de capteurs à MagnétoRésistance Anisotrope (AMR) développés au laboratoire GREYC à Caen par l'équipe de Laurence Méchin.

1) Caractérisation des concentrateurs de flux

Dans cette première partie, les performances des concentrateurs sont présentées. Le but des concentrateurs de flux est d'augmenter la sensibilité du capteur, tout en apportant le moins d'hystérèse possible. Ils doivent donc être faits d'un matériau magnétique doux comme le NiFe. La forme des FC utilisés dans un premier temps a été définie par des simulations réalisées par Claude Cavoit du LPC2E avant le démarrage cette thèse. Le gain des FC est calculé en comparant la sensibilité d'un capteur avant et après le dépôt des concentrateurs.

a) Caractérisation électrique des MTJs avec les concentrateurs de flux

L'ajout de concentrateurs de flux autour des jonctions tunnel a pour effet de concentrer les lignes de champs, comme montré dans le chapitre 3, et donc d'amplifier le champ vu par la jonction. Cela permet d'augmenter la sensibilité du capteur de manière significative ; nous avons publié les premiers résultats en 2023 [27], montrant un gain de 440 sur la sensibilité après ajout des concentrateurs de flux. L'amplification du gain est visible sur la Figure 6-1 où la même jonction est mesurée avant et après ajout des concentrateurs dans les mêmes conditions, avec le champ appliqué selon l'axe difficile. La sensibilité étant liée à la pente de la réponse en axe difficile (en vert sur la Figure 6-1), il est facile de voir que l'effet des concentrateurs est une augmentation drastique de la pente. Ici le gain est de 440. Il s'agit bien de la même jonction malgré la différence de résistance, cette différence venant de l'équipement de mesure sans raison clairement identifiée.

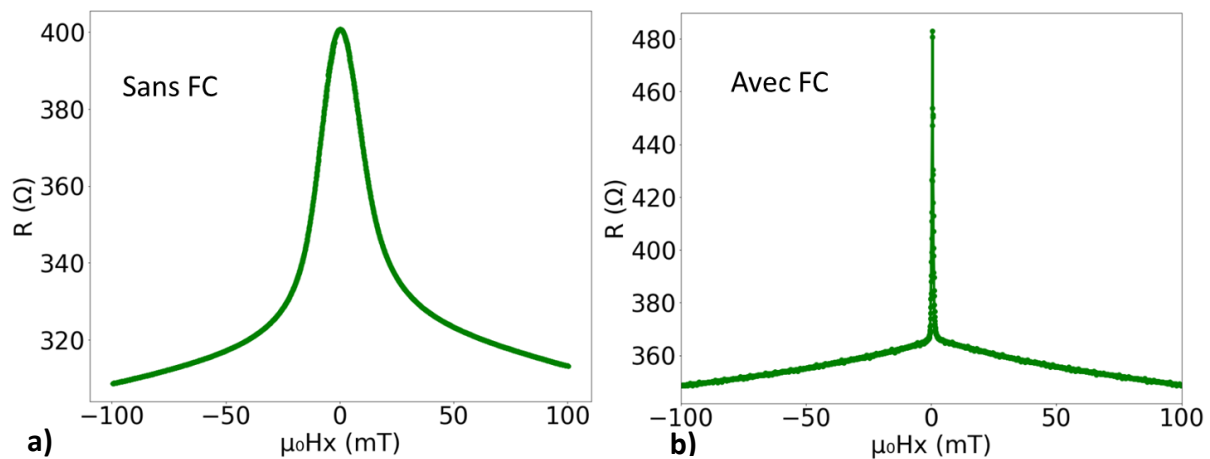


Figure 6-1 : Mesure de la magnétorésistance en axe difficile d'une jonction circulaire, a) avant concentrateur, b) après concentrateur. L'empilement utilisé est Singulus

L'ajout de concentrateurs de flux amène plusieurs problèmes. Premièrement, les concentrateurs apportent une hystérèse. Si on réduit l'amplitude de mesure de la jonction présentée dans la Figure 6-1.b et mesure seulement entre -1 et +1 mT on obtient la courbe de la Figure 6-2. Sur cette courbe, on peut observer une hystérèse d'environ 0,2 mT ; cela est lié au champ coercitif des concentrateurs de flux, comme ce sera détaillé dans la prochaine partie. Dans cette mesure, on peut observer deux états. Le premier, représenté par l'ellipse orange, correspond au retournement de la couche libre et donc du maximum de sensibilité. L'ellipse bleu quand-à-elle correspond au début du retournement de la couche de référence sous l'application d'un champ trop élevé. Les valeurs de sensibilités annoncées par la suite seront celles issues d'une moyenne glissante sur 10 ou 20 points (précisé à chaque fois) de la mesure brute ainsi que de la moyenne des quatre meilleures sensibilité (une par pente). La Figure 6-3 illustre cette méthode pour une jonction circulaire utilisant l'empilement NIMS. Sur cette figure, la mesure brute est tracée en vert, la moyenne glissante est représentée par la courbe en pointillé rouge et la sensibilité est calculée sur la courbe moyennée en bleu. Les quatre maximums de sensibilité sont mis en avant par les cercles rouges. Si l'on choisit de fixer un seul point de fonctionnement précis, on peut donc obtenir des valeurs de sensibilité plus élevées que celles que je cite. Je fais le choix d'utiliser des valeurs moyennées sur quatre points car nous sommes près des limites de précision de mesure des équipements.

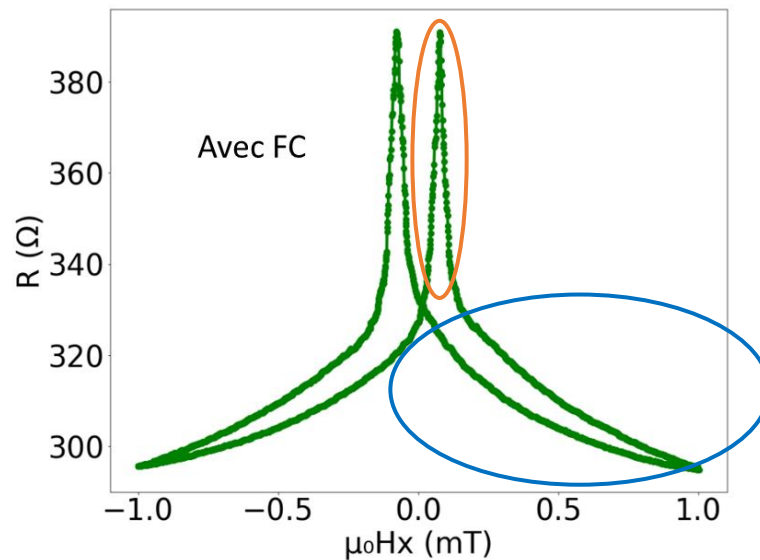


Figure 6-2 : Zoom entre -1 et +1 mT d'une jonction circulaire utilisant l'empilement Singulus

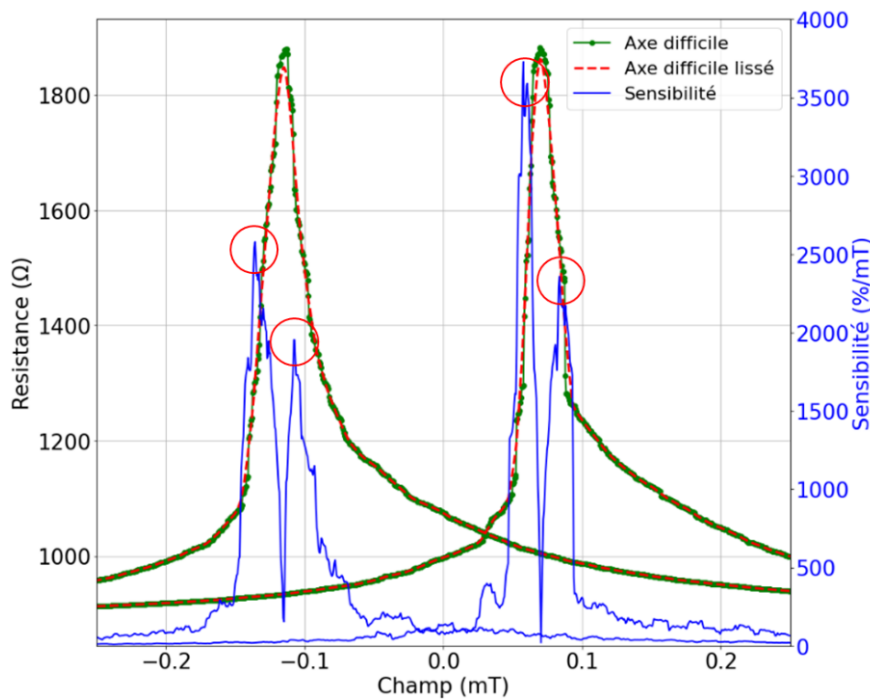


Figure 6-3 : Zoom sur la mesure de la magnétorésistance d'une jonction après dépôt des FC utilisant l'empilement NIMS, le calcul du gain se fait en moyennant les 4 maximums de sensibilité (cercle rouge)

Le second problème lié au dépôt des concentrateurs vient de la dispersion du gain ; en effet il est compliqué d'obtenir un dépôt reproductible à l'identique. Les conditions d'électrolyse n'étant pas stabilisées participent à ce problème. En particulier lors de plusieurs dépôts, la tension appliquée était trop élevée du fait d'une usure des câbles électriques, ce qui a causé un délaminage massif des FC. A cause de ce problème, je manque de statistique sur les dépôts. La Figure 6-4 présente les valeurs de gain relevées pour une plaque utilisant l'empilement NIMS et le design jonction unique (dont est issue la jonction de la Figure 6-3). Le gain moyen de cette plaque est 468 pour une médiane de 386 ; le plus petit gain relevé est 250 et le plus grand est 840. Il ne devrait pas y avoir de lien entre la forme de la jonction et le gain des concentrateurs

car il s'agit de deux éléments bien distincts mais le faible nombre de données et la grande dispersion empêche toute conclusion. La plus grande source de dispersion reste liée au dépôt électrolytique en lui-même.

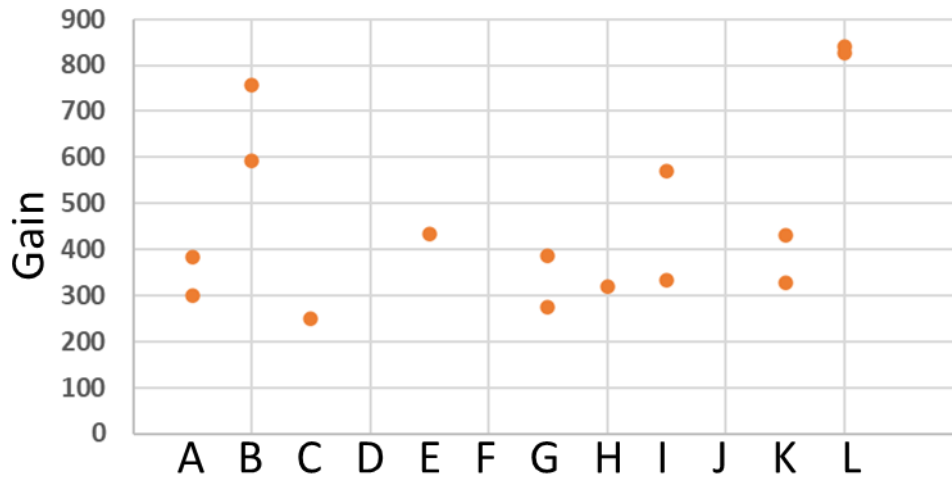


Figure 6-4 : Dispersion du gain des concentrateurs sur une plaque utilisant l'empilement NIMS et le design jonction unique, répartition par forme, chaque point correspond à une mesure (peux de FC fonctionnent sur cette plaque)

b) Caractérisation magnétique des concentrateurs de flux

Dans les mesures présentées précédemment dans ce chapitre, on a pu observer une hystérèse dans la mesure $R(H)$ après dépôt des concentrateurs ; le permalloy est un matériau magnétiquement doux mais possède quand même un faible champ coercitif. Il est possible de mesurer ce champ coercitif par mesure de magnétométrie en utilisant un magnétomètre à échantillon vibrant (VSM) ; deux puces sont mesurées et les résultats sont présentés sur les Figure 6-5.a) et Figure 6-5.c). Le champ coercitif des concentrateurs mesuré sur cette figure est de 0,05 mT pour la courbe $m(H)$ rouge. Il s'agit d'un des plus petits champs coercitifs relevé, les plus grands allant jusqu'à 0,125 mT, comme sur la courbe $m(H)$ verte. La différence de champ coercitif se voit aussi sur la réponse magnétique en comparant la Figure 6-5.b) et la Figure 6-5.d). Les courbes $R(H)$ en noir ont été obtenues pour l'axe facile de la couche libre. En présence de concentrateur de flux, le champ est fortement dévié pour ne permettre que la direction favorisée par les FCs ; ici il s'agit de la direction de l'axe difficile de la couche libre.

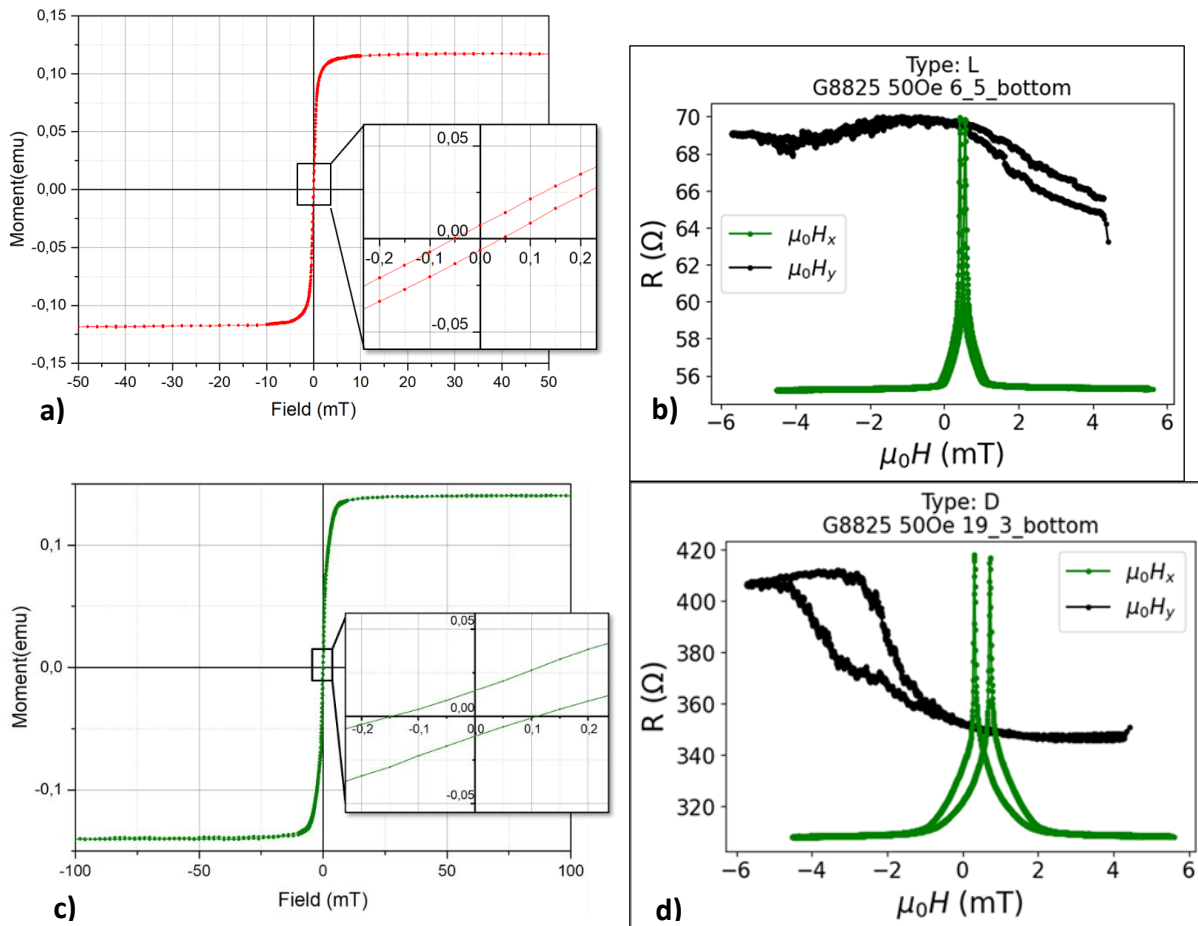


Figure 6-5: Mesure $R(H)$ (a) et c)) et $m(H)$ (b) et d)) d'une jonction tunnel après dépôt des concentrateurs, a) et b) jonction rectangulaire de $100 \mu\text{m}^2$, c) et d) jonction circulaire de $12,5 \mu\text{m}^2$

L'hystérèse des concentrateurs est donc liée au champ coercitif du NiFe. Ce champ coercitif est maximal lorsque le NiFe est saturé. Les variations de champ que nous cherchons à mesurer au final avec ce capteur seront de l'ordre du pT ou du nT. Dans ces conditions, ici sur un cycle mineur, la jonction et les concentrateurs ne passent pas par l'état saturé, limitant ainsi l'effet du champ coercitif. Il n'est pas possible avec les équipements à disposition de tester la réponse magnétique des concentrateurs dans ces conditions. Il s'agit d'une des contraintes générales à la réalisation d'un capteur ultra-sensible, car pour caractériser un capteur, il en faut un de meilleures capacités.

Dans cette partie, nous avons vu la réponse magnétique des FCs et l'effet des concentrateurs de flux sur la réponse électrique des MTJs. Dans la seconde partie de ce chapitre nous cherchons à comprendre l'impact des paramètres de forme, de matériaux et de design des concentrateurs dans le but d'améliorer le capteur.

2) Amélioration des concentrateurs de flux

L'objectif de cette partie est d'obtenir les éléments nécessaires à la création d'un modèle mathématique permettant de trouver un design optimal du capteur visant une amplification maximale (donc un entrefer très resserré) du champ tout en permettant d'optimiser le volume magnétique (des jonctions) afin de diminuer le niveau de bruit, donc un entrefer plus grand pour pouvoir mettre plus des jonctions. Pour ce faire nous devons

déterminer l'impact des dimensions de l'entrefer (longueur/largeur) sur le gain. Nous avons aussi étudié l'effet de l'épaisseur ainsi que de la forme des FCs sur le gain. Finalement une étude sur la perméabilité magnétique a également été réalisée, bien que celle-ci sera plus compliquée à réaliser expérimentalement car elle requiert de changer l'alliage. Toutes ces études ont été menées grâce au logiciel de simulation par éléments finis Comsol Multiphysics®. Il convient de noter que les valeurs de gain trouvées par simulations sont systématiquement inférieures aux valeurs expérimentales : 220 pour les simulations dans les conditions expérimentales idéales (largeur de l'entrefer de 10 μm , épaisseur des FCs de 10 μm) contre 400 en moyenne pour les valeurs mesurées expérimentalement, sachant que les concentrateurs déposés par électrolyse sont épais d'au moins 7 μm . Les dimensions des FCs utilisés pendant les simulations sont présentées à chaque fois. Pour faciliter les simulations, l'épaisseur est souvent prise à 20 μm pour réduire les temps de simulations, l'impact de l'épaisseur sur le gain étant aussi étudié. Un élément pouvant expliquer la différence entre simulations et expériences est le léger effet de pied dans la hauteur des concentrateurs, qui augmenterait l'effet de concentration (visible sur la Figure 6-6 en orange). Pour éviter que l'erreur vienne du logiciel de simulation, les simulations ont été faites en parallèle par Guillaume Jannet sur le logiciel Maxwell-3D, les résultats obtenus par Comsol Multiphysics® et Maxwell-3D sont en accord, minimisant ainsi le risque d'erreurs.

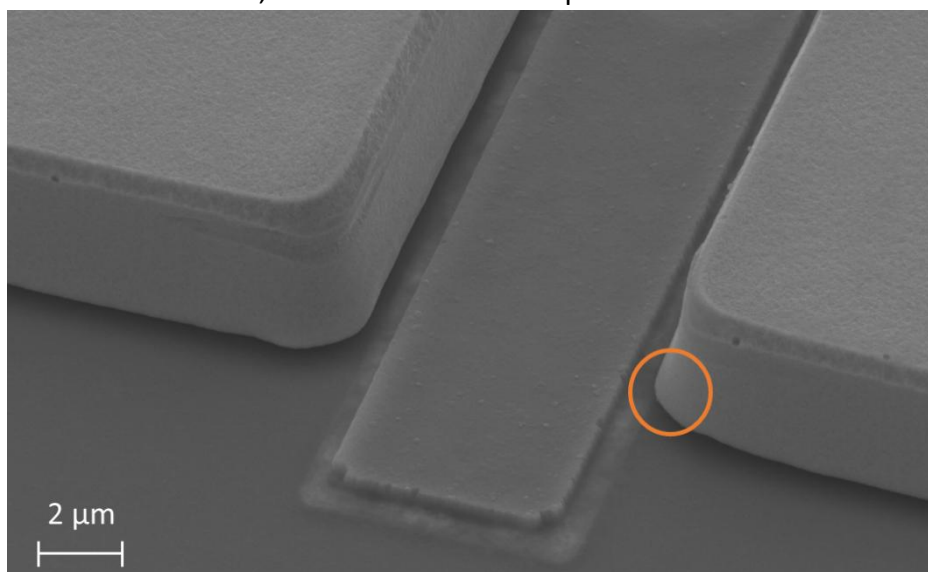


Figure 6-6: Zoom sur l'entrefer des concentrateurs où l'on peut apercevoir un léger effet de pied, encerclé en orange qui permet de concentrer plus les lignes de champs

a) Paramètres des simulations

Les résultats présentés ci-dessous sont basés sur des simulations par éléments finis réalisées avec le logiciel Comsol Multiphysics®. Cette méthode de simulation se base sur la discrétisation de l'espace en un grand nombre de tétraèdres. Dans chacun de ces éléments, les grandeurs physiques sont supposées constantes. Dans mon cas je cherche à calculer le champ magnétique en différents points de l'espace et plus précisément dans l'entrefer des concentrateurs.

Pour réaliser ces simulations, je commence par définir la géométrie du système. Cela comprend la forme de concentrateur à étudier (longueur, largeur, épaisseur, forme) ainsi

qu'un cube de dimensions supérieur aux FCs (20mm de côté), comme présenté dans la Figure 6-7.a). Ce cube sera considéré comme de l'air et permet de définir le sens de propagation du champ magnétique et son uniformité. A cela s'ajoute une plus fine boîte d'air juste autour des concentrateurs pour affiner le maillage proche des FCs. De plus grandes tailles de « cube d'air » ont été testées, mais aucune différence significative n'a été notée dans les résultats. Je suis donc resté sur un cube de 20mm de côté pour toutes les simulations. Pour émuler l'alliage de $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ des concentrateurs, je crée un matériau dans le logiciel que je définis par sa perméabilité magnétique. Pour les simulations j'ai choisi une perméabilité magnétique $\mu_r = 1500$ qui correspond à la perméabilité mesurée sur nos dépôts par VSM. Après avoir défini la géométrie et les matériaux il convient de définir la physique du système ; pour cela j'utilise le module « magnetic field no current ». Pour appliquer un champ uniforme dans la direction voulue, ici correspondant à la direction des concentrateurs, j'applique une différence de potentiel magnétique entre les deux faces opposées du cube d'air. Le potentiel magnétique sur la première face est exprimé comme le champ extérieur multiplié par la longueur du cube. Le potentiel magnétique de la face opposée est fixé à zéro. Cela crée un champ magnétique uniforme dans la direction voulue [53]. Comsol utilise la méthode Coulombienne qui par analogie avec un champ électrique où $\vec{E} = -\vec{\nabla}V$ avec V le potentiel électrique, définit le champ magnétique comme $\vec{H}_m = -\vec{\nabla}V_m$, avec V_m un potentiel magnétique. Pour finir le modèle il reste à définir le maillage, c'est-à-dire la taille des tétraèdres utilisés lors de la discrétisation de l'espace. La taille du maillage influence directement la qualité et la vitesse de calcul. J'ai défini un maillage large ($\sim 100 \mu\text{m}$) dans la zone de faible intérêt pour accélérer les calculs. Je suis particulièrement intéressé par le champ magnétique dans l'entrefer, il faut donc que le maillage de cette zone soit assez fin pour bien retranscrire la physique présente. Le plus fin maillage choisi est de l'ordre de $1 \mu\text{m}$, un maillage plus large manque de précision et un encore plus fin augmente beaucoup les temps de calculs sans apporter plus d'informations. Pour valider les résultats, Guillaume Jannet du LPC2E a réalisé des simulations équivalentes en utilisant un autre logiciel : Maxwell-3D. La différence de gain entre les deux logiciels dans les mêmes conditions est de l'ordre de 2% tout en suivant la même tendance comme présenté sur la Figure 6-8. On peut donc conclure que les simulations sont valides. L'uniformité du champ, les mesures brutes, ainsi qu'un exemple de maillage sont disponibles en [annexe](#).

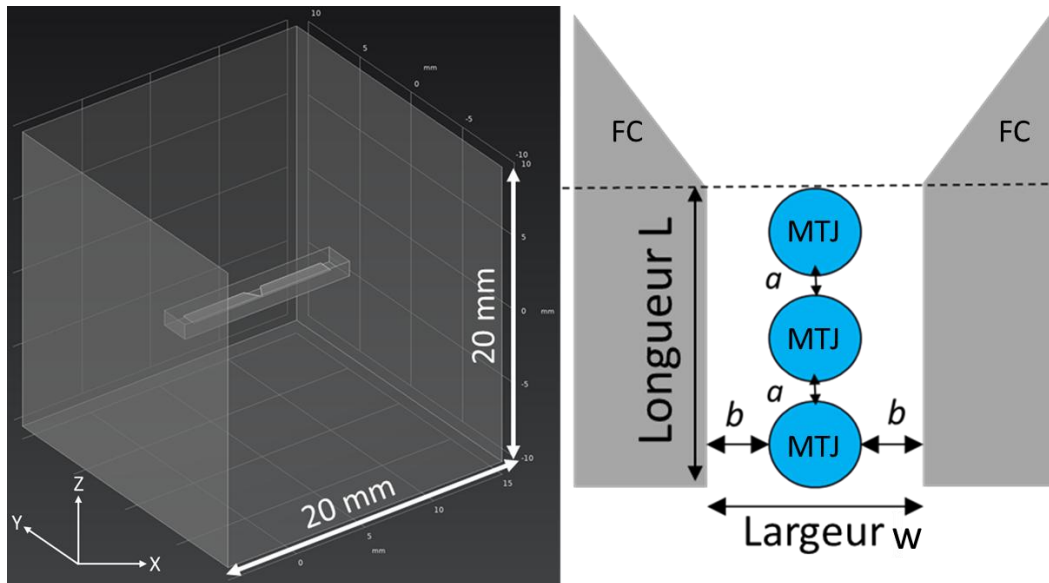


Figure 6-7 : a) Géométrie de la simulation, les concentrateurs sont au milieu d'un cube rempli d'air, b) schéma de l'entrefer, la largeur de base est $10\ \mu\text{m}$ et la longueur est de $30\ \mu\text{m}$

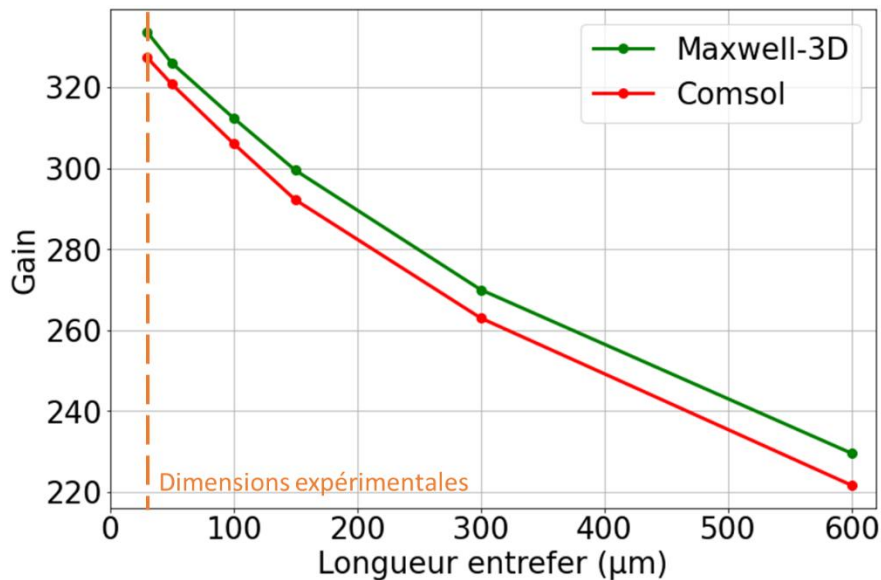


Figure 6-8 : Gain en fonction de la longueur de l'entrefer sous Cmsol et Maxwell-3D pour des concentrateurs de $20\ \mu\text{m}$ d'épais et un entrefer de $10\ \mu\text{m}$ de large

Dans la suite, je m'intéresse à l'effet des différents paramètres des concentrateurs un par un. Dans un premier temps je fais varier la largeur et la longueur de l'entrefer, le but étant d'obtenir la dépendance du gain sur ces deux paramètres. En effet, pour réduire le bruit il faut augmenter le volume magnétique ce qui implique une diminution du champ dans l'entrefer et une baisse de sensibilité. Nous cherchons à trouver un optimum de dimensions pour la détectivité. Je commence par étudier l'effet des dimensions des concentrateurs définies dans le chapitre 3. Une étude sur le matériau est aussi réalisée.

b) Dimensions de l'entrefer

La Figure 6-9 représente la variation du gain dans l'entrefer en fonction de la largeur de celui-ci pour une épaisseur donnée de $20\ \mu\text{m}$. On reconnaît une décroissance en $1/w$ avec w la

largeur de l'entrefer. Cela correspond au comportement attendu, usuel dans les électroaimants. La courbe en pointillé rouge suit l'équation $G_0 \frac{w_0}{w}$ et correspond à une décroissance en $1/w$ normalisé par les valeurs initiales, avec $G_0 = 632$, le gain pour une largeur d'entrefer $w_0 = 5 \mu\text{m}$.

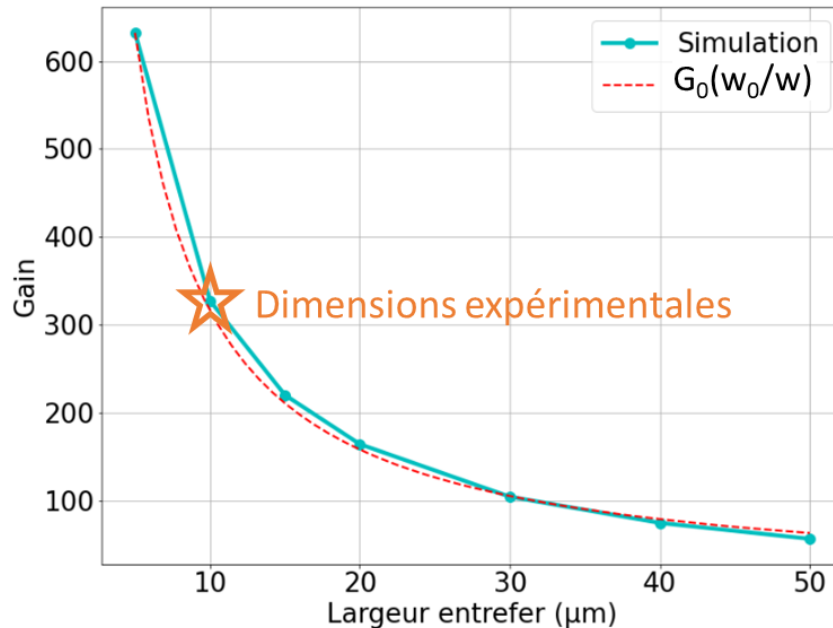


Figure 6-9: Évolution du gain simulé (cyan) en fonction de la largeur de l'entrefer et comparaison (rouge) avec une décroissance en $1/w$. La longueur de l'entrefer est $30 \mu\text{m}$ et son épaisseur est $20 \mu\text{m}$.

Le second paramètre nécessaire au calcul d'optimisation de la détectivité est la variation du gain en fonction de la longueur L de l'entrefer. La dépendance obtenue par simulation est représentée sur la Figure 6-10. On peut dans un premier temps approximer cette courbe par une fonction linéaire : $y = -0.182 * L + 326$ avec L la longueur de l'entrefer. Une fonction polynomiale d'ordre 3 ($y = -3,73\text{E-}7 * L^3 + 5,25\text{E-}4 * L^2 - 0,3753 * L + 338,3$) permet d'ajuster les résultats de la simulation mais la différence est infime (0.5%) comparée à l'approximation linéaire. Pour l'élaboration du modèle, je suis resté sur l'approximation linéaire.

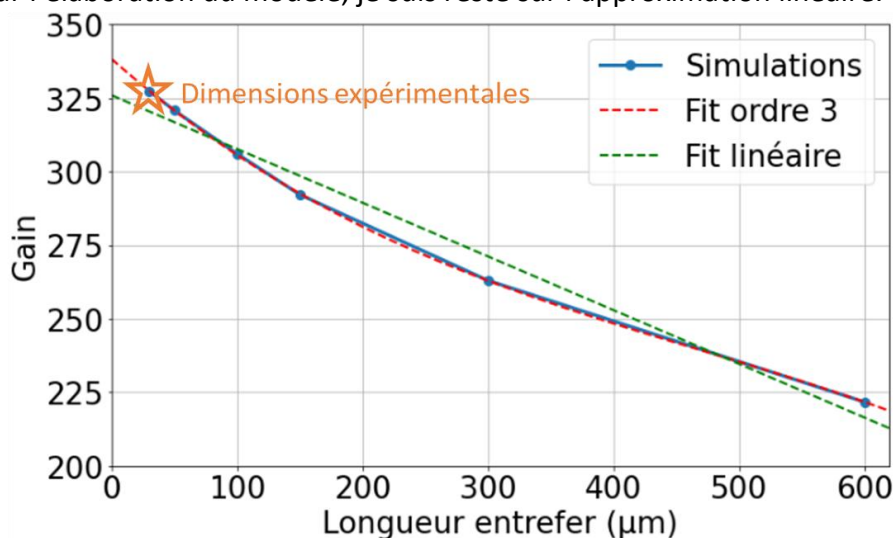


Figure 6-10 : Evolution du gain simulé en fonction de la longueur de l'entrefer. La largeur de l'entrefer est $10 \mu\text{m}$ et son épaisseur est $20 \mu\text{m}$. La courbe en pointillé rouge correspond au fit d'ordre 3, la courbe en pointillé vert correspond au fit linéaire.

Ces deux courbes nous permettront de construire le modèle mathématique permettant d'optimiser le diamètre et le nombre des jonctions à mettre dans l'entrefer.

c) Dimensions du concentrateur

Maintenant que nous avons obtenu l'évolution du gain en fonction des dimensions de l'entrefer (largeur/longueur), on se penche sur d'autres paramètres des concentrateurs. Dans cette partie, deux études sont présentées, une première sur la forme générale des concentrateurs, cela inclut le type de biseau (simple ou double), l'angle du biseau (Figure 6-11) et la surface des concentrateurs. La seconde étude porte sur l'effet de l'épaisseur des concentrateurs sur le gain.

A cause de la première technique de modulation envisagée (voir chapitre 3), nous étions initialement contraints à avoir deux capteurs par puce ainsi qu'un angle de biseau suffisamment grand pour permettre la prise de contact avec les bobines situées en dessous des FCs. Cette contrainte ayant été levée, j'ai réalisé des simulations pour trouver l'angle optimal. Dans la Figure 6-11.a), on peut voir que le maximum de gain est atteint pour un angle α de $40,3^\circ$, l'angle du design jonction unique utilisé jusqu'à présent étant de $54,8^\circ$. Une légère optimisation est donc possible. On remarque aussi sur cette figure que la valeur de gain n'est pas parfaitement uniforme sur toute la longueur de l'entrefer. Pour pallier à ce problème je propose un design avec un double biseau, nommé « Pagaie » et je réalise la même étude sur l'impact de l'angle sur le gain pour ce nouveau design. On peut donc voir sur la Figure 6-11.b) que le gain est uniforme sur toute la longueur de l'entrefer et le maximum se trouve pour un angle aux alentours de $22,8^\circ$. La différence de valeur de gain entre ces deux figures est liée au fait que les concentrateurs sur la seconde figure sont plus larges, les paramètres de l'entrefer restant cependant les mêmes (une largeur d'entrefer de $10\ \mu\text{m}$, une longueur d'entrefer de $300\ \mu\text{m}$ et une épaisseur de $20\ \mu\text{m}$).

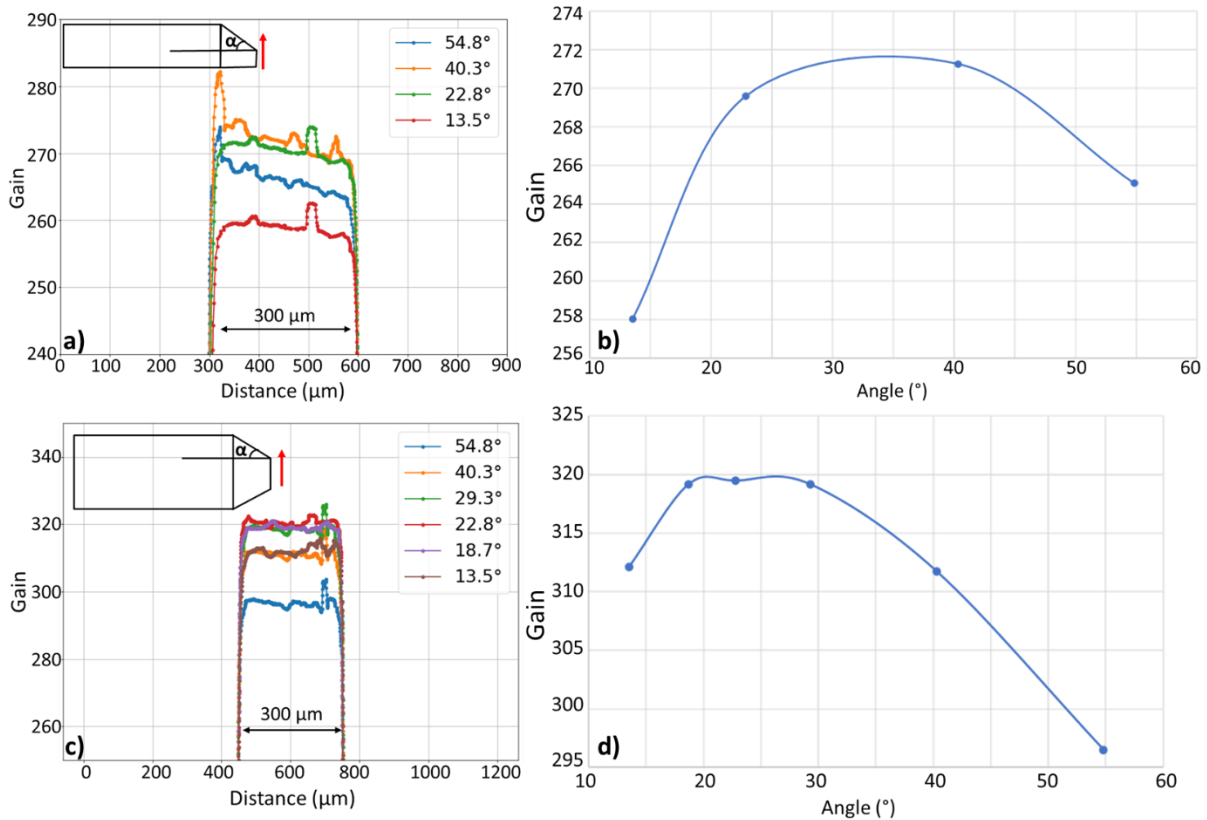


Figure 6-11: Evolution du gain le long de la flèche rouge en fonction de l'angle avant le biseau pour un entrefer de 300 μm de long, 10 μm de large et 20 μm d'épaisseur. a), b) Dans le cas d'un biseau unique, c), d) Dans le cas d'un biseau double (le concentrateur est plus large).

Cette étude peut être représentée différemment dans la Figure 6-12 où la longueur de la partie rectangle, équivalente à son angle, est utilisée comme paramètre car plus simple à utiliser pour créer un masque de lithographie si le design est approuvé. Sur cette figure on peut voir la différence de gain entre un concentrateur utilisant le design jonction unique (simple biseau) avec un entrefer 14 μm de large, 600 μm de long et 20 μm d'épaisseur. Ces dimensions sont choisies car les calculs d'optimisation utilisant la dépendance du gain avec la largeur et la longueur de l'entrefer présentés dans le chapitre 7 donnent des valeurs similaires. En plus de la différence liée à l'angle, cette figure montre aussi le bénéfice de passer d'un concentrateur de 1 mm de large (jonction unique) à un concentrateur de 2,1 mm de large (pagaie). En comparant le point rouge correspondant au design jonction unique avec le point bleu correspondant au design pagaie avec le même angle, on note une amélioration du gain de 17% (flèche orange verticale). Si on ajoute à ceci l'utilisation d'une longueur avant biseau (angle) optimale on obtient une amélioration du gain entre les deux designs de 23% (flèche orange diagonale).

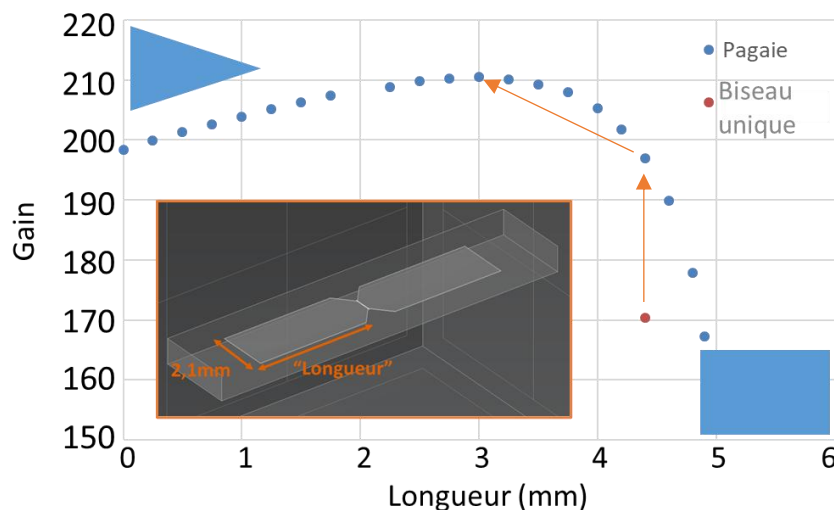


Figure 6-12: Gain en fonction de la longueur avant biseau. Encart : design « Pagaie ». L'entrefer fait $14\text{ }\mu\text{m}$ de largeur, $600\text{ }\mu\text{m}$ de longueur et l'épaisseur est de $20\text{ }\mu\text{m}$.

Dans un second temps, nous avons aussi étudié l'effet d'une augmentation de l'épaisseur des FCs sur le gain. Les concentrateurs actuels ont une épaisseur d'environ $8\text{ }\mu\text{m}$. En prenant les résultats présentés dans la Figure 6-13 on peut voir qu'une augmentation de l'épaisseur de $10\text{ }\mu\text{m}$ à $20\text{ }\mu\text{m}$ mène à une augmentation du gain d'un facteur 1,5.

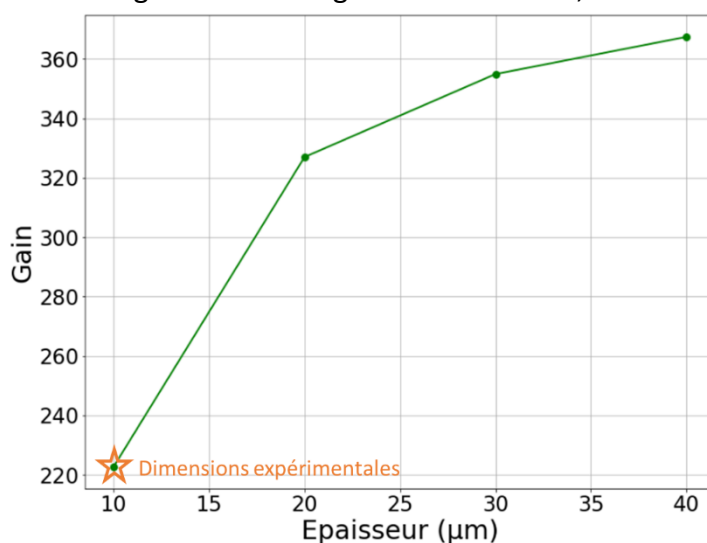


Figure 6-13 : Gain en fonction de l'épaisseur des concentrateurs. La largeur de l'entrefer est de $10\text{ }\mu\text{m}$, la longueur est de $30\text{ }\mu\text{m}$

Pour réaliser des concentrateurs de $20\text{ }\mu\text{m}$ il faudra changer de résine car la résine CAR44 utilisée précédemment ne permet pas de faire des couches d'épaisseur supérieure à $10\text{ }\mu\text{m}$. Nous avons essayé d'augmenter plus l'épaisseur mais il devient alors de plus en plus difficile de faire l'alignement lors de la lithographie. La résine utilisée pour essayer de faire des concentrateurs plus épais est l'AZ-3DT mais les résultats ne sont pas concluants car, dès $10\text{ }\mu\text{m}$, il devient presque impossible de faire l'alignement car la résine est trop visqueuse et colle au masque.

d) Paramètres Matériaux

Finalement, une étude sur le matériau a été réalisée, en faisant varier la perméabilité magnétique relative (μ_r) du matériau lors de la simulation. La perméabilité μ_r de nos couches expérimentales est de l'ordre de 1500. L'augmentation du gain lié à un plus grand μ_r est présentée dans la Figure 6-14. On peut voir qu'augmenter μ_r de 1500 à 3000 apporte une amélioration du gain de 24%. Il existe dans le commerce un alliage nommé « Co-netic alloy® », constitué de $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{14.3}\text{Mo}_{4.9}\text{Si}_{0.3}\text{Mn}_{0.5}$, qui présente des performances élevées en termes de perméabilité relative (jusqu'à 70 000) et de champ coercitif (de l'ordre de $5\mu\text{T}$)[54]. Ces performances sont à prendre avec précaution car toutes ces valeurs seront dégradées par la moindre contrainte mécanique. Néanmoins, nous pouvons nous en inspirer pour améliorer l'alliage de NiFe utilisé jusqu'ici en ajoutant du Molybdène [55]. Pour avoir une idée du gain potentiel, nous avons demandé à l'équipe de N. Dempsey de l'institut Néel de réaliser des dépôts de NiFe et NiFeMo par pulvérisation cathodique Triode. Cela nous permet d'avoir une idée de l'amélioration que nous pouvons espérer avant de chercher à modifier notre bain d'électrolyse. La technique de pulvérisation cathodique triode produit des couches épaisses avec un taux de dépôt élevé mais le matériau est contraint et présente une hystérésis importante. On s'intéressera donc seulement aux comparaisons qualitatives entre NiFe et NiFeMo déposés par la même technique. Nous n'avons pas relevé de réduction de la coercivité notable après ajout de Mo, mais la technique de dépôt ne permet peut être pas cette amélioration.

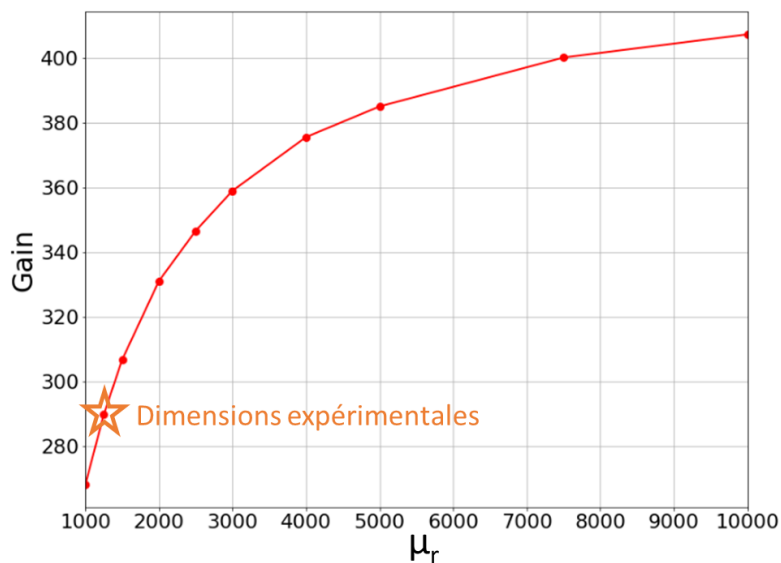


Figure 6-14 : Evolution du gain en fonction de la perméabilité magnétique. La largeur de l'entrefer est de $10\mu\text{m}$, la longueur est de $30\mu\text{m}$ et l'épaisseur de $20\mu\text{m}$

e) Synthèse

Ce travail de simulation a été réalisé dans le but d'aiguiller les prochains développements du capteur. Ainsi, un gain d'un facteur 1,5 peut être obtenu en augmentant l'épaisseur des FCs de $10\mu\text{m}$ à $20\mu\text{m}$ (Figure 6-13). Dans la partie 1 c) nous avons vu que l'on pouvait obtenir un gain d'un facteur 1,23 en augmentant la largeur des FCs de 1mm ainsi qu'en

optimisant l'angle du biseau (géométrie pagaie), passant d'une longueur avant biseau de 4,4 mm à 3 mm Figure 6-12. Un gain d'un facteur 1,24 est possible en doublant la perméabilité magnétique (Figure 6-14). Nous avons aussi obtenu la dépendance du gain avec les dimensions de l'entrefer : évolution en $1/l$ avec la largeur l (Figure 6-9) et évolution proche d'un polynôme du 3^{ème} degré dans l'intervalle mesuré mais approximé en linéaire à pente négative avec la longueur L (Figure 6-10). En combinant ces deux tendances, on peut trouver un design optimal du capteur en fonction du volume magnétique (réduction du bruit) et du gain des FCs.

Pour confirmer cette étude, des simulations similaires ont été réalisées par Guillaume Jannet sur le logiciel Maxwell-3D. Les résultats obtenus sont en accord avec ceux de Comsol (fig. 3.4), la différence n'étant que d'environ 2% de gain sur la plage de simulation. Ces simulations seront utilisées pour définir un nouveau design du capteur.

Pour finir ce chapitre, la prochaine section présente un travail de support pour le projet Adage du PEPR SPIN dans lequel j'ai participé aux dépôts de concentrateurs de flux sur des capteurs de type AMR.

4) Participation au projet Adage du PEPR spin

Dans le cadre de cette thèse, j'ai été amené à participer au projet ADAGE du PEPR Spin. Il s'agit d'un projet visant à développer des capteurs très sensibles pour des applications biomédicales. J'ai donc assisté Tagi Tagiyev, un étudiant en thèse au laboratoire GREYC à Caen pour développer le dépôt de concentrateurs de flux pour ses capteurs de type AMR en $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ sur substrat de STO. Il existe plusieurs difficultés technologiques que nous avons réglées : la taille du substrat et le contrôle de la composition du dépôt.

Les substrats de STO ont une dimension de $10 \times 5 \text{ mm}^2$ avec une orientation cristalline (001) avec un angle de « miscut » de 4° . Le LSMO est déposé par ablation laser pulsé (PLD en anglais), ce qui ne permet une forte homogénéité que sur des petits échantillons. La croissance des concentrateurs nécessite une couche conductrice et ni le STO ni le LSMO ne sont suffisamment conducteurs pour permettre la croissance des concentrateurs de flux dans de bonnes conditions. Il faut donc ajouter une seed layer. Nous utilisons la même que dans le capteur MAROT, c'est-à-dire $\text{Ti}(10)\text{Al}(260)\text{Ti}(10)\text{Cr}(20)$ (épaisseur en nm). Plusieurs essais de dépôts ont été réalisés, le premier essai consiste à déposer la seed layer sur un substrat de STO sans capteur pour tester l'accroche et la croissance. Le courant est amené dans cet échantillon en utilisant une pince crocodile tout en évitant de la faire tremper dans le bain. La Figure 6-15 illustre ce montage ainsi que le résultat vu par microscopie électronique. Le dépôt a été réalisé plusieurs fois sur différents substrats :

- STO + seed layer
- STO + LSMO, le LSMO est légèrement conducteur
- NbSTO, il s'agit de STO dopé avec du Nb le rendant conducteur.

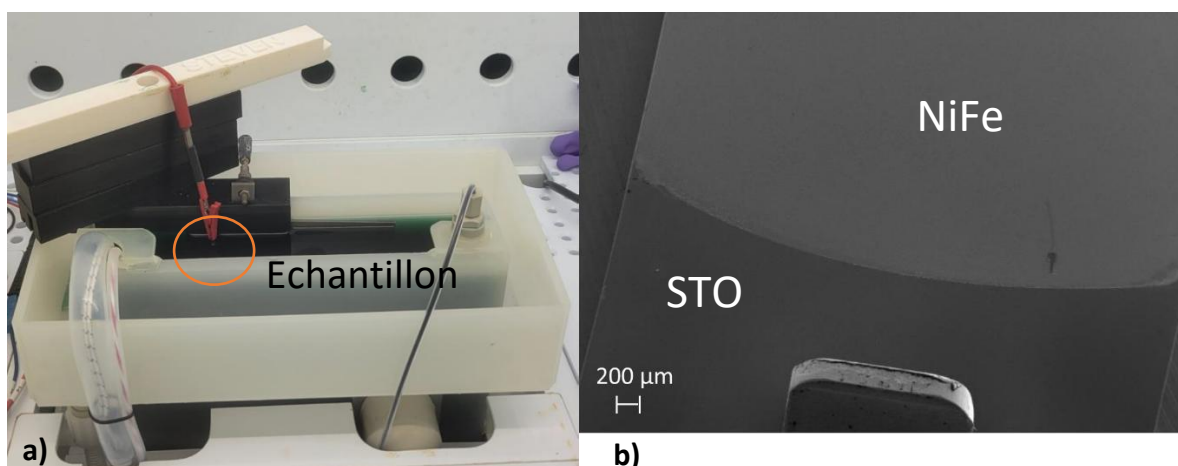


Figure 6-15 : a) Montage des premiers dépôts de FC par électrolyse sur des petits échantillons en utilisant une pince croco. b) Image MEB du dépôt où le substrat était tenu par une pince croco, on distingue la zone où le NiFe est présent du la zone sans croissance.

Un résumé de ces dépôts avec leurs résultats est présenté dans le Tableau 1. Pour évaluer la qualité du dépôt, il faut regarder l'apparence et la composition du NiFe déposé. La mesure de la composition des trois dépôts est faite par EDX. Pour le premier dépôt, la concentration varie entre $\text{Ni}_{75}\text{Fe}_{25}$ et $\text{Ni}_{70}\text{Fe}_{30}$ de manière non uniforme sur l'échantillon (Figure 6-16.a). Il n'y a pas eu de croissance de NiFe sur le second échantillon de par l'absence de trace de Ni et de Fe lors de l'analyse EDX (Figure 6-16.b). Ce qui est plus surprenant est l'absence de La et de Mn de l'analyse ; cela signifie que le bain a réagi avec le LSMO laissant le substrat de STO nu. Le troisième essai sur un substrat de NbSTO (Figure 6-16.c) donne de bons premiers résultats car la composition est uniforme mais pas de la bonne valeur : $\text{Ni}_{65}\text{Fe}_{35}$. Cette valeur pourra par la suite être ajustée en adaptant la densité de courant lors du dépôt électrolytique. Dans le cas de petits échantillons, il est dur d'estimer la surface exacte du dépôt. Les futurs échantillons seront déposés comme le premier échantillon de STO + seed layer, car même avec les résultats encourageant du NbSTO ce substrat reste très cher mais pourra être utilisé lorsque le dépôt sera plus stable.

	Dépôt	Composition	Commentaire
STO + Seed	Oui	75/25	Non homogène
STO + LSMO	Non	X	LSMO dissous
NbSTO	Oui	65/35	Homogène

Tableau 1: Tableau récapitulatif des trois types de dépôts

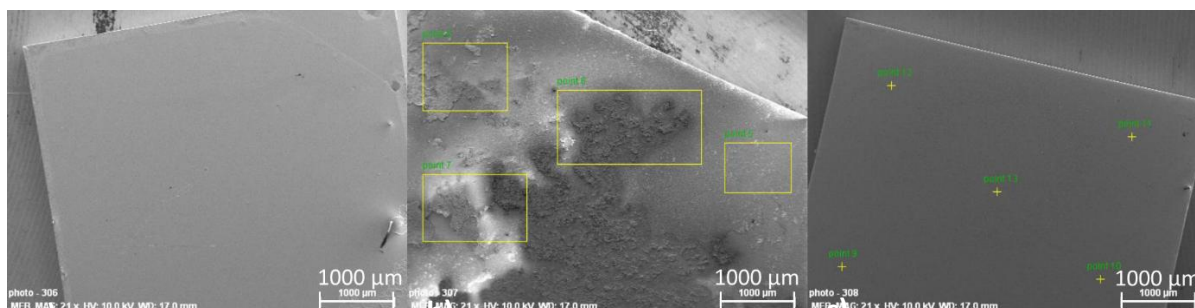


Figure 6-16 : Image MEB des trois précédents dépôts, a) STO + seed, b) STO + LSMO seul, c) NbSTO

Une autre solution a été testée pour prendre le contact sur l'échantillon, consistant à utiliser les portes échantillons adaptés aux wafers 4 pouces pour avoir un courant plus stable lors de la croissance. Pour ce faire, un wafer de Si oxydé sur 500 μm est utilisé. L'échantillon pour le dépôt est placé au centre comme dans la Figure 6-17 puis est relié aux bords du wafer pour prendre le contact électrique sur l'anneau du porte échantillon habituel, avec du scotch de cuivre et maintenir mécaniquement l'échantillon. Finalement le scotch est recouvert de kapton pour ne pas laisser de surface conductrice en contact avec le bain d'électrolyse pour éviter la croissance dans des zones indésirables. Le scotch de cuivre en bordure du wafer est laissé ouvert pour prendre le contact électrique avec le porte échantillon.

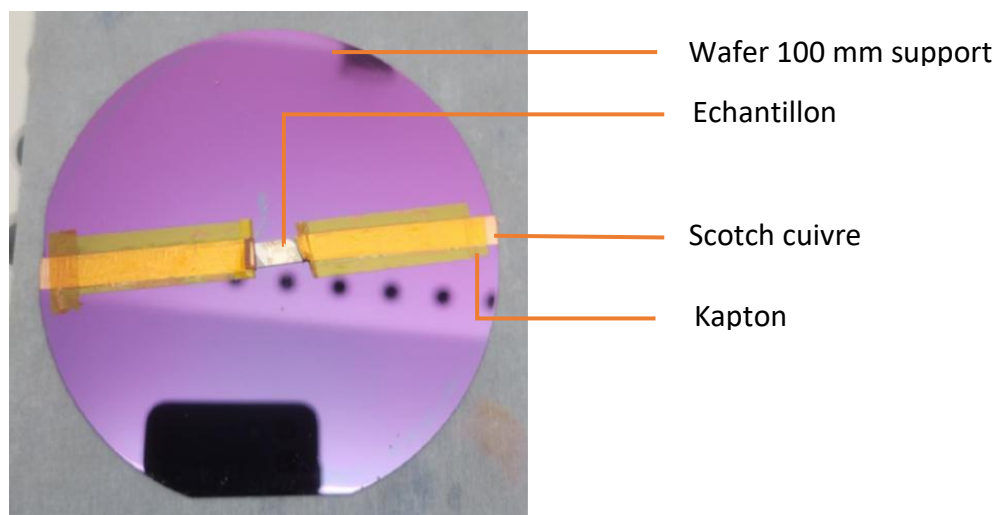


Figure 6-17 : Second montage pour dépôt des petits échantillons, le contact électrique se fait sur les bords du wafer avec le porte échantillon 100 mm. Le scotch de cuivre sert au contact électrique et au maintien mécanique de l'échantillon.

Pour conclure, le dépôt de concentrateurs de flux sur des petits échantillons est réalisable mais comporte son lot de contraintes, notamment lié au courant appliqué. Nous avons pu obtenir des dépôts de plusieurs μm mais pas de la bonne composition. Lors de la dernière venue de Tagi à Spintec, avec l'aide de Javier Rial Rodriguez, un dépôt de concentrateurs sur un capteur fonctionnel a été réalisé dont une image MEB est visible sur la Figure 6-18.a. Les concentrateurs sont espacés d'environ 300 μm ; le gain attendu est de l'ordre de 5. La mesure avant et après dépôt des FCs est présentée dans la Figure 6-18.b) où la courbe rouge correspond au capteur avant dépôt, avec une tension de polarisation de 5 V et la courbe noire correspond au même capteur après dépôt des FC, pour une tension de polarisation de 1,5 V. Comme pour les MTJs du projet MAROT, le signal présente une réponse symétrique en champ et la zone sensible se trouve à un champ non nul. On peut tout de suite voir que la sensibilité de la courbe noire est plus grande malgré la perte d'amplitude du signal et la plus faible tension de polarisation. Le gain mesuré de ces concentrateurs est de 4. On peut donc en conclure que le dépôt de FC pour amplifier le signal des capteurs AMR est possible et possède une grande marge de progression. En effet, les conditions de dépôts ne sont pas encore optimales et les concentrateurs sont très éloignés, un choix fait pour faciliter les premiers essais de fabrication. Ce travail est mené principalement par Tagi Tagiyev lors de sa thèse au laboratoire du GREYC à CEAN.

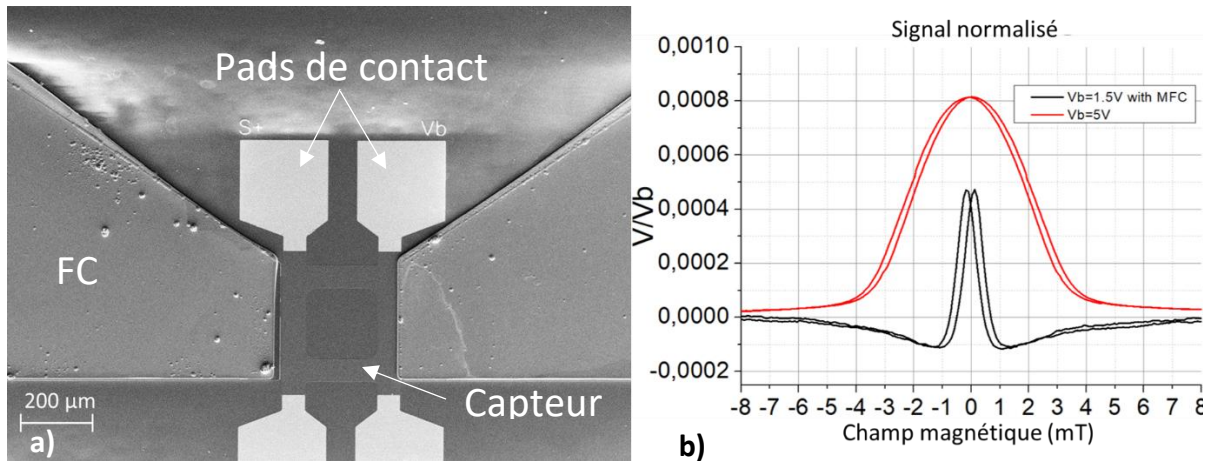


Figure 6-18: a) Image MEB du capteur AMR après la croissance des concentrateurs de flux, b) Mesure du capteur AMR avant et après dépôt des concentrateurs. Mesures et analyses faites Tagi Tagiyev

5) Conclusion concentrateurs de flux

Dans ce chapitre, l'influence des concentrateurs de flux sur la réponse magnétique a été présenté en utilisant des wafers issus des empilement Singulus et NIMS. Le design de concentrateur utilisé est le design jonction unique. Pour ces paramètres, le gain moyen sur la sensibilité est d'environ 440 avec des valeurs allant jusqu'à 800. Ils présentent une grande dispersion rendant les résultats peu reproductibles. Une des raisons de ce manque de reproductibilité se trouve dans le manque de stabilité dans le temps, le bain s'évapore et les câbles étant proches des produits acides ont tendance à s'user. La seconde partie de ce chapitre s'est concentrée sur la réalisation de simulations pour comprendre l'impact des différents paramètres géométriques des concentrateurs sur l'amplification du champ. Une fois leur impact proprement caractérisé, il est possible d'extraire les tendances dans le but de définir un capteur optimal. C'est à la suite de ces études que le design de capteur jonctions multiples est né, alliant augmentation du gain des concentrateurs et réduction du bruit des jonctions tunnel magnétiques. Le design jonctions multiples se trouve au cœur du chapitre 7. Finalement des études annexes sont aussi présentées avec ma participation au projet ADAGE du PEPR Spin, dans lequel le dépôt de concentrateurs sur des échantillons de faibles dimensions a été développé en collaboration avec le laboratoire GREYC de CAEN.

Chapitre 7

7. Optimisation du capteur

Après avoir étudié les jonctions tunnel lors du chapitre 5 et les concentrateurs de flux lors du chapitre 6, le but de ce chapitre est de combiner ce que nous avons appris et prédit afin d'améliorer les performances du capteur. La première partie de ce chapitre correspond à l'élaboration du modèle mathématique permettant de trouver la configuration optimale en fonction du nombre et de la surface des jonctions en fonctions de la taille de l'entrefer. La deuxième partie du chapitre se concentre sur la réalisation de nouveaux échantillons utilisant un nouveau design élaboré grâce aux résultats obtenus par le modèle d'optimisation. Pour finir, ces échantillons sont mesurés pour vérifier la précision du modèle.

1) Modèle d'optimisation

Nous venons, dans le chapitre 6 de caractériser par simulation tous les paramètres géométriques et matériaux des concentrateurs de flux. Nous allons maintenant utiliser ces résultats pour trouver le design optimal du capteur, pour lequel notre objectif principal est l'amélioration de la détectivité, rapport du bruit sur la sensibilité qui est explicité ci-dessous. Pour réduire le bruit, il faut augmenter le volume magnétique. Augmenter le volume induit une perte de gain des concentrateurs. Il convient donc de trouver un optimum entre réduction du bruit et perte de gain.

a) Description du modèle

Nous commençons par définir les paramètres utilisés, ainsi que les paramètres initiaux pour lesquels nous avons déjà un point de mesure, un schéma avec les différents paramètres est visible sur la Figure 6-7 :

- G le gain dans l'entrefer des FCs et G_0 le gain normalisé expérimental ($G_0=400$)
- w la largeur de l'entrefer et w_0 la largeur initiale ($w_0 = 10\mu\text{m}$)
- L la longueur de l'entrefer et L_0 la longueur initiale de l'entrefer ($L_0 = 30\mu\text{m}$)
- a l'espace inter jonction ($a = 1,5\mu\text{m}$), il s'agit d'une limite lié à la résolution de la lithographie.
- b l'espace entre les jonctions et les concentrateurs ($b = 3\mu\text{m}$), il s'agit d'une limite lié à la résolution de la lithographie.
- d le diamètre des jonctions.
- N le nombre de jonctions dans l'entrefer.

Comme montré dans le chapitre 6, la dépendance du gain en fonction de la largeur est de la forme $1/w$. L'impact de la longueur et de la largeur de l'entrefer sur le gain peut être découplées car si l'on normalise par la largeur les courbes de la variation du gain en fonction de la longueur, les courbes se superposent. Le gain en fonction de la longueur (L) et de la largeur (w) peut être approché comme une fonction linéaire décroissante de la longueur.

$$G(L, w) = G_0(L) \frac{w_0}{w} = \frac{400}{325} (326 - 0,182 * L) \frac{w_0}{w} \quad (34)$$

Avec $G_0(L) = -0.182 * L + 326$ le gain en fonction de la longueur L . Le gain est normalisé par 400 pour se rapprocher des valeurs expérimentales.

Rappelons que le bruit d'origine magnétique d'une jonction tunnel peut être exprimé :

$$S_v = \frac{\alpha_H V_0^2}{A f} \quad (35)$$

Avec S_v la densité spectrale en $[V^2/Hz]$, α_H le facteur de Hooge en $[\mu m^2]$, V_0 la tension de polarisation de la jonction en $[V]$, f la fréquence en $[Hz]$ et A l'aire totale en $[\mu m^2]$ du matériau magnétique à considérer. Cette dernière peut aussi être exprimée en fonction du nombre de jonctions N et de leur diamètre d :

$$A = N \frac{\pi d^2}{4} \quad (36)$$

N peut à son tour être exprimé en prenant en compte la longueur disponible dans l'entrefer (L), l'espacement inter jonction « a », et le diamètre des jonctions « d » :

$$N = E \left(\frac{L + a}{d + a} \right) \quad (37)$$

Où E signifie que l'on prend la partie entière.

La sensibilité d'une jonction en $[V/T]$ est donnée par :

$$Sens = \frac{1}{R} \frac{\Delta R}{\Delta(\mu_0 H)} V_0 \quad (38)$$

Avec R la résistance en $[\Omega]$ et $\mu_0 H$ le champ en $[T]$. Dans la littérature, on trouve souvent la sensibilité s sous la forme $[/math>%/mT]. La conversion entre %/mT en V/T fait apparaître un facteur 10 devant la sensibilité d'où le « 10s » apparaissant dans la formule ci-dessous.$

Finalement la détectivité d'une jonction s'exprime comme :

$$D = \frac{\sqrt{S_v}}{Sens} = \frac{\sqrt{\alpha_H}}{10s} \frac{2}{\sqrt{\pi f w_0}} \frac{w}{d G_0(L) \sqrt{N}} \quad (39)$$

En séparant les termes fixes et variables on obtient :

$$D = \frac{\sqrt{\alpha_H}}{10s} \frac{2}{\sqrt{\pi f w_0}} * \frac{(d + 2b)}{d G_0(L) \sqrt{E \left(\frac{L + a}{d + a} \right)}} \quad (40)$$

Le premier terme de la multiplication de l'équation (40) est fixe et dépend du ratio $\sqrt{\alpha_H}/10s$. Comme la sensibilité et le niveau de bruit sont liés (une jonction plus sensible étant également plus bruyante [44]), ce ratio atteste de la qualité de la jonction. La seconde partie dépend des différents paramètres pouvant varier, comme le gain en fonction de la longueur et le diamètre des jonctions pour ne citer qu'eux. En fixant l'espace inter jonction $a = 1,5 \mu m$ et l'espace $b = 3 \mu m$ entre les jonctions du bord et les concentrateurs, contraints par les limites de la

fabrication, nous pouvons calculer le diamètre d des jonctions et la longueur L de l'entrefer permettant d'obtenir une détectivité minimale.

b) Hypothèses et données non utilisées

Plusieurs hypothèses sont nécessaires pour pouvoir utiliser la formule (40). Premièrement, le choix de fixer le gain expérimental à 400 est motivé par nos résultats publiés précédemment [27]. Deuxièmement, dans la formule de la détectivité apparaît le facteur $\frac{\sqrt{\alpha_H}}{10s}$, qui atteste de la qualité des jonctions. Dans la littérature on peut trouver des valeurs pour ce facteur aux alentours de $1 \cdot 10^{-6}$ [T.μm] [28], [56]. Pour l'établissement du modèle, nous utilisons ici une valeur de $2 \cdot 10^{-6}$ car nous avons accès aux empilements NIMS, nous faisons le choix d'utiliser une valeur plus basse pour tenir compte des différences entre les deux procédés de fabrications et des différences de design entre les deux capteurs. Enfin, Il faut également noter que ce modèle prend en compte la variation du gain des FCs en fonction de la largeur et de la longueur de l'entrefer seulement. L'augmentation de l'épaisseur, de la largeur, de l'angle du biseau et la perméabilité relative ne sont pas prises en compte dans le calcul. Ces améliorations du gain peuvent être ajoutées ensuite car il s'agit de paramètres extérieurs à l'entrefer qui n'amène pas ou très peu de contreparties.

c) Résultats et discussions

Nous choisissons une fréquence de référence à 10Hz et utilisons l'équation (40) pour trouver un minimum de détectivité en fonction de la longueur de l'entrefer et ceci pour différents diamètres de jonctions. La Figure 7-1 montre les résultats obtenus en faisant varier le diamètre de 1 μm pour plus de clarté. En faisant varier le diamètre par pas de 0,1 μm, nous trouvons une détectivité minimale pour 63 jonctions de 8,2 μm de diamètre, et une longueur d'entrefer $L = 610 \mu m$. La détectivité dans ces conditions est de $D_{10Hz} = 58 pT/\sqrt{Hz}$. Cela signifie que dans les conditions présentées précédemment et sans prendre en compte les améliorations de volume et matériaux des FCs, il s'agit de la meilleure détectivité que l'on peut obtenir avec ce design. Pour servir de comparaison, nous avons obtenus une détectivité à 10 Hz $D_{10Hz} = 144 pT/\sqrt{Hz}$ avec un empilement NIMS et le design jonction unique (sans les améliorations présentées juste au-dessus). On peut donc dire que le gain d'un nouveau design basé sur l'optimisation du nombre de jonction de l'entrefer ferait gagner un facteur 2,5 sur la détectivité en comparaison avec nos précédents résultats.

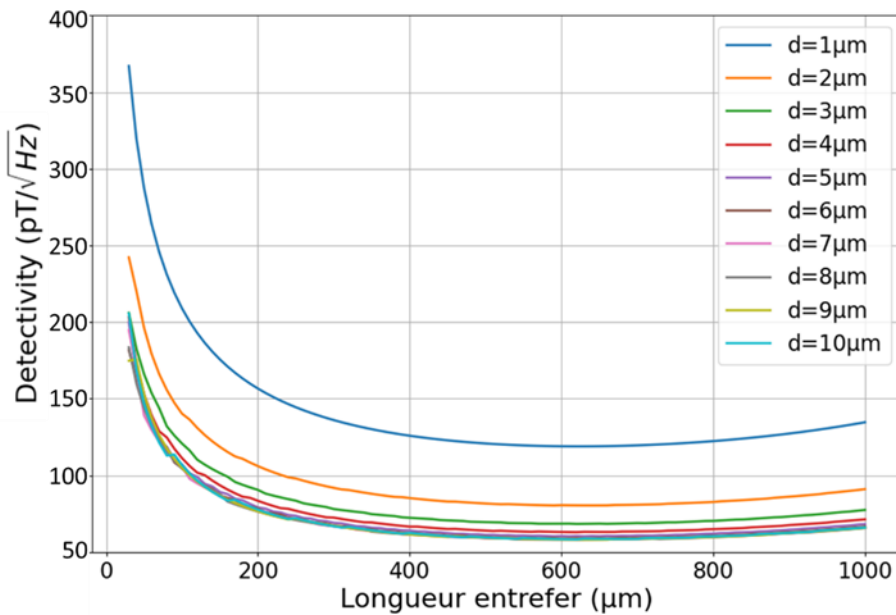


Figure 7-1 : Détectivité en fonction de la longueur de l'entrefer et pour des jonctions de différents diamètres.

Il s'agit donc de la valeur de détectivité que l'on peut obtenir en ne changeant que les paramètres liés à l'entrefer (nombre de jonctions, longueur et largeur).

La réalisation de ce nouveau design nécessite de repenser tous les masques de lithographies, en particulier au niveau des jonctions. Si nous mettons les 63 jonctions en parallèle (sur la même ligne) la résistance du capteur sera divisée par 63 et la sensibilité diminuerait dramatiquement. Pour pallier à ce problème, nous pouvons réaliser un montage « Série/parallèle » nous permettant de contrôler la résistance du dispositif. En utilisant une valeur du produit $R.A$ de $5 \text{ k}\Omega \cdot \mu\text{m}^2$, nous pouvons par exemple obtenir une résistance globale de 121Ω en faisant un montage avec 9 groupes en série de 7 jonctions en parallèle. Cette configuration est présentée dans la Figure 7-2, dans la laquelle on peut voir que si le courant entre par l'électrode supérieure, il passe bien par toutes les jonctions en alternant puis sort par l'électrode inférieure. La réalisation de ce montage nécessite d'agrandir la longueur de l'entrefer à $620 \mu\text{m}$. La différence de détectivité qui en découle est minime ($\approx 1\%$).

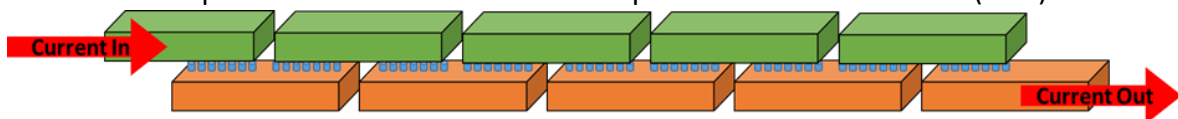


Figure 7-2 : Montage série/parallèle de 9×7 MTJs (en bleu), en vert l'électrode supérieure et l'électrode inférieure en orange.

Pour améliorer la stabilité du procédé de fabrication, nous décalons l'optimal en choisissant d'utiliser des capteurs possédant 64 jonctions répartis en 8 groupes de 8 jonctions. Cela permet d'enlever certaines étapes de fabrications, le rendant plus reproductible. Ce design, nommé « jonctions multiples » est présenté plus en détails lors du chapitre 4. Dans la suite de ce chapitre, les résultats obtenus avec le design optimisé « jonctions multiples » sont présentés, le rendement, la sensibilité, le bruit et la détectivité est mesuré avant et après dépôt des concentrateurs de flux.

2) Réalisation du design jonctions multiples

Pour atteindre les performances calculées précédemment il faut changer le design du capteur. Cela inclut de refaire tous les masques de lithographie car le design jonction unique avait pour but d'étudier les différences de sensibilité entre les différentes formes de jonctions et n'est donc pas un design optimisé. Cette partie retrace la création du design jonctions multiples ainsi que les choix pris pour optimiser la fabrication. Pour rappel, le design jonction unique contient cinq masques de lithographies : le niveau jonction, le niveau électrode inférieure, le niveau via, le niveau contact/électrode supérieure et le niveau FC.

Le design jonction multiples doit contenir plusieurs jonctions sur la même ligne, pour contrôler la résistance totale, on utilise un montage dit série/parallèle où les jonctions sont regroupées en X groupes de Y jonctions comme sur le schéma de la Figure 7-2. Le montage optimal calculé par le modèle est de 63 jonctions donc 9 groupes de 7 jonctions. Pour des jonctions de $8,2 \mu\text{m}$ cela correspond à une résistance totale d'environ 121Ω pour un R.A de $5000 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$. Pour réaliser ce montage il faut amener le courant par l'électrode supérieure et le récupérer par l'électrode inférieure. Cela nécessite de faire une via pour récupérer le contact avec l'électrode inférieure. Cependant, si l'on choisit de faire 64 jonctions réparties en 8 groupes de 8 jonctions, le courant peut être amené par l'électrode supérieure et aussi récupéré par l'électrode supérieure en sortie comme présenté sur la Figure 7-3. La perte de performances attendue entre 63 et 64 jonctions est minimale ($<0.1\%$) mais en retirant l'étape des vias nous gagnons en temps et en stabilité du procédé de fabrication.

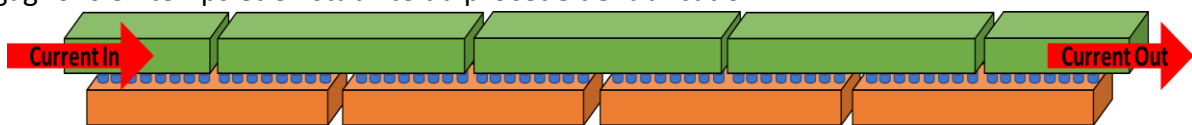


Figure 7-3 : Montage 8*8 du design jonction multiples, le courant entre et sort par l'électrode supérieure, facilitant la fabrication.

L'entrefer de ce nouveau design possède les dimensions suivantes, l'espace inter jonction est de $1,5 \mu\text{m}$, l'espace entre la seed layer et les jonctions est de $3 \mu\text{m}$ et l'espace entre les électrodes est de $2 \mu\text{m}$. Ces distances ont été choisies compte tenu des limites de résolution de la lithographie UV profond. Pour faciliter le dépôt des concentrateurs, la seed-layer est légèrement plus grande que les concentrateurs. Finalement, en plus des capteurs 8*8, des capteurs 4*4, 8*7 et 10*10 sont aussi ajoutés au masque de lithographie. Ces designs supposés sous-optimal servent à confirmer la véracité du modèle et la courbe de la Figure 7-1. Pour éviter tout problèmes liés à l'emplacement sur le wafer, les différents capteurs sont positionnés aléatoirement sur le wafer sans avoir deux fois le même capteur côte à côte, le positionnement des puces est visible sur la Figure 7-4. Les zones noires dans cette figure représentent les zones test, il s'agit de zone regroupant les croix d'alignement pour les étapes de lithographies et des capteurs de type 2*1 pour tester la résistance d'une jonction unique.

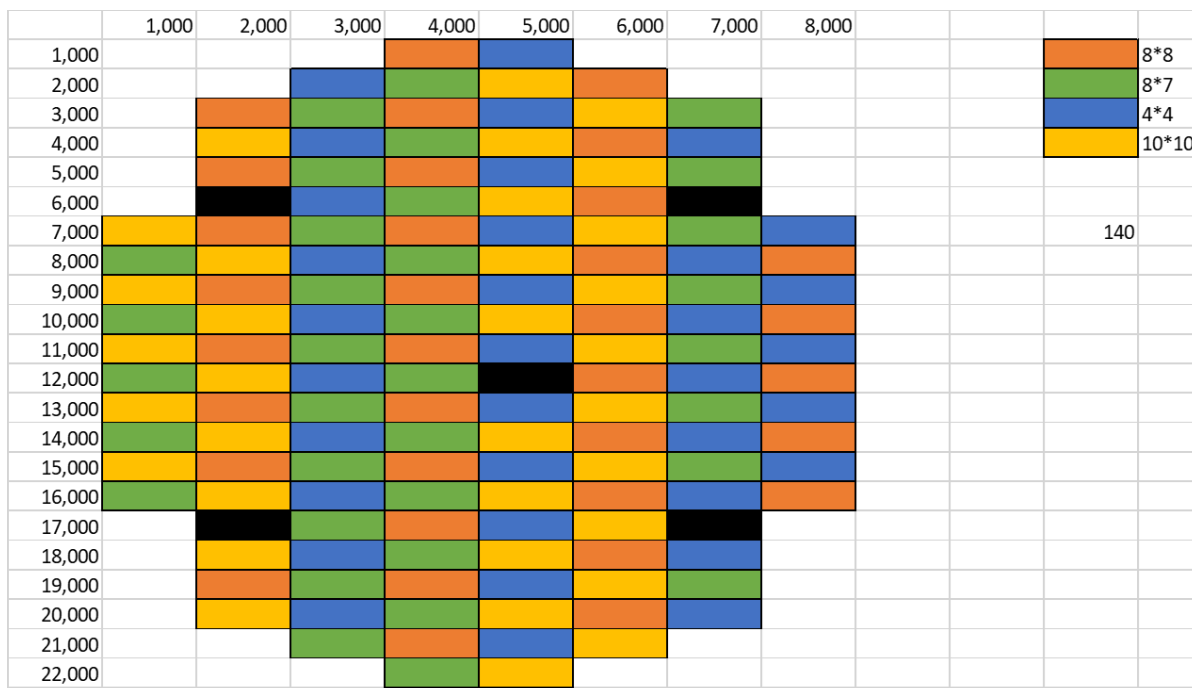


Figure 7-4 : Positionnement des différents types de capteurs à l'échelle du wafer, il n'y a pas deux capteurs similaires à côté.

Pour finir cette partie, la Figure 7-5 représente le design jonctions multiples complet, la résistance des jonctions peut être lue entre les deux contacts a), les deux contacts b) et en croisé. Cela peut permettre de réaliser une mesure 4 pointes où la résistance des pads n'intervient plus.

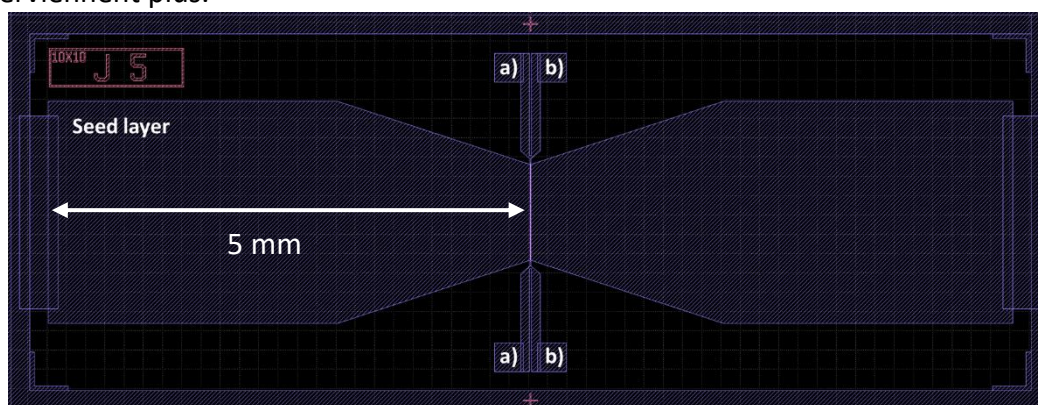


Figure 7-5 : Fichier GDS du design jonctions multiples avec la longueur des concentrateurs, la lecture de la résistance ce fait de haut en bas.

Il faut maintenant réaliser le procédé de fabrication sur de vrai échantillon pour pouvoir vérifier l'efficacité du nouveau design. Le but étant de maximiser les performances, les tests ont été fait avec des empilements NIMS car ils présentent actuellement de meilleures performances que les empilements Singulus.

3) Résultats

a) Fabrication des premiers échantillons

Deux échantillons utilisant l'empilement NIMS ont été fabriqués avec le design jonctions multiples, cette partie présente quelques étapes de fabrication. Les méthodes et les équipements employés sont les mêmes que ceux évoqués dans le chapitre 4, seule l'étape de via est différente car elle n'est plus nécessaire pour ce design. Quelques précautions sont à prendre, comme à l'étape de définition des piliers où l'on veut que l'espacement inter jonction et inter électrodes soit respecté. Sur la Figure 7-6.a), on peut voir que l'espacement entre les groupes de MTJs est bien défini mais les jonctions semblent proches. Dans les faits si les jonctions se touchent cela ne devrait pas être rédhibitoire mais pourrait ajouter une légère anisotropie de forme et augmenter leur surface. On peut voir cependant sur la Figure 7-6.b) que les jonctions sont bien circulaires et ne se touchent pas. En observant les jonctions par MEB, on voit qu'elles sont plus grandes ($9\text{ }\mu\text{m}$ contre les $8,2\text{ }\mu\text{m}$ prévus), il faudra en tenir compte lors du calcul de facteur de Hooge.

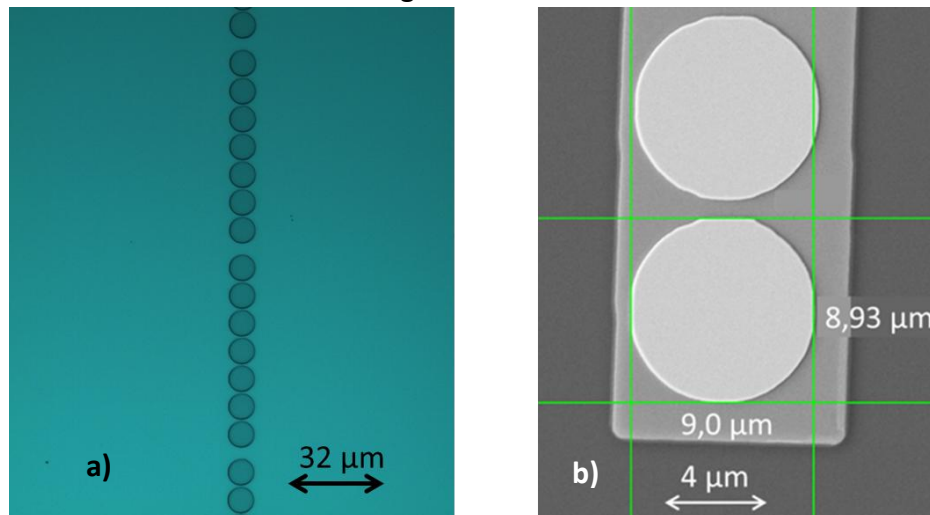


Figure 7-6 : Fabrication du nouveau design après l'étape, a) du masque dur de Cr (microscope optique), b) gravure des MTJs et de l'électrode inférieure (microscope électronique)

On peut voir sur la Figure 7-7.a le capteur fini (avant dépôt des FCs) ainsi qu'un zoom sur l'entrefer. On voit sur ce dernier l'alternance des électrodes supérieures et inférieures.

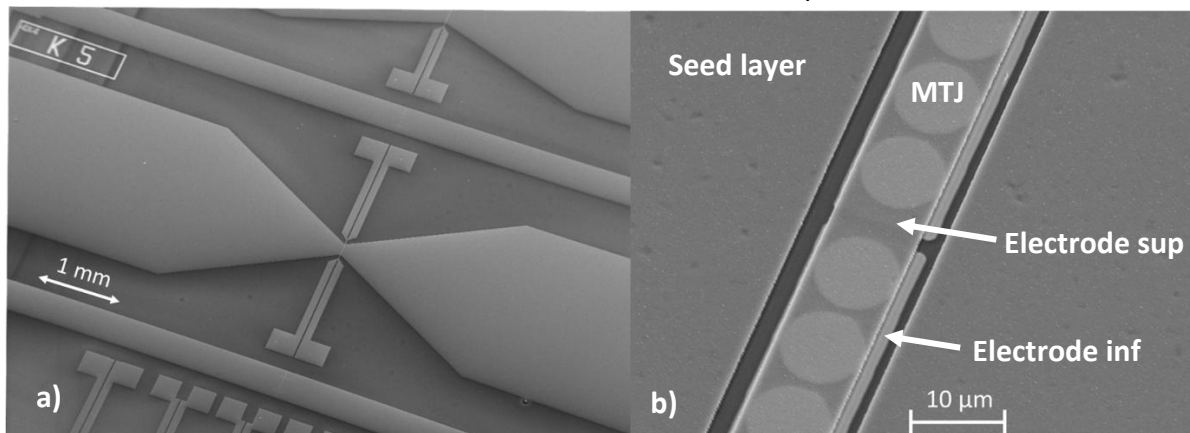


Figure 7-7 : a) Photo prise par un MEB du capteur entier après fabrication du design jonctions multiples, b) zoom sur l'entrefer.

Une fois le procédé de fabrication des jonctions fini, on peut mesurer la magnétorésistance des jonctions et ainsi calculer le rendement. Pour les deux fabrications utilisant l'empilement NIMS, le rendement était de 97% et de 98,5% respectivement. On peut en conclure que le procédé de fabrication des jonctions est fiable et reproductible.

b) Caractérisations $R(H)$

Une fois la fabrication des jonctions terminée, nous commençons par extraire la TMR et la résistance maximum par puce comme présenté sur la Figure 7-8. Cela donne des indications sur le dépôt de l'empilement car on peut voir que les puces au centre du wafer sont plus résistives que sur les bords, indiquant une différence d'épaisseur de la barrière tunnel en le centre et le bord du wafer. Cela est attendu car les dépôts réalisés au NIMS sont homogènes pour des tailles d'échantillons allant jusqu'à 50 mm du fait de la taille des cibles et de l'équipement.

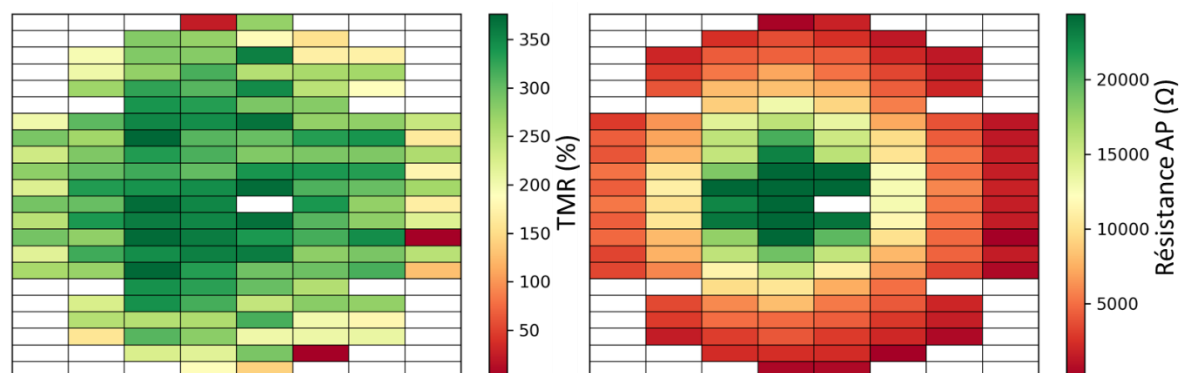


Figure 7-8 : Dispersion de la TMR et de la résistance maximale à l'échelle du wafer (chaque rectangle correspond à un capteur), on voit un effet bord/centre marquant la différence d'uniformité du dépôt

Il est possible de mesurer la réponse magnétique de celles-ci. La Figure 7-9 regroupe différentes mesures de magnétorésistance en fonction des différents groupes de capteur (4*4 ; 8*7 ; 8*8 et 10*10). La sensibilité est calculée à partir de la courbe verte correspondant à l'axe difficile de la jonction. Les sensibilités des jonctions présentées sont : a) = 12,5 %/mT, b) = 12,85 %/mT, c) = 10,6 %/mT, d) = 9,75 %/mT. L'analyse de toutes les jonctions fonctionnelles est regroupée dans le Tableau 2. A partir de ces résultats, on peut remarquer que les capteurs ayant le moins de jonctions par groupe ont une sensibilité supérieure en moyenne. Cela semble être lié à la taille de l'électrode inférieure, dans ces empilement la couche libre n'est pas gravé, on peut donc facilement imaginer la création d'une anisotropie de forme effective lié aux différentes tailles de couche libre/électrodes inférieurs (équivalentes dans ce cas). Les groupes 4*4, 8*7, 8*8 et 10*10 ont une longueur d'électrode inférieure respectivement de 40,3 μm , 69,4 μm , 79,1 μm et 97,6 μm (valeur par électrodes). Les groupes 10*10 ont donc une électrode inférieure avec un rapport d'aspect dans le plan plus grand que les 4*4 car la largeur des électrodes est la même pour tous les groupes (10,2 μm). Le type de capteur 2*1 est présent pour servir de contrôle car il n'y aura pas de FCs déposé pour ces capteurs.

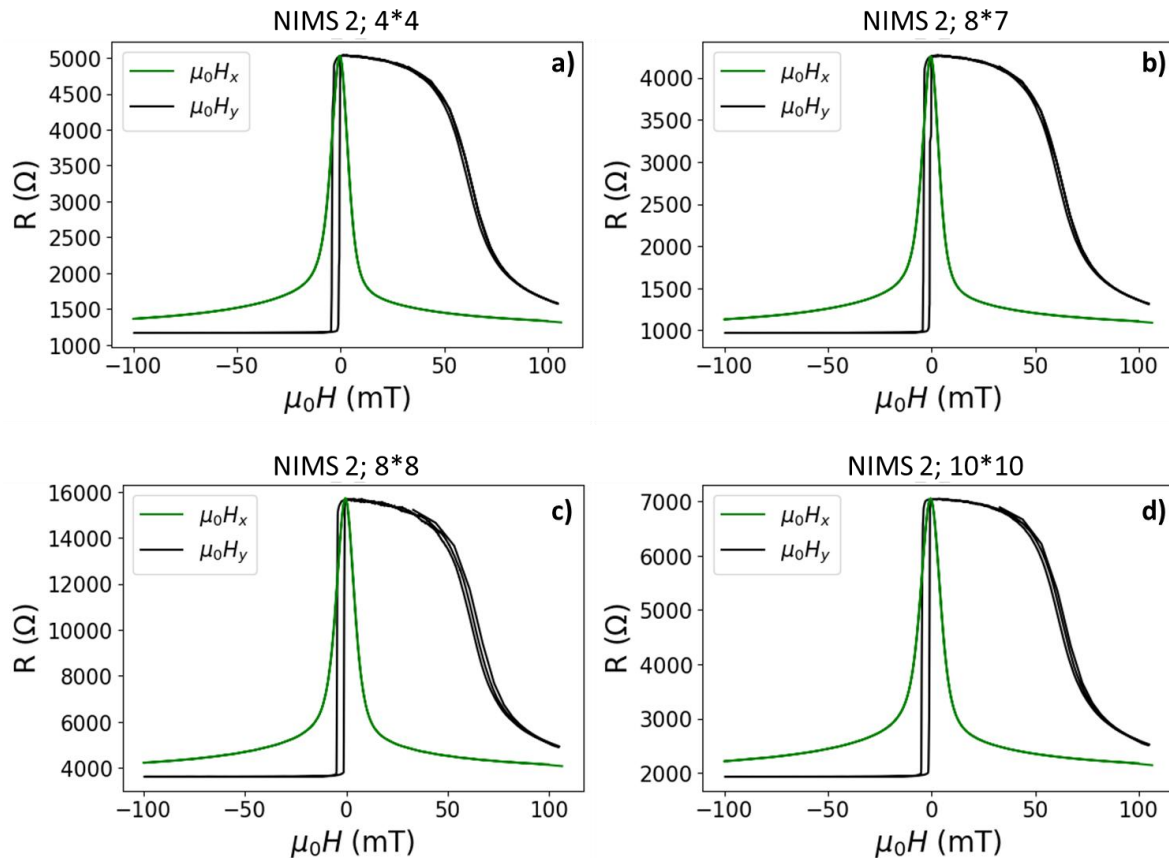


Figure 7-9 : Présentation d'une mesure de magnétorésistance pour chacun des quatre types de capteurs présents dans le design jonctions multiples

Type de jonctions	2*1	4*4	8*7	8*8	10*10
NIMS_2					
Nombre de puces	20	33	32	32	31
Longueur couche libre (μm)	11,2	40,3	69,4	79,1	97,6
Sensibilité moyenne (%/mT)	15,238	8,894	7,589	7,360	6,652
Ecart type (%/mT)	2,011	1,071	1,638	1,195	1,349
NIMS_3					
Nombre de puces	20	33	34	31	32
Longueur couche libre (μm)	11,2	40,3	69,4	79,1	97,6
Sensibilité moyenne (%/mT)	15	12,063	11,088	10,628	9,965
Ecart type (%/mT)	1,2	0,957	1,021	1,399	1,082

Tableau 2 : Regroupement des valeurs de sensibilités moyennes par type de capteur pour les deux fabrications utilisant le design jonctions multiples et l'empilement NIMS

La Figure 7-10 présente l'évolution de la sensibilité en fonction de la longueur de l'électrode inférieure (lié au nombre de MTJs par type de capteurs) pour les deux plaques fabriquées avec l'empilement NIMS et le design jonctions multiples. On peut voir sur cette figure que la sensibilité des jonctions issues des deux plaques suit une tendance similaire, renforçant l'idée que la taille de l'électrode inférieure impacte la sensibilité via la création d'une anisotropie de forme effective. Pour confirmer cet effet, nous avons prévu de réaliser une nouvelle fabrication avec le même empilement mais en gravant toute la couche libre.

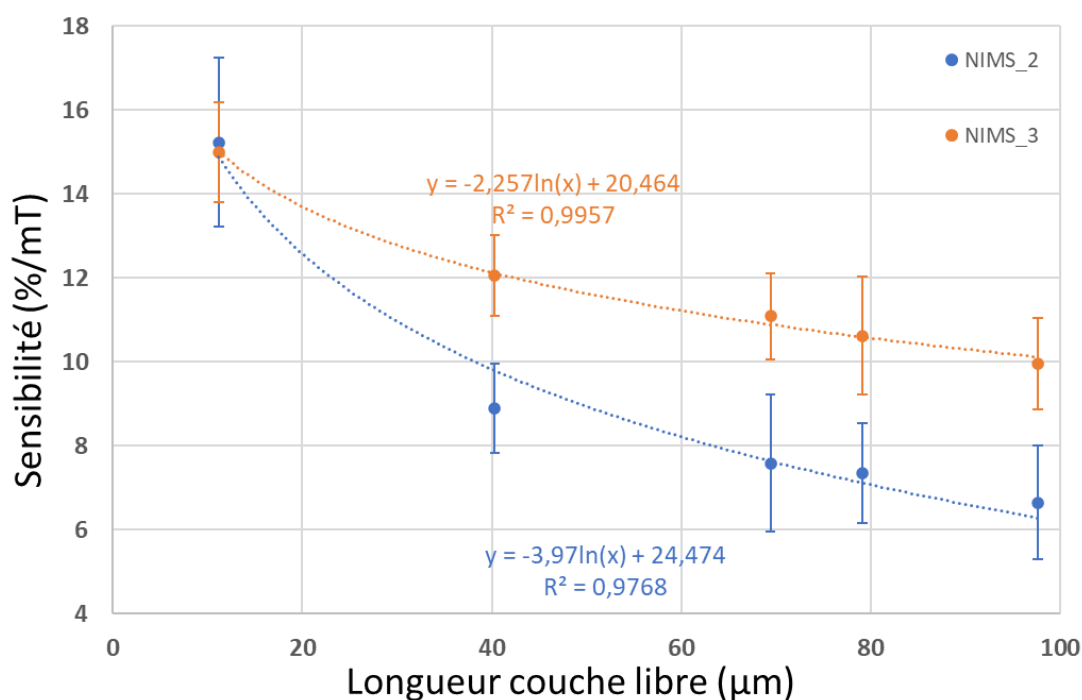


Figure 7-10 : Mesure de l'impact de la longueur de la couche libre sur la sensibilité

Une fois les jonctions proprement caractérisées, on peut procéder au dépôt des concentrateurs de flux. Le dépôt des FCs sur la plaque NIMS_2 n'ayant pas proprement fonctionné (les FCs n'ont pas accroché), les valeurs suivantes proviennent toutes de la plaque NIMS_3 (les deux ont le même empilement). On peut voir une image MEB sur la Figure 7-11, montrant que le dépôt s'est bien passé.

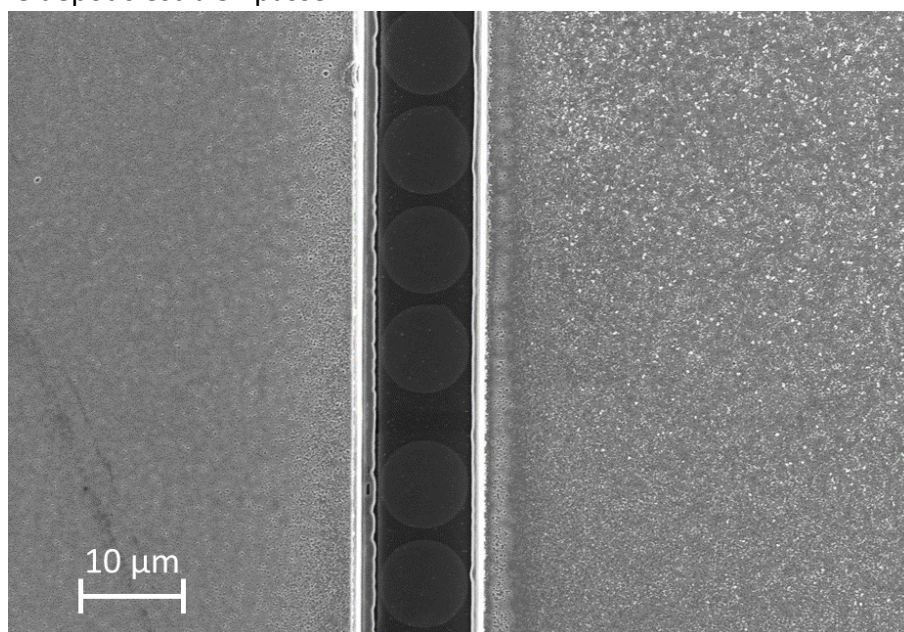


Figure 7-11 : Photo prise par imagerie électronique de l'entrefer après électrolyse des concentrateurs de flux sur NIMS 3

Il faut donc maintenant procéder à la mesure $R(H)$ pour obtenir la sensibilité définitive après dépôt des FCs du capteur et ainsi, pouvoir calculer le gain des concentrateurs. Les concentrateurs de flux amplifient fortement le champ vu par la jonction, nous sommes donc proches des limites de mesures de notre instrument de test. Les courbes ne sont moyennées

que sur deux points comme dans la Figure 7-12 où la mesure brute correspond à la courbe verte, la courbe en pointillé rouge correspond aux valeurs moyennées et la courbe bleue est la sensibilité calculée à partir de la courbe moyennée.

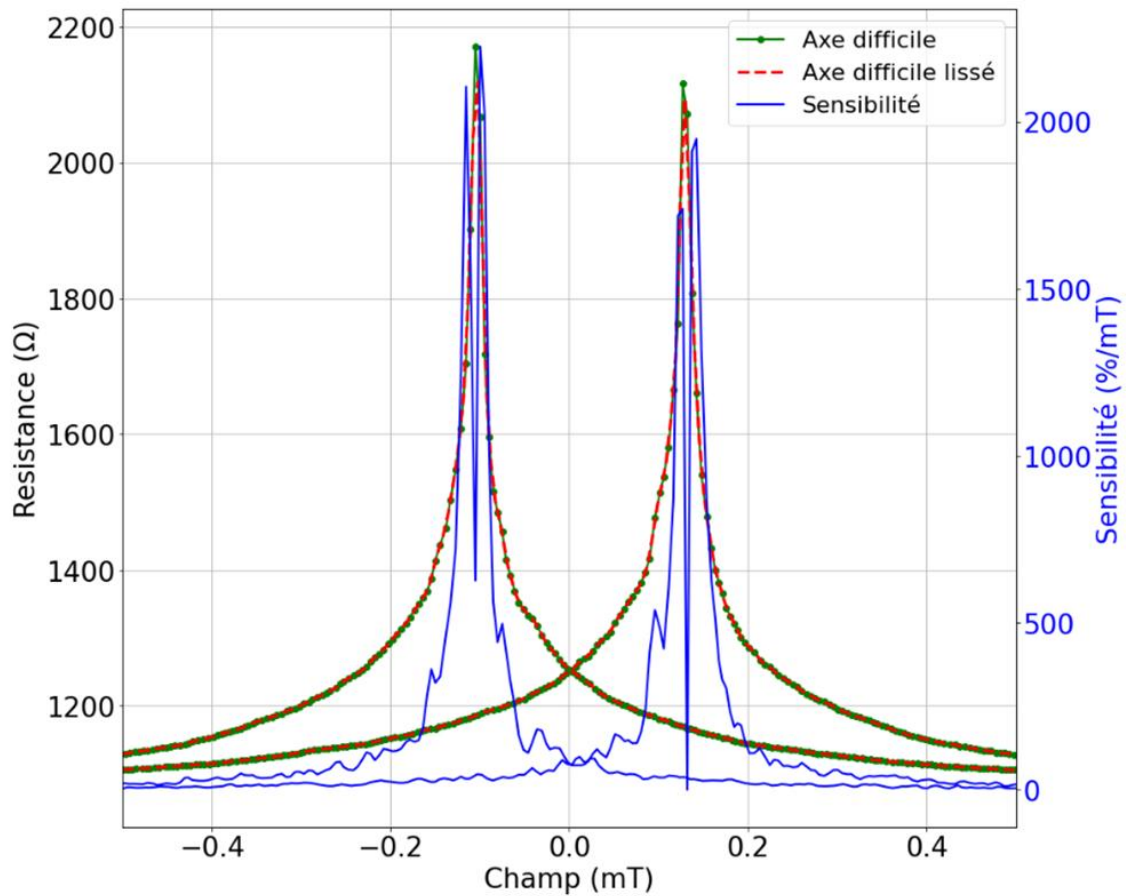


Figure 7-12 : Mesure de résistance dans l'axe difficile après dépôt des concentrateurs de flux, la sensibilité est calculé à partir de la courbe rouge (courbe moyenné)

La sensibilité maximum de ce capteur de type 4*4 après dépôt des concentrateurs de flux est d'environ 2075 %/mT pour un champ de 0,14 mT et une tension de 100 mV, cela représente un gain de 166. Cependant comme évoqué précédemment, le gain des concentrateurs varie en fonction du dépôt, la dispersion de ce gain est visible sur la Figure 7-13 où les valeurs de gain (un point par puce) ont été regroupés par type de capteur. Dans le design jonctions multiples, le nombre de jonctions varie ce qui induit une longueur d'entrefer différente pour chaque capteur. On a vu dans le chapitre 6 que la longueur de l'entrefer influence le gain des FCs, il est possible de voir cette tendance sur la Figure 7-14 où le gain des concentrateurs expérimental en fonction de la longueur de l'entrefer est présenté avec la moyenne effective mais il est difficile d'en être certain à cause de la dispersion.

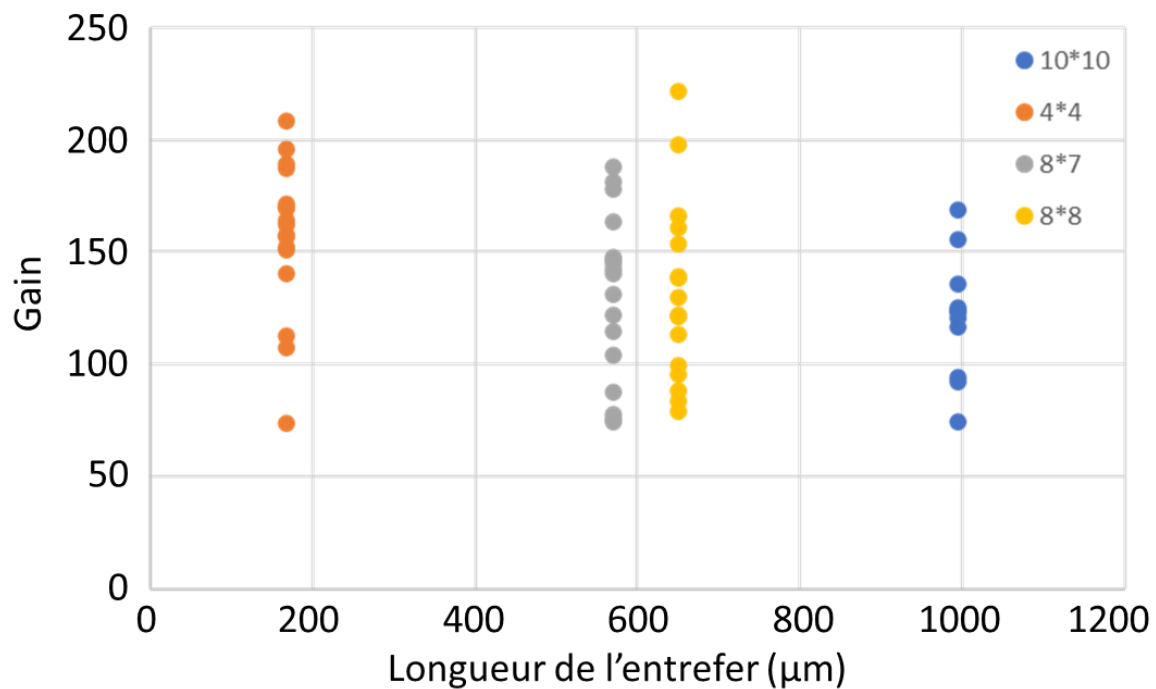


Figure 7-13 : Regroupement des valeurs de gain des concentrateurs en fonction des différents types de capteur (un point correspond à un capteur)

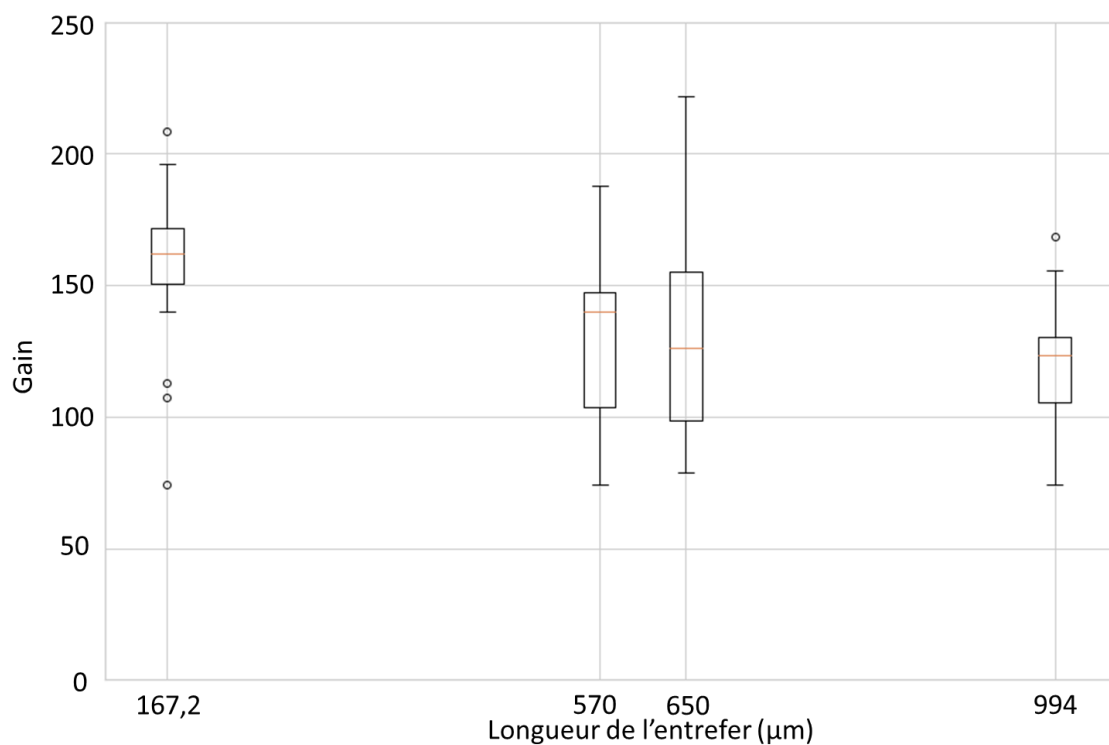


Figure 7-14 : Représentation de la dispersion des valeurs de gain des FCs

Pour obtenir la détectivité et donc les performances du capteur, il faut maintenant mesurer le bruit.

c) Caractérisation bruit

Une fois la sensibilité mesurée pour toutes les puces du wafer, il est découpé pour faciliter les mesures de bruits. Nous nous attendons à mesurer des valeurs de bruit plus faibles pour les groupes possédant le plus de jonctions car le bruit dépend de l'aire totale des jonctions. Ces résultats étant récents, je ne vais présenter qu'une mesure car la caractérisation du wafer est toujours en cours au moment de l'écriture de ce chapitre. Une mesure de bruit est visible sur la Figure 7-15. La puce choisie pour cette mesure est la même puce que présentée dans la Figure 7-12. Le champ est fixé à 0,15 mT ce qui est proche de la zone la plus sensible.

- Type 4*4, champ = 0,15 mT, le bruit à 10 Hz est de $60 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$.

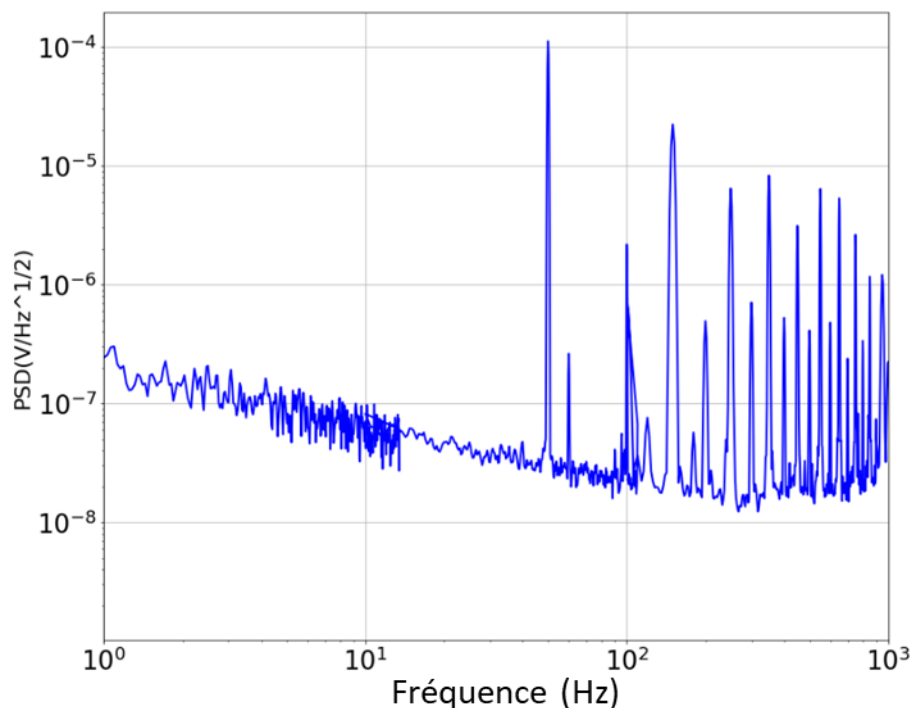


Figure 7-15 : Mesure de bruit d'un capteur de type 4*4, on observe la courbe en $1/f$ à basse fréquence, mesuré par Lucia Risoli

Les applications du capteur MAROT se trouvant dans les faibles gammes de fréquences, nous ne sommes pas impactés par les perturbations de notre banc de mesure au-delà de 100 Hz. Nous sommes en train cependant d'essayer d'améliorer notre banc de mesure pour permettre des mesures plus fiables et moins sensibles aux perturbations environnantes même en dehors des fréquences pertinentes pour le projet MAROT.

d) Défectivité

Pour finir ce chapitre et finir la caractérisation du nouveau design, la défectivité est la valeur la plus importante pour le capteur. Elle englobe les améliorations du côté du bruit (augmentation du nombre et de la surface des jonctions), la sensibilité des jonctions (lié à l'empilement magnétique) et le gain des concentrateurs de flux. Comme pour les deux parties précédentes, je me base sur les mesures d'une puce par manque de temps. Il a été récemment

montré que les mesures de bruits ne sont pas parfaitement fiables, la sensibilité du capteur étant très grande, il est difficile de se mettre au maximum de sensibilité

- Type 4*4, sensibilité $\max_{\text{sans FC}} = 12,5 \text{ \%/mT}$; sensibilité $\max_{\text{avec FC}} = 2075 \text{ \%/mT}$; Gain des concentrateurs = 166, champ = 0,15 mT ; sensibilité $\text{avec FC ; } 0,15 \text{ mT} = 1200 \text{ \%/mT}$ bruit à 10 Hz = $60 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$, $\alpha_H = 6,34 \cdot 10^{-9} \text{ } \mu\text{m}^2$, **délectivité**_{10 Hz} = **50 pT**/ $\sqrt{\text{Hz}}$.

Cette valeur est très encourageante mais nécessite d'être critique, premièrement, le champ étant fortement amplifié par les FCs, on arrive proche de la limite de précision de l'instrument de mesure pour les courbes R(H) ce qui impact la fiabilité de la valeur de sensibilité. Si on regarde la Figure 7-12, on peut voir qu'il n'y a que quelques points de mesures dans le pic de résistance. Cela rend difficile de moyenner la courbe, en comparaison, les valeurs de sensibilités sans FCs sont issues d'une moyenne glissante sur 20 points contre 2 points ici. Dans un second temps, les mesures de bruits ont été réalisées en même temps que la fin de ce manuscrit de thèse et manquent de fiabilité de par les questions sur la qualité du banc de mesure et le manque de mesures sur les différentes puces. Il semble aussi que le champ nécessaire pour atteindre la sensibilité maximum change un peu entre deux mesures, cela signifie que la valeur de bruit annoncé peut ne pas être dans la zone sensible comme prévu ce qui signifierai une délectivité plus haute qu'annoncée précédemment.

4) Conclusion

Pour conclure, le design jonctions multiples, créé pour optimiser la délectivité du capteur MAROT présente de nombreux avantages. Le design est robuste d'un point de vue de la fabrication des jonctions tunnels car sur les deux échantillons réalisés, un rendement de 97 % et 98,5 % a été relevé mais l'étape de dépôt des FCs reste à fiabiliser. De plus, certaines modifications sont actuellement en discussion pour séparer la seed layer et les contacts en deux masques de lithographies pour permettre d'essayer de nouveaux matériaux pour la seed layer (Cu).

D'un point de vue de la sensibilité, les deux échantillons fabriqués présentent de fortes sensibilités avant FCs (entre 8 et 12 %/mT) mais la dépendance de la sensibilité par rapport à la taille de la couche libre n'avait pas été anticipée. Si on calcule les coefficients démagnétisants de la couche libre [57], qui a les mêmes dimensions que l'électrode inférieure on voit que le champ d'anisotropie est plus grand pour des électrodes inférieure plus longues. En comparant les dimensions des différentes électrodes inférieures on peut voir une différence d'un facteur 10 pour le coefficient ($N_x - N_y$), donc dans le champ d'anisotropie de forme H_k entre les puces de type 2*1 (seulement utilisées dans les zones tests donc sans FCs) et les puces de type 10*10, les valeurs sont regroupées dans le Tableau 3. Cette différence de champ d'anisotropie est à priori responsable de la différence de sensibilité entre les différents types de capteurs. Pour vérifier cette hypothèse, un nouvel échantillon (même empilement et design) est en préparation et sera complètement gravé, la couche libre ne correspondra que à la dimension du pilier, c'est-à-dire un disque de 8,2 μm de diamètre.

nb MTJ	X(μm)	Y(μm)	Z(μm)	Nx	Ny	Nx-Ny	$\mu_0 H_k$ (mT)
2*1	10,2	11,2	0,024	0,00511714	0,00464937	0,00046777	0,509642
4*4	10,2	40,3	0,024	0,00547873	0,00134972	0,00412901	4,49857
8*7	10,2	69,4	0,024	0,00555029	0,00078956	0,00476073	5,18684
8*8	10,2	79,1	0,024	0,00556285	0,0006936	0,00486925	5,30507
10*10	10,2	97,6	0,024	0,00558008	0,00056308	0,005017	5,46604

Tableau 3 : Calcul des coefficients démagnétisants en fonction des différentes longueurs d'électrodes inférieures (électrodes rectangulaires de largeur X, de longueur Y et d'épaisseur Z).

Les mesures de bruit étant toujours en cours, il est difficile de donner une conclusion satisfaisante mais la première mesure de bruit de la jonction de type 4*4 présentée plus haut est encourageante. Il reste cependant encore des incertitudes liées à la qualité et la difficulté des mesures. Pour compléter l'étude, il faudrait mesurer plusieurs puces de chaque type (4*4 ; 8*7 ; 8*8 et 10*10) pour vérifier les calculs du début de ce chapitre.

Finalement, pour atteindre l'objectif du projet qui est de mesurer des variations de champ de l'ordre du picotesla, il faut réduire le bruit des jonctions encore d'un facteur 10, le chapitre 8 traite de la possibilité d'utiliser un dispositif composé d'un matériau piézoélectrique couplé à un matériau magnétostrictif pour réaliser un hachage de champ pour changer la fréquence du signal lors de la mesure.

Chapitre 8

8. Interrupteur de flux magnétique

Lors du chapitre 7, nous avons montré que nous pouvons améliorer la détectivité du capteur en travaillant sur les paramètres géométriques des FCs et sur le nombre de MTJs dans l'entrefer. Nous avons trouvé une configuration optimale alliant augmentation du volume magnétique des jonctions tunnel et gain des concentrateurs de flux. En utilisant ce design, nous avons obtenu une détectivité de $50 \text{ pT}/\sqrt{H_z}$ à 10 Hz. L'objectif du projet MAROT est d'être capable de mesurer des variations de champ magnétique de l'ordre du picotesla à basse fréquence ($<10 \text{ Hz}$) pour être compétitif avec l'instrumentation actuelle tout en conservant un fort gain d'un point de vue du volume et de la masse du capteur, ce qui représente un challenge pour les capteurs basé sur les jonctions tunnel [58]. Il faut donc encore réduire le niveau de bruit au moins d'un facteur 10. Le principal bruit impactant nos mesures est le bruit en $1/f$ qui se divise en deux parties, le bruit en $1/f$ d'origine électrique, lié à l'effet tunnel au sein des jonctions, et le bruit en $1/f$ magnétique, qui provient de la fluctuation de l'aimantation. Il est possible de réduire le bruit en $1/f$ électrique en améliorant la qualité de la barrière tunnel [59] ou en ajoutant une modulation à haute fréquence créée avec des bobines, de type $H_{\text{tot}} = H_{\text{mes}} + H_{\text{AC}}$. Le groupe de T. Nakatani a volontairement dégradé une barrière de MgO pour montrer l'effet de cette modulation [32], le bruit en $1/f$ électrique est bien diminué en modulant à plus haute fréquence. Cependant, l'ajout d'un signal AC à haute fréquence (10 kHz) ne permet pas de réduire le bruit $1/f$ d'origine magnétique, car il transporte le bruit basse fréquence à la fréquence de modulation en créant un « plateau de bruit » [31].

Il faut donc trouver une autre méthode pour réduire le bruit en $1/f$ d'origine magnétique compatible avec l'intégration dans un capteur spatial. Pour ce faire nous voulons changer la fréquence du signal à mesurer. La méthode conventionnelle en électronique est de hacher le signal pour en changer la fréquence mais appliquer cette technique au champ magnétique est plus complexe. Pour ce faire il faut pouvoir alterner entre deux états, un premier où le champ passe par la jonction et le second où le champ est dévié. Nous souhaitons réaliser un dispositif permettant cette alternance d'état que nous nommons « Interrupteur de flux », contrôlé par une tension alternative. Ce travail est basé sur les travaux de Pan et al [60]. Dans leur publication, ils proposent d'utiliser une hétérostructure multiferroïque composée d'un matériau piézoélectrique PMN-PT de formule $(1-x)[\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3]-x[\text{PbTiO}_3]$ avec une orientation cristalline [011] et d'un matériau magnétostrictif comme le FeCo. Le matériau magnétostrictif possède un axe d'anisotropie préférentiel induit par un champ magnétique lors du dépôt de la couche. Lors de l'application d'une tension dans le PMN-PT, une contrainte va être générée à l'interface piézoélectrique/magnétostrictif et l'axe d'anisotropie du magnétostrictif va être modifié. La modification de cet axe d'anisotropie entraîne un changement de la forme de la courbe d'hystérèse, en particulier la pente autour de $H = 0$, donc de perméabilité effective de ce matériau dans une direction donnée. Ce changement de

perméabilité effective se traduit par une déviation du champ plus ou moins forte par l'interrupteur.

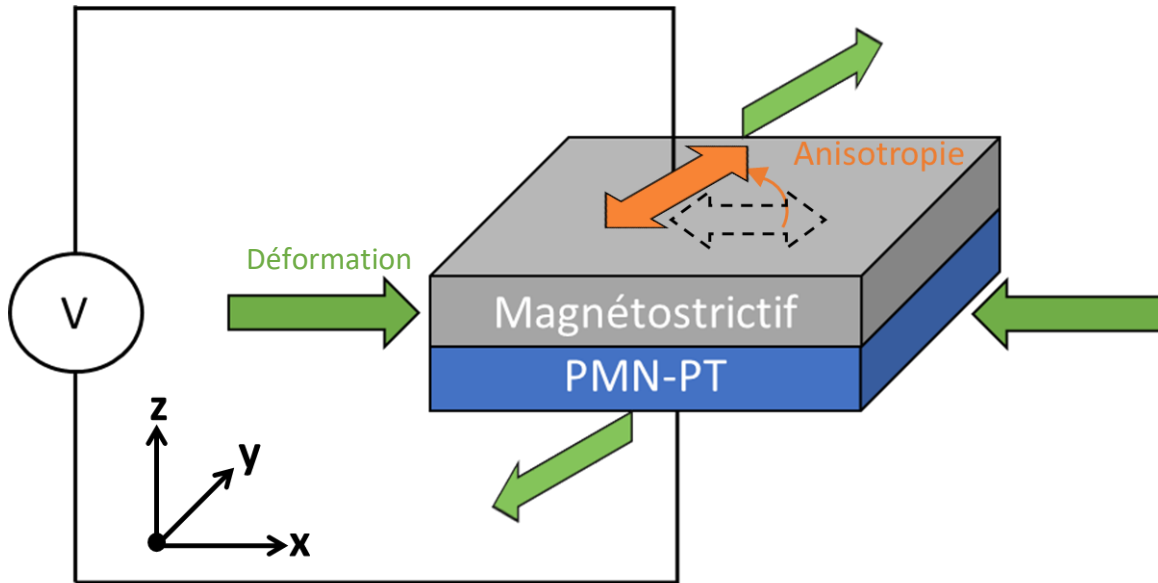


Figure 8-1 : Schéma de la rotation de l'axe d'anisotropie du matériau magnétostrictif lors de l'application d'une tension dans le matériau piézoélectrique

L'idée est d'utiliser ce dispositif en combinaison avec les concentrateurs de flux pour guider le flux magnétique. Arrivé au niveau de l'entrefer, le flux magnétique est soit mesuré par la jonction, soit dévié par l'interrupteur, « court-circuitant » la jonction. En appliquant une tension alternative à haute fréquence (>10 kHz), on peut en théorie alterner entre un état où peu de champ passe par la jonction et un état où plus de champ passe. Cela devrait permettre de réaliser un hachage du champ et transformer un champ variant à basse fréquence (<10 Hz) en un champ à haute fréquence (>10 kHz) réduisant ainsi le niveau de bruit. Il faudra prendre en compte les limites du piézoélectrique et du magnétostrictif, car il se peut qu'il y ait un délai de la réponse magnétique par rapport à la déformation et la fréquence de travail sera donc importante. La suite du chapitre discute en détails les différentes expériences menées dans le but de réaliser une preuve de concept du hachage de champ. Les limites ainsi que les prochains développements sont aussi discutées.

1) Etudes préliminaires

a) Principe de l'interrupteur de flux

Dans le design du capteur actuel, les concentrateurs de flux absorbent et guident les lignes de champs aux alentours de la puce pour les concentrer sur la jonction présente dans l'entrefer, augmentant la quantité de champ perçu et ainsi sa sensibilité. Ceci est possible par l'usage d'un matériau magnétiquement doux comme le NiFe qui possède une perméabilité relative μ_r d'environ 1500 dans nos dépôts par électrolyse, comme présenté plus tôt lors du chapitre 6 sur les concentrateurs de flux. Au niveau de la jonction, nous avons de l'air ou du vide, une fois l'instrument dans l'espace avec un μ_r de 1. Cela veut dire que les lignes de champ magnétique passeront préférentiellement dans tout matériau magnétique possédant une

perméabilité relative supérieur à l'air, et pourront être déviées des jonctions tunnels. La quantité de champ vu par la jonction dépendra donc du μ_r effectif du matériau choisi dans la direction de la longueur des concentrateurs. Si nous utilisons un matériau magnétostrictif, nous pouvons donc contrôler la quantité de champ vu par la jonction en fonction de la direction de l'axe d'anisotropie de l'interrupteur, cela revient à changer la perméabilité effective du matériau pour une direction donnée. La rotation de l'anisotropie est obtenue en appliquant une contrainte sur le matériau [61], [62].

Pour obtenir un hachage du champ, il faut appliquer cette contrainte de manière oscillante, à une fréquence supérieure au coude de bruit en $1/f$. Le coude de bruit correspond à la fréquence à laquelle le bruit thermique devient dominant, aux alentours de 40 kHz dans notre cas, voir Figure 8-2.

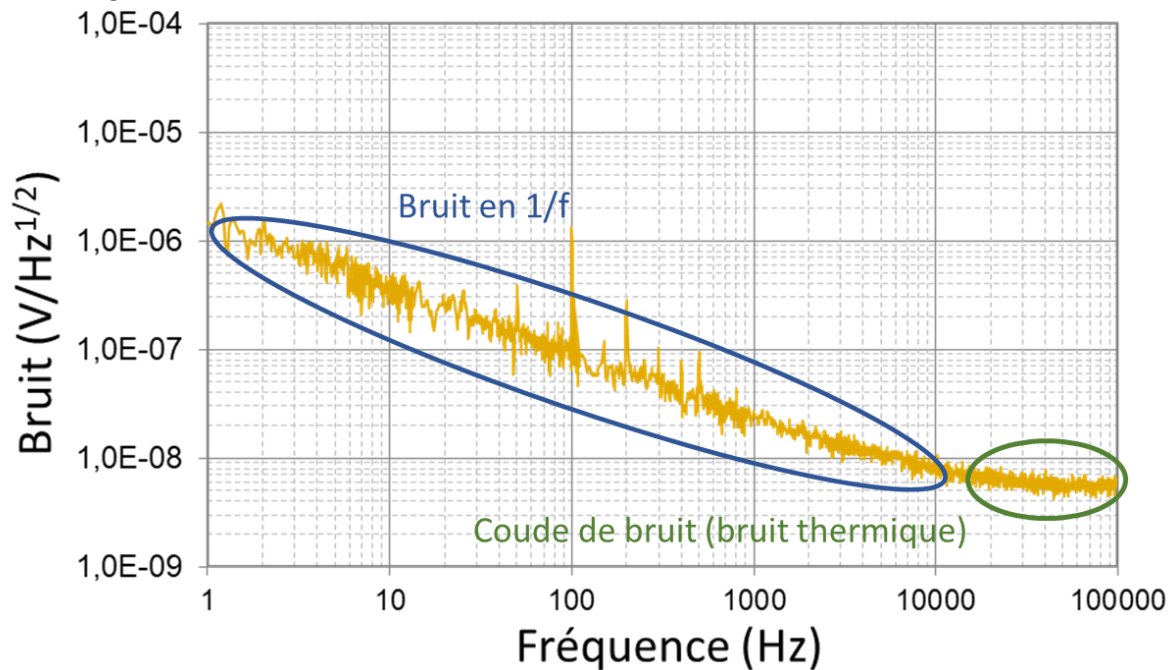


Figure 8-2 : Mesure de bruit pour un champ de 0,03 mT, on observe le coude de bruit à 40 kHz où le bruit thermique devient domine par rapport au bruit en $1/f$.

L'application de cette contrainte est faite au travers d'un piézoélectrique, le PMN-PT avec une orientation [011]. Le PMN-PT se démarque des autres céramiques piézoélectriques comme le $\text{Pb}[\text{Zr}_x\text{Ti}_{1-x}]\text{O}_3$ (PZT, titano-zirconate de plomb) par sa composition qui le place à la limite de la phase morphotropique [63]. Il s'agit d'une phase se trouvant à la frontière entre la phase tétragonale et la phase rhomboédrale. En étant à la frontière entre deux phase, il suffit d'une faible pression pour changer de phase et ainsi obtenir des effets différents [63]. Les coefficients piézoélectriques à cette composition sont aussi bien plus grands en comparaison avec des piézoélectriques classiques (de l'ordre de $d = 10$ pC/N). L'orientation [011] du PMN-PT possède les meilleurs coefficients piézoélectriques $d_{31} = 610$ pC/N et $d_{32} = -1883$ pC/N [64] tout en étant opposés. Il s'agit d'une indication de la déformation en fonction des axes cristallins et de la direction d'application de la tension. En appliquant une tension selon l'axe z du piézoélectrique, une légère compression a lieu selon l'axe z , une grande elongation a lieu selon l'axe x , et une elongation moindre a lieu selon l'axe y car les coefficients ne sont pas équivalents. Pour résumer, en appliquant une tension dans le PMN-PT, celui-ci va se déformer principalement dans le plan xy , créant une contrainte à l'interface

piézoélectrique/magnétostrictif. Pour comprendre ce phénomène, des simulations sont réalisées avec le module « structural mechanics/ piezoelectric devices » de Comsol Multiphysics® avec l'aide de Dr N. Tiercelin de l'IEMN à Lille. Un substrat piézoélectrique de PMN-PT est simulé en rentrant dans le logiciel ses constantes élastiques, piézoélectriques et diélectriques sous la forme de matrice [64]. Nous souhaitons utiliser le PMN-PT sous l'orientation [011], il faut choisir les bons paramètres, j'ai suivi les informations trouvées dans la littérature [64]. On peut valider le modèle en appliquant une tension sur le piézoélectrique et en enregistrant sa déformation. Cette déformation est visible sur la Figure 8-3 où l'on peut voir la différence de forme entre le PMN-PT de 50 μm de côté et 10 μm d'épaisseur en appliquant 20 V (compression négligeable sur X et elongation négligeable sur Y) et 480 V (compression d'environ 0,7 μm sur X et elongation d'environ 4 μm sur Y). Le champ électrique est de $2 \cdot 10^6 \text{ V/m}$ pour 20 V et de $4,8 \cdot 10^7 \text{ V/m}$ pour 480 V. En réponse à cette contrainte, l'anisotropie du magnétostrictif va être changée ce qui se traduit par un changement de perméabilité effective (en fonction de la direction du champ). Ce changement de perméabilité effective permet donc de contrôler la quantité de champ que voit la jonction dans l'entrefer, réalisant un hachage de champ si la contrainte est appliquée à haute fréquence.

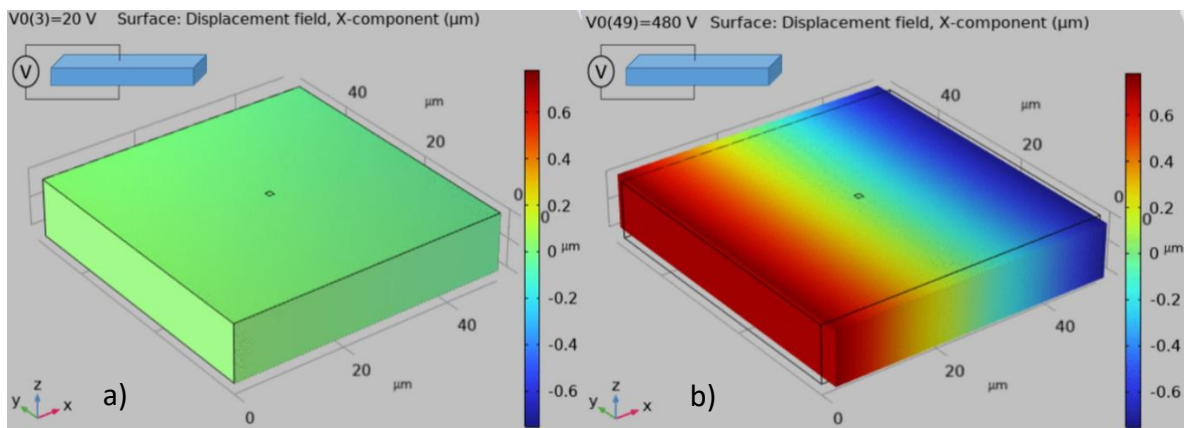


Figure 8-3 : Déformation du PMN-PT en fonction de la tension appliquée, les traits noirs correspondent à la forme initiale (50 μm de côté et 10 μm d'épaisseur). a) 20 V, b) 480 V. L'échelle de couleur correspond à la déformation en x.

Avant de continuer, plusieurs termes sont à définir. Premièrement, l'état où la tension est appliquée sur l'interrupteur et que les lignes de champs favorisent la jonction tunnel est appelé état « ON », l'opposé correspond donc à l'état « OFF » où les lignes de champs favorisent le passage dans l'interrupteur. La Figure 8-4, issue de [60] permet de mieux comprendre cette configuration. La première partie de la figure (a) correspond à la configuration de l'interrupteur, la seconde partie (b) correspond à l'état OFF où les lignes de champs traversent majoritairement l'interrupteur et la dernière partie (c) correspond à l'état ON où les lignes de champ traversent majoritairement la jonction tunnel lors de l'application d'une tension dans le piézométrique.

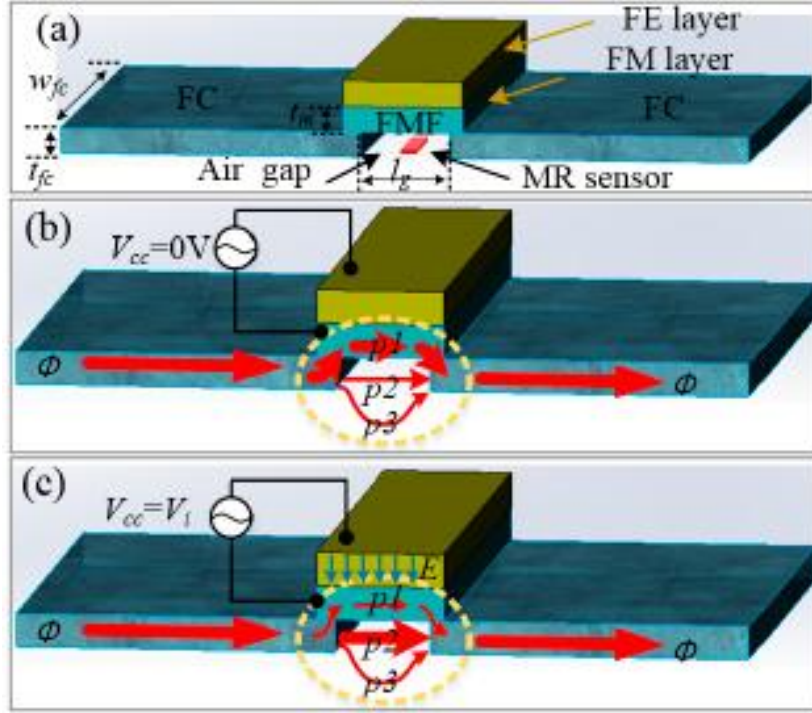


Figure 8-4 : Schéma de l'interrupteur de flux, a) configuration de base, b) chemin des lignes de champ dans l'état OFF, c) chemin des lignes de champs dans l'état ON. Image issu de [60].

On peut définir l'efficacité de la modulation avec la différence de champ absorbé par l'interrupteur entre l'état OFF et l'état ON :

$$\text{Efficacité} = \text{Absorption}(\text{OFF}) - \text{Absorption}(\text{ON}) \quad (41)$$

Avec l'absorption, la différence normalisée du gain des concentrateurs de flux en présence de l'interrupteur de flux par rapport à son absence :

$$\text{Absorption} = \frac{\text{Gain}_{\text{sans interrupteur}} - \text{Gain}_{\text{interrupteur}}}{\text{Gain}_{\text{sans interrupteur}}} \quad (42)$$

Finalement, on peut estimer l'amélioration « η » de la détectivité par ce dispositif en prenant la réduction du bruit lié au changement de fréquence et la perte de signal lié à l'efficacité inférieur à 1.

$$\eta = \sqrt{\frac{\text{Bruit}_{\text{fréquence hachage}}}{\text{Bruit}_{\text{fréquence mesure}}}} * (\text{Efficacité}) \quad (43)$$

Avec cette formule, on voit que l'amélioration liée à ce dispositif dépendra de la vitesse maximale pour alterner entre l'état ON et l'état OFF et de l'efficacité de l'interrupteur.

b) Choix des matériaux

Nous venons de voir que nous avons besoin de deux matériaux, un piézoélectrique et un magnétostrictif ; le PMN-PT [011] est choisi comme piézoélectrique pour les raisons exprimées plus tôt. Il reste à choisir le magnétostrictif, qui doit posséder une forte perméabilité relative et une forte magnétostriction. La forte perméabilité est importante afin

d'attirer les lignes de champ dans l'état OFF, pour que le moins de lignes de champs passent dans la jonction. Une forte magnétostriction est voulue pour avoir une grande variation d'anisotropie et donc de perméabilité effective dans la direction des FCs lors de l'application d'une contrainte. C'est cette variation de perméabilité qui permet le hachage du champ et ainsi le changement de fréquence de mesure. Malheureusement, les deux paramètres sont généralement en sens inverse, une forte magnétostriction peut être définie par de forts champs de saturations lié à une plus grande anisotropie uniaxiale, tandis qu'un matériau avec une forte perméabilité relative possède de faibles champs de saturations. Il nous faut donc trouver un compromis.

Dans un premier temps, j'ai choisi de tester l'efficacité de l'interrupteur de flux à dévier le champ magnétique en réalisant des simulations Comsol. Je me suis basé sur la géométrie utilisée dans le chapitre 6, et ai ajouté un élément supplémentaire sur les concentrateurs et qui recouvre l'entrefer comme présenté dans la Figure 8-5. J'ai défini l'interrupteur en choisissant ses dimensions et sa perméabilité relative, et ai commencé par simuler l'impact de l'épaisseur (axe z) de l'interrupteur sur le gain des concentrateurs de flux en comparant l'amplitude du champ magnétique dans l'entrefer (au niveau de la jonction) avec et sans l'interrupteur. La perméabilité relative de l'interrupteur est fixée à 1500 (valeur irréaliste pour un matériau magnétostrictif) pour cette étude et nous mesurons son efficacité en regardant le gain au milieu de l'entrefer. Les résultats sont visibles dans la Figure 8-6. On voit que le gain décroît rapidement avec l'épaisseur, ce qui est attendu car plus l'interrupteur est épais plus il devrait pouvoir capter des lignes de champs.

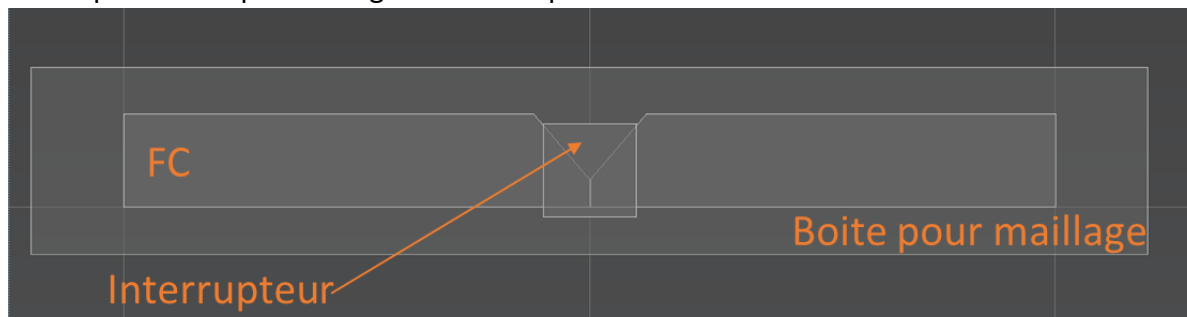


Figure 8-5 : Design utilisé pour les simulations, l'entrefer des concentrateurs fait $10 \times 300 \mu\text{m}$ et leur épaisseur est de $20 \mu\text{m}$. L'interrupteur est l'élément rectangulaire posé au-dessus de l'entrefer, il fait $1 \times 1 \text{ mm}$. Le rectangle en arrière-plan correspond à la boîte d'air expliqué dans le chapitre 6

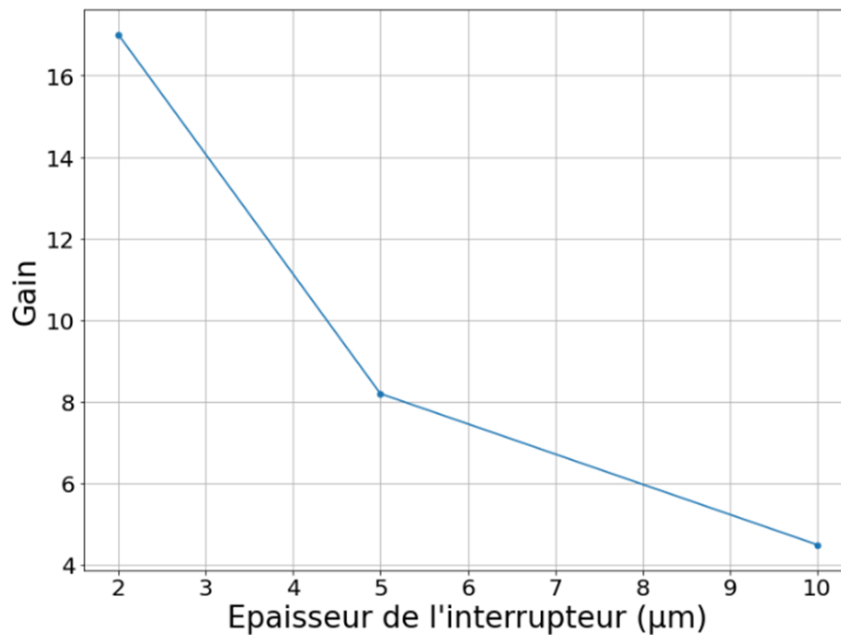


Figure 8-6 : Evolution du gain du concentrateur en fonction de l'épaisseur de l'interrupteur. Le gain sans interrupteur est de 263

Pour un interrupteur de 10 μm d'épaisseur et de $\mu_r = 1500$, l'absorption est de 98,3 %. Cela veut dire que quasiment tout le champ passe dans l'interrupteur mais qu'une petite partie du champ passe quand même sur la jonction. Cette grande absorption est obtenue lorsque l'interrupteur permet une continuité du circuit magnétique des FCs. Dans le cas présenté ci-dessus, ils sont de la même perméabilité et d'une épaisseur comparable (10 μm pour l'interrupteur et 20 μm pour les concentrateurs).

Dans un second temps, j'ai fait varier la perméabilité de l'interrupteur entre 1500 et 1 en fixant son épaisseur à 5 μm , pour des facilités de simulations. Les résultats sont présentés dans la Figure 8-7. On peut observer une forte décroissance du gain pour des faible μ_r s'apparentant à une décroissance en $1/\mu_r$.

Pour avoir un hachage de champ performant, nous avons besoins d'une grande variation d'absorption, on regarde donc la pente de la Figure 8-7, représentant la variation de gain (absorption) en fonction de la perméabilité. Les paramètres correspondant à la plus grande pente donnent donc une indication sur le type de matériaux magnétostrictif à utiliser. On peut remarquer qu'avec une perméabilité de 50, l'absorption est de 50 %. La plus grande variation d'absorption a lieu quand la perméabilité est inférieure à 100. L'idéal serait un matériau ayant une perméabilité de 100 que l'on pourrait faire varier jusqu'à 10 ou 20. Par exemple, quand $\mu_r = 100$, l'absorption est de 71,1% ce qui correspond à une perte de signal de 28,9 % si on prend ces valeurs pour l'état OFF. Si l'on prend maintenant $\mu_r = 10$ pour l'état ON, cela correspond à une absorption de 18,6 %, cela signifie que 81,4 % du champ passe par la jonction. On note cependant une perte de signal de correspondant à l'absorption dans cet état car dans l'idéal, 100 % du champ devrait passer par la jonction. En combinant les pertes liées à l'état ON et l'état OFF, avec la différence de gain du entre ces deux états (équation (41)) et la diminution de bruit en $1/f$ (on peut donc calculer η (équation (43)). En prenant le bruit mesuré à 1 Hz et en supposant une fréquence de hachage de 100 kHz, on trouve :

$$\eta = \sqrt{\frac{100000}{1}} * (0,525) = 166$$

Dans des conditions optimales, la détectivité d'un champ mesuré à 1 Hz avec le dispositif de hachage de champ est amélioré d'un facteur environ 150. Ces valeurs restent à prendre avec des pincettes car l'épaisseur de l'interrupteur choisi est très grande par rapport à ce qui est réalisable (cf prochaine partie) et l'on suppose aucune perte liée à l'intégration dans le capteur. Malgré ça, ce calcul préliminaire montre le fort potentiel de la technique de hachage de champ.

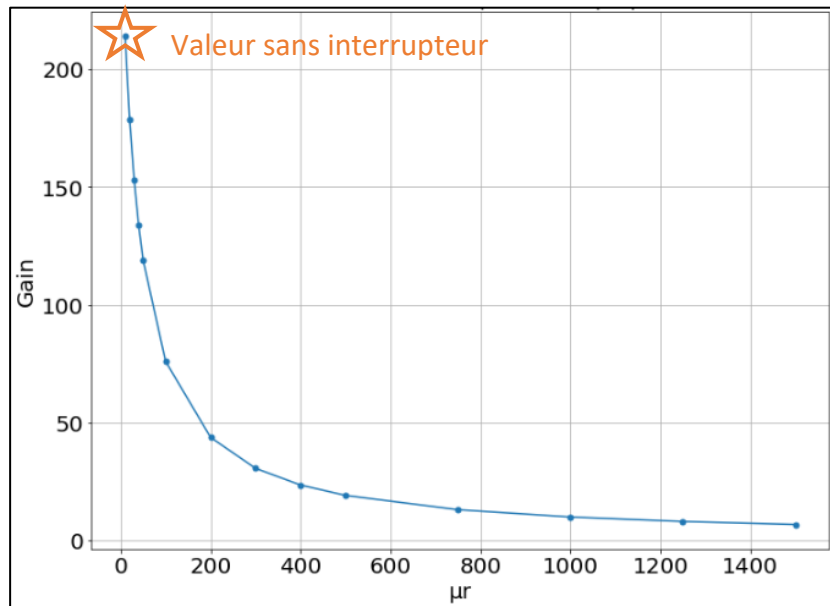


Figure 8-7 : Évolution du gain des concentrateurs en fonction de la perméabilité relative (μ_r) de l'interrupteur pour une épaisseur de 5 μm

2) Réalisation d'une preuve de concept (collaboration Nicolas Tiercelin IEMN Lille)

Nous décrivons ici les premières mesures de modulation de l'anisotropie magnétique par tension (U) d'un film magnétostrictif déposé sur un substrat piézoélectrique. Ces expériences ont été réalisées en collaboration Nicolas Tiercelin de l'IEMN Lille.

a) Caractérisation séparée des éléments

Dans le but d'estimer l'efficacité d'un interrupteur de flux, nous avons déposé avec Nicolas Tiercelin une couche magnétostrictive sur un substrat de PMN-PT. Cet échantillon est composé d'un substrat piézoélectrique de PMN-PT [011] de 300 μm et d'une multicouche magnétostrictive de $[\text{FeCo}(4\text{nm})/\text{TbCo}(4\text{nm})]*13$. Nous avons choisi ce magnétostrictif car il est bien maîtrisé [65] et parce qu'on peut changer l'intensité de la magnétostriction en changeant la quantité de Terbium.

Avant de procéder au dépôt sur le substrat piézoélectrique, il convient de caractériser l'axe de déformation du PMN-PT puisque les déformations selon les axes x et y (comme dans la Figure 8-1) ne sont pas égales à cause de la différence entre les coefficients piézoélectriques d_{31} et d_{32} . Il faut aussi caractériser la magnétostriction et l'aimantation de la bicouche magnétostrictive. Les mesures de la déformation du PMN-PT et de la magnétostriction sont effectuées de manière similaire : on place l'échantillon comme représenté sur la Figure 8-8 et on mesure les déformations par déplacement laser lorsqu'une tension est appliquée sur le PMN-PT.

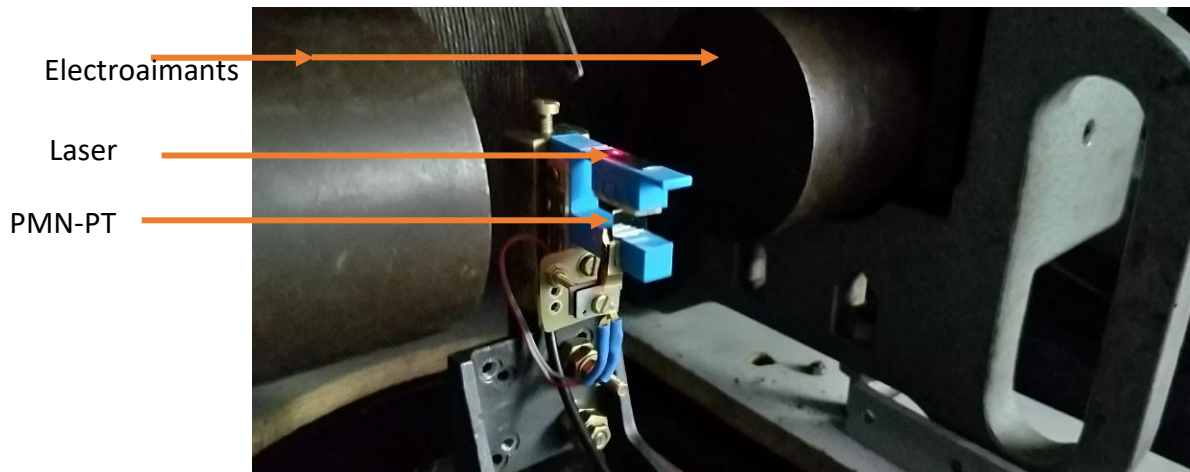


Figure 8-8 : Dispositif pour mesurer le sens de la déformation du PMN-PT. Le substrat est placé entre les deux pinces bleues

Dans le cas du PMN-PT, une tension est appliquée selon l'axe z (dans l'épaisseur du substrat), ce qui implique une déformation du piézoélectrique et un décalage du laser par rapport à sa position initiale. Cette différence de position du laser se traduit par une différence de tension enregistré par une diode PSD (position sensitive device). En fonction de l'orientation du substrat de PMN-PT et de l'amplitude de la déformation, par analogie, on peut définir un axe facile où la déformation est la plus grande et un axe difficile où la déformation est la plus faible dans le plan. Je prends comme convention que l'axe x correspond à l'axe facile et l'axe y correspond à l'axe difficile.

Nous déposons la couche de TbCo/CoFe sur une longue poutre de Si pour mesurer la magnétostriction par la technique de la poutre encastrée fléchissante [66] (Figure 8-9). En appliquant un champ magnétique, la poutre va se plier en fonction de sa magnétostriction. On enregistre cette déformation par le déplacement du laser. On peut obtenir la valeur du coefficient de magnétostriction $b^{\gamma,2}$ exprimé en Pa, par la différence entre la pression à saturation quand le champ appliqué dans l'axe de la poutre et la pression à saturation quand le champ est tourné de 90° . $b^{\gamma,2} = b_{sat,para} - b_{sat,perp}$, une magnétostriction positive correspond à un coefficient $b^{\gamma,2}$ négatif.

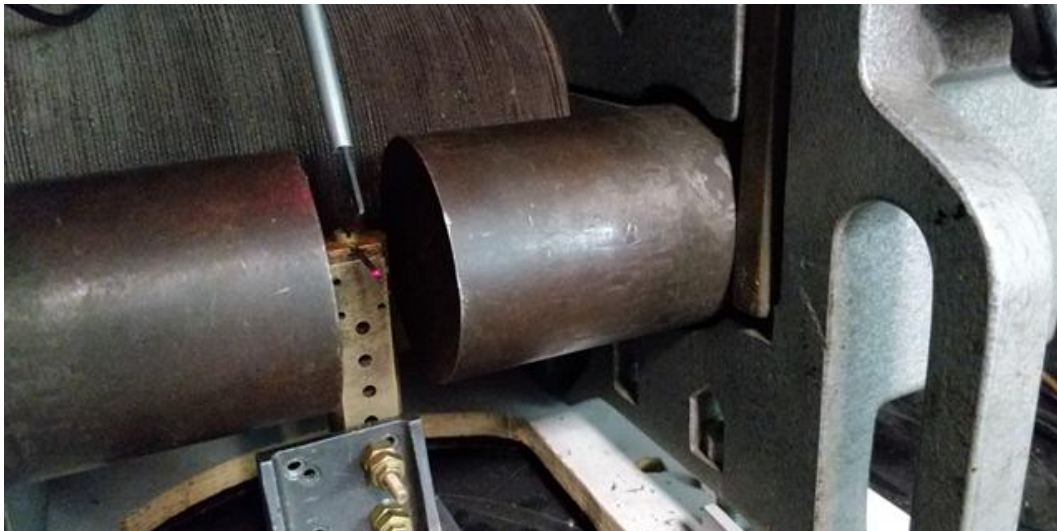


Figure 8-9 : Dispositif de mesure de la magnétostriction.

Pour finir les caractérisations, nous mesurons l'aimantation du substrat de PMN-PT seul pour quantifier sa réponse diamagnétique. Cette mesure est présentée sur la Figure 8-10, on observe une droite à pente négative, attribué au comportement diamagnétique du substrat piézoélectrique.

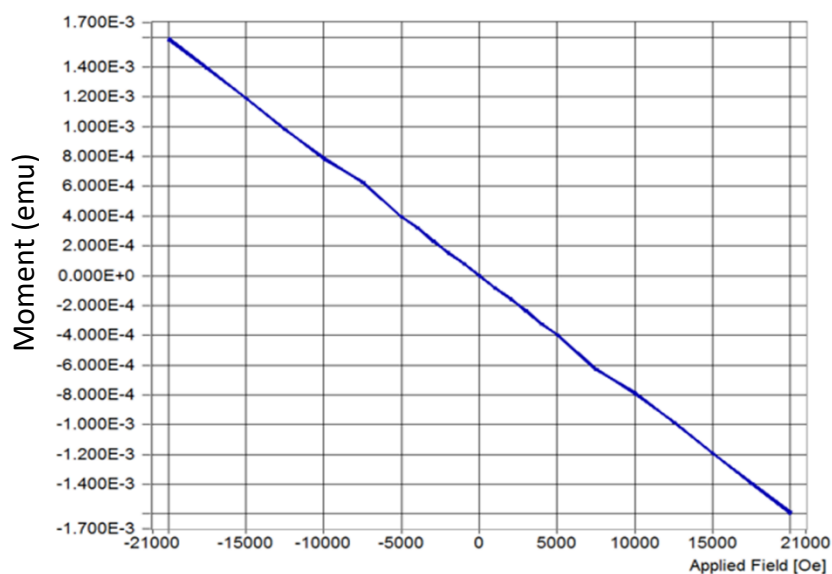


Figure 8-10 : Mesure du moment magnétique du substrat de PMN-PT seul, on observe bien une réponse diamagnétique

b) Comportement magnétique et magnétostriction

Maintenant que nous connaissons le sens des déformations du substrat piézoélectrique, nous pouvons déposer la multicouche magnétostrictive. Lors du dépôt de la multicouche magnétostrictive, un champ magnétique est appliqué afin de créer un axe d'anisotropie magnétique. Cet axe d'anisotropie correspond à un axe facile de l'aimantation dans la bicouche (TbCo/CoFe). Pour maximiser l'effet de la contrainte piézoélectrique sur l'anisotropie de la bicouche, l'axe d'anisotropie est défini à 90° de l'axe facile de déformation du PMN-PT. Pour cet échantillon nous avons déposé environ 100 nm de [TbCo (4nm) /CoFe (4nm)]*13. Les matériaux sont déposés par pulvérisation cathodique par la machine Z500.

Nous pouvons choisir la proportion de TbCo et CoFe que nous déposons ; plus la quantité de TbCo est grande, plus la magnétostriction sera élevée mais la perméabilité relative sera plus basse. Un compromis entre les facilités de dépôt, la perméabilité relative et la magnétostriction doit être atteint.

Une fois le dépôt fait nous effectuons des mesures d'aimantation par VSM avec différentes tensions appliquées dans le substrat de PMN-PT dans son épaisseur (z). Les résultats sont visibles sur la Figure 8-11. A 0 V l'aimantation est selon un axe difficile et on peut voir que l'application d'une tension croissante réduit le champ de saturation, augmentant ainsi la perméabilité. Avec 400 V appliqué sur 300 μm d'épaisseur ($1,3 \cdot 10^6$ V/m), l'anisotropie a presque tourné de 90° comme schématisé sur la Figure 8-1, à 400 V, l'aimantation se trouve presque dans l'axe facile, caractérisé par un retournement brusque de l'aimantation. Malheureusement l'échantillon s'est cisailé avec 450 V appliqué et nous n'avons pas pu tester au-delà.

Nous pouvons extraire la perméabilité en fonction de la tension de la mesure VSM car la pente de la courbe correspond à la susceptibilité magnétique χ et la perméabilité relative peut s'exprimer comme $\mu_r = \chi + 1$ en convertissant le champ en A/m. Les valeurs de perméabilité relative en fonction de la tension appliquée sont rassemblées dans la Figure 8-12, on peut voir que la perméabilité entre 0 V et 400 V a été multiplié par 6.

On peut comparer ces valeurs de μ_r avec les valeurs de gain comme dans la Figure 8-7 pour obtenir l'absorption de ce système. Je n'ai pas de simulations avec un interrupteur de 100 nm pour obtenir les véritables valeurs d'absorptions. Pour rappel, pour que la modulation par hachage de champ soit efficace il faut deux états où l'on peut différencier les mesures, l'état « OFF » où la majeure partie du champ est dévié hors de la jonction par l'interrupteur (fort μ_r) et l'état « ON » où le champ passe par la jonction (faible μ_r). Le champ magnétique n'étant pas simple à écranter, une partie passera tout de même par la jonction dans l'état OFF et une partie passera également par l'interrupteur dans l'état ON. L'efficacité du hachage est donc la différence entre la quantité de champ passant par la jonction dans l'état OFF et passant par l'interrupteur dans l'état ON.

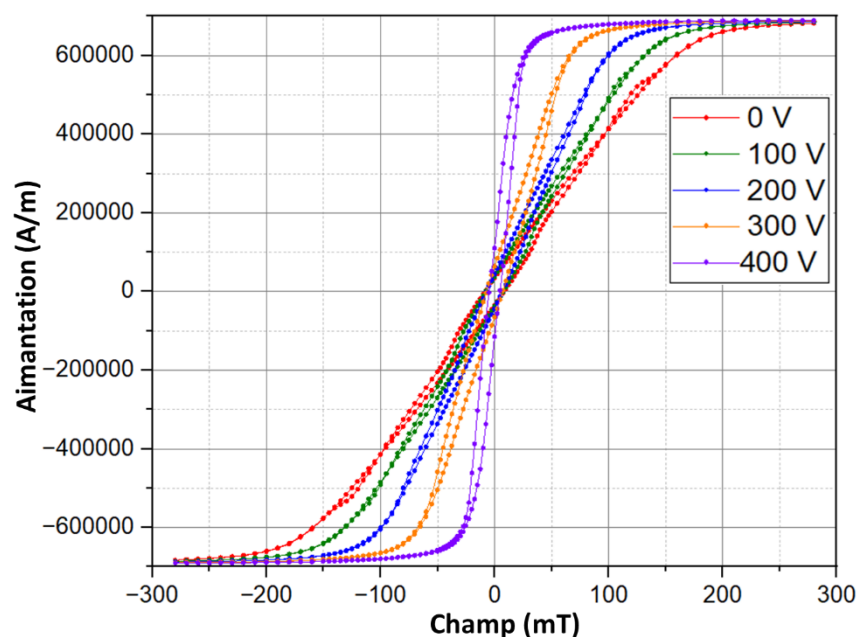


Figure 8-11 : Retournement de l'aimantation dans la couche magnétostrictive pour différentes tensions appliquées dans le piézoélectrique, mesure VSM

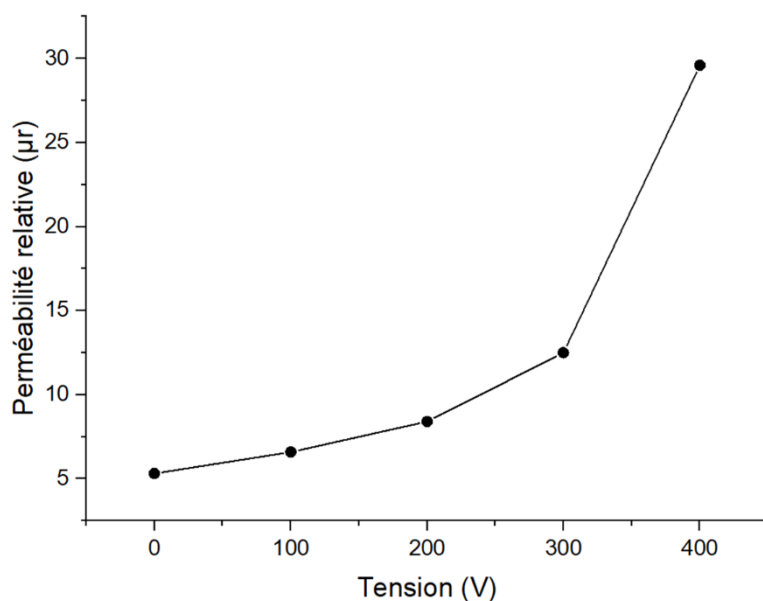


Figure 8-12 : Evolution de la perméabilité relative de l'interrupteur en fonction de la tension appliqué dans le PMN-PT

Pour conclure sur ce premier échantillon, on a vu que l'on peut presque passer d'un axe difficile à un axe facile en injectant 400 V dans le PMN-PT, l'axe d'anisotropie magnétique de la multicouche (TbCo/FeCo) a donc tourné de presque 90° dans le plan.

Il est possible d'augmenter la magnétostriction de la couche magnétostrictive en augmentant la quantité de TbCo dans la bicouche TbCo/FeCo, cela pourrait peut-être permettre une rotation complète de l'axe d'anisotropie.

3) Conclusion et travaux futurs

Dans ce chapitre, nous avons exploré une nouvelle méthode visant à réduire le bruit magnétique dans les jonctions tunnel en effectuant un hachage du champ à mesurer afin d'effectuer la mesure à une haute fréquence (10 kHz à 100 kHz) où le bruit magnétique en $1/f$ de la jonction est faible. Pour cela nous avons créé un interrupteur de flux basé sur la combinaison d'un matériau piézoélectrique (PMN-PT) et d'un matériau magnétostrictif (TbCo/CoFe), qui vise à dévier le champ hors de la jonction à la fréquence de hachage. L'application d'une tension dans le matériau piézoélectrique crée une contrainte à l'interface piézoélectrique /magnétostrictif, cette contrainte conduit à un changement de l'anisotropie du film magnétostrictif et donc à une variation de perméabilité relative. Cette variation de perméabilité effective va impacter le champ vu par la jonction en modifiant la sensibilité du capteur. On passe à haute fréquence entre un état sensible au champ (état ON) à un état moins sensible (état OFF).

Nous avons réalisé un prototype en combinant un substrat de PMN-PT de 300 μm et une multicouche magnétostrictive TbCo/CoFe de 100 nm. Dans cet empilement nous avons pu confirmer la rotation de l'axe d'anisotropie en fonction de la tension appliquée (Figure 8-11). Une tension de 400 V, ou de façon équivalente un champ électrique de $8 \cdot 10^5$ V/m, permet une rotation de l'axe d'anisotropie de presque 90°. Ce résultat est encourageant car il valide la possibilité de contrôler la perméabilité de l'interrupteur en appliquant une tension électrique. Notons qu'une tension de 400 V, tant qu'elle est alternative, n'est pas un obstacle à la spatialisation du capteur car des sources de tension comparables ou supérieures sont déjà utilisées dans d'autres instruments spatiaux, par exemple les analyseurs électrostatiques [67]. Il serait intéressant d'étudier d'autres matériaux magnétostrictifs, notamment le Galfenol (GaFe) qui possède une perméabilité relative supérieure au TbCo/CoFe tout en ayant une magnétostriction correcte. Selon le site <http://tdvib.com/galfenol/>, la perméabilité du Galfenol est aux alentours de 100 et peut augmenter avec la contrainte appliquée. Une plus grande perméabilité permettrait d'avoir moins de pertes dans l'état OFF où le champ ne doit pas passer par la jonction. Nous pourrions également tester le dépôt de films magnétostrictifs plus épais pour capter une plus grande partie du champ, car l'absorption décroît rapidement si l'épaisseur diminue. Il serait aussi intéressant de réaliser un autre échantillon avec la même multicouche de TbCo/FeCo mais avec une plus grande proportion TbCo pour augmenter la magnétostriction car selon la Figure 8-7, cela entraînera une plus faible perméabilité mais une meilleure conversion contrainte piézoélectrique/rotation de l'axe d'anisotropie ce qui devrait permettre d'obtenir une meilleure efficacité comme décrits dans l'équation (41).

L'intégration de l'interrupteur dans le capteur nécessitera plusieurs étapes. L'étude de l'endurance du dispositif, la dynamique de la variation de perméabilité effective avec l'injection d'une tension AC sur le substrat piézoélectrique [68]. Enfin, il n'est pas possible de déposer une couche piézoélectrique par les méthodes de dépôt utilisée pour la croissance des matériaux magnétiques des jonctions tunnels car le PMN-PT doit avoir une cristallinité spécifique pour exhiber les performances voulues. Il faudra donc trouver une manière de contacter l'interrupteur et le capteur avec le moins d'écart entre eux car cela impactera directement les performances. Des simulations Comsol sont à prévoir pour quantifier cette perte. Une technique de puce retournée (contact par soudure à l'opposé d'un contact par fil)

permettant le report d'un élément fabriqué sur un substrat sur un autre peut être utilisé pour combiner les capteurs fabriqués sur substrat de silicium et les dispositifs de hachage de flux fabriqués sur substrat de PMN-PT.

Enfin, d'autres méthodes pourraient être envisagées pour réaliser le hachage du champ. Le groupe de Hu et al [69] utilise un microsystème électromécanique (MEMS, micro-electromechanical systems en anglais) pour faire osciller physiquement un élément à haute perméabilité entre l'intérieur et l'extérieur de concentrateurs de flux, créant ainsi l'état ON (en dehors du concentrateur) et l'état OFF (à l'intérieur du concentrateur). Le groupe de A. Guedes [70], [71], [72], [73] cherche à faire directement osciller les concentrateurs de flux en les plaçant sur des MEMS. L'utilisation de MEMS pour les applications spatiales a déjà été validé par les travaux de I. Marozau et al [74] où ils ont montré que la fragilité vient principalement du packaging (détachement des fils de connexion...) et non du MEMS.

Pour conclure, la réduction du bruit à basse fréquence dans les jonctions tunnel est d'une grande importance pour pouvoir atteindre des détectivités permettant de mesurer des faibles signaux à basse fréquence, comme le vent solaire dans l'espace ou l'activité cardiaque.

Chapitre 9

9. Conclusions et perspectives

Ce manuscrit décrit les développements théoriques et expérimentaux que j'ai effectués durant ma thèse visant à obtenir un nouveau capteur magnétique spatialisable et ultrasensible dans le cadre du projet MAROT. Il s'agit d'un projet ayant pour but la réalisation d'un magnétomètre miniature pour la recherche spatiale et la surveillance de l'environnement spatial proche (météorologie de l'espace). L'objectif final du capteur MAROT est de pouvoir mesurer des fluctuations de champ magnétique de l'ordre de $1 \text{ pT}/\sqrt{H_z}$ à basse fréquence ($<100 \text{ Hz}$). Pour atteindre cet objectif, un capteur comprenant des jonctions tunnels magnétiques comme éléments sensibles, des concentrateurs de flux pour amplifier le champ mesuré a été réalisé. Chacun des composants du capteur a été traité indépendamment dans cette thèse, la fabrication des capteurs est présentée dans le chapitre 4, les études sur les jonctions tunnels dans le chapitre 5 et le chapitre 6 contient les avancées sur les concentrateurs de flux. Je rappelle ci-dessous les principaux résultats ainsi que les difficultés.

1) Résultats

a) Jonctions

Au début de cette thèse, l'empilement utilisé pour fabriquer les jonctions tunnels était l'empilement Singulus. Lors de la croissance de cet empilement, la couche de référence est déposée en premier puis la barrière tunnel, la couche libre et pour finir les couches responsables du soft-pinning. La couche libre de cet empilement est composée de 5 nm de NiFe, un matériau ferromagnétique doux pour augmenter la sensibilité du capteur mais possède une maille cristalline différente des électrodes en FeCo ce qui réduit la TMR du capteur. La sensibilité des capteurs réalisé avec cet empilement est aux alentours de 3 %/mT, la sensibilité de la jonction présentée sur la Figure 9-1.a) est de 3,6 %/mT.

Au cours de cette thèse j'ai aussi pu utiliser des empilements déposés au laboratoire NIMS de Tsukuba au Japon par l'équipe du Dr Nakatani. Dans ces empilements, la couche libre est déposée en premier et est constituée d'une couche de 20 nm de FeCoBTa amorphe. L'utilisation d'une telle couche libre a plusieurs intérêts car, premièrement, le bruit des capteurs dépend du volume magnétique, deuxièmement, la couche libre étant amorphe, il n'y a pas de différences de mailles cristallines. Finalement, d'un point de vue technique, la position de la couche libre permet de ne pas la graver (seule la référence est gravée) ce qui permet de limiter l'impact des re dépôts sur la couche libre et tout en gardant un plus grand volume magnétique au niveau de la couche libre. Les sensibilités obtenues avec cet

empilement sont de l'ordre de 8 %/mT allant jusqu'à 12,5 %/mT dans les dernières fabrications. La jonction présentée dans la Figure 9-1.b) à une sensibilité de 7,6 %/mT.

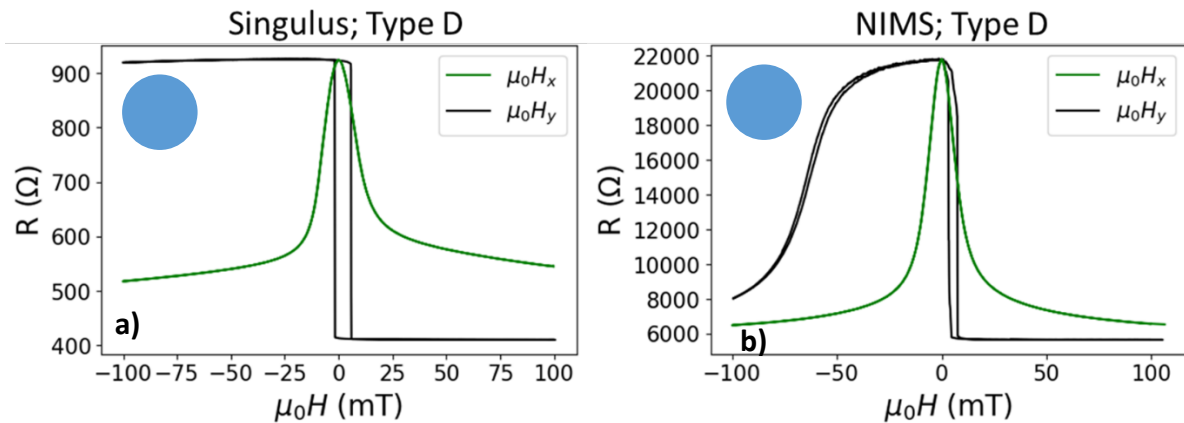


Figure 9-1 : Comparaison entre de deux jonctions circulaires utilisant le design jonction unique et l'empilement a) Singulus, b) NIMS

b) Concentrateurs de flux

Un des objectifs de cette thèse était également d'optimiser les concentrateurs de flux dans le but d'améliorer les performances du capteur. Pour permettre ces améliorations, des simulations avec le logiciel Comsol Multiphysics® ont été réalisées. Grâce à ces simulations, nous avons obtenu l'évolution du gain des concentrateurs en fonction de la largeur de l'entrefer, de la longueur de l'entrefer, de l'épaisseur des concentrateurs, de l'angle du biseau des FCs et de la perméabilité magnétique des FCs. Avec ces tendances, nous avons pu calculer le design optimal des concentrateurs pour accueillir un grand nombre de MTJs dans l'entrefer (dans les limites de la taille de la puce) pour maximiser la détectivité du capteur. En effet, pour réduire le bruit du système il est commun d'augmenter le volume magnétique mais en ce faisant, le gain des FCs est réduit pour accommoder de plus grandes MTJS. Les dimensions optimales (présentées plus en détails lors du chapitre 6) sont les suivantes :

- Entrefer de 14,2 μm de large
- Entrefer de 610 μm de long (63 jonctions de 8,2 μm)
- Des concentrateurs de 2,3*5 mm
- Un biseau commençant à 3 mm (angle de 22,8°)

En utilisant ces paramètres et les hypothèses présentées lors du chapitre 7, il serait possible d'atteindre une détectivité d'environ $50 \text{ pT}/\sqrt{H_Z}$ à 10 Hz pour les empilements NIMS.

c) Design jonctions multiples

Pour implémenter les améliorations citées précédemment, un nouveau jeu de masques de lithographie est nécessaire. J'ai donc créé le design jonctions multiples pour répondre à ce besoin. Contrairement au précédent design (jonction unique) il y a maintenant plusieurs jonctions dans l'entrefer, ce qui nécessite un branchement différent, ici j'ai utilisé un montage dit « série/parallèle » pour que la résistance de toutes les jonctions soit équivalente à celle d'une seule jonction. Pour faciliter ce montage j'ai choisi de dévier légèrement des dimensions

optimales en prenant un entrefer de $650\text{ }\mu\text{m}$ de long (contre $610\text{ }\mu\text{m}$) pour ajouter une jonction passant de 63 à 64 jonctions, permettant de faire un montage de 8 groupes en série de 8 jonctions en parallèles (type $8*8$). Un bénéfice de ce montage est l'absence d'étape de gravure de vias lors de la fabrication car ici la tension (ou courant) entre par l'électrode supérieure et ressort par l'électrode supérieure comme rappelé dans la Figure 9-2. Cela permet de fiabiliser le procédé de fabrication, ce qui a été prouvé car les deux échantillons utilisant ce nouveau design ont un rendement de 97 % et 98,5% respectivement.

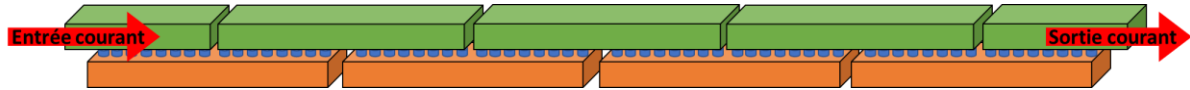


Figure 9-2 : Rappel du montage série/parallèle permettant de contrôler la résistance du capteur.

d) Hachage de champ

Pour atteindre les performances demandées par le projet, de simples améliorations de design ne suffisent pas. Il est nécessaire de réduire le bruit d'un facteur 10 de plus. Pendant cette thèse, j'ai commencé l'étude de l'utilisation d'un dispositif combinant un matériau piézoélectrique (PMN-PT) et un matériau magnétostrictif dans le but de hacher le signal à mesurer et permettant ainsi de réaliser la mesure à haute fréquence ($>10\text{ kHz}$) où le bruit en $1/f$ est moindre. Ce dispositif fonctionne en déviant le champ magnétique vu par la jonction en modulant la perméabilité relative du matériau magnétostrictif. En appliquant une tension dans le PMN-PT, une déformation est créée et transmise à l'interface piézoélectrique/magnétostrictif. Cette déformation va permettre de changer la direction de l'anisotropie du matériau magnétostrictif et ainsi changer sa perméabilité relative effective dans la direction du champ à mesurer. Cette étude a été menée en collaboration avec Dr Tiercelin Nicolas de l'IEMN Lille. Une preuve de concept a été réalisée où le changement d'anisotropie d'une multicouche de 100 nm de TbCo/FeCo (magnétostrictif) déposé sur un substrat de PMN-PT a été enregistré par mesure VSM en fonction de la tension appliquée sur le piézoélectrique. Cette mesure, présentée plus en détail dans le chapitre 8 est rappelée dans la Figure 9-3, cela ouvre la voie à l'utilisation de techniques de hachage de champ magnétique.

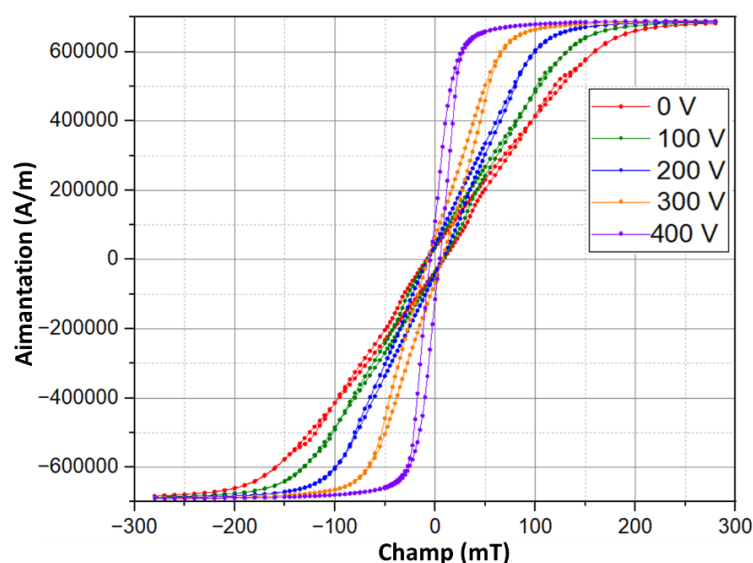


Figure 9-3 : Rotation de l'anisotropie de la couche magnétostrictive en fonction de la tension appliquée dans le substrat piézoélectrique

2) Difficultés

Au cours de cette thèse, j'ai été amené à rencontrer certaines difficultés, certaines sont liées à des problèmes techniques, comme l'indisponibilité d'un équipement (panne et fermeture de salles blanches) ou le manque de reproductibilité de certaines étapes du procédé (comme l'évolution du bain d'électrolyse dans le temps). Compte-tenu de ceci j'ai essayé d'avoir un regard critique envers les résultats présentés dans ce manuscrit.

Une autre difficulté que j'ai rencontrée est la limite de détection/fiabilité de certains instruments de mesures. Par exemple, l'objectif du capteur est de mesurer des variations de champ de l'ordre du picotesla autour d'une valeur continue de l'ordre du nanotesla. Il n'est pas possible aujourd'hui avec les équipements à ma disposition de mesurer l'aimantation des concentrateurs de flux (composé de NiFe un matériau ferromagnétique doux) dans de tels conditions, les limites des VSM habituels étant de l'ordre du dixième de millitesla. Toujours lié aux concentrateurs, notre instrument de test $R(H)$ automatique ne peut pas appliquer un champ inférieur au dixième de millitesla et mesurer la résistance de manière fiable (voir Figure 9-4). Les mesures automatiques sont donc faiblement moyennées. Ce problème a été partiellement réglé en utilisant une source de courant avec une gamme plus faible mais cela nécessite de faire une mesure manuelle pour toutes les puces, ce qui prend plus de temps.

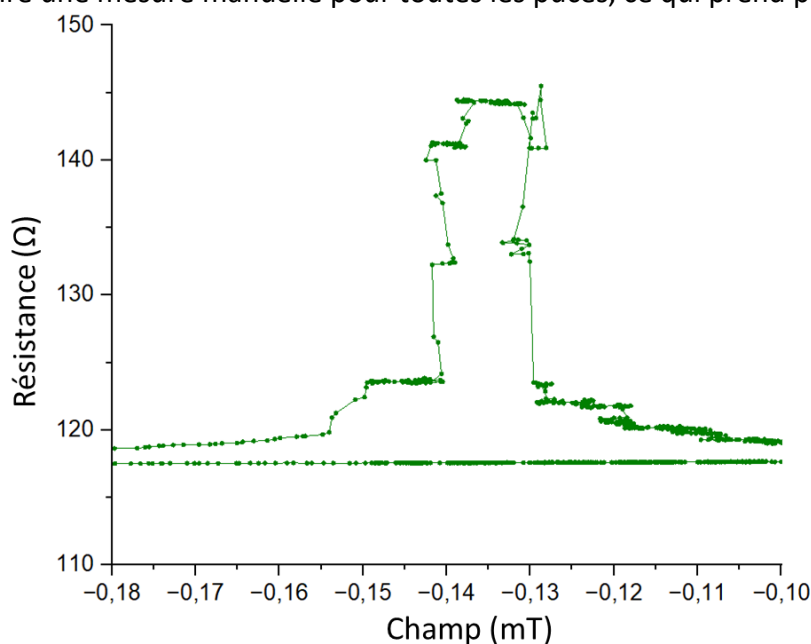


Figure 9-4 : Zoom sur une mesure de résistance dans l'axe difficile après dépôt des concentrateurs lorsqu'une précision supérieure à celle de l'équipement est demandé

3) Suite du projet

Le but de ce projet n'ayant pas encore été atteint, je propose ici différentes pistes à explorer pour se rapprocher de l'objectif final de mesurer des variations de champs de l'ordre du picotesla à basse fréquence.

a) Jonctions

Premièrement, les mesures de bruit (et donc aussi de détectivité) sont toujours en cours sur l'échantillon NIMS_3 (avec le design jonction multiples et FCs) car pour l'instant seul une puce de type 4*4 a été caractérisée. Le but est de mesurer plusieurs capteurs de chaque type (4*4, 8*7, 8*8, 10*10) afin de vérifier les calculs du modèle d'optimisation présenté lors du chapitre 7. On s'attend à ce que la détectivité des capteurs de type 8*8 soit la meilleure. Je ne suis pas certain qu'on pourra affirmer ce résultat tout de suite à cause de la dispersion du gain des concentrateurs est un paramètre à améliorer pour pouvoir en tirer une conclusion satisfaisante.

Dans un second temps, nous avons remarqué que la sensibilité évolue à l'inverse du nombre de jonctions. Il est plus pertinent dans ce cas de faire le lien avec la longueur de la couche libre. Dans le design jonctions multiples et l'empilement NIMS, la couche libre n'est pas gravée et correspond à la taille de l'électrode inférieure, ce qui crée une anisotropie de forme effective et impact la sensibilité. Il est prévu de réaliser un nouvel échantillon utilisant le même design et le même empilement mais en gravant cette fois toute la couche libre pour vérifier cette hypothèse.

b) Concentrateurs de flux

Nous avons dû récemment changer le matériau de la seed layer, passant d'une seed layer en Al à une seed layer en Cu pour des raisons d'accroche lors de la croissance des FCs. Les masques de lithographies actuel ne sont pas compatibles car la seed layer, l'électrode supérieure et les contacts sont faits en même temps et il n'est pas préférable d'utiliser du cuivre pour tous. Il faut donc diviser le dernier masque en deux. Cela permet aussi de faire des essais de gravure préalable de la seed layer afin d'enterrer un peu les concentrateurs dans l'accufluo (et/ ou le substrat de Si) pour essayer de centrer la jonction par rapport à l'épaisseur des FCs pour maximiser le gain. La jonction étant pour l'instant environ 100 nm en dessous des FCs.

Lors du dépôt par électrolyse, nous déposons un co-matériau de Ni et de Fe, il pourrait être intéressant de recuire le dépôt pour se rapprocher d'un alliage et pour en améliorer la perméabilité et réduire le champ coercitif. Pour ne pas abîmer la jonction, nous avons réalisé des essais de recuit par flux ionique avec la start-up SPIN-ION Technologies, où les concentrateurs de flux ont été irradié à différentes fluences. Les résultats n'ont pas été concluants. Il serait peut-être intéressant de réaliser des recuits classiques à différentes températures, quitte à abîmer la jonction pour essayer de quantifier l'amélioration apportée par un recuit des concentrateurs, en particulier pour diminuer l'hystérèse.

c) Hachage de champ

Finalement, la plus grande possibilité d'amélioration du capteur se trouve dans l'étude du hachage de champ car, comme discuté dans le chapitre 8, même une faible efficacité du

hachage de champ apporterai un fort gain sur la détectivité. Pour continuer l'étude il faudrait réaliser de nouveaux dépôts de matériaux magnétostrictifs sur substrat piézoélectrique. Le choix du matériau magnétostrictif optimal est toujours à définir, entre une faible modification de perméabilité mais sur un intervalle très sensible, rappelé dans la Figure 9-5 (entre $\mu_r = 5$ et $\mu_r = 20$) où une forte variation de perméabilité mais sur un intervalle moins sensible (entre $\mu_r = 100$ et $\mu_r = 30$).

Une autre possibilité de changer la fréquence du signal lors de la mesure serait d'utiliser un matériau ferromagnétique doux monter sur un microsystème électromécanique (micro-electromechanical systems, MEMS en anglais) et le faire osciller physiquement entre l'intérieur et l'extérieur de l'entrefer. Il est aussi possible d'imaginer mettre la jonction entière sur un MEMS mais cela nécessite un procédé de fabrication extrêmement complexe.

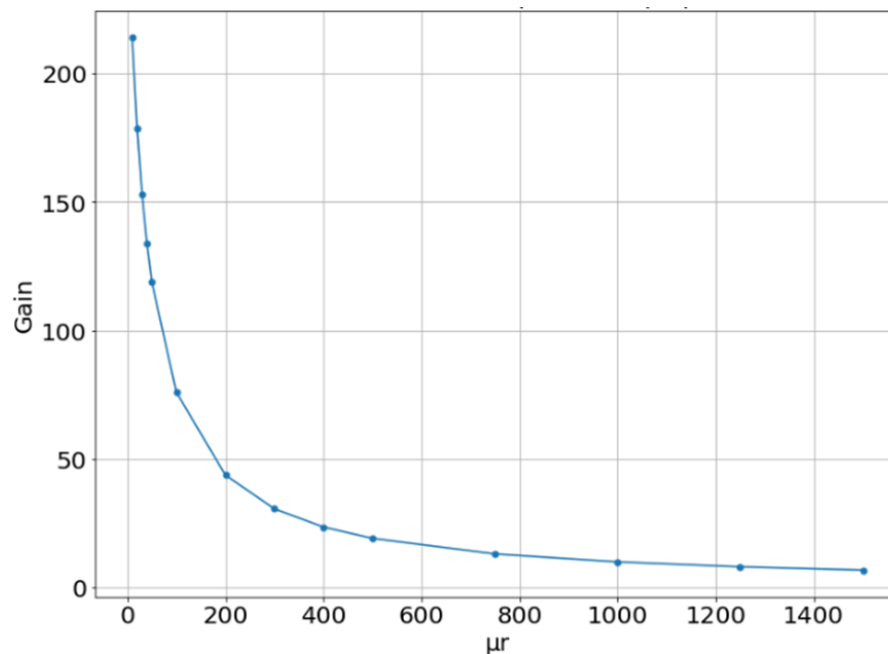


Figure 9-5 : Evolution du gain des concentrateurs de flux en fonction de la perméabilité relative de l'interrupteur.

Ces pistes seront explorées dans la thèse de Lucia Risoli à qui je souhaite plein de réussite.

Chapitre 10

10. Annexes

Annexe 1 : Réalisation d'une simulation Comsol

Dans le chapitre 6, je me suis concentré sur les données extraites des simulations sans présenter ni expliquer en détail les résultats bruts des simulations. Je présente donc ici la démarche entière, partant de la création de la géométrie du modèle, la définition des matériaux, le maillage et les résultats avant analyse.

a) Géométrie

La première étape est de définir la forme à étudier, les concentrateurs de flux n'étant pas une forme simple, j'ai d'abord créé leur forme sur un plan en 2D que j'ai ensuite importé dans un espace 3D (Figure 10-1).

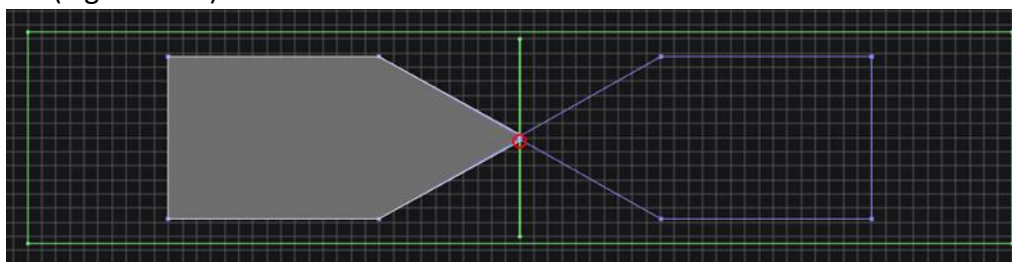


Figure 10-1 : Création de la géométrie en 2D avant de l'exporter en 3D

Je choisis l'épaisseur des FCs en extrudant la forme importée et en appliquant un effet de miroir pour avoir les deux branches des concentrateurs. L'environnement des FCs est composé d'un cube d'air de 20 mm de côté, je rajoute une boîte d'air à proximité des concentrateurs pour appliquer un maillage progressif (Figure 10-2). J'ai essayé différentes tailles de cube d'air (plus ou moins grandes) mais sans noter de changements notables en temps de calcul ni en valeurs de gains relevées.

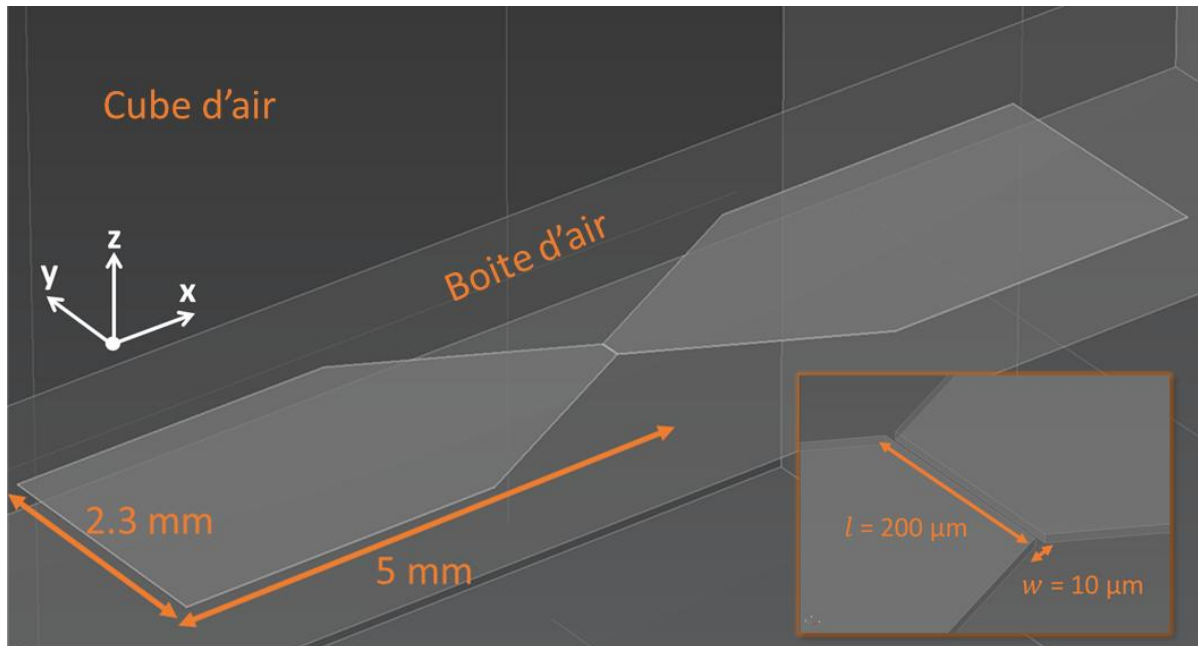


Figure 10-2 : Géométrie 3D, avec un zoom sur l'entrefer des concentrateur

Une fois la géométrie de base faite, il est facile de faire varier les paramètres d'aspect des concentrateurs, comme la largeur ou la longueur de l'entrefer, l'épaisseur est contrôlée par la fonction extrusion évoquée précédemment.

b) Matériaux

Dans ces simulations, j'ai besoin de deux matériaux, le NiFe pour les concentrateurs et l'air pour tout le reste. L'air est déjà disponible dans Comsol donc j'ai juste besoin de l'attribuer aux bons objets (le cube et la boîte). Le NiFe n'existe pas dans la base de données, il faut donc créer le matériau. Le seul paramètre utile pour ces simulations est la perméabilité relative. En partant de précédentes mesures d'aimantation des concentrateurs de flux que j'ai réalisés, j'ai choisi d'utiliser une perméabilité de 1500.

c) Définition de la physique

Comsol ne possède pas de module magnétique à proprement parler, pour définir la physique du système, j'ai suivi la procédure de la publication de X. Zhang et al [53], où en utilisant une approche coulombienne, on définit le champ magnétique comme un gradient de « potentiel magnétique » (par analogie avec un potentiel électrique) entre deux faces opposées du cube d'air. Le choix des faces permet de définir la direction du champ magnétique à un potentiel magnétique donné. J'ai choisi d'appliquer un champ de 800 A/m, ce qui correspond à environ 1 mT.

d) Maillage

Le maillage est l'une des parties les plus importantes, il s'agit de diviser l'espace en un nombre suffisant d'éléments pour bien représenter la physique étudiée tout en prenant en compte le temps de simulation. Nous avons quatre objets à mailler, le cube d'air avec un maillage large, la boîte d'air avec un maillage fin, les concentrateurs de flux avec un maillage fin et un maillage encore plus fin pour l'entrefer (entre 1 μm et 2 μm par éléments). Une image du maillage est visible dans la Figure 10-3.

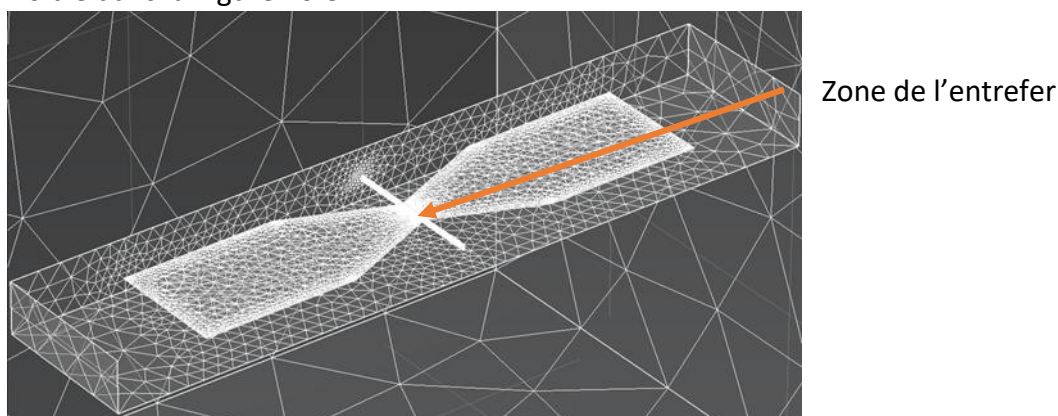


Figure 10-3 : Représentation du maillage, on peut voir les quatre niveaux de précision du maillage, le cube d'air, la boîte d'air, les concentrateurs de flux et l'entrefer.

e) Analyse des résultats

Après avoir calculé le champ magnétique dans le volume souhaité, Comsol crée un « dataset » comprenant tous les résultats, il est plus pratique pour l'analyse des données de limiter le « dataset ». Il est possible de faire une coupe planaire en 2D pour obtenir toutes les valeurs de champ selon le plan choisi, la Figure 10-4 montre le gain dans le plan XY pour une position en Z correspondant à la moitié de l'épaisseur des concentrateurs.

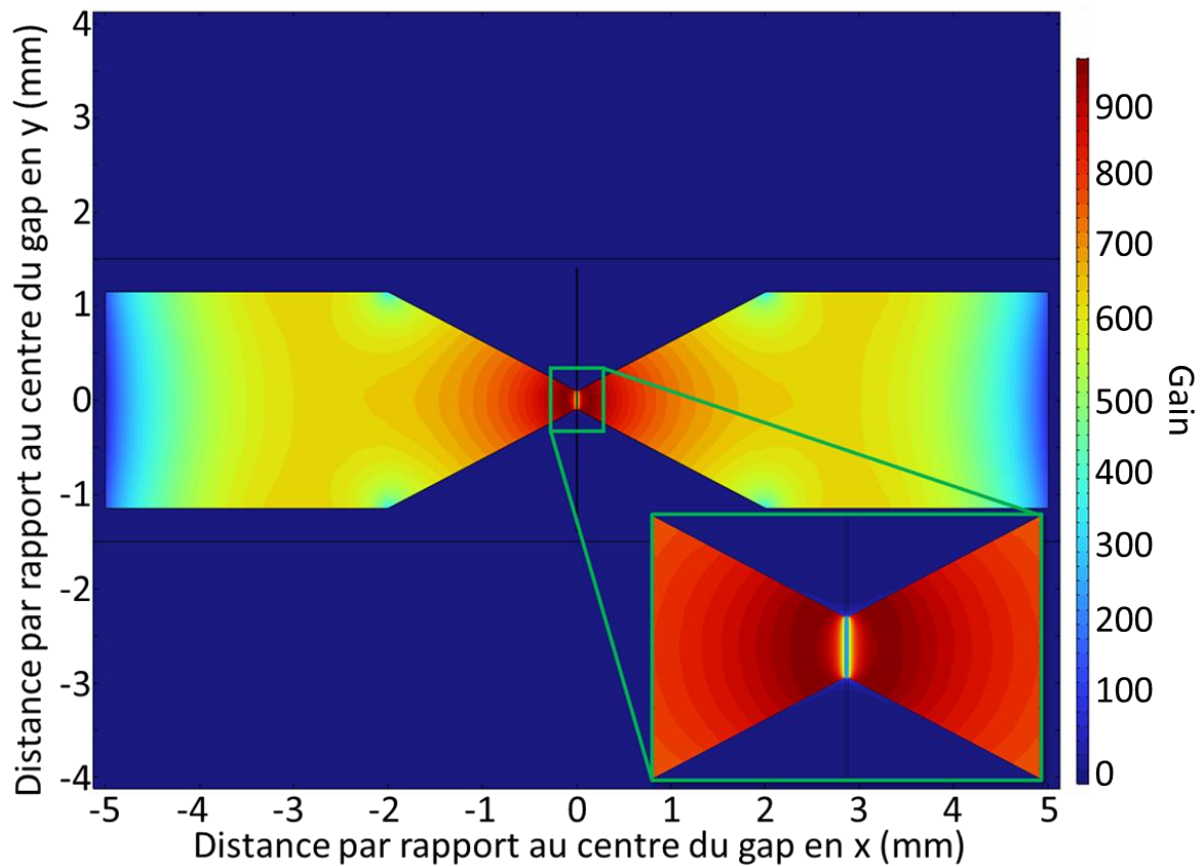


Figure 10-4 : Visualisation du gain des concentrateurs de flux par une coupe planaire selon xy, l'encart montre le gain au niveau de l'entrefer

Pour plus de facilités, j'ai préféré travailler avec des droites 1D passant dans l'entrefer des concentrateurs. J'ai pu donc caractériser l'impact des dimensions de l'entrefer avec : une droite passant par la largeur des FCs (selon X) et une droite passant dans la longueur des FCs (selon Y). Les résultats venant de la coupe en X sont visibles sur la Figure 10-5 et ceux de la coupe en Y sur la Figure 10-6.

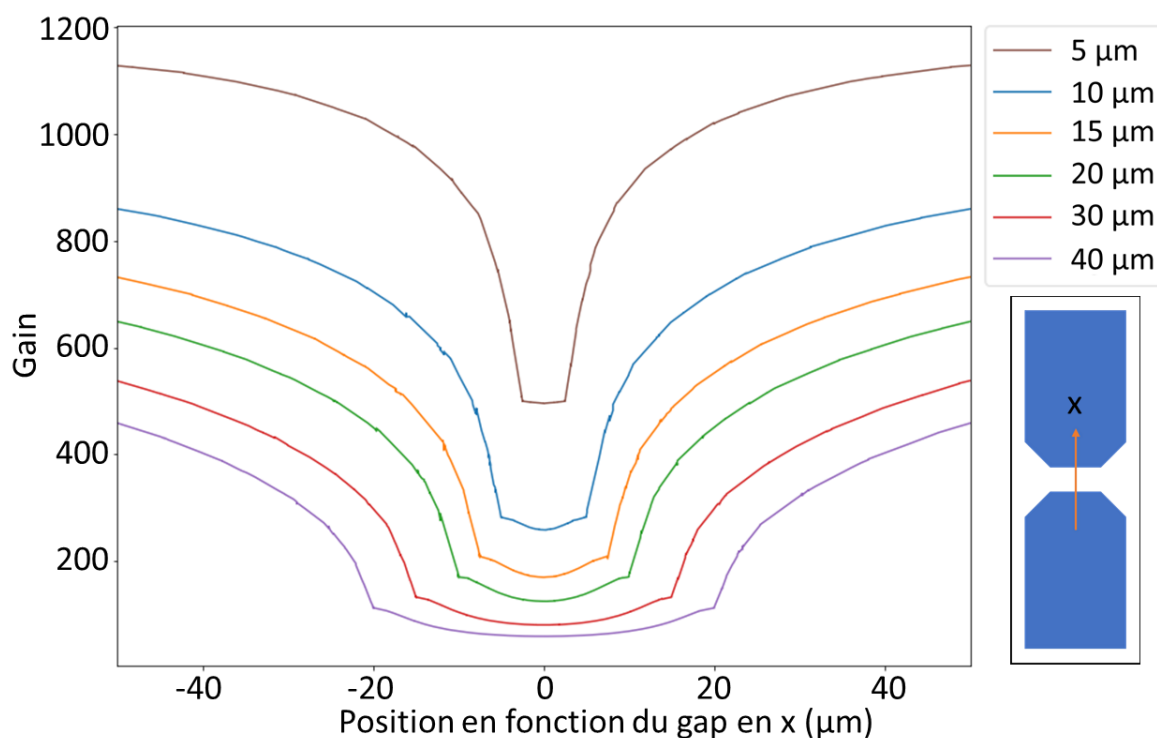


Figure 10-5 : Représentation du gain en fonction de la largeur de l'entrefer, le long d'une droite selon l'axe x (voir encart)

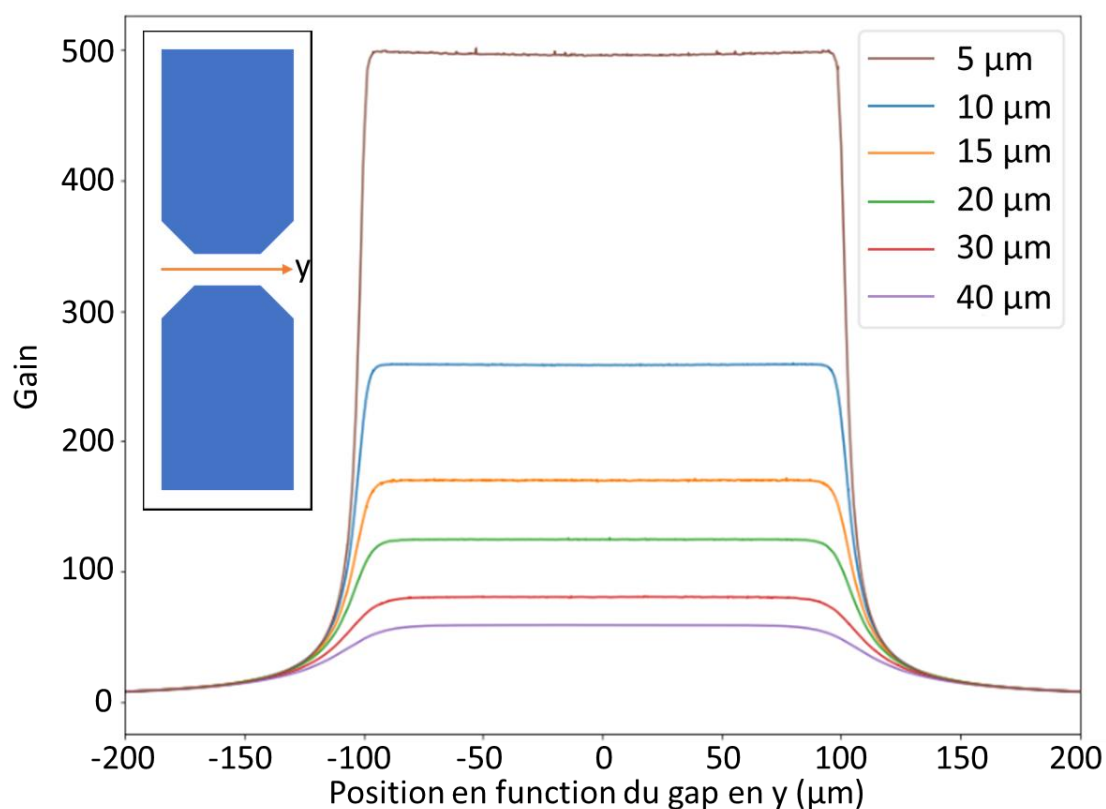


Figure 10-6 : Représentation du gain en fonction de la largeur de l'entrefer, le long d'une droite selon y, passant au milieu de l'entrefer (voir encart)

C'est en prenant le gain dans l'entrefer à partir de ces données que j'ai obtenu les résultats présentés dans les chapitres 6 et 7.

Annexe 2 : Réalisation de micro-bobines incorporées dans le substrat

Dans le design complet du capteur MAROT, il est prévu d'inclure des micro-bobines en argent, insérées dans le substrat sous les concentrateurs de flux. Cependant, dans le [chapitre 3](#), je précise qu'elles ne sont actuellement plus fabriquées, car la fabrication de ces bobines est complexe et a un faible rendement. Elles sont cependant utiles pour polariser la jonction à son point de fonctionnement. Dans cette partie, je présente quelques bobines qui ont été fabriquées par Jordan Piet, ingénieur en procédés qui nous a assisté pour cette partie.

Le design des bobines a été développé par Vincenzo Pasanisi, ingénieur en procédé, le design général des bobines est présenté dans la Figure 10-7. La dimension des spires est de $9,5\text{ }\mu\text{m}$ avec un espace inter spire de $2,5\text{ }\mu\text{m}$ (visible dans l'encart de la Figure 10-7).

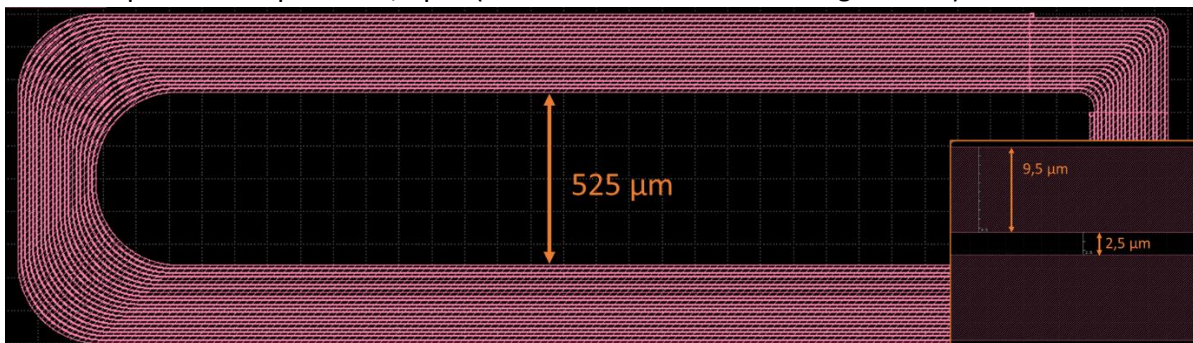


Figure 10-7 : Fichier GDS des bobines, la dimension de spires est visible sur l'encart

On peut remarquer dans ce design que les coins sont arrondis et les spires sont légèrement plus grandes ($13,5\text{ }\mu\text{m}$ contre $9,5\text{ }\mu\text{m}$) pour éviter que le courant ne devienne trop dense dans les « virages ».

Après des optimisations du procédé de fabrication (essais de résines, temps d'exposition, temps de développement...), nous avons pu réaliser des bobines qui apparaissent fonctionnelles, la Figure 10-8 montre une image prise au microscope après la lithographie tandis que la Figure 10-9 montre les bobines après dépôt par évaporation de 360 nm d'argent. L'image de gauche montre un passage droit des bobines et l'image de droite montre un des virages. On peut voir que les dimensions sont plutôt respectées, avec une erreur négligeable d'environ $0,2\text{ }\mu\text{m}$.

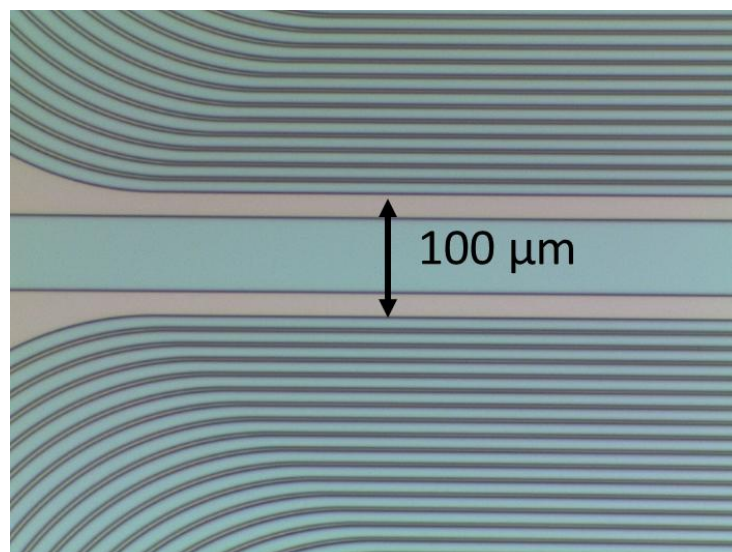


Figure 10-8 : Image prise par un microscope optique après l'étape de lithographie des bobines

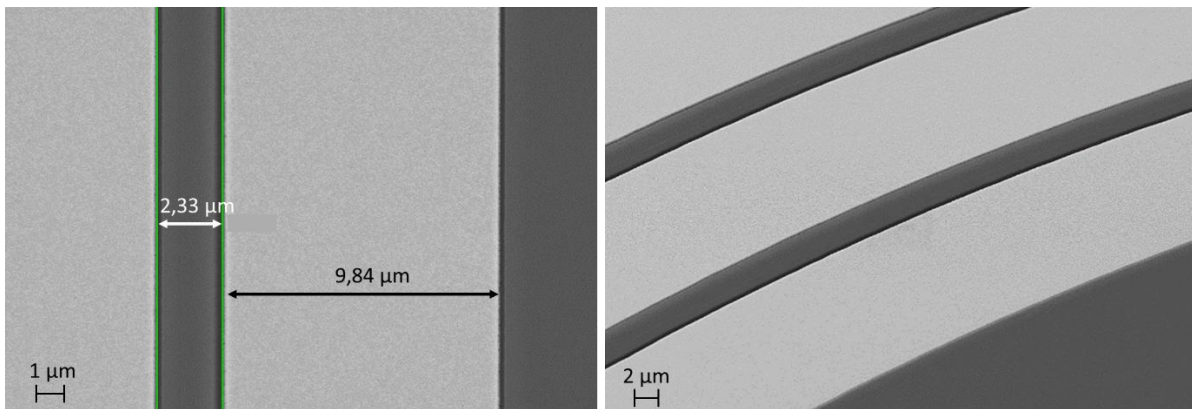


Figure 10-9 : Image prise par microscopie électronique après dépôt des bobines. A gauche dans une partie droite, à droite dans un virage/

Cependant, même si la fabrication apparaît correcte, le rendement est faible, sur les 546 bobines (quatre par puce) seulement 28 sont conformes aux attentes, c'est-à-dire une résistance de l'ordre de 1100 Ω . La résistance chute ensuite, cela correspond à des courts-circuits entre certaines spires. La mesure de résistance de toutes les bobines est présentée dans la Figure 10-10, on constate que la majorité sont complètement court-circuités ce qui confirme la difficulté de fabrication.

0	1	2	3	4	5	6	7	8	
1				44.7	26.9	108.5	28.5		>1000
2				12.9	38.3	31.8	15.8		500<R<1000
3			37.7	35.8	33.5	115.4	23.9	36.8	53.6
4			43.4	39.4	32.4	37.2	43.5	33.9	17.5
5			9	21.3	32.3	31.8	11.2	55.5	36.7
6			13.6	34.9	39.7	63.7	39.4	40.2	65.3
7			58.6	38.6	34.1	34	39.9	53.3	15.2
8			37.3	35	38.1	85.3	43.8	40.4	28.4
9			25.6	37.1	34.3	33.9	17	14.4	14.9
10			36.6	25.5	40.7	83.9	65.9	66.3	49.7
11			33.8	43.4	33.9	1E+06	18.5	13.3	13.4
12			38.5	73.3	40.9	72.2	37.3	77.5	45.9
13	19	47.5	16.5	29.5	34.8	43.5	32.6	55.2	13.5
14	34.1	34	40.4	59.1	37.9	69.6	63.2	93.6	83.8
15	35.9	40.9	33.7	48.5			28.8	74.8	21.8
16	22	35.1	39.7	50.1			64.5	480.8	65.1
17	34.6	40.4	21.3	51.9	33.7	67.3	35.7	77.3	506.6
18	33.6	42	35.9	45.7	34.6	93.3	176.9	111.3	1131
19	34.4	69.5	34.4	33.9	34.9	67.3	36.3	126	1132.3
20	33.3	60.4	34.8	88.6	31.8	88.8	38.7	1134.3	4E+06
21	28.1	67.4	34.4	67.9	33.9	67.7	41.1	304.3	1080
22	33.8	55.8	33.5	89.5	35.1	88.4	40.8	885.8	526.1
23	16.7	42.8	36.4	88.9	35.6	80.2			331.1
24	30.2	72.1	16.4	68.7	34.8	104.4			1123.4
25	35.8	38.7	33.7	94.1	37.2	1136.8	108	65.4	948.8
26	7.3	2E+06	32.7	70.8	35.4	1072.7	61.1	482.3	1070.9
27	44	34.5	35.3	92.1	50.4	134.4	270.7	563.6	1136.9
28	24.1	61.8	34.3	67.7	34.8	105.1	37.9	216	1013.1
29	35.2	35.5	35.9	75.7			60.5	1068	844.6
30	10.8	14.3	23.9	31.5			49.1	46.4	151.8
31	27	35.8	28.1	91.5	126.4	440.1	348.5	346.7	57.4
32	10.3	12.8	12.7	22.6	54.6	79.8	639.1	517.4	454.4
33			38.6	90.2	78.6	104.2	167.2	265.1	714.5
34			35.3	46.7	46.9	125.1	54.8	40.1	75.1
35			38.6	88.1	66.9	79.8	628.8	56.3	220.9
36			32.3	15.6	40.8	86.4	36	226.7	39.6
37			65.3	32.5	32.5	32	200.2	96.2	49.9
38			15.9	71.5	33.1	78.6	61.7	62.8	73.1
39			19.1	36.2	17.1	40.7	26.3	19.7	53.8
40			7.8	18.1	32.2	57	33.8	19.1	35.7
41					21.1	32.2	15.2	20.9	13.7
42					29.1	31.2	30.1	29.7	29.5
43							11.8	9.3	8.1
44									8.3
45									Meplat

Figure 10-10 : Analyse de la résistance des bobines au niveau du wafer, peu de bobines fonctionnent comme prévu

La fabrication de ces bobines a été réalisée en utilisant le design jonction unique ce qui inclus quatre bobines par puces et toutes doivent fonctionner pour que le capteur soit fonctionnel. Dans l'exemple présenté juste au-dessus, seulement une puce est utilisable. Je n'ai pas alloué plus de temps à l'optimisation des bobines à cause de ces difficultés. Cependant, la contrainte sur la nano fabrication des bobines est plus faible dans le design jonction multiples car il n'y a qu'un seul capteur par puce (contre deux dans le design jonction unique). Cela permet de faire seulement deux bobines par puce et de les faire plus grandes, permettant un espace inter spires plus grand.

Pour le fonctionnement du capteur entier, les bobines restent indispensables pour polariser la jonction et atteindre son point de fonctionnement (maximum de la sensibilité). Cela reste juste tant que nous utilisons des jonctions à réponse symétrique. Les bobines sont aussi responsables de la boucle de contre réaction, prévue pour protéger le capteur de toute variation de l'instrument de par des phénomènes extérieurs, comme la dérive thermique.

11. Références

- [1] « Safeguarding Satellites: How NOAA Monitors Space Weather to Prevent Disruptions », National Environmental Satellite, Data, and Information Service. Consulté le: 13 février 2026. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.nesdis.noaa.gov/news/safeguarding-satellites-how-noaa-monitors-space-weather-prevent-disruptions>
- [2] G. Jannet *et al.*, « Measurement of Magnetic Field Fluctuations in the Parker Solar Probe and Solar Orbiter Missions », *J. Geophys. Res. Space Phys.*, vol. 126, n° 2, p. e2020JA028543, févr. 2021, doi: 10.1029/2020JA028543.
- [3] N. E. Raouafi *et al.*, « Parker Solar Probe: Four Years of Discoveries at Solar Cycle Minimum », *Space Sci. Rev.*, vol. 219, n° 1, p. 8, févr. 2023, doi: 10.1007/s11214-023-00952-4.
- [4] D. Müller *et al.*, « The Solar Orbiter mission - Science overview », *Astron. Astrophys.*, vol. 642, p. A1, oct. 2020, doi: 10.1051/0004-6361/202038467.
- [5] K. G. Klein *et al.*, « HelioSwarm: A Multipoint, Multiscale Mission to Characterize Turbulence », *Space Sci. Rev.*, vol. 219, n° 8, p. 74, nov. 2023, doi: 10.1007/s11214-023-01019-0.
- [6] C. Kittel, *Introduction to solid state physics*, 8^e éd. New York, NY: John Wiley & Sons, 2025.
- [7] J. M. D. Coey, *Magnetism and magnetic materials*. Cambridge: Cambridge University Press, 2009.
- [8] M. A. Ruderman et C. Kittel, « Indirect Exchange Coupling of Nuclear Magnetic Moments by Conduction Electrons », *Phys. Rev.*, vol. 96, n° 1, p. 99-102, oct. 1954, doi: 10.1103/PhysRev.96.99.
- [9] 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, p. 3719-3722, nov. 2012, doi: 10.1109/TMAG.2012.2200468.
- [10] 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, 2003, doi: 10.1063/1.1630171.
- [11] J. S. Bennett *et al.*, « Precision Magnetometers for Aerospace Applications: A Review », *Sensors*, vol. 21, n° 16, p. 5568, janv. 2021, doi: 10.3390/s21165568.
- [12] 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.
- [13] M. Pannetier-Lecoeur, L. Parkkonen, N. Sergeeva-Chollet, H. Polovy, C. Fermon, et C. Fowley, « Magnetocardiography with sensors based on giant magnetoresistance », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 98, n° 15, p. 153705, avr. 2011, doi: 10.1063/1.3575591.
- [14] 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.
- [15] A. F. Md Nor, T. Daibou, M. Oogane, Y. Ando, et T. Miyazaki, « Boron effects on noise in magnetic tunnel junctions », *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 310, n° 2, Part 3, p. 1917-1919, mars 2007, doi: 10.1016/j.jmmm.2006.10.1126.

- [16] M. Julliere, « Tunneling between ferromagnetic films », *Phys. Lett. A*, vol. 54, n° 3, p. 225-226, sept. 1975, doi: 10.1016/0375-9601(75)90174-7.
- [17] M. N. Baibich *et al.*, « Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 61, n° 21, p. 2472-2475, nov. 1988, doi: 10.1103/PhysRevLett.61.2472.
- [18] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, et W. Zinn, « Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange », *Phys. Rev. B*, vol. 39, n° 7, p. 4828-4830, mars 1989, doi: 10.1103/PhysRevB.39.4828.
- [19] J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong, et R. Meservey, « Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 74, n° 16, p. 3273-3276, avr. 1995, doi: 10.1103/PhysRevLett.74.3273.
- [20] S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima, Y. Suzuki, et K. Ando, « Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions », *Nat. Mater.*, vol. 3, n° 12, p. 868-871, déc. 2004, doi: 10.1038/nmat1257.
- [21] S. S. P. Parkin *et al.*, « Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers », *Nat. Mater.*, vol. 3, n° 12, p. 862-867, déc. 2004, doi: 10.1038/nmat1256.
- [22] W. H. Butler, X.-G. Zhang, T. C. Schulthess, et J. M. MacLaren, « Spin-dependent tunneling conductance of Fe | MgO | Fe sandwiches », *Phys. Rev. B*, vol. 63, n° 5, p. 054416, janv. 2001, doi: 10.1103/PhysRevB.63.054416.
- [23] D. Wang, C. Nordman, J. M. Daughton, Z. Qian, et J. Fink, « 70% TMR at room temperature for SDT sandwich junctions with CoFeB as free and reference Layers », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 40, n° 4, p. 2269-2271, juill. 2004, doi: 10.1109/TMAG.2004.830219.
- [24] 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.
- [25] 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.
- [26] 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.
- [27] S. Manceau *et al.*, « Large amplification of the sensitivity of symmetric-response magnetic tunnel junctions with a high gain flux concentrator », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 123, n° 8, p. 082405, août 2023, doi: 10.1063/5.0160544.
- [28] 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.
- [29] C. Cavoit, « Dispositif pour detecter et/ou mesurer un champ magnetique faible », WO2010109138A1, 30 septembre 2010 Consulté le: 13 février 2026. [En ligne]. Disponible sur: <https://patents.google.com/patent/WO2010109138A1/en?q=WO+2010%2f109138+A1>
- [30] 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.

- [31] S. Manceau, « Développement d'un magnétomètre miniaturisé à base de jonctions tunnel magnétiques pour applications spatiales », thesis, Orléans, 2023. Consulté le: 13 février 2026. [En ligne]. Disponible sur: <https://theses.fr/2023ORLE1021>
- [32] T. Nakatani, H. Suto, P. D. Kulkarni, H. Iwasaki, et Y. Sakuraba, « Improvement of magnetic field detectivity in electrical $1/f$ noise-dominated tunnel magnetoresistive sensors by AC magnetic field modulation technique », *J. Appl. Phys.*, vol. 134, n° 21, p. 213904, déc. 2023, doi: 10.1063/5.0180812.
- [33] C. Tannous et J. Gieraltowski, « The Stoner–Wohlfarth model of ferromagnetism », *Eur. J. Phys.*, vol. 29, n° 3, p. 475, mars 2008, doi: 10.1088/0143-0807/29/3/008.
- [34] M. Rasly, T. Nakatani, J. Li, H. Sepehri-Amin, H. Sukegawa, et Y. Sakuraba, « Magnetic, magnetoresistive and low-frequency noise properties of tunnel magnetoresistance sensor devices with amorphous CoFeBTa soft magnetic layers », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 54, n° 9, p. 095002, mars 2021, doi: 10.1088/1361-6463/abc2f5.
- [35] W. H. Meiklejohn, « Exchange Anisotropy—A Review », *J. Appl. Phys.*, vol. 33, n° 3, p. 1328-1335, mars 1962, doi: 10.1063/1.1728716.
- [36] B. D. Schrag *et al.*, « Néel “orange-peel” coupling in magnetic tunneling junction devices », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, n° 15, p. 2373-2375, oct. 2000, doi: 10.1063/1.1315633.
- [37] H. D. Arnold et G. W. Elmen, « Permalloy, a new magnetic material of very high permeability », *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 2, n° 3, p. 101-111, juill. 1923, doi: 10.1002/j.1538-7305.1923.tb03595.x.
- [38] J. Horkans, « Effect of Plating Parameters on Electrodeposited NiFe », *J. Electrochem. Soc.*, vol. 128, n° 1, p. 45, janv. 1981, doi: 10.1149/1.2127385.
- [39] J.-M. Quemper *et al.*, « Permalloy electroplating through photoresist molds », *Sens. Actuators Phys.*, vol. 74, n° 1-3, p. 1-4, avr. 1999, doi: 10.1016/S0924-4247(98)00323-9.
- [40] Y. Yang *et al.*, « Novel Magnetic Flux Guiding Structure of Magnetoresistive Sensor for Increased Sensitivity », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 59, n° 1, p. 1-7, janv. 2023, doi: 10.1109/TMAG.2022.3219782.
- [41] G. He *et al.*, « PicoTesla magnetic tunneling junction sensors integrated with double staged magnetic flux concentrators », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 113, n° 24, p. 242401, déc. 2018, doi: 10.1063/1.5052355.
- [42] M. Oogane *et al.*, « Sub-pT magnetic field detection by tunnel magneto-resistive sensors », *Appl. Phys. Express*, vol. 14, n° 12, p. 123002, déc. 2021, doi: 10.35848/1882-0786/ac3809.
- [43] Y. Yang et S.-H. Liou, « Laminated magnetic film for micro magnetic flux concentrators », *AIP Adv.*, vol. 11, n° 3, p. 035004, mars 2021, doi: 10.1063/5.0038659.
- [44] M. Mouchel *et al.*, « Noise study of magnetic field sensors based on magnetic tunnel junctions », *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 903, n° 1, p. 012008, oct. 2017, doi: 10.1088/1742-6596/903/1/012008.
- [45] 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.
- [46] S. Ikeda *et al.*, « Dependence of Tunnel Magnetoresistance in MgO Based Magnetic Tunnel Junctions on Ar Pressure during MgO Sputtering », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 44, n° 11L, p. L1442, nov. 2005, doi: 10.1143/JJAP.44.L1442.

- [47] 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, p. 1-8, nov. 2014, doi: 10.1109/TMAG.2014.2320606.
- [48] 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.
- [49] A. J. Devasahayam et M. H. Kryder, « The dependence of the antiferromagnet/ferromagnet blocking temperature on antiferromagnet thickness and deposition conditions », *J. Appl. Phys.*, vol. 85, n° 8, p. 5519-5521, avr. 1999, doi: 10.1063/1.369880.
- [50] 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.
- [51] V. Baltz et B. Dieny, « Influence of Pt as Mn diffusion barrier on the distribution of blocking temperature in Co/(Pt)/IrMn exchange biased layers », *J. Appl. Phys.*, vol. 109, n° 6, p. 066102, mars 2011, doi: 10.1063/1.3558983.
- [52] G. Choe et S. Gupta, « High exchange anisotropy and high blocking temperature in strongly textured NiFe(111)/FeMn(111) films », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, n° 13, p. 1766-1768, mars 1997, doi: 10.1063/1.118650.
- [53] X. Zhang *et al.*, « Influence of size parameters and magnetic field intensity upon the amplification characteristics of magnetic flux concentrators », *AIP Adv.*, vol. 8, n° 12, p. 125222, déc. 2018, doi: 10.1063/1.5066271.
- [54] « Co-NETIC® Nickel Alloy Technical Data Sheet | Magnetic Shield Corporation ». Consulté le: 16 février 2026. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.magnetic-shield.com/co-netic-technical-data/>
- [55] F. Xiong *et al.*, « Effect of Mo in-situ alloying on microstructure and magnetic properties of (NiFeMo)100-xMox alloy », *J. Alloys Compd.*, vol. 976, p. 173012, mars 2024, doi: 10.1016/j.jallcom.2023.173012.
- [56] 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, p. 142407, avr. 2012, doi: 10.1063/1.3701277.
- [57] M. Beleggia, M. D. Graef, Y. T. Millev, D. A. Goode, et G. Rowlands, « Demagnetization factors for elliptic cylinders », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 38, n° 18, p. 3333-3342, sept. 2005, doi: 10.1088/0022-3727/38/18/001.
- [58] W. F. Egelhoff *et al.*, « Critical challenges for picoTesla magnetic-tunnel-junction sensors », *Sens. Actuators Phys.*, vol. 155, n° 2, p. 217-225, oct. 2009, doi: 10.1016/j.sna.2009.08.016.
- [59] S. Amara-Dababi, H. Béa, R. C. Sousa, C. Baraduc, et B. Dieny, « Correlation between write endurance and electrical low frequency noise in MgO based magnetic tunnel junctions », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 102, n° 5, p. 052404, févr. 2013, doi: 10.1063/1.4788816.
- [60] L. Pan *et al.*, « Novel Magnetic Field Modulation Concept Using Multiferroic Heterostructure for Magnetoresistive Sensors », *Sensors*, vol. 20, n° 5, p. 1440, mars 2020, doi: 10.3390/s20051440.
- [61] N. Tiercelin, Y. Dusch, A. Klimov, S. Giordano, V. Preobrazhensky, et P. Pernod, « Room temperature magnetoelectric memory cell using stress-mediated

- magnetoelastic switching in nanostructured multilayers », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, n° 19, p. 192507, nov. 2011, doi: 10.1063/1.3660259.
- [62] Y. Dusch, N. Tiercelin, A. Klimov, S. Giordano, V. Preobrazhensky, et P. Pernod, « Stress-mediated magnetoelectric memory effect with uni-axial TbCo₂/FeCo multilayer on 011-cut PMN-PT ferroelectric relaxor », *J. Appl. Phys.*, vol. 113, n° 17, p. 17C719, mai 2013, doi: 10.1063/1.4795440.
- [63] M. Ahart *et al.*, « Origin of morphotropic phase boundaries in ferroelectrics », *Nature*, vol. 451, n° 7178, p. 545-548, janv. 2008, doi: 10.1038/nature06459.
- [64] F. Wang, L. Luo, D. Zhou, X. Zhao, et H. Luo, « Complete set of elastic, dielectric, and piezoelectric constants of orthorhombic 0.71Pb(Mg_{1/3}Nb_{2/3})O₃-0.29PbTiO₃ single crystal », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, n° 21, p. 212903, mai 2007, doi: 10.1063/1.2743393.
- [65] P. Koleják, G. Lezier, K. Postava, J.-F. Lampin, N. Tiercelin, et M. Vanwolleghem, « 360° Polarization Control of Terahertz Spintronic Emitters Using Uniaxial FeCo/TbCo₂/FeCo Trilayers », *ACS Photonics*, vol. 9, n° 4, p. 1274-1285, avr. 2022, doi: 10.1021/acsphotonics.1c01782.
- [66] N. B. Ekreem, A. G. Olabi, T. Prescott, A. Rafferty, et M. S. J. Hashmi, « An overview of magnetostriction, its use and methods to measure these properties », *J. Mater. Process. Technol.*, vol. 191, n° 1, p. 96-101, août 2007, doi: 10.1016/j.jmatprotec.2007.03.064.
- [67] C. J. Owen *et al.*, « The Solar Orbiter Solar Wind Analyser (SWA) suite », *Astron. Astrophys.*, vol. 642, p. A16, oct. 2020, doi: 10.1051/0004-6361/201937259.
- [68] L. Pan *et al.*, « Improving electric field controlled magnetism of micron-scale-thickness Fe₇₁Ga₁₇B₁₂ film on Pb(Mg_{1/3}Nb_{2/3})O₃-PbTiO₃ by multilayer preparation method », *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 517, p. 167393, janv. 2021, doi: 10.1016/j.jmmm.2020.167393.
- [69] J. Hu, M. Pan, W. Tian, D. Chen, J. Zhao, et F. Luo, « 1/f noise suppression of giant magnetoresistive sensors with vertical motion flux modulation », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 100, n° 24, p. 244102, juin 2012, doi: 10.1063/1.4729427.
- [70] J. Valadeiro, S. Cardoso, R. Macedo, A. Guedes, J. Gaspar, et P. P. Freitas, « Hybrid Integration of Magnetoresistive Sensors with MEMS as a Strategy to Detect Ultra-Low Magnetic Fields », *Micromachines*, vol. 7, n° 5, p. 88, mai 2016, doi: 10.3390/mi7050088.
- [71] A. Guedes, S. B. Patil, P. Wisniowski, V. Chu, J. P. Conde, et P. P. Freitas, « Hybrid Magnetic Tunnel Junction-MEMS High Frequency Field Modulator for 1/f Noise Suppression », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 44, n° 11, p. 2554-2557, nov. 2008, doi: 10.1109/TMAG.2008.2003539.
- [72] A. Guedes *et al.*, « Towards picoTesla Magnetic Field Detection Using a GMR-MEMS Hybrid Device », *IEEE Trans. Magn.*, vol. 48, n° 11, p. 4115-4118, nov. 2012, doi: 10.1109/TMAG.2012.2203297.
- [73] A. Guedes, R. Macedo, G. Jaramillo, S. Cardoso, P. P. Freitas, et D. A. Horsley, « Hybrid GMR Sensor Detecting 950 pT/sqrt(Hz) at 1 Hz and Room Temperature », *Sensors*, vol. 18, n° 3, p. 790, mars 2018, doi: 10.3390/s18030790.
- [74] I. Marozau *et al.*, « Reliability assessment and failure mode analysis of MEMS accelerometers for space applications », *Microelectron. Reliab.*, vol. 88-90, p. 846-854, sept. 2018, doi: 10.1016/j.microrel.2018.07.118.

Thomas BRUN

MAROT : Un magnétomètre miniature pour l'exploration spatiale

Résumé :

Cette thèse porte sur la réalisation d'un magnétomètre dans le but de mesurer les fluctuations de champ magnétique dans les plasmas spatiaux du système solaire. Des magnétomètres de type Search-coil et Fluxgate sont couramment embarqués sur des satellites scientifiques et produisent des mesures de haute qualité. De nos jours, la recherche utilise de plus en plus de petits satellites dont l'archétype est le « Cubsat » qui est un cube de 10 cm de côté. Cependant, l'instrumentation actuelle ne peut pas être miniaturisée sans compromettre les performances.

C'est dans ce cadre que le projet MAROT propose l'élaboration d'un magnétomètre miniature utilisant comme élément sensible des jonctions tunnel magnétiques (MTJ), pour mesurer des champs de l'ordre du picotesla. Les jonctions tunnel magnétiques sont des éléments convertissant une variation d'aimantation en variation de résistance, permettant ainsi de mesurer les variations de champ magnétique. Ces magnétomètres sont déjà utilisés comme capteurs dans de nombreuses applications (automobile, imagerie médicale, capteurs dans des systèmes électroniques...) de par leur haute sensibilité. Cependant, les MTJs souffrent d'une perte de détectivité à basse fréquence car leur bruit évolue inversement à la fréquence du signal mesuré. Or les basses fréquences (< 100 Hz) sont les fréquences pertinentes pour les plasmas spatiaux. Pour compenser cette limitation, le capteur MAROT contient des concentrateurs de flux (FC) pour amplifier le champ magnétique sur la jonction. L'optimisation du capteur passe d'une part par l'augmentation de sa sensibilité et d'autre part par la diminution du bruit, afin d'atteindre une détectivité de l'ordre du $pT/\sqrt{Hz}$ à 10 Hz.

Les jonctions tunnels sont constituées d'un empilement constitué de plusieurs blocs : couche de référence, barrière tunnel, couche libre. Dans ma thèse, j'ai utilisé et réalisé des jonctions tunnels à réponse symétrique, présentant un état antiparallèle à champ nul, obtenu après un recuit sous champ. Cet état, ainsi que la configuration macrospin de la couche libre, minimisant l'hystérèse, est réalisée en piégeant légèrement la couche libre par une couche antiferromagnétique.

Lors de cette thèse, tout d'abord, j'ai pu avoir accès à une couche libre à base de FeCoSiB, couche plus amorphe et plus douce que le NiFe précédemment utilisé, permettant une amélioration du rapport de magnétorésistance (TMR) d'un facteur supérieur à 2, jusqu'à 250%. L'augmentation de la TMR a permis de gagner un facteur 3 dans la sensibilité des jonctions.

Dans un second temps, j'ai réalisé des simulations de l'amplification du champ magnétique par les concentrateurs de flux (gain) en fonction des dimensions et caractéristiques de l'entrefer. Cette étude m'a permis de dessiner un nouveau design de capteur dans lequel des jonctions en série-parallèle sont ajoutées dans l'entrefer afin d'augmenter le volume magnétique, pour réduire le bruit, tout en maintenant un gain suffisant. Des capteurs avec ce design ont été fabriqués. Les premières mesures indiquent des sensibilités de l'ordre de 2000 %/mT. Les mesures de bruit sont en cours, et semblent indiquer que les FC, à base de NiFe déposés par électrolyse, apportent du bruit supplémentaire. La composition de ces FC sera donc à optimiser afin d'améliorer la détectivité, actuellement autour de quelques centaines de $pT/\sqrt{Hz}$ à 10 Hz.

Pour finir, j'ai commencé à développer une méthode de hachage de champ magnétique pour réduire le bruit. Une couche magnétostrictive, déposée sur un substrat piézoélectrique soumis à une tension, peut voir sa direction de l'anisotropie modifiée. Cela se traduit en un changement de perméabilité magnétique relative. Ce dispositif pourra être placé au-dessus de l'entrefer des FC et utilisé comme un interrupteur magnétique, qui alternativement modifie le flux magnétique sur les jonctions. Un gain d'un facteur au moins 10 sur la détectivité est attendu, ce qui permettra de s'approcher de l'objectif du $pT/\sqrt{Hz}$ à 10 Hz.

Mots clés : Capteur, Micro fabrication, Sensibilité, Bruit, Jonctions Tunnel Magnétiques, Concentrateurs de Flux

MAROT: A miniaturized space magnetometer

Summary:

This Ph.D. is about the elaboration of a magnetometer to measure fluctuations of the magnetic field in space plasma. Magnetometers, like the Search-Coil or the Fluxgate are already commonly used in satellites to measure magnetic field with great accuracy. Nowadays, the research field is looking at small satellites called Cubsats in order to reduce the cost of missions. However, the current magnetometer can't be miniaturised without compromising the performances.

The MAROT project aims to solve this problem by developing a miniaturized magnetometer based on magnetic tunnel junction (MTJ) as its sensing element in order to measure magnetic field in the order of picotesla. Magnetic tunnel junctions are small objects who can convert a change in magnetization direction into a change of electrical resistance, thus allowing to measure variation of magnetic field. MTJs are already commonly used as sensors like in the automotive or medical imaging field because of their high field sensitivity. However, their performances are capped at low frequency because their noise are inversely proportional to the measured signal frequency which happen to be the interesting frequency range for space plasma studies (<100 Hz). To overcome this limitation, the MAROT sensor is equipped with magnetic flux concentrators (FC) in order to increase the sensitivity, thus lowering the limit of detection (or detectivity). This is achieved by increasing the sensitivity and lowering the noise of the sensor.

Tunnel junctions consist of a stack of several layers: a reference layer, a tunnel barrier, and a free layer. In my Ph.D., I used and fabricated symmetric-response tunnel junctions exhibiting an antiparallel state at zero field, achieved following field annealing. This state, along with the macrospin configuration of the free layer, which minimises hysteresis, is achieved by slightly confining the free layer with an antiferromagnetic layer.

During this Ph.D., I was able to work with a magnetic stack using FeCoSiB as the free layer, this layer is both amorphous and softer than NiFe used previously. This change of materials allowed an increase of the magnetoresistance ratio (TMR) by a factor of 2, reaching up to 250%. This increase in TMR resulted in a sensitivity increase by a factor of 3.

I then carried out simulations of the amplification of the magnetic field by flux concentrators (gain) as a function of the dimensions and characteristics of the air gap. This study enabled me to develop a new sensor design in which series-parallel junctions are added to the air gap to increase the magnetic volume, thereby reducing noise whilst maintaining sufficient gain. Sensors featuring this design have been manufactured. Initial measurements indicate sensitivities of around 2000 %/mT. Noise measurements are currently underway and appear to suggest that the NiFe-based FCs deposited by electrolysis introduce additional noise. The composition of these FCs will therefore need to be optimised to improve detectivity, which currently stands at around a few hundred $\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ at 10 Hz.

Finally, I have begun to develop a magnetic field chopping method to reduce noise. A magnetostrictive layer, deposited on a piezoelectric substrate subjected to a voltage, can have its direction of anisotropy altered. This results in a change in relative magnetic permeability. This device could be placed above the FC air gap and used as a magnetic switch, which alternately modifies the magnetic flux at the junctions. A gain of at least a factor of 10 in detectivity is expected, which will bring us closer to the target of $\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ at 10 Hz.

Keywords: Sensor, Microfabrication, Sensitivity, Noise, Magnetic tunnel junction, Flux concentrators

LPC2E, 3a Av. de la recherche scientifique – 45071 Orléans
SPINTEC, 17 Av. des Martyrs – 38054 Grenoble

