



HAL
open science

Développement d'un magnétomètre miniature exploitant un résonateur MEMS et une structure multicouche de matériaux magnétiques

Charles Mauc

► To cite this version:

Charles Mauc. Développement d'un magnétomètre miniature exploitant un résonateur MEMS et une structure multicouche de matériaux magnétiques. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Paris-Saclay, 2022. Français. NNT : 2022UPAST165 . tel-03955933

HAL Id: tel-03955933

<https://theses.hal.science/tel-03955933v1>

Submitted on 25 Jan 2023

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

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

Développement d'un magnétomètre
miniature exploitant un résonateur
MEMS et une structure multicouche de
matériaux magnétiques

*Conception of a micro-magnetometer based on a MEMS
resonator and a stack of magnetic materials*

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n°575, Electrical, Optical, Bio-Physics and Engineering
(EOBE)

Spécialité de doctorat : électronique et optoélectronique, nano et
microtechnologies

Graduate School : Sciences de l'ingénierie et des systèmes

Référent : Faculté des sciences d'Orsay

Thèse préparée dans les unités de recherche Centre de Nanosciences et de
Nanotechnologies (Université Paris-Saclay, CNRS) et Physique,
Instrumentation, Environnement (Université Paris-Saclay, ONERA) sous la
direction de **Johan MOULIN**, Maître de conférence, et le co-encadrement de
Thomas PERRIER, Ingénieur de Recherche.

Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 9 décembre 2022, par

Charles MAUC

Composition du jury

Membres du jury avec voix délibérative

Frédéric MAZALEYRAT

Professeur des universités, ENS Paris-Saclay, Gif-sur-Yvette

Nora DEMPSEY

Directrice de recherche, Institut Néel-CNRS, Grenoble

Bernard LEGRAND

Directeur de recherche, LAAS-CNRS, Toulouse

Gaëlle LISSORGUES

Professeure, ESIEE, Université Gustave Eiffel, Noisy-Le-Grand

Président

Rapporteur & Examinatrice

Rapporteur & Examineur

Examinatrice

Titre : Développement d'un magnétomètre miniature exploitant un résonateur MEMS et une structure multicouche de matériaux magnétiques

Mots clés : magnétomètre, MEMS, résonateur, couches minces, modélisation, magnétisme

Résumé : Les outils de navigation modernes utilisant des satellites s'avèrent très efficaces mais ne sont pas toujours disponibles par manque de réseau ou par choix géopolitique. Il est alors nécessaire de pouvoir naviguer de manière autonome. Pour ce faire, des cellules inertielles compactes composées de d'accéléromètres et de gyroscopes sont utilisées. Cependant, du fait des intégrations successives pour remonter à la position ainsi qu'au cap, des biais et dérives de biais de mesures sont introduits, rendant erronés les mesures sur le long terme. Pour corriger ces biais, il est possible d'associer aux accéléromètres et aux gyroscopes des magnétomètres (navigation magnéto-inertielle) permettant l'estimation de la vitesse par la mesure du gradient local du champ magnétique terrestre ou bien permettant l'identification du nord magnétique terrestre pour recalibrer le cap périodiquement. Les travaux réalisés dans cette thèse ont pour but de concevoir et caractériser un magnétomètre se basant sur un résonateur MEMS (Micro-Electro-Mechanical Systems) en quartz et une structure multicouche de matériaux magnétiques permettant d'adresser les applications de la navigation magnéto-inertielle. Parmi les critères d'intérêt, nous trouvons une résolution inférieure à 10 nT ainsi qu'une faible sensibilité aux grandeurs inertielles. Dans le deuxième chapitre, grâce à des simulations numériques exploitant la méthode des éléments finis, nous avons conçu un design de magnétomètre exploitant le couple magnétostatique induit par l'interaction entre le champ d'induction magnétique extérieur et le moment magnétique unidirectionnel des matériaux magnétiques. Ce couple entraîne l'apparition de deux forces égales en norme mais opposées en sens sur deux poutres résonant en flexion. La mesure différentielle des fréquences de résonances des deux

poutres évoluant en sens opposés est directement proportionnelle à une composante du champ magnétique extérieur. Nous avons optimisé le design de la structure pour trouver le meilleur compromis entre grande sensibilité au champ magnétique et faible sensibilité à l'accélération et à la vitesse de rotation. Dans les simulations numériques, nous avons fait l'hypothèse d'un grand moment magnétique unidirectionnel des matériaux magnétiques utilisés. Dans le troisième chapitre, qui a pour but de satisfaire au mieux cette hypothèse, nous avons élaboré une structure multicouche composée d'une alternance de matériaux ferromagnétique (FeCo) et antiferromagnétique (NiMn) qui, traitée thermiquement sous champ magnétique, acquiert une anisotropie d'échange unidirectionnelle. La valeur, la direction et la stabilité du moment magnétique de cette structure multicouche affectent directement la sensibilité du magnétomètre au champ magnétique. Après des caractérisations physico-chimiques de l'empilement, nous avons identifié les paramètres géométriques (épaisseur et nombre des couches, anisotropie de forme), et d'élaboration (durée et température du traitement thermique) permettant d'assurer une sensibilité au champ magnétique nominale. Dans le dernier chapitre, nous avons fabriqué le résonateur en quartz dimensionné au chapitre 2, déposé les matériaux magnétiques sur les emplacements adéquats et nous l'avons intégré avec son électronique de proximité. Après avoir validé son principe de fonctionnement, nous avons mesuré sa résolution, ses sensibilités à la température et à l'accélération. Ces caractérisations nous ont permis de mettre en évidence un phénomène limitant, non prévu initialement, qui dégrade les performances du capteur, en particulier sa résolution.

Title : Conception of a micro-magnetometer based on a MEMS resonator and a stack of magnetic materials

Keywords : magnetometer, MEMS, resonator, thin films, modelling, magnetism

Abstract : Modern navigation tools using satellites are very efficient but are not always available due to lack of network or geopolitical choice. It is then necessary to be able to navigate autonomously. In order to do this, we use compact inertial cells combining accelerometers and gyros. However, because of the successive integrations to get the position and the direction, biases and drifts of biases of measurements are introduced, making long-term erroneous measurements. To correct these biases, it is possible to associate magnetometers (magneto-inertial navigation) to accelerometers and gyros, allowing the estimation of the speed by measuring the local gradient of the earth's magnetic field or allowing the identification of the earth's magnetic north in order to periodically recalibrate the heading. The purpose of this thesis is to design and characterize a magnetometer based on a quartz MEMS (Micro-Electro-Mechanical Systems) resonator and a multilayer of magnetic materials for magneto-inertial navigation applications. Among the criteria of interest, it must have a resolution lower than 10 nT as well as being the least sensitive to acceleration and rotation speed. In the second chapter, using finite element simulations, we designed a magnetometer exploiting the magnetostatic torque induced by the interaction between the external magnetic induction field and the unidirectional magnetic moment of the magnetic materials. This torque leads to the appearance of two forces equal in norm but opposite in direction on two resonant beams in bending. The differential measurement of the resonance fre-

quencies of the two beams moving in opposite directions is directly proportional to a component of the external magnetic field. We have optimized the design of the structure to find the best compromise between high sensitivity to the magnetic field and low sensitivity to acceleration and rotation speed. In the numerical simulations, we assumed a large and unidirectional magnetic moment of the magnetic materials. In the third chapter, which aims to satisfy this assumption, we developed a multilayer structure composed of alternating ferromagnetic material (FeCo) and antiferromagnetic material (NiMn) which, when annealed under a magnetic field, acquires a unidirectional exchange anisotropy. The value, direction and stability of the magnetic moment of this multilayer structure directly affect the sensitivity of the magnetometer to the magnetic field. After physico-chemical characterizations of the multilayer, we identified the geometrical parameters (thickness and number of layers, shape anisotropy), and processing parameters (duration and temperature of the heat treatment) to ensure a nominal magnetic field sensitivity. In the last chapter, we manufactured the quartz resonator designed in chapter 2, deposited the magnetic materials on the planned locations and integrated it with its proximity circuit. After having validated its operating principle, we measured its resolution, its sensitivities to temperature and to acceleration. These characterizations allowed us to highlight a limiting phenomenon, not initially foreseen, which degrades the performances of the sensor, in particular its resolution.

Remerciements

Je commence par remercier Olivier Le Traon, directeur du département Physique, Instrumentation et Environnement (DPHY) ainsi que Rose-Marie Sauvage de l'Agence de l'Innovation de Défense (DGA/AID) pour le financement de la bourse de thèse qui m'a permis de me lancer dans cette aventure.

Je remercie chaleureusement Johan Moulin pour avoir dirigé cette thèse. Tu as su m'aiguiller et me faire part de tes réflexions qui m'ont beaucoup fait avancer. Je tiens à remercier tout particulièrement mon encadrant Thomas Perrier pour m'avoir accompagné durant ces trois ans. Merci pour tes enseignements sur les simulations numériques ainsi que ta disponibilité et ton aide précieuse (même après ton départ de l'ONERA) qui m'ont permis de finir cette thèse. Je remercie chaudement Raphaël Levy, chef de l'unité Capteur et Micro-Technologie (CMT) pour avoir été disponible pour répondre à mes (très) nombreuses questions. Je remercie tout autant Patrick Kayser, ingénieur de recherche à l'ONERA pour toutes tes explications concernant les sciences des matériaux.

Je souhaite remercier toute l'équipe CMT pour votre aide (et également pour toutes les viennoiseries hebdomadaires). Merci à Amandine Andrieux et Pierre Lavenus pour votre aide précieuse sur les questions liées à la salle blanche et votre bonne humeur. Merci Claude Chartier, Claude Gageant et Raphaël Geng pour les fabrications en salle blanche et les dépôts de matériaux magnétiques. Merci à Vincent Gaudineau pour ton aide sur l'intégration des magnétomètres (maudits fils d'or), sur la CAO de pièces mécaniques et ta relaxitude. Merci à Jean Guérard et Léon Tran pour votre aide sur l'électronique du capteur et sur l'interprétation des données du HF2LI. Merci à Paul Chapellier pour tes avis éclairés sur les procédés salle blanche et sur les propriétés du quartz. Je remercie également tous les doctorant.e.s et stagiaires que j'ai pu rencontrer durant ces trois années. Tout particulièrement Lucas Hudeley avec qui j'ai beaucoup rigolé (notamment à la conférence IEEE Inertial), mais aussi Maxime Duquesnoy, Baptiste Fisher-Kaszuba, Severin Astruc, Vincent Malesys, Lucas Bonnin, Léopold Delahaye, Thibaut Bourguignon, Andréa Théault, Fanny Rousset, Léa Nguyen et Jules Maistret.

Je suis reconnaissant à Nora Dempsey, directrice de recherche à l'Institut Néel, et à Bernard Legrand, directeur de recherche au Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS), d'avoir accepté d'être les rapporteurs de mes travaux ainsi que pour les échanges enrichissants qui ont suivi. Je remercie également Gaëlle Lissorgues, professeure à l'ESIEE ainsi que Frédéric Mazaleyrat, professeur des universités à l'ENS Paris-Saclay

d'avoir accepté d'examiner ma thèse.

Je n'aurais jamais pu en arriver là sans ma famille. Merci Maman et Papa pour toutes ces années consacrées à mon éducation et à mon ouverture d'esprit, de m'avoir toujours plus poussé, d'avoir été là quand j'avais besoin de soutien moral ou matériel. Je vous aime du plus profond de mon cœur. Je suis extrêmement heureux d'avoir un frère et une sœur comme vous Nico et Ju. Vous m'avez bien aidé à grandir sur beaucoup d'aspects.

Merci également à tous mes amis de primaire, collège, lycée et de PHELMA qui m'ont accompagné pendant toutes ces années, en particulier Sylvain et Martin.

Enfin, une dédicace spéciale à Audrey Stefani qui m'a supporté au quotidien émotionnellement, moralement et intellectuellement durant toute la durée de cette thèse.

Table des matières

Introduction générale	1
1 État de l'art des magnétomètres miniatures	3
1.1 Capteurs à effet Hall	3
1.2 Magnétomètres à induction magnétique	6
1.3 Capteurs magnéto-résistifs	8
1.3.1 AMR	8
1.3.2 Capteurs PHE	9
1.3.3 GMR	11
1.3.4 TMR	13
1.4 Magnétomètre MEMS	14
1.4.1 Qu'est-ce qu'un MEMS ?	14
1.4.2 Force de Lorentz / Force de Laplace	16
1.4.2.1 Modulation AM	16
1.4.2.2 Modulation FM et QFM	16
1.4.3 Magnétoélectrique	18
1.4.4 Magnétostriction	20
1.4.5 Couple magnétique	21
1.4.5.1 Couple statique - déformation en torsion	21
1.4.5.2 Couple statique - déformation axiale	21
1.4.5.3 Couple dynamique	22
1.5 Conclusion	24
2 Conception d'un magnétomètre MEMS en quartz à sortie fréquentielle insensible aux perturbations de son environnement	27
2.1 Conception initiale	27
2.1.1 Méthode de détection d'un couple magnétique et choix du matériau adapté	27
2.1.2 Résonateur en quartz	28
2.1.2.1 Cristallographie du quartz	28
2.1.2.2 Relations de la piézoélectricité dans le quartz et mouvement de flexion	29

2.1.2.3	Résonance d'une poutre en quartz et modèle électrique équivalent	32
2.1.3	Principe de fonctionnement	33
2.1.4	Grandeurs d'intérêt du capteur	36
2.1.4.1	Fréquence de résonance	36
2.1.4.2	Facteur de qualité	36
2.1.4.3	Facteur d'échelle	39
2.1.4.4	Instabilité de biais	39
2.1.4.5	Sensibilités à l'environnement	40
2.1.5	Simulation par éléments finis	41
2.2	Géométrie des poutres résonantes	42
2.2.1	Optimisation de la géométrie d'une poutre	42
2.2.2	Réduction des effets de <i>lock-in</i> et des pertes à l'encastrement	45
2.2.2.1	Choix du diapason	45
2.2.2.2	Optimisation de la géométrie de la tête du diapason	46
2.2.3	Placement des électrodes	48
2.3	Optimisation du design du magnétomètre	50
2.4	Conclusion	60

3 Élaboration et caractérisation d'une structure multicouche de matériaux FM/AFM à fort moment magnétique et à anisotropie unidirectionnelle 63

3.1	Conception de la structure multicouche	63
3.1.1	Choix de la solution technique	63
3.1.2	Objectifs et grandeurs d'intérêt	66
3.1.3	Choix des matériaux de la structure multicouche	68
3.1.4	Préparation des échantillons et mesure de leurs propriétés magnétiques 70	
3.1.4.1	Élaboration des matériaux	70
3.1.4.2	Fabrication des échantillons	70
3.1.4.3	Traitement thermique	70
3.1.4.4	Mesure et analyse d'un cycle d'hystérésis	72
3.2	Caractérisations physico-chimiques de la structure multicouche	73
3.2.1	Techniques de caractérisation	73
3.2.2	Caractérisations des couches épaisses	73
3.2.2.1	NiCr	74
3.2.2.2	Ta	75
3.2.2.3	NiMn	76
3.2.2.4	FeCo	78
3.2.3	Caractérisation d'une structure multicouche	79
3.2.3.1	Analyse TEM et microstructure	79
3.2.3.2	Influence du traitement thermique et de la nature de la couche d'adhérence	82

3.3	Optimisation des propriétés magnétiques de la structure multicouche . . .	84
3.3.1	Influence du traitement thermique	84
3.3.2	Influence de l'épaisseur des couches	85
3.3.3	Influence du nombre de bicouches	88
3.3.4	Influence de l'anisotropie de forme	88
3.3.5	Influence de la couche d'adhérence sur le cycle d'hystérésis	93
3.3.6	Influence de la température	93
3.4	Conclusion	95
4	Réalisation et caractérisation d'un magnétomètre	97
4.1	Fabrication d'un magnétomètre	97
4.1.1	Gravure de la structure en quartz	97
4.1.1.1	Gravure chimique par voie humide	98
4.1.1.2	Gravure réactive ionique profonde	101
4.1.2	Dépôt des matériaux magnétiques et traitement thermique	101
4.1.3	Intégration d'un capteur	105
4.1.3.1	Encapsulation sous vide	105
4.1.3.2	Électronique de proximité & circuit oscillateur	106
4.2	Caractérisations des performances d'un magnétomètre	108
4.2.1	Évaluation des performances d'un magnétomètre avec figures d'at- taque par simulation numérique	108
4.2.2	Mesure des grandeurs d'intérêt du résonateur	109
4.2.3	Mesure des grandeurs d'intérêt du capteur	110
4.2.3.1	Facteur d'échelle K_B	110
4.2.3.2	Sensibilités aux champs magnétiques transverses	111
4.2.3.3	Résolution du magnétomètre	111
4.2.3.4	Couplage inter-diapasons	113
4.2.3.5	Sensibilité à la température	113
4.2.3.6	Sensibilité à l'accélération	114
4.3	Perspectives d'amélioration du magnétomètre	115
4.4	Conclusion	118
	Conclusion générale & Perspectives	119
A	Propriétés et interactions magnétiques de la matière condensée	125
A.1	Définitions & Phénoménologie du magnétisme	125
A.2	Types de comportements magnétiques	129
A.3	Interactions magnétiques	133
A.3.1	Énergie & anisotropies intrinsèques	133
A.3.2	Anisotropie d'échange FM/AFM	138
A.3.3	Effet Kerr magnéto-optique	142

B	Caractéristiques d'un magnétomètre	143
B.1	Bruit équivalent en champ magnétique, résolution et vitesse de mesure 143	
B.2	Étendue de mesure, bande-passante et erreurs de mesures	147
B.3	Sensibilités	148
B.4	Gamme d'utilisation	148
C	Performances théoriques des magnétomètres	151
C.1	Poutre en flexion	151
C.1.1	Équation du mouvement	152
C.1.2	Fréquence de résonance	153
C.2	Magnétomètre différentiel	157
	Bibliographie	162

Introduction générale

Chronomètre, boussole, sextant, longue-vue . . . pour ne citer que ces quelques instruments, s’inscrivent dans une longue liste d’outils ayant permis aux Hommes de se repérer sur terre, naviguer en mer et se diriger dans les airs. Les technologies de navigation et de repérage n’ont eu de cesse d’évoluer à travers les époques pour répondre à la nécessité toujours plus croissante des civilisations de cartographier leur territoire, et pour certaines d’étendre leurs frontières. Le perfectionnement de ces technologies ont abouti aux systèmes de positionnement par satellites. Nous citerons le GPS pour les États-Unis, le GLONASS pour la Russie, le BeiDou pour la Chine, et prochainement Galileo pour l’Union Européenne. Toutefois ces technologies ne sont pas toujours disponibles par manque de réseau, ou par choix géopolitique. Il est alors nécessaire de pouvoir naviguer de manière autonome. A ce titre, il est possible d’utiliser des centrales inertielles compactes composées d’accéléromètres associés à des gyromètres. Cependant, du fait des intégrations successives pour remonter à la position ainsi qu’au cap, des biais et dérives de biais de mesures sont introduits, les rendant erronés sur le long terme. Une des solutions est l’intégration de magnétomètres, permettant l’estimation de la vitesse par la mesure du gradient local du champ magnétique terrestre, peut grandement limiter ces dérives de biais [1]. La précision, la consommation énergétique et l’encombrement d’une cellule magnéto-inertielle dépendent donc entre autre de celles du magnétomètre employé.

Ces travaux de thèse ont pour but le développement et l’analyse d’un concept innovant de magnétomètre vectoriel miniature. Il doit permettre avant tout de mesurer les variations locales d’une composante du champ magnétique terrestre avec une précision inférieure à 10 nT tout ayant une sensibilité minimale à l’accélération et à la vitesse de rotation. Tous les critères que nous nous sommes fixés sont exposés dans le cahier des charges (Tableau 1).

Ce manuscrit, composé de quatre chapitres, sera consacré dans un premier temps (Chapitre 1) à l’étude bibliographique des magnétomètres miniatures, ce qui permettra de sélectionner le type de technologie qui pourrait répondre au cahier des charges précédemment évoqué. Nous y présenterons de nombreux dispositifs industrialisés reposant sur des détecteurs à effet Hall, fluxgate ou magnétostrictive qui ne sont pas suffisamment compacts pour être intégrés dans une cellule inertielle, ou bien qui n’ont pas la résolution indispensable pour satisfaire les critères de la navigation magnéto-inertielle. Par ailleurs, des études menées sur des magnétomètres de type MEMS (Micro-Electro-Mechanical Systems) ont montré qu’ils offraient de bonnes perspectives au vue de leurs compacités et de

Tableau 1 – Cahier des charges du magnétomètre.

Étendue de mesure	$[-0.1 \text{ mT} ; 0.1 \text{ mT}]$
Résolution	10 nT
Taille	$< 1 \text{ cm}^2$
Consommation énergétique	$< 1 \text{ mW}$
Sensibilité à l'accélération	$< 5 \text{ nT @ } 1 \text{ g}$
Sensibilité à la vitesse de rotation	$< 5 \text{ nT @ } 100^\circ \cdot \text{s}^{-1}$
Sensibilité à la température	1000 ppm/ $^\circ\text{C}$
Sensibilité aux champs magnétiques transverses	0.6 %

leurs sensibilités au champ magnétique.

En se basant sur les principes de fonctionnement des magnétomètres conçus par ETTELT et al. [2] et de PERRIER [3], nous développerons dans le chapitre 2 un design de magnétomètre avec deux poutres résonant en flexion. Nous commencerons par décrire la manière d'actionner mécaniquement ces poutres. Puis, nous exposerons la manière dont la mesure différentielle de leurs fréquences de résonance permet de connaître une composante du champ magnétique extérieur en réponse au couple magnétostatique. Celui-ci étant induit par le champ magnétique sur des matériaux magnétique dont nous supposons l'aimantation dans une seule direction. Nous optimiserons ensuite cette géométrie à l'aide d'un logiciel permettant de faire des simulations numériques exploitant la méthode des éléments finis, afin que le magnétomètre réponde au cahier des charges.

En parallèle, dans le chapitre 3, en s'appuyant sur les travaux de PERRIER [3] et de LAMY et al. [4] sur les structures multicouches de matériaux FM et AFM, nous améliorerons et caractériserons la structure multicouche afin d'obtenir un grand moment magnétique dans une seule direction de façon à pouvoir respecter les hypothèses du logiciel de simulations numériques. Après avoir choisi les matériaux FM et AFM les mieux adaptés, nous établirons le procédé d'élaboration pour de tels matériaux sur un substrat de quartz. A la suite de caractérisations physico-chimiques des différentes couches, nous analyserons les influences sur son cycle d'hystérésis à savoir la géométrie de la structure multicouche, ainsi que les paramètres propres au procédé d'élaboration comme la température ou la durée du traitement thermique.

Pour finir, l'objectif du chapitre 4 est en premier lieu de fabriquer un prototype et de l'intégrer avec son électronique afin d'obtenir un magnétomètre fonctionnel. Nous réaliserons deux des prototypes dimensionnés dans le chapitre 2, et déposerons la structure multicouche de matériaux magnétiques élaborée dans le chapitre 3. En second lieu, nous caractériserons ces deux magnétomètres et identifierons leurs forces et faiblesses en lien avec les défauts de fabrication. Le chapitre se conclut sur des perspectives d'amélioration de cette technologies réalisable dans un futur proche.

Chapitre 1

État de l’art des magnétomètres miniatures

Il existe un nombre important de technologies de magnétomètres, cependant ce chapitre a pour vocation d’établir l’état de l’art des capteurs miniatures et embarquables actuels, qu’ils soient en phase de développement ou déjà sur le marché. En conséquence, certaines technologies comme le SQUID (*Superconducting Quantum Interference Device*) [5], le magnétomètre à pompage optique [5], le magnétomètre Overhauser [6], les magnétomètres atomiques (à atomes froids [7], SERF (*Spin Exchange Relaxation-Free*) [8], ...) ou le magnétomètre à centre NV (*Nitrogen Vacancy*) [9] ne seront pas étudiés ici dans la mesure où ils nécessitent des installations de puissance ou optiques encore difficilement intégrables. Dans un premier temps, nous aborderons les principes de fonctionnement des technologies sélectionnées et présenterons les réalisations à l’état de l’art. Puis nous comparerons les différentes technologies entre elles en considérant les données suivantes : la résolution, l’étendue de mesure (Figure B.3), la puissance consommée, le volume et le coût afin de déterminer quelle est la technologie la plus pertinente pour pouvoir adresser les applications visées.

1.1 Capteurs à effet Hall

Au cours de ses recherches doctorales, Edwin Hall découvre qu’une tension est induite dans une direction perpendiculaire au courant lorsqu’un matériau conducteur ou semi-conducteur est plongé dans le champ magnétique ambiant. C’est une conséquence directe de la force de Lorentz :

$$\vec{F} = q\vec{E} + q\vec{v} \wedge \vec{B} \quad (1.1)$$

Le champ magnétique exerce une force transverse $\vec{F}_B = q\vec{v} \wedge \vec{B}$ ce qui crée des régions chargées électriquement. Cette séparation crée un champ électrique qui génère une force \vec{F}_E (Figure 1.2). Dans un capteur à effet Hall, il en résulte une tension V_{Hall} perpendiculaire

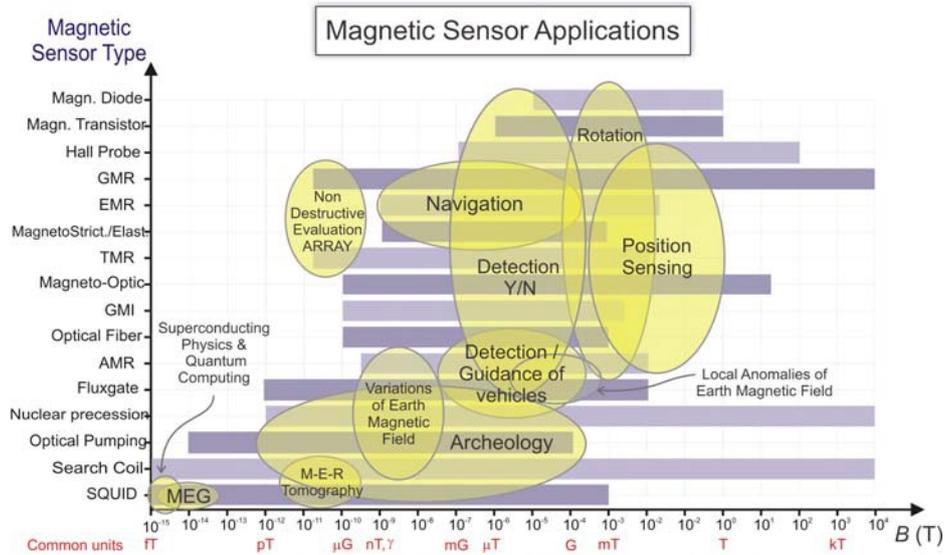


Figure 1.1 – Étendue de mesure de différentes technologies de magnétomètres et leurs applications associées.

à la fois au courant et au champ magnétique [10] :

$$V_{Hall} = \frac{I \cdot B}{n \cdot t \cdot q} = R_H \cdot \frac{I \cdot B}{t} \quad (1.2)$$

Avec I le courant à travers la plaque, B le champ magnétique perpendiculaire à la plaque, n la densité de porteurs de charges du matériau, q la charge des particules, t l'épaisseur de la plaque et R_H la résistance de Hall ou sensibilité magnétique.

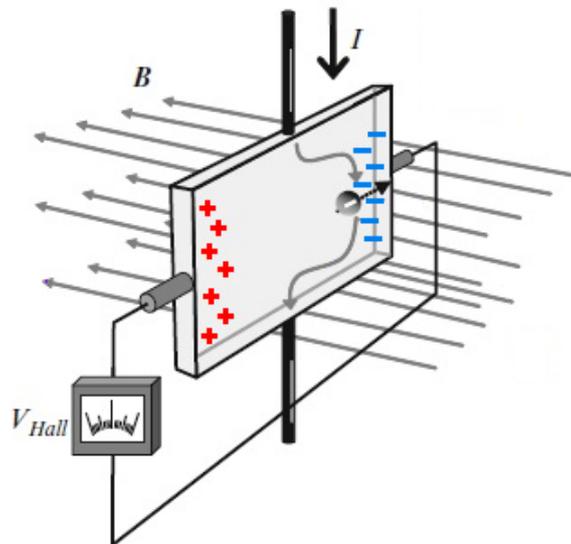


Figure 1.2 – Principe de l'effet Hall [10].

Il est possible de maximiser la sensibilité R_H d'un capteur à effet Hall en choisissant judicieusement un matériau ainsi que sa géométrie. En effet, le matériau doit avoir la plus faible épaisseur t ainsi que la plus faible densité de porteur de charges n possibles. De plus,

pour limiter le bruit thermique des électrons (bruit Johnson-Nyquist) et avoir la résolution la plus basse qui soit, le matériau doit être doté d'une grande mobilité électronique.

Les capteurs à effet Hall ont l'avantage :

- ▶ d'être mécaniquement robustes,
- ▶ d'être extrêmement petits,
- ▶ d'être insensibles à l'inertie,
- ▶ d'avoir une large bande passante,
- ▶ d'avoir une réponse linéaire en champ faible,
- ▶ de permettre des mesures non invasives de champs magnétiques alternatifs et stationnaires,
- ▶ d'être immunisés contre les problèmes d'hystérésis et de saturation des matériaux FM.

Cela leur permet de détenir une grande part de marché dans des applications comme la détection de position et de courant. Au niveau industriel, ils sont classiquement réalisés avec des semi-conducteurs tels que le Si, le InSb et plus rarement avec du Bi (en couches minces [11]) et montrent des résolutions ne descendant pas en dessous de $58 \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$ @ 1 kHz [12]. Côté recherche, le graphène, qui est un matériau 2D possédant le record de mobilité électronique, est considéré comme le matériau de prédilection pour un capteur à effet Hall (Figure 1.3). COLLOMB et al. font l'état de l'art de ces capteurs dont le bruit peut descendre jusqu'à $50 \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$ @ 10 kHz [12] [13]. Cependant, il apparaît que ces capteurs n'ont pas la résolution nécessaire pour être utilisés dans des applications liées à la navigation.

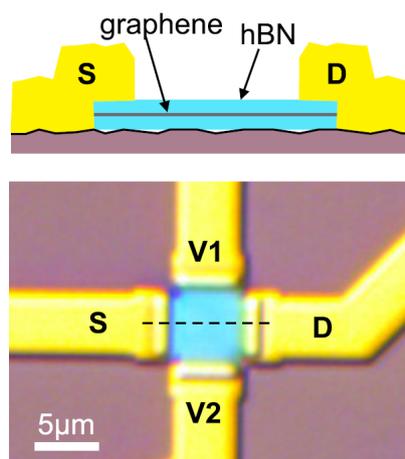


Figure 1.3 – Exemple de capteur à effet Hall en graphène [13].

1.2 Magnétomètres à induction magnétique

Les magnétomètres à induction magnétique reposent tous sur la loi d'induction de Faraday [5] qui stipule qu'un circuit électriquement fermé ayant une surface S et de vecteur normal \vec{p} , soumis à un flux magnétique variable Φ , résultant d'une induction magnétique extérieure \vec{B}_{ext} variable, est le siège d'une force électromotrice (f.e.m) $e(t)$ telle que :

$$e(t) = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d}{dt} \left[\iint_S \vec{B}_{ext} \cdot \vec{p} \, dS \right] \quad (1.3)$$

Les fluxmètres (*search-coil magnetometer*) ont un seul bobinage entourant un cœur FM ou de l'air et mesurent l'induction magnétique extérieure $\vec{B}_{ext} = \mu_0 \cdot \mu_r \cdot \vec{H}_{ext}$ grâce à une mesure directe de la f.e.m $e(t)$:

$$e(t) = -n S \cdot \frac{\mu_r}{1 + D \cdot (\mu_r(t) - 1)} \cdot \frac{d\vec{B}_{ext}(t) \cdot \vec{n}}{dt} \quad (1.4)$$

Avec μ_0 la perméabilité du vide, μ_r la perméabilité relative du milieu (cœur FM ou air), D le coefficient de démagnétisation du cœur FM, n le nombre de spires.

D'un autre côté, les magnétomètres à vanne de flux (*fluxgate magnetometer*), inventés en 1936 par H. Aschenbrenner et G. Goubau, possèdent deux bobinages (Figure 1.4). Le premier bobinage (*drive*), entourant le cœur FM cylindrique ou torique, est parcouru par un courant alternatif créant un électro-aimant. Le courant doit être suffisamment fort pour saturer périodiquement l'induction magnétique du cœur. Le deuxième bobinage (*sense*), placé perpendiculairement au champ magnétique généré, permet de mesurer directement la f.e.m $e(t)$ [14] (Figure 1.4) :

$$e(t) = n S \cdot \frac{1 - D}{(1 + D \cdot (\mu_r(t) - 1))^2} \cdot (\vec{B}_{ext} \cdot \vec{p}) \cdot \frac{d\mu_r(t)}{dt} \quad (1.5)$$

Les fluxmètres et les fluxgates sont des magnétomètres vectoriels facilement intégrables en 3D ayant l'avantage d'être robustes, simples et très résistants vis-à-vis de l'environnement. Cela explique que nous retrouvons les fluxgates dans des environnements sévères tels que les applications spatiales. Nous notons que les fluxmètres (Équation 1.4) peuvent uniquement mesurer des champs magnétiques non statiques contrairement aux fluxgates, ce qui entraîne des dérives de mesures dues à l'intégration de $dB(t)/dt$. Leur résolution peut être améliorée grâce à l'utilisation d'un grand nombre de spires n ou d'une plus grande surface S , mais cela augmentera en conséquence la taille du système. Cependant, il est possible d'exploiter la perméabilité du matériau FM utilisé pour avoir une amplification magnétique élevée ou une large bande passante [14]. De plus, pour les fluxgates, il est aussi possible de modifier la forme du cœur FM. En effet, une configuration en barreau n'est pas aussi efficace qu'une configuration en forme de tore [14].

La miniaturisation est difficile puisque la diminution de la taille des bobinages entraîne une diminution du ratio signal/bruit et donc une diminution de leur résolution [14]. Cependant, elle n'a pas de verrou technique car elle bénéficie de toutes les technologies de fabrication en salle blanche, notamment celles des MEMS. Par exemple, nous trouvons de nombreux modèles de fluxgates 2D sur des puces en silicium (Figure 1.5).

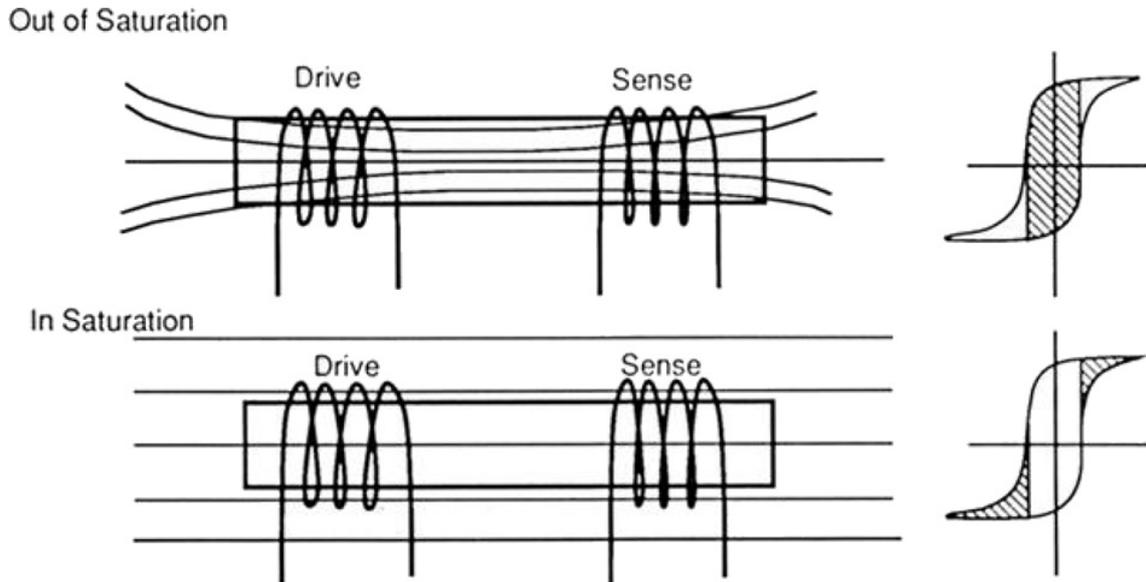


Figure 1.4 – Principe de fonctionnement d'un magnétomètre Fluxgate [15].

Du fait de la maturité de la technologie fluxgate, de nombreux modèles sont actuellement commercialisés : Bartington MAG629, Billingsley HFM500-MIL, Sensys FM3D/1000, Stefan Mayer FL1-100, etc. Bien que ces modèles arrivent à des résolutions extrêmement basses $\leq 20 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ @ 1 Hz, ils ont un volume V important [0.1 L - 0.5 L] et requièrent des puissances P élevées [10 mW - 2000 mW]. En laboratoire, la résolution la plus basse d'un fluxgate miniature a été démontrée par JANOSEK et al. [16] avec $0.75 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ @ 1 Hz.

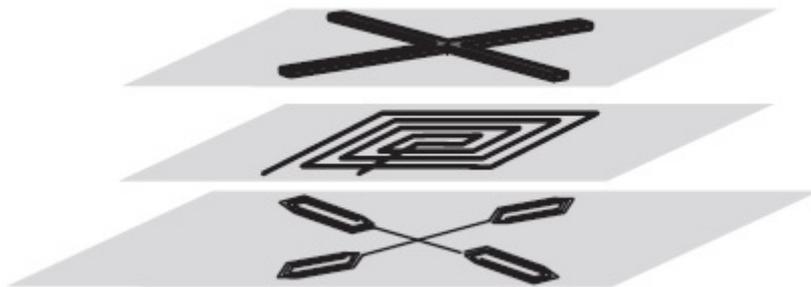


Figure 1.5 – Exemples de magnétomètre Fluxgate 2D [6].

1.3 Capteurs magnéto-résistifs

W. Thompson (Lord Kelvin) fit l'observation au XIX^e siècle de la dépendance de la résistivité d'un barreau de fer en fonction du champ magnétique appliqué \vec{B}_{ext} : lorsqu'il était dans le sens du courant la résistance augmentait et lorsqu'il lui était perpendiculaire, la résistance diminuait. Pour autant, W. Thompson fut incapable de faire varier la résistance de plus de 5%.

D'une manière générale, nous appelons *magnéto-résistance* la propriété de certains matériaux de voir leur résistance électrique changer lorsqu'ils sont soumis à un champ magnétique. Nous appelons l'ensemble des capteurs magnéto-résistifs les xMR. Ils sont classés selon plusieurs catégories : AMR (magnéto-résistance anisotrope), GMR (magnéto-résistance géante), TMR (magnéto-résistance tunnel), CMR (magnéto-résistance colossale), EMR (magnéto-résistance extraordinaire) qui se différencient les unes des autres par les principes physiques mis en jeux ainsi que par leurs ratios de magnéto-résistance $\frac{\Delta R}{R}$.

1.3.1 AMR

Concernant les AMR, la variation de résistance dépend de l'angle θ que prend l'aimantation \vec{M} du matériau FM avec le courant \vec{I} . La configuration la plus rudimentaire est un film mince (Figure 1.6) pour confiner l'aimantation dans le plan. Les processus de fabrication exploitent, par exemple, la géométrie des films minces et des recuits sous champ magnétique pour donner une forte anisotropie uniaxiales. Cependant, la résistivité ne varie pas linéairement avec le champ appliqué [17] :

$$\rho = \rho_{\perp} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \cdot \cos^2(\theta) \quad (1.6)$$

Avec ρ_{\perp} et ρ_{\parallel} correspondant aux résistivités quand l'aimantation \vec{M} et la densité de courant \vec{J} sont perpendiculaire et parallèle ; et θ l'angle entre ces deux grandeurs.

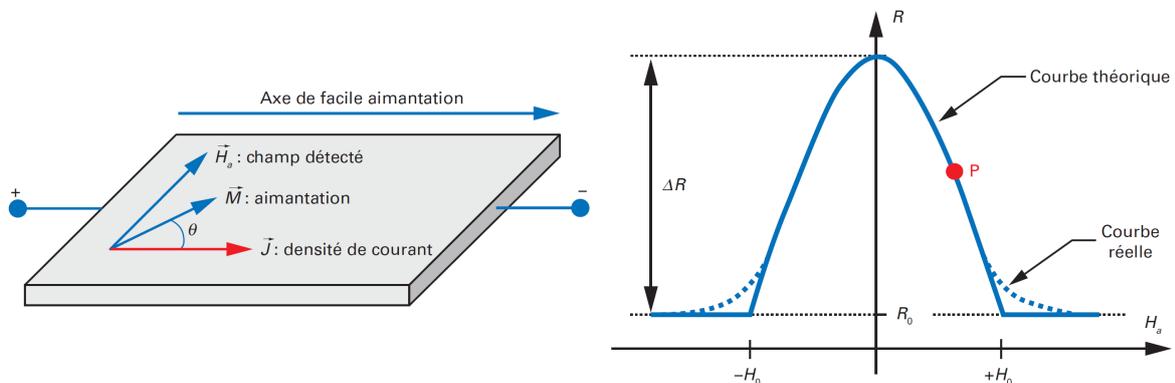


Figure 1.6 – Champ magnétique et aimantation dans un AMR [18].

La configuration *barberpole* est la plus répandue car elle permet d'obtenir une réponse linéaire en forçant le courant à circuler à 45° (Figure 1.7).

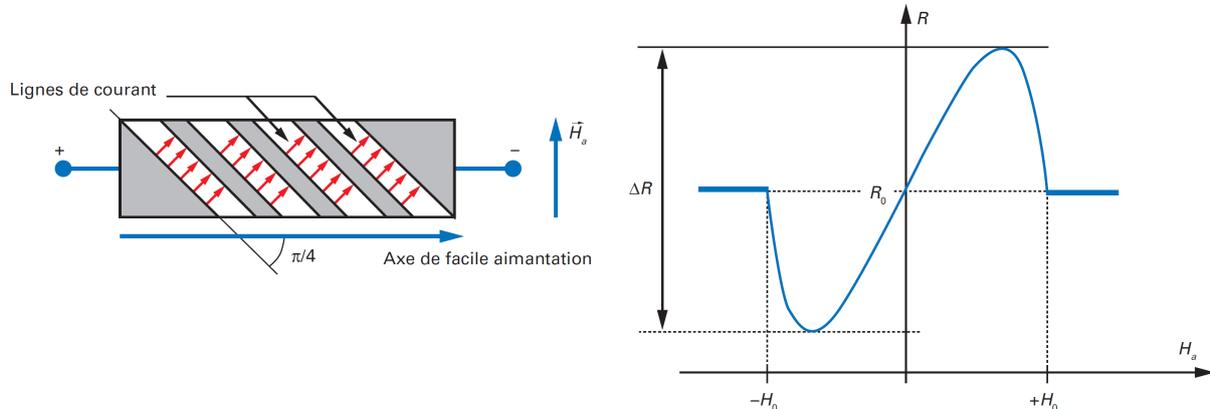


Figure 1.7 – AMR en configuration *barberpole* [18].

Les AMR présentent plusieurs avantages à savoir d'être d'une conception très simple, miniatures et facilement intégrables. Ils peuvent être notamment packagés en magnétomètres tri-axes compacts de quelques cm^3 . Nous trouvons typiquement comme agencement quatre capteurs AMR formant un pont de Wheatstone pour augmenter la sensibilité au champ magnétique et réduire la dépendance à la température [19]. Néanmoins, la fonction *Set/Reset*, qui permet de limiter le bruit de Barkausen [1], entraîne une forte consommation énergétique. Cette fonction permet de réorienter l'aimantation de la couche avant chaque mesure en appliquant sur les branches du pont de Wheatstone un fort champ magnétique dans le sens de l'axe facile d'aimantation. De plus, comme le signal est mesuré autour d'une composante continue R_0 (Figures 1.6 et 1.7), les AMR peuvent être sensibles à la température et au vieillissement [20]. Par ailleurs, nous constatons un fort hystérésis et une grande erreur de répétabilité qui limite la précision malgré la bonne résolution des capteurs commercialisés comme le HMC1001 de Honeywell qui annonce une résolution de $2.7 \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$ @ 10 Hz et un hystérésis de 100 nT.

1.3.2 Capteurs PHE

Les capteurs PHE (*Planar Hall Effect*) ne sont pas basés sur l'effet Hall comme peut le laisser penser leur nom. En effet, ils mesurent la variation du ratio AMR $\Delta R/R$ dans une configuration Hall pour des matériaux FM (Figure 1.8-a). Dans les conducteurs magnétiques polycristallins, la résistivité transverse ρ_{xy} varie telle que [20] :

$$\rho_{xy} = \frac{1}{2}(\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \cdot \sin(2\theta) \quad (1.7)$$

Avec ρ_{\perp} et ρ_{\parallel} correspondant aux résistivités quand l'aimantation \vec{M} et la densité de courant \vec{J} sont perpendiculaire et parallèle ; et θ l'angle entre ces deux grandeurs.

La sensibilité des capteurs PHE s'obtient en minimisant l'énergie du système et dépend notamment de l'épaisseur t des matériaux utilisés, des champs d'anisotropie H_K et d'échange H_{ex} telle que [21] :

$$S(t) = \frac{V_{PHE}}{H_y} = J \cdot w \cdot \frac{\rho_{\parallel}(t) - \rho_{\perp}(t)}{H_{ex}(t) + H_K(t)} \quad (1.8)$$

Le capteur est linéaire pour des champs magnétiques plus petits que $H_{ex} + H_K$. Lorsque ces champs d'anisotropie sont trop faibles, la réponse du capteur est linéaire sur un petit intervalle et peut exhiber un hystérésis. En revanche, lorsqu'ils sont grands, la sensibilité au champ magnétique est diminuée [22]. Il y a donc un compromis à trouver entre étendue de mesure et résolution [21].

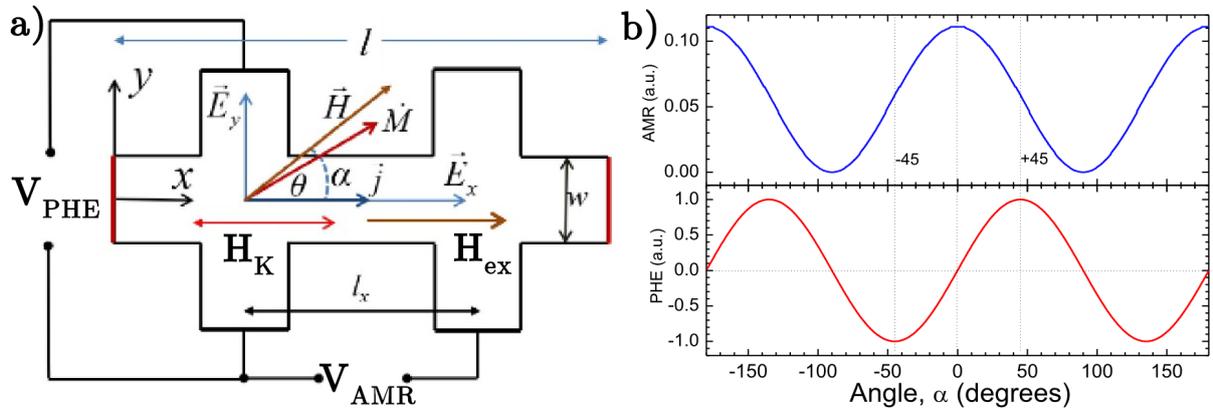


Figure 1.8 – a) Principe de fonctionnement d'un capteur PHE par rapport à un AMR, b) les résistivités longitudinale ρ_{xx} (AMR - en bleu) et transverse ρ_{xy} (effet Hall - en rouge) en fonction de l'angle entre l'aimantation \vec{M} et la densité de courant \vec{J} , [22].

En comparant les AMR aux capteurs PHE, il ressort les éléments suivants [20] :

- ▶ Du fait de l'anisotropie (de forme et d'échange) des matériaux utilisés, ils n'ont pas autant besoin de la fonction *Set/Reset* ;
- ▶ Ils ne mesurent pas un signal autour d'une composante continue (Figure 1.8-b). Ils ne sont donc pas sensibles au vieillissement et aux dérives de température qui affectent cette composante continue. Ils n'ont donc pas besoin de fonctionner en configuration pont de Wheatstone, ce qui implique une consommation moindre ;
- ▶ Ils n'ont pas besoin de fonctionner en configuration *barber-pole* puisqu'ils sont directement dans leur partie linéaire de fonctionnement (Figure 1.8-b) ;
- ▶ Ils ont l'avantage d'être aussi compacts et mécaniquement robustes.

MOR et al. recensent plusieurs façons de concevoir un capteur PHE, à savoir : avec un pont de Wheatstone, avec un empilement de type vanne de spin (Figure 1.10-a) ou encore avec une simple couche FM dont l'aimantation peut être ou non dirigée dans un sens grâce à une anisotropie de forme (Figure 1.9). GROSZ et al. [23] annoncent une résolution de $200 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ @ 1 Hz. NHALIL et al. [24] utilisent le même principe tout en ajoutant des concentrateurs de flux (*Magnetic Flux Concentrators*) et arrive à une résolution de

$5 \text{ pT} / \sqrt{\text{Hz}} @ 10 \text{ Hz}$ qui doit être atteinte au prix d'une étendue de mesure réduite [25].

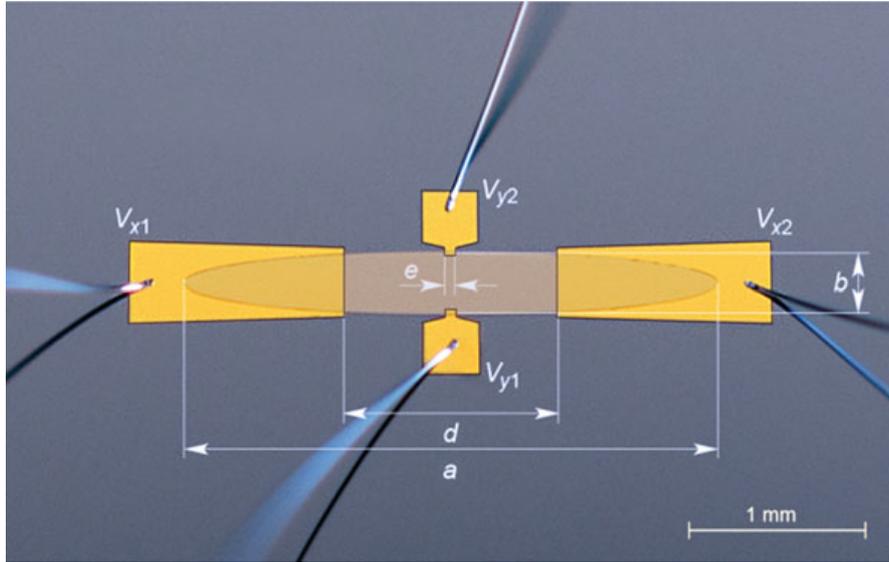


Figure 1.9 – Exemple de capteur PHE avec une couche FM dont l'aimantation est orientée à l'aide de sa forme elliptique allongée [23].

1.3.3 GMR

Les GMR exploitent un effet quantique observé en 1988 [26] dans un type de système appelé « vanne de spins » (*spin-valve*). Ce système est classiquement constitué de quatre couches : AFM / FM / *spacer* (matériau non magnétique & conducteur) / FM, mais il existe aussi d'autres configurations (Figure 1.10-a). Tout d'abord, TSYMBAL et al. nous apprennent que les moments magnétiques de la première couche FM doivent être bloqués, soit à l'aide de l'anisotropie d'échange apparaissant à l'interface d'une bicouche AFM/FM, soit par le choix d'un matériau FM dur. Le point clé des performances d'un GMR se situe dans les épaisseurs de ses couches qui influent sur la résistance du système. Typiquement, le *spacer* doit être suffisamment épais pour que le couplage RKKY entre les deux couches FM soit faible, afin que leurs aimantations soient quasiment indépendantes l'une de l'autre ; et suffisamment fin pour être plus petit que le libre parcours moyen des électrons ($< 10 \text{ nm}$). En choisissant correctement son épaisseur, nous pouvons obtenir une configuration anti-parallèle des moments magnétiques à $B = 0$. Lorsqu'on applique un champ magnétique au multicouche, l'aimantation de la couche FM 'bloquée' se retourne difficilement tandis que l'aimantation de la couche FM 'libre' s'aligne facilement avec lui (Figure 1.10-b). Grâce au modèle de Mott, nous savons que la conductivité d'un métal est la somme des conductivités des électrons de spin up (\uparrow) et de ceux de spin down (\downarrow). Alors, lorsque les aimantations des couches FM sont parallèles, la moitié du flux d'électrons, de spins alignés sur l'aimantation, est susceptible de traverser la structure multicouche sans être diffusé, ce qui résultera en une résistance faible ; tandis que lorsque les aimantations sont anti-parallèles, alors tous les électrons seront diffusés par une couche ou par l'autre, donnant

lieu à une résistance élevée. Nous pouvons comprendre qualitativement ces phénomènes grâce aux modèles des résistances (Figure 1.10-b). Le ratio de magnétorésistance est défini tel que [27] :

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} = \frac{(R_{\downarrow} - R_{\uparrow})^2}{4 \cdot R_{\downarrow} R_{\uparrow}} \quad (1.9)$$

Les GMR ont l'avantage d'être très compacts, ce qui permet notamment de les intégrer facilement en configuration tri-axes. Ils consomment moins de puissance par rapport aux AMR, en revanche, ils sont plus sensibles à la température, ont plus d'hystérésis et de non linéarité [28]. C'est pour cette raison qu'ils ne s'utilisent généralement pas pour mesurer la même gamme de champ magnétique (Figure 1.12). Les GMR ont principalement été utilisés dans les années 1990 dans les têtes de lecture de disques durs [29]. Une équipe a travaillé sur des hybrides GMR/MEMS et a réussi à obtenir un bruit valant $950 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ @ 1 Hz [30].

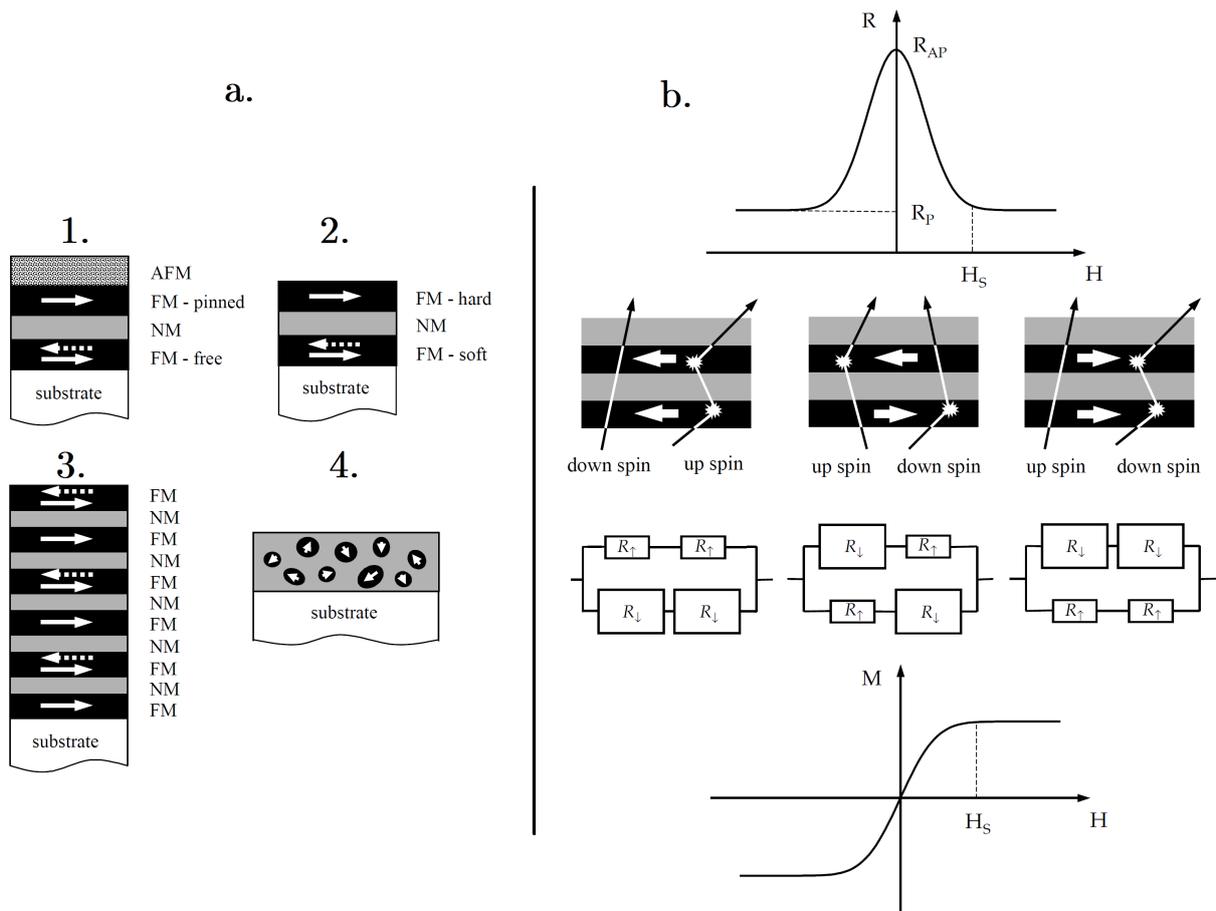


Figure 1.10 – a) Différentes configurations possibles pour observer l'effet GMR : (1) vanne de spins, (2) pseudo-vanne de spins, (3) multicouches magnétiques, (4) couche mince granulaire, b) Alignement des moments magnétiques après application d'un champ magnétique [27].

1.3.4 TMR

La « magnétorésistance tunnel » est un effet qui apparaît dans les MJT (*Magnetic Tunnel Junction*). Les TMR ressemblent à s'y méprendre aux vanes de spins GMR (Figure 1.11). En effet, au lieu d'utiliser une inter-couche diamagnétique et conductrice, une couche ultra-fine d'isolant est utilisée, le plus souvent un oxyde métallique [17]. Les électrons passent plus ou moins facilement d'une couche à l'autre par effet tunnel, selon le champ magnétique extérieur :

- ▶ $H_{ext} = 0$: les couches FM ont une configuration d'aimantation antiparallèle, ce qui rend la probabilité qu'un électron passe par effet tunnel peu probable. La résistance est donc la plus grande possible.
- ▶ $H_{ext} \neq 0$: l'aimantation des couches FM a tendance à être plus parallèle, rendant la probabilité d'effet tunnel plus importante et donc diminuant la résistance.

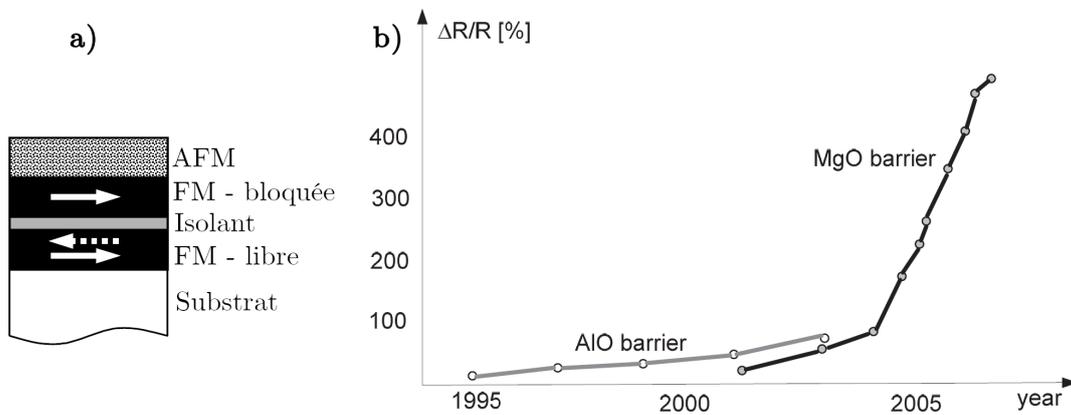


Figure 1.11 – a. Design du type 'vane de spins' pour les TMRs, b. Évolution du ratio $\frac{\Delta R}{R}$ dans les TMRs pour deux couches isolantes différentes au cours des années [6]

Les TMR peuvent se montrer beaucoup plus précis que les GMR, surtout si la nature (AIO, MgO, LiNO_3 , etc) ou l'épaisseur de couche mince de matériau isolant est optimisée (Figure 1.11). Nous trouvons sur le marché plusieurs modèles disponibles dont AKM - AK09940, Multidimension - TMR9112, MicroMagnetics - STJ300, qui montrent des résolutions pouvant aller jusqu'à $150 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ @ 1 Hz avec des hystérésis de l'ordre de 500 nT-100 000 nT, ce qui limite fortement la précision de ces capteurs.

Autres xMR

L'effet CMR (Colossal MagnetoResistance) se trouve dans la transition de phase paramagnétique-ferromagnétique autour de la température de Curie T_C [31]. Quant à l'effet EMR (Extraordinary MagnetoResistance), il a été observé dans des hybrides semi-conducteurs-métaux diamagnétiques comme le système Au/InSb et présentent des variations de résistances de plusieurs ordres de grandeurs supérieurs aux précédentes techno-

logies : $\frac{\Delta R}{R} > 1\,000\,000\%$ [32] [33]. Cependant, ces deux effets nécessitent de très larges champs magnétiques pour se manifester (Figure 1.12). Pour ces différentes raisons, nous ne trouvons pas encore à ce jour d'application pratique à ces capteurs.

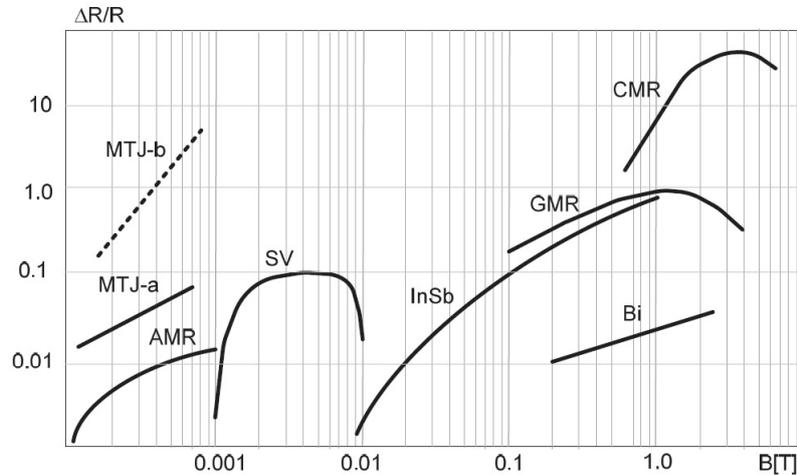


Figure 1.12 – Les ratios de magnétorésistances des différents xMR en fonction de leur gamme de mesure - MTJ (couche de séparation : a = Al-O & b = Mg-O) [6]

1.4 Magnétomètre MEMS

1.4.1 Qu'est-ce qu'un MEMS ?

Les MEMS (Micro ElectroMechanical Systems) ont vu le jour dans la deuxième moitié du XX^e siècle pour répondre à des problématiques de miniaturisation, de coût et d'efficacité. Ce sont des systèmes constitués d'éléments mécaniques et électriques de taille microscopique pouvant avoir un mouvement. Ils sont à distinguer des MOEMS qui intègrent des éléments optiques dans leur conception. Un capteur MEMS est constitué de deux voire trois parties distinctes : un transducteur, une électronique de conditionnement et si nécessaire un actionneur. Le transducteur permet de réaliser la conversion d'un type d'énergie (élastique, cinétique, thermique, ...) en une autre qui est typiquement un signal électrique. L'électronique qui est associée au transducteur transforme sa grandeur de sortie en une tension $V(t)$ qui est une image de la grandeur à mesurer. Cette tension $V(t)$ doit être le plus souvent amplifiée, ce qui fait de l'électronique un élément actif. Pour développer et commercialiser un MEMS, plusieurs éléments sont nécessaires :

1. Le design du capteur doit être optimal. Il peut être obtenu à l'aide d'un logiciel d'analyse par éléments finis en ayant connaissance des propriétés des matériaux qui seront utilisés. Les MEMS sont le plus souvent fabriqués en silicium, mais certains sont fabriqués à partir de quartz, germanium, GaAs, céramiques ou polymères. De nombreux matériaux sont utilisés pour les autres parties d'un MEMS comme l'or pour les électrodes ;

2. Les procédés de fabrication doivent être maîtrisés. Ils reposent sur toutes les techniques de salle blanche : dépôt chimique (CVD) et physique (PVD) de matériaux, lithographie (photolithographie, faisceaux d'électrons, faisceaux d'ions, rayons X) et de gravure (RIE (*Reactive Ion Etching*), DRIE (*Deep Reactive Ion Etching*), HDP (*High Density Plasma Etching*), usinage chimique par voie humide, etc ;
3. Le packaging se doit d'être la parfaite interface entre la partie sensible et l'électronique de conditionnement. En effet, il peut y avoir des interactions entre les matériaux du packaging et le MEMS, ce qui dans certains cas, gêne la bonne mesure de la grandeur d'intérêt. Le plus souvent le packaging doit également être hermétique car la plupart des MEMS doivent être placés sous vide pour un fonctionnement optimal ;
4. La conception de l'électronique de conditionnement doit permettre d'analyser le signal reçu tout en minimisant le bruit de mesure et en limitant l'apparition de capacités parasites ;
5. Finalement, le MEMS doit être testé de manière fiable grâce à un banc de caractérisation.

On retrouve les MEMS dans un grand nombre de domaines industriels (Tableau 1.1) puisqu'ils peuvent être des [34] [35] :

- ▶ accéléromètres [36] ;
- ▶ gyromètres et gyroscopes [37] ;
- ▶ capteurs acoustiques en émission [38] ou réception [39] ;
- ▶ capteurs chimiques comme les capteurs photo-acoustique de gaz [40], capteurs calorimétrique, IFSET (*Ion Sensitive Field Effect Transistor*), etc ;
- ▶ capteurs de température : RTD (*Resistance Temperature Detector*) [41], etc ;
- ▶ capteurs de champ magnétique : à force de Laplace, magnétorésistif, à couple magnétique dynamique, etc ;
- ▶ ...

Tableau 1.1 – Exemples de systèmes utilisant des capteurs MEMS dans plusieurs domaines industriels

Automobile	Électronique	Médical	Télécommunication	Aérospatial / Défense
Système de navigation	Tête de lecture de disque dur	Capteur de pression artérielle	Composant de fibre optique	Navigation inertielle
Air conditionné	Système de jet d'encre	Délivrance de médicament	Relais RF, filtre	Surveillance
Suspension	Écrans	Analyse de sang de sang	Lasers	Analyse de matériaux
Airbags, ...	Capteur de pression, ...	Pacemakers, ...	Téléphone, ...	Contrôle non destructif, ...

1.4.2 Force de Lorentz / Force de Laplace

La plupart des magnétomètres MEMS qui ont été développés exploitent la force de Laplace \vec{F}_L (ou, de manière plus générale, la force de Lorentz - équation 1.1) qui résulte de l'interaction de l'induction magnétique extérieure \vec{B}_{ext} sur un conducteur de longueur l parcouru par un courant I :

$$d\vec{F}_L = I \cdot d\vec{l} \wedge \vec{B}_{ext} \quad (1.10)$$

Il y a plusieurs moyens d'exploiter la force de Laplace dans un magnétomètre MEMS dont la modulation d'amplitude (AM : *Amplitude Modulation*), la modulation de fréquence (FM : *Frequency Modulation*) et la modulation de fréquence en quadrature de phase (QFM : *Quadrature Frequency Modulation*).

1.4.2.1 Modulation AM

Le principe de fonctionnement d'un magnétomètre AM à force de Lorentz [42]-[45] est de mesurer l'amplitude de la force F_L . Cette force induit un mouvement dans la structure (Figure 1.13) qui peut être difficilement détectable de manière statique de par sa faible amplitude. C'est pour cette raison que ces magnétomètres prennent appui sur des structures résonantes. Une telle structure est excitée d'un côté par le courant I qui est à la fréquence de résonance f_R de la structure et par le champ magnétique qui est continu ou a une faible fréquence f_B . La force de Laplace F_L a une fréquence $f = f_R \pm f_B$. Si f_B est suffisamment petite pour être dans la bande-passante à -3 dB du résonateur alors l'amplitude de mouvement est multipliée par le facteur de qualité Q au maximum. Cela permet d'accroître l'amplitude du mouvement de la structure et donc la sensibilité au champ magnétique et le rapport signal à bruit, mais cela implique que le magnétomètre a une petite bande-passante. Ce type de magnétomètre n'est pas utilisé en boucle ouverte i.e. à fréquence fixe puisqu'ils sont très souvent fabriqués en silicium qui a un grand TCF (*Temperature Coefficient Frequency*) qui entraîne de larges variations de sensibilité en fonction de la température. D'un autre côté, s'ils sont utilisés en boucle fermée, cela introduit un offset qui dépend de Q qui est lui-même sensible à la température, ce qui dégrade la stabilité du biais [46]. Il est possible de remonter jusqu'à l'intensité d'une des composantes de \vec{B}_{ext} grâce à la détection optique [47] qui mesure directement la déformation de la structure, ou encore grâce aux détections capacitive [48] et piézorésistive [49] qui mesurent une image de la déformation.

1.4.2.2 Modulation FM et QFM

Dans un magnétomètre FM à force de Lorentz [50] un résonateur, par exemple un diapason doublement encastré [51], est excité à sa fréquence de résonance f_R . L'application d'un champ magnétique vient induire directement une force axiale sur le résonateur qui

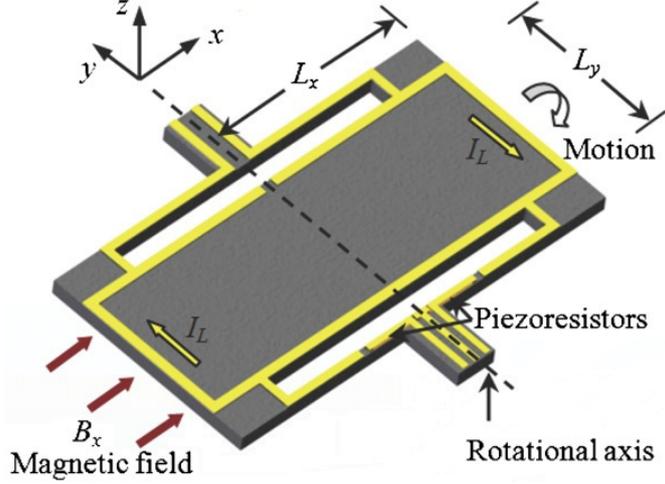


Figure 1.13 – Représentation 3D du design d'un magnétomètre MEMS AM à force de Laplace avec détection piézorésistive en torsion [42].

décale sa fréquence de résonance. En mesurant la différence de fréquence de résonance Δf , nous pouvons remonter à la force de Laplace F_L et donc au champ magnétique.

Les magnétomètres QFM [46], [52], [53] sont excités par deux forces en quadrature de phase. La première est la force électrostatique F_E qui fait osciller, en boucle fermée, la structure à sa fréquence de résonance f_R grâce, par exemple, à des peignes électrostatiques (*comb drive*). Le courant appliqué I est donc lui aussi à la fréquence de résonance f_R . Lorsqu'un champ magnétique est appliqué à la structure, une deuxième force, la force de Lorentz F_L apparaît en quadrature de F_E (Figure 1.14) et vient modifier la constante de raideur de la structure. Si nous considérons que le résonateur peut se modéliser comme un système masse-ressort, nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned}
 m\ddot{x} + b\dot{x} + kx &= F_E + F_L = F_E + BIl \\
 \iff m\ddot{x} + b\dot{x} + \underbrace{(k - BA I)}_{k_{eff}} x &= F_E
 \end{aligned}
 \tag{1.11}$$

Avec m , b , k les équivalents masse, amortissement et raideur du résonateur ; $A = l/x$ le ratio courant/déplacement. Nous pouvons alors obtenir la fréquence de résonance en fonction du champ magnétique B :

$$f_R = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k_{eff}}{m}}
 \tag{1.12}$$

Les magnétomètres FM et QFM à force de Laplace sont plus prisés puisqu'ils permettent notamment d'élargir la bande passante du capteur et permettent une meilleure stabilité vis-à-vis de la température relativement aux magnétomètres AM. SONMEZOGLU et al. [46] vont plus loin et proposent un système avec deux résonateurs de sensibilités opposées au champ magnétique pour permettre une mesure différentielle et ainsi réduire

le drift lié à la température.

En résumé, les magnétomètres à force de Laplace ont donc comme avantages de ne pas avoir d'hystérésis magnétique, pas de problème de saturation ni de sensibilité aux chocs magnétiques tout en ayant des résolutions de l'ordre de la dizaines de nT/\sqrt{Hz} voire du pT/\sqrt{Hz} [44]. Cependant, ils peuvent présenter une bande passante assez réduite et, en raison de leur conception en silicium, ils restent pour la plupart assez sensibles à la température. En outre, ils sont sensibles à l'échauffement induit par le passage d'un courant élevé sur les électrodes pour générer la force de Laplace. De plus, aucun auteur n'a fait d'étude de la sensibilité de ces capteurs aux grandeurs inertielles.

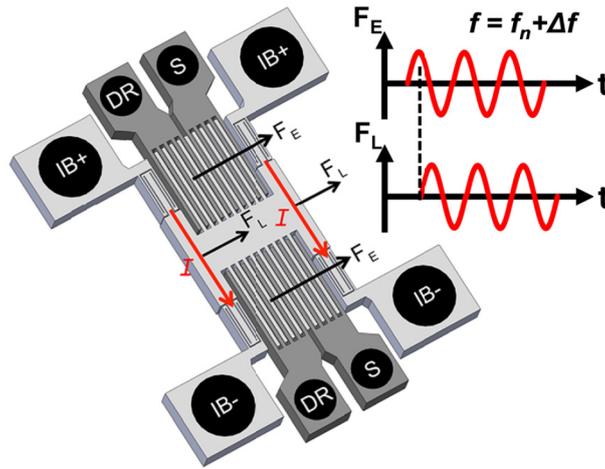


Figure 1.14 – Représentation 3D du design d'un magnétomètre MEMS QFM à force de Laplace - DR = Driving electrode produit la force F_E - S = Sense electrode détecte le mouvement - Le courant est injecté dans les pads IB+ et IB- ce qui permet de générer la force de Laplace F_L [52].

1.4.3 Magnétoélectrique

La relation entre l'aimantation et la polarisation électrique définit l'effet magnétoélectrique (ME) qui se caractérise par l'apparition d'une polarisation électrique sous l'effet d'un champ magnétique ou d'une aimantation sous l'effet d'un champ électrique. Nous observons l'effet ME dans certains matériaux multiferroïques (i.e. la coexistence de plusieurs arrangements magnétiques et électriques : ferroélasticité, ferromagnétisme, ferroélectricité) comme les oxydes de pérovskites ou bien dans des hétérostructures composées de couches piézoélectriques (PZT, PMN-PT, AlN) et magnétostrictives (FeCoSiB, FeGa, TbFe/FeCo, Metglas, Terfenol-D, ...) [54], [55] (Figure 1.15). La couche magnétostrictive subit une déformation mécanique λ en présence d'un champ H et la transmet directement à la couche piézoélectrique d'épaisseur d . Une différence de potentiel U_{ME} apparaît entre les deux faces de la couche piézoélectrique. Nous définissons la constante magnétoélectrique α_{ME} telle que [56] :

$$\alpha_{ME} = \underbrace{\frac{\partial E}{\partial \lambda}}_{\text{piézoélectricité}} \cdot k \cdot \underbrace{\frac{\partial \lambda}{\partial H}}_{\text{magnétostriction}} = \frac{U_{ME}}{d \cdot H} \quad (1.13)$$

Avec E le champ électrique le long de la couche piézoélectrique, k est le coefficient de couplage mécanique entre les deux couches et finalement.

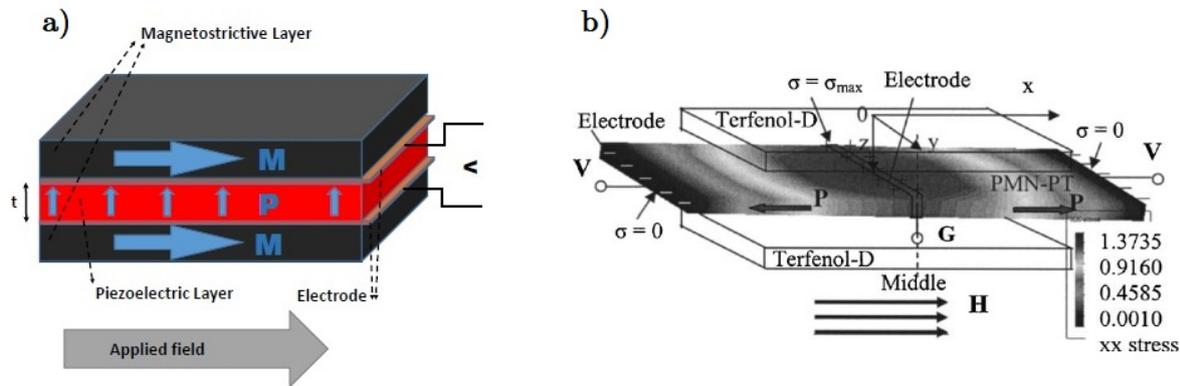


Figure 1.15 – Un empilement de couches piézoélectriques et magnétostrictives en configuration **a.** bimorphe [17], **b.** push-pull [57].

Dans les magnétomètres à couplage ME, nous pouvons utiliser des matériaux en couches épaisses ou en couche minces. Le désavantage des couches épaisses est d’avoir une réaction chimique pouvant se produire entre les matériaux FM et ferroélectrique lors de la fabrication, l’apparition d’une polarisation des matériaux ferroélectrique, l’apparition de courants de Foucault et un désalignement des différents éléments, le tout amenant à des coefficients ME bien moins important que prévus. Nous rencontrons classiquement deux configurations pour ces magnétomètres (Figure 1.15) : la bimorphe et la push-pull qui consiste à séparer la couche piézoélectrique en deux parties orientées de manière opposée. Cette dernière qui a été décrite pour la première fois par DONG et al. [57] pour réduire la capacité parasite au sein de l’hétérostructure.

Il existe quatre méthodes pour caractériser la valeur de l’effet ME dans un capteur [58] :

- ▶ Méthode statique : nous mesurons le signal électrique induit par le capteur lorsqu’un champ magnétique B_{DC} est appliqué grâce à un électromètre. Il est possible d’observer une accumulation de charges au niveau des joints de grain des matériaux lors de la polarisation. Nous pouvons chauffer le capteur pour ramener à une polarisation nulle.
- ▶ Méthode quasi-statique : au champ magnétique statique B_{DC} , nous associons un champ magnétique alternatif B_{AC} qui à une fréquence fixe.
- ▶ Méthode dynamique : de même qu’avec la mesure quasi-statique, nous imposons deux champs magnétiques B_{DC} et B_{AC} . Le champ B_{AC} est maintenu à la fréquence de résonance du capteur grâce à une mesure par détection synchrone (*lock-in*).
- ▶ Détection inverse : pour mesurer l’effet ME inverse, nous imposons un champ magnétique basse fréquence B_{AC} et nous appliquons une tension sinusoïdale au capteur pour que les couches magnétostrictives s’aimantent. Le signal est alors mesuré grâce à une bobine dont la f.e.m varie.

Il existe aussi plusieurs méthodes pour évaluer les performances magnétiques d'un capteur ME :

- ▶ méthode passive analogue à la méthode statique
- ▶ méthodes actives : E/E, E/M, M/E, M/M, ΔE effect [59], [60]

On trouve des capteurs ME pouvant mesurer le champ magnétique basse fréquence avec un bruit de $0.87 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ @ 30 Hz [61]. Ce type de capteur ne détecte pas très bien les champs magnétiques continus à cause du grand bruit en $1/f$ [62], [63]. C'est pourquoi la résolution est au mieux de l'ordre de $\approx 500 \text{ pT}$ pour des champs magnétique DC [64]. De plus, ce type de capteur est très sensible aux vibrations et donc requière un packaging particulier.

1.4.4 Magnétostriction

L'association d'une couche magnétostrictive et d'un résonateur pour en faire un capteur MEMS a été décrite par OSIANDER et al. [65]. Dans son dispositif, il utilise une couche de Terfenol-D directement sur une poutre résonante en silicium pour obtenir une résolution maximale de l'ordre de 1 mT. BIAN et al. [66] reprend cette idée mais cette fois-ci en encapsulant un diapason par ses extrémités par deux couches de FeGa (Figure 1.16). Lorsqu'un champ est appliqué sur le magnétomètre, la couche magnétostrictive se dilate et cela entraîne une variation de la fréquence de résonance. L'utilisation de ce diapason en quartz vibrant en flexion en opposition de phase lui permet notamment de maximiser son facteur de qualité Q et d'être moins sensible à la température qu'un résonateur en silicium. Il obtient une résolution de 800 nT à pression atmosphérique.

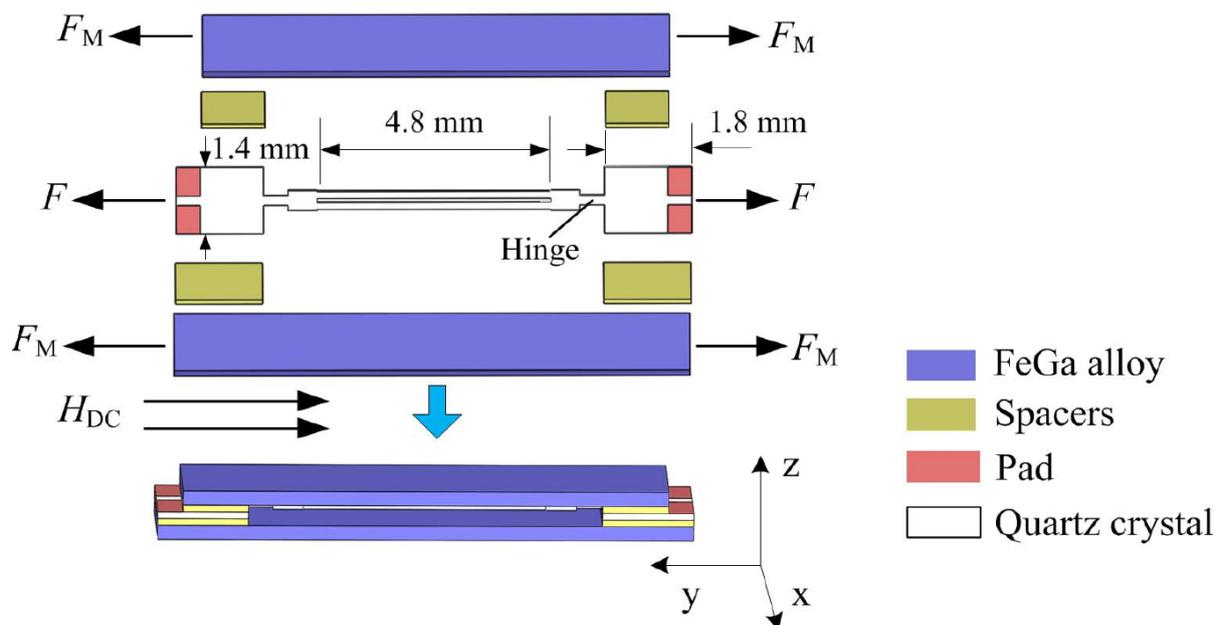


Figure 1.16 – Schéma explicatif du magnétomètre à couplage magnétostrictif [66]

1.4.5 Couple magnétique

Il est possible d'utiliser le couple magnétique \vec{T} créé par l'interaction entre le champ magnétique extérieur \vec{B}_{ext} et le moment magnétique \vec{m} de matériaux FM tel que :

$$\vec{T} = \vec{m} \wedge \vec{B}_{ext} \quad (1.14)$$

1.4.5.1 Couple statique - déformation en torsion

On trouve trois façons permettant d'exploiter ce couple \vec{T} . La première permet de réaliser une mesure directe de ce couple de manière statique. Nous trouvons l'utilisation de jauges de contraintes piézorésistives [67], [68] (Figure 1.17-a) qui permettent de remonter au champ magnétique grâce à leur variation de résistivité. Plutôt que de mesurer les contraintes, certains privilégient une détection optique [69]-[71]. Ils mesurent l'angle de déflexion d'une structure similaire à la figure 1.17-a grâce à une fibre optique ou des micro-miroirs (Figure 1.17-b). Ces auteurs ont plutôt tendance à utiliser des matériaux FM à bases de terres rares qui ont un large champ coercitif ou bien au contraire des matériaux FM ayant un faible champ coercitif et une forte anisotropie de forme pour donner une direction à leur aimantation. Ces MEMS parviennent à obtenir des résolutions de 200 nT pour ceux qui utilisent les contraintes piézorésistives et 5 nT pour ceux qui utilisent des méthodes optiques.

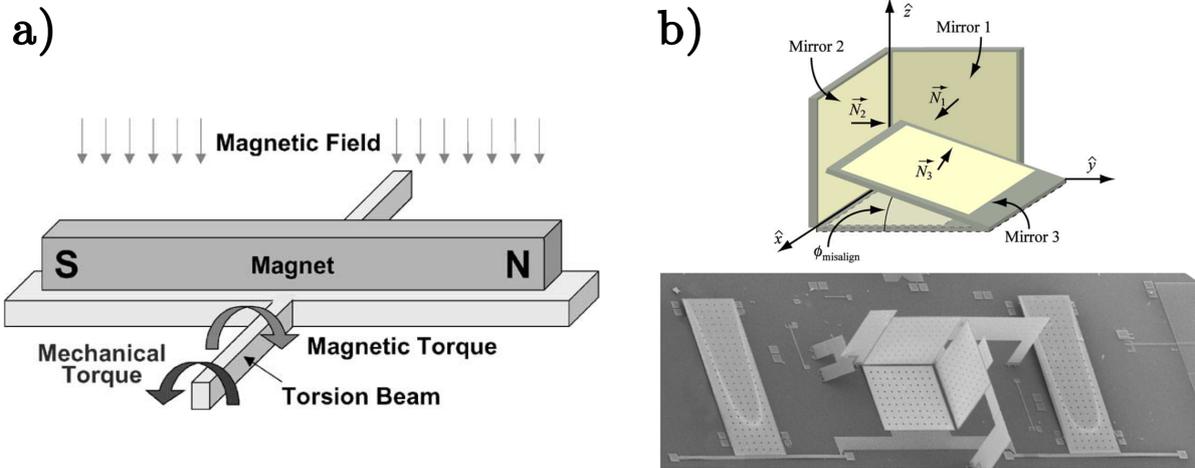


Figure 1.17 – a) Schéma du principe de fonctionnement d'un magnétomètre à couple statique avec déformation en torsion [67] et b) exemple d'utilisation de micro miroirs pour une mesure optique [69].

1.4.5.2 Couple statique - déformation axiale

Pour la deuxième méthode, plutôt que de mesurer directement le couple, nous pouvons mesurer la force axiale engendrée sur une poutre par la rotation d'une structure couverte de matériaux magnétiques. ETTELT et al. [2] utilisent le couple \vec{T} de manière statique

pour induire la rotation, autour d'un pivot, d'une surface sur laquelle se trouve un empilement de matériaux FM/AFM ($\text{Fe}_{65}\text{Co}_{35}/\text{PtMn}$). Cet empilement FM/AFM exploite l'anisotropie d'échange [72] pour fixer l'aimantation dans une direction : $\vec{m} = m \cdot \vec{e}_x$. La rotation vient déformer deux nano-jauges piézorésistives : une en extension, l'autre en compression (Figure 1.18). La différence de résistances $\Delta R = R_1 - R_2$ mesurée lui permet de remonter jusqu'à une composante du champ magnétique et d'éliminer en théorie les influences de l'environnement (accélération, vitesse rotation, température) jouant en mode commun, mais cependant, il ne l'a pas vérifié. De plus, grâce aux techniques de fabrication M&NEMS très au point, il agence ces matériaux selon des bandes de très faibles largeurs, ce qui favorise d'autant plus une direction d'aimantation particulière. Cela lui permet d'avoir, avec un seul recuit sous champ, deux jeux d'aimantations perpendiculaires et finalement d'obtenir un capteur tri-axe grâce à plusieurs paires de nano-jauges. Ses résolutions sont de l'ordre de 100 nT @ 15 Hz.

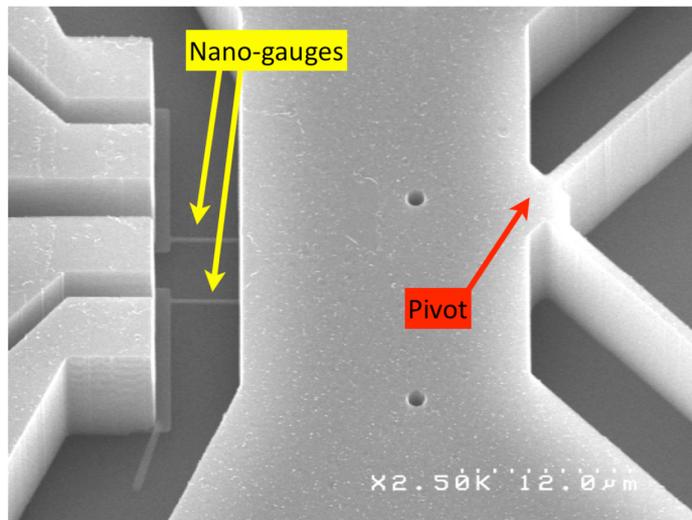


Figure 1.18 – Image MEB du dispositif sans matériau magnétique avec zoom sur le pivot et les nano-jauges [73]

1.4.5.3 Couple dynamique

Enfin pour la troisième méthode, en s'inspirant de techniques de caractérisations de matériaux magnétiques [74]-[81], il est possible d'utiliser le couple \vec{T} de manière dynamique pour mesurer la variation de fréquence d'un élément résonant [3], [82]-[84].

LEVY et al. et PERRIER et al. déposent un empilement de matériaux FM/AFM ($\text{Fe}_{65}\text{Co}_{35} / \text{NiMn}$) fortement couplés sur l'extrémité d'une poutre ou d'un diapason encastré-libre en quartz dont les oscillations en flexion sont entretenues à l'aide d'électrodes par effet piézoélectrique (Figure 1.19 a.). Grâce au couple de rappel périodique (Figure 1.19 a.), la fréquence de résonance change telle que :

$$\Delta f = f_B - f_0 = K_B \cdot B_y \quad (1.15)$$

Avec f_B la fréquence de résonance en présence de la composante B_y du champ magnétique B , f_0 la fréquence de résonance sans champ magnétique et K_B le facteur d'échelle magnétique. Cependant, comme il n'y a pas de mesure différentielle, ce capteur est sensible aux deux composantes du champ magnétique selon \vec{e}_x et \vec{e}_z qui sont perpendiculaires à l'aimantation $\vec{m} = m \cdot \vec{e}_y$. L'avantage d'utiliser un résonateur en quartz en flexion est d'avoir un TCF (*Temperature Coefficient Frequency*) bien moindre que pour un résonateur en silicium. Cependant, la technique de fabrication utilisée, la gravure chimique humide, est anisotrope ce qui ne permet pas d'avoir des flancs de poutres ou une surface bien plans.

Pour son deuxième magnétomètre PERRIER conçoit une structure résonante constituée d'une poutre tenue par son milieu et dont les extrémités sont reliées à des plateaux sur lesquels sont déposés des matériaux magnétiques (Figure 1.19-b). Le placement des électrodes est tel qu'il permet aux deux parties de la poutre de vibrer en opposition de phase en entraînant avec elles les deux plateaux. Le point de maintien devient alors un nœud de vibration. Cela permet de garantir un grand facteur de qualité à l'encastrement $Q_{\text{encastrement}}$. Il atteint une résolution maximale de 300 nT @ 0.1 Hz ce qui est loin des 30 nT attendus à cause de la forte sensibilité des modes de torsion à la température.

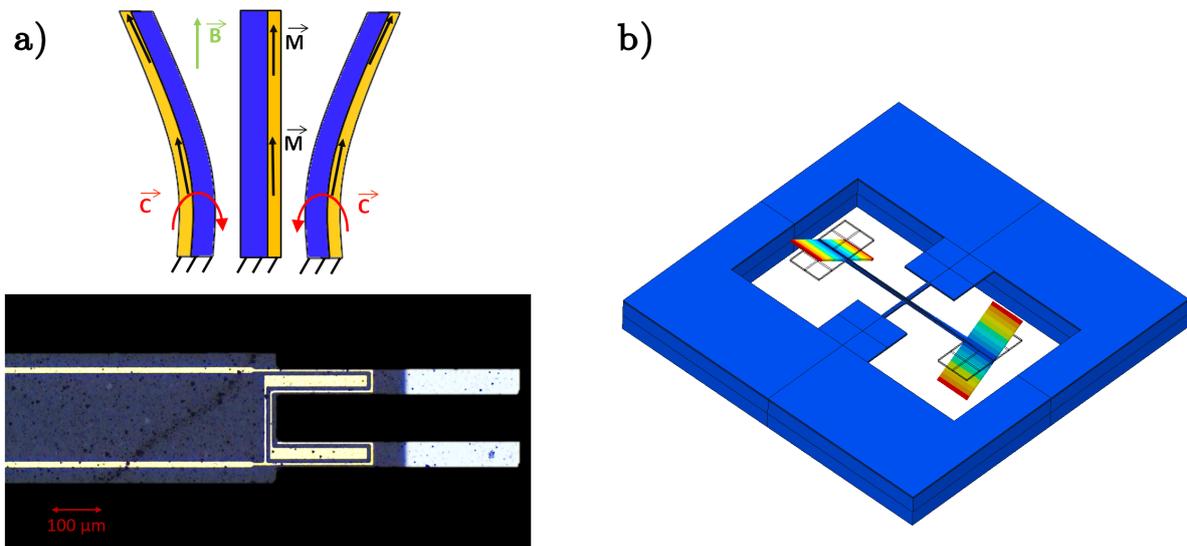


Figure 1.19 – a) Principe de fonctionnement du magnétomètre à couple magnéto-dynamique et image du diapason avec matériaux magnétiques ainsi que les électrodes [83], [84] et b) principe de fonctionnement du magnétomètre à couple magnéto-dynamique résonnant en torsion [3]

1.5 Conclusion

Suite à cet état de l'art non exhaustif, nous pouvons directement éliminer des technologies potentielles pour un magnétomètre embarquable servant à faire de la navigation inertielle : les capteurs à effet Hall, les AMRs, GMRs, TMRs, les MEMS magnétostrictifs qui ont soit une sensibilité trop faible, soit un hystérésis tellement grand qu'il incapacite l'utilisation du capteur. Les fluxgates répondent à beaucoup de critères cependant leur résolution dépend de leur taille. Ils ne pourront donc jamais être aussi petit qu'un MEMS sans voir leur sensibilité au champ magnétique fortement dégradée. Les MEMS magnétoélectriques sont peu sensibles aux champs continus ce qui est primordial pour l'application visée. Concernant un MEMS à force de Lorentz, un compromis doit être trouvé entre consommation et sensibilité au champ magnétique. Le courant utilisé doit être parfaitement maîtrisé afin d'avoir une sensibilité constante, ce qui implique un équipement dédié dans le système. De plus, après des années d'étude, il n'y a jamais eu de véritable étude publiée sur la sensibilité à l'accélération, à la vitesse de rotation et à la température. Les capteurs PHE apparaissent comme une voie intéressante malgré le compromis sensibilité/étendue de mesure. Cependant, les travaux de recherches présentés dans les prochains chapitres se dirigeront vers l'étude et la conception d'un magnétomètre MEMS à couple magnétique. Cette technologie relativement peu étudiée a un potentiel très intéressant. En effet, elle présente comme avantages d'être peu sensible à la température lorsque le dispositif est fabriqué en quartz, d'être réductible par homothétie tout en conservant sa sensibilité, de ne pas avoir besoin d'une puissance importante. Parmi les dispositifs déjà élaborés, aucun n'est à la fois en quartz, à sortie fréquentielle en mode de flexion et conçu pour ne pas être sensible aux grandeurs inertielles. Les performances de ces capteurs peuvent potentiellement être grandement améliorées.

Tableau 1.2 – Tableau des avantages et inconvénients de chaque technologie de magnétomètres miniatures

Technologie	Meilleure résolution	Taille	Puissance	Coût	Avantage(s)	Inconvénient(s)
Hall	$50 \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$ @ 10 kHz	μm	Moyenne	€	Réponse linéaire, rapidité de la mesure, robustesse	Résolution, Sensibilité à la température
Fluxgates	$0.75 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ @ 1 Hz	cm	Haute	€€€€	Grande étendue de mesure, robustesse, sensibilité à \vec{B}	Taille
AMR	$2.7 \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$ @ 10 Hz	$\mu\text{m-cm}$	Moyenne	€€	Robustesse	Hystérésis, Sensibilité à la température, Vieillessement, fonction <i>Set-Reset</i>
PHE	$5 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ @ 10 Hz	μm	Moyenne	-	Robustesse, sensibilité température, vieillissement, bruit basse fréquence	Compromis sensibilité/étendue de mesure
GMR	$950 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ @ 1 Hz	μm	Basse	€€	Robustesse	Hystérésis, fonctionne mieux pour les grands champs magnétiques
TMR	$150 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ @ 1 Hz	μm	Basse	€€	Robustesse	Hystérésis
MEMS à force de Lorentz	$2.8 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ @ 0 Hz	mm-cm	Moyenne	-	Pas d'hystérésis, ni saturation	Bande passante réduite, sensibilité à la température (AM), à l'accélération et à la vitesse de rotation, compromis consommation/résolution
MEMS magnétoélectrique	$0.87 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ @ 30 Hz	mm-cm	Très basse	€	Grande étendue de mesure, peu de puissance consommée	Sensibilité aux vibrations, Détection de champ DC
MEMS magnétostrictif	800 nT	mm-cm	-	-	Sensibilité en température	Résolution, sensibilité aux à l'accélération, vibrations et vitesse de rotation
MEMS couple magnétique	$100 \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$ @ 15 Hz	mm-cm	-	-	Sensibilité en température, réductible par homothétie	Sensibilités aux à l'accélération et vitesse de rotation

Chapitre 2

Conception d'un magnétomètre MEMS en quartz à sortie fréquentielle insensible aux perturbations de son environnement

L'état de l'art a mis en évidence l'intérêt des magnétomètres MEMS à couple magnétique. Dans ce chapitre, nous concevrons une structure innovante en quartz composée notamment de deux diapasons utilisés comme capteurs de force. Dans un premier temps, nous commencerons par présenter les éléments théoriques nécessaires pour la compréhension du principe de fonctionnement du magnétomètre et des futures caractérisations. Les facteurs de mérite du magnétomètre ainsi que les méthodes pour les estimer seront décrits et explicités. Dans un second temps, nous aborderons l'optimisation de la géométrie des éléments résonants, puis du reste du magnétomètre afin de maximiser sa sensibilité au champ magnétique tout en minimisant l'influence des perturbations de l'environnement.

2.1 Conception initiale

2.1.1 Méthode de détection d'un couple magnétique et choix du matériau adapté

L'équation ($\vec{T} = \vec{m} \wedge \vec{B}_{ext}$) nous montre qu'il est nécessaire de mesurer un couple \vec{T} , conséquence de l'interaction entre le champ magnétique extérieur \vec{B}_{ext} et l'aimantation \vec{M} des matériaux magnétiques. En s'appuyant sur la conception des magnétomètres évoqués dans l'état de l'art ainsi que sur celle des capteurs inertiels, nous discernons plusieurs méthodes pour pouvoir mesurer cette quantité :

- couple statique - déformation en torsion : mesure optique d'un angle de déflexion [69]-[71] ou d'une différence de résistivité avec des poutres piézorésistives se défor-

mant en torsion [67], [68];

- ▶ couple statique - déformation axiale : mesure de deux forces de même intensité et de directions opposées via mesure capacitive [85], piézorésistive [2], fréquentielle [86] ou optique [87];
- ▶ couple dynamique : mesure d'une différence de fréquence de résonance liée à l'action du champ magnétique \vec{B} sur des matériaux magnétiques placés sur les parties mouvantes du résonateur [3], [74], [75], [83], [84].

En dépit de leurs performances, nous n'utiliserons pas de méthode optique de détection de couple puisqu'elles sont, à l'heure actuelle, trop encombrantes dans le cadre d'un magnétomètre embarquable. De plus, pour minimiser la sensibilité à la température du système, nous privilégierons une structure en quartz plutôt qu'en silicium en raison de la faible sensibilité en température de ce dernier [88]. Le quartz est notamment très utilisé pour cette raison dans l'industrie horlogère pour son excellente stabilité en fréquence dans le temps. Par ailleurs, il existe également de nombreux systèmes employant des résonateurs en quartz en guise de transducteur de force [36], [86], [89]. Ils permettent de détecter des forces avec une résolution pouvant aller jusqu'à $6.5 \text{ fN}/\sqrt{\text{Hz}}$ [90].

Nous prenons alors le parti de concevoir une structure en quartz qui mesurera le couple en utilisant deux poutres résonantes en quartz et dont la géométrie assurera une moindre sensibilité aux grandeurs inertielles. Nous commencerons par introduire les éléments théoriques nécessaires pour comprendre comment actionner un résonateur en quartz et comment analyser sa résonance. Ensuite, nous aborderons le principe de fonctionnement du magnétomètre avant d'étudier les possibilités d'optimisation de cette géométrie dans les parties suivantes.

2.1.2 Résonateur en quartz

2.1.2.1 Cristallographie du quartz

Le quartz est un cristal piézoélectrique de composition chimique SiO_2 . Il se trouve dans la nature avec des traces d'aluminium, de lithium, de bore, de fer, etc. Il existe deux polymorphes cristallins du quartz :

- 1) le α -quartz qui est chiral et dont les groupes d'espace sont $P3_121$ pour le quartz « gauche » et $P3_221$ pour le quartz « droit » ;
- 2) le β -quartz de groupe d'espace $P6_422$. Le α -quartz, qui est stable à température ambiante et pression ambiante, opère une transition de phase vers sa phase β à partir de $573 \text{ }^\circ\text{C}$ à pression atmosphérique.

Pour les besoins de l'industrie, le α -quartz est produit de manière synthétique en monocristal grâce à la croissance hydrothermale [91]. La figure 2.1 représente un barreau de α -quartz gauche suivant ses axes principaux selon les deux normes IRE 1949 et IEEE 1978. Il est ensuite découpé grâce à une scie monofil en wafers selon l'épaisseur et de l'orientation souhaitées puis poli mécaniquement.

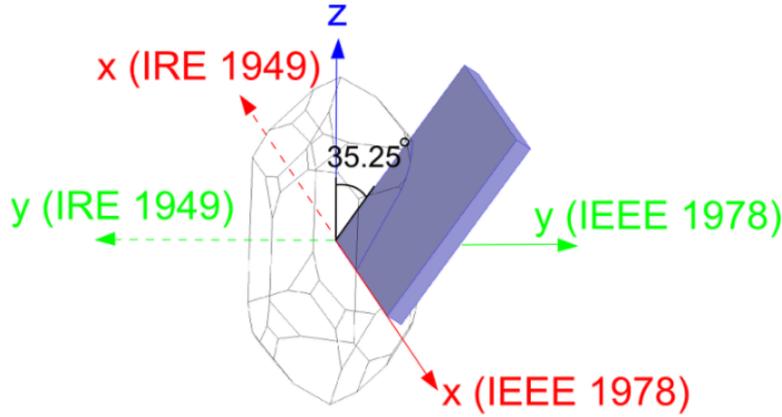


Figure 2.1 – α -Quartz gauche suivant ses axes principaux selon les normes IRE 1949 et IEEE 1978 avec un exemple de coupe tournée [3]

2.1.2.2 Relations de la piézoélectricité dans le quartz et mouvement de flexion

La piézoélectricité apparaît dans les cristaux dont la maille élémentaire ne présente pas de centre de symétrie. La déformation du matériau piézoélectrique déplace les barycentres des charges \oplus et charges \ominus , ce qui entraîne l'apparition d'une polarisation électrique spontanée. A l'inverse, un champ électrique oblige les charges à se déplacer ce qui vient déformer le matériau.

La loi de Hooke généralisée rend compte du comportement élastique d'un matériau aux propriétés purement mécaniques à l'aide du tenseur d'élasticité $\underline{\underline{c}}$ reliant le tenseur des contraintes $\underline{\underline{\sigma}}$ et le tenseur des déformations $\underline{\underline{\varepsilon}}$:

$$\underline{\underline{\sigma}} = \underline{\underline{c}} : \underline{\underline{\varepsilon}} \quad (2.1)$$

Les tenseurs $\underline{\underline{\sigma}}$ et $\underline{\underline{\varepsilon}}$ étant symétriques ($\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$ et $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}$), nous pouvons introduire une autre façon d'écrire les tenseurs de contraintes et de déformations avec les matrices T et S avec la notation de Voigt (Tableau 2.1) :

$$\underline{\underline{\sigma}} \leftrightarrow T = \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \sigma_4 \\ \sigma_5 \\ \sigma_6 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \underline{\underline{\varepsilon}} \leftrightarrow S = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \varepsilon_3 \\ 2\varepsilon_4 \\ 2\varepsilon_5 \\ 2\varepsilon_6 \end{pmatrix}$$

Tableau 2.1 – Notation de Voigt.

ij	xx	yy	zz	yz	xz	xy
Notation de Voigt	1	2	3	4	5	6

Tableau 2.2 – Grandeurs et constantes liées aux relations de la piézoélectricité en *stress-format*.

Type	Notation	Nom	Unité	Matrice
Grandeurs mécaniques	S	Déformations	%	6×1
	T	Contraintes	Pa	6×1
Constantes mécaniques	c	Tenseur d'élasticité	Pa	6×6
	$s = c^{-1}$	Tenseur de souplesse	Pa^{-1}	6×6
Grandeurs électriques	D	Déplacement électrique	C.m^2	3×1
	E	Champ électrique	V.m^{-1}	3×1
Constante électrique	$\mathcal{E} (\neq \varepsilon)$	Permittivité électrique	F.m^{-1}	3×3
Constantes piézoélectriques	e	Coefficients piézoélectriques	C.m^{-2}	3×6
	$d = e \cdot s$	Coefficient de charge	C.N^{-1}	3×6

Dans le cadre de l'élasticité linéaire des matériaux, les relations constitutives de la piézoélectricité reliant les équations mécaniques et électriques peuvent être décrites de deux manières différentes telles que (Tableau 2.2) [92] :

$$\text{stress-format : } \begin{cases} T = c \cdot S - e^\top \cdot E \\ D = e \cdot S + \mathcal{E} \cdot E \end{cases} \quad (2.2)$$

$$\text{strain-format : } \begin{cases} S = s \cdot T + d^\top \cdot E \\ D = d \cdot T + \mathcal{E} \cdot E \end{cases} \quad (2.3)$$

D'une manière générale, la matrice de piézoélectricité d'un matériau s'écrit en assemblant les matrices liées aux relations de la piézoélectricité grâce à l'équation 2.2 *stress-format* :

$$\begin{pmatrix} T \\ D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c & e^\top \\ e & \mathcal{E} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} S \\ E \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

La matrice de piézoélectricité du α -quartz gauche (convention IRE 1949 [93]), dont les valeurs des coefficients des matrices de permittivité électrique, coefficients piézoélectriques et d'élasticité reportées dans le tableau 2.3 s'écrit :

$$\begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \sigma_4 \\ \sigma_5 \\ \sigma_6 \\ D_1 \\ D_2 \\ D_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} & 0 & 0 & e_{11} & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & -c_{14} & 0 & 0 & -e_{11} & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{31} & c_{33} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ c_{14} & -c_{14} & 0 & c_{44} & 0 & 0 & e_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & c_{14} & 0 & -e_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{14} & \frac{c_{11} - c_{12}}{2} & 0 & -e_{11} & 0 \\ \hline e_{11} & -e_{11} & 0 & e_{14} & 0 & 0 & \mathcal{E}_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -e_{14} & -e_{11} & 0 & \mathcal{E}_{11} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mathcal{E}_{33} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \varepsilon_3 \\ 2\varepsilon_4 \\ 2\varepsilon_5 \\ 2\varepsilon_6 \\ E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

Tableau 2.3 – Valeurs des coefficients des matrices de permittivité électrique, coefficients piézoélectriques et d'élasticité du α -quartz gauche en coupe dans le repère naturel du cristal selon la norme IRE 1949 [94].

Tenseur d'élasticité [$\times 10^9$ Pa]						Matrice piézoélectrique [C.m ⁻²]		Matrice de permittivité électrique [$\times 10^{-12}$ F.m ⁻¹]	
c_{11}	c_{12}	c_{13}	c_{14}	c_{33}	c_{44}	e_{11}	e_{14}	\mathcal{E}_{11}	\mathcal{E}_{33}
86.79	6.7901	12.009	-18.116	105.79	58.212	0.1711	-0.406	39.16	41.04

Pour une poutre orientée selon l'axe \vec{e}_y , un mouvement de flexion dans le plan $(O, \vec{e}_x, \vec{e}_y)$ se traduit par des zones de compression et d'extension selon l'axe \vec{e}_y (Figure 2.2). Nous souhaitons donc que le tenseur des déformations soit égal à $S = (0, \pm\varepsilon_2, 0, 0, 0, 0)$. Pour induire ce type de mouvement, nous utilisons les relations de la piézoélectricité (équation 2.5) pour déduire dans quelle(s) direction(s) le champ électrique doit être appliqué. Pour la démonstration, nous admettons qu'aucune contrainte mécanique n'est imposée :

$$S = s \cdot T + d^\top \cdot E = \begin{pmatrix} d_{11} & 0 & 0 \\ -d_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & -d_{14} & 0 \\ 0 & -2d_{11} & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d_{11} \cdot E_x \\ -d_{11} \cdot E_x \\ 0 \\ d_{14} \cdot E_x \\ -d_{14} \cdot E_y \\ -2d_{11} \cdot E_y \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

Grâce à l'équation précédente, nous constatons que pour avoir le mouvement de flexion selon \vec{e}_x d'une poutre dirigée selon \vec{e}_y nous devons imposer deux champs électriques opposés dans la direction \vec{e}_x : un pour étendre une moitié de la poutre, l'autre pour comprimer la seconde moitié. (Figure 2.2). Il est possible de générer ces deux champs $\pm E_x$ à l'aide un système de trois électrodes (Partie 2.2.3). Comme nous pouvons le remarquer dans l'équation 2.6, un champ selon \vec{e}_x provoque également une extension/compression selon \vec{e}_x et un cisaillement autour de \vec{e}_x . Cependant, avec les champs électriques $\pm E_x$ imposés

symétriquement et en raison des dimensions de la poutre allongée selon \vec{e}_y ($l_p \gg b_p$), l'extension/compression et le cisaillement selon \vec{e}_x peuvent être négligés.

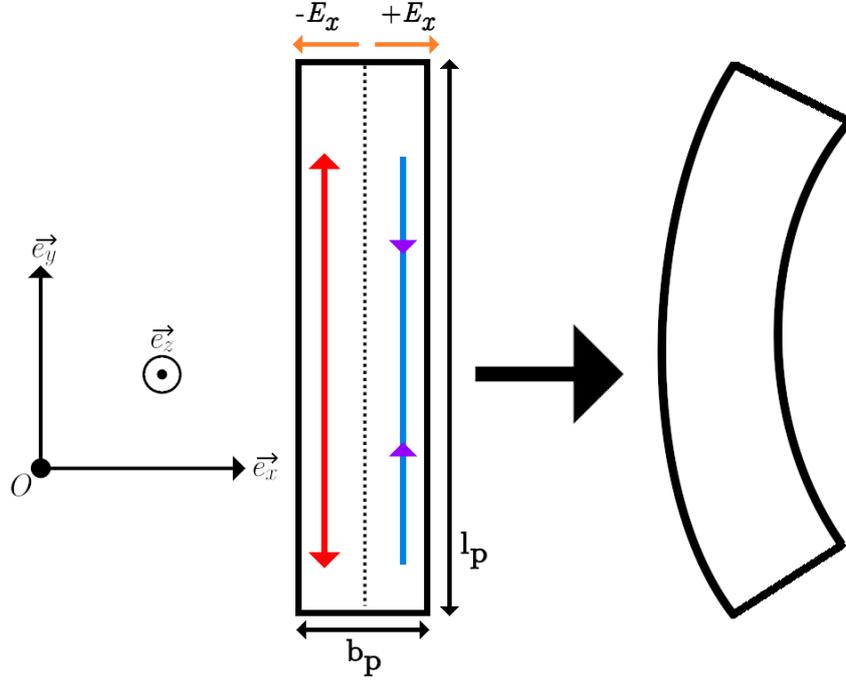


Figure 2.2 – Mouvement de flexion d'une poutre libre aux extrémités orientée selon \vec{e}_y dans le plan $(O, \vec{e}_x, \vec{e}_y)$

2.1.2.3 Résonance d'une poutre en quartz et modèle électrique équivalent

La résonance d'une poutre en quartz se modélise à l'aide du modèle dit de Butterworth Van Dyke (BVD) (Figure 2.3) [95]. La branche motionnelle sert à rendre compte de l'oscillation mécanique du résonateur à l'aide d'un simple circuit RLC. Ces composants fictifs ont comme valeurs typiques (dans le cadre des résonateurs dimensionnés par la suite) $R_m \approx 100 \text{ k}\Omega - 10 \text{ M}\Omega$, $L_m \approx 10 \text{ kH} - 100 \text{ kH}$ et $C_m \approx 10 \text{ aF} - 0.1 \text{ pF}$. S'il n'y avait que la branche motionnelle, il n'y aurait qu'une seule résonance ; hors dans les faits, nous observons deux pics d'amplitude que l'on appellera « résonance série » à f_s et « résonance parallèle » à f_p . Cette dernière est due à la capacité inter-électrodes et est représentée par la capacité en parallèle C_0 . Nous pouvons alors écrire les expressions de l'impédance \underline{Z} , de f_s , de f_p et de leur facteur de qualité Q_s et Q_p respectifs :

$$\underline{Z}(\omega) = \frac{U}{I} = \frac{1}{j\omega C_p} \cdot \frac{1 + jQ_s \left(\frac{\omega}{\omega_s} - \frac{\omega_s}{\omega} \right)}{1 + jQ_p \left(\frac{\omega}{\omega_p} - \frac{\omega_p}{\omega} \right)} \quad (2.7)$$

$$f_s = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{L_m C_m}} \quad (2.8)$$

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{L_m \frac{C_0 C_m}{C_0 + C_m}}} \quad (2.9)$$

$$Q = Q_s = \frac{1}{R_m} \sqrt{\frac{L_m}{C_m}} \quad (2.10)$$

$$Q_p = \frac{1}{R_m} \sqrt{\frac{L_m(C_m + C_0)}{C_m C_0}} \quad (2.11)$$

L'analyse de la résonance d'une poutre en quartz consiste à trouver les paramètres f_s , f_p et Q qui sont calculés à partir du module $|\underline{Z}|$ et de la phase $\Phi = \arg(\underline{Z})$ de l'impédance \underline{Z} du résonateur obtenus en simulation ou mesurés expérimentalement (Figure 2.4). Cette opération est effectuée par la méthode des moindres carrés qui ajuste les valeurs des paramètres R_m , L_m , C_m et C_0 . Pour la suite, la tension $u(t) = U \cdot \sin(\omega t)$ appliquée sert de référence de phase donc $\underline{U} = U$.

- En simulation harmonique (Section 2.1.5), nous analysons les composantes en phase et en quadrature des charges générées sur les électrodes pour trouver le module et la phase de l'impédance \underline{Z} . En effet, avec $i(t) = \frac{dq}{dt} \leftrightarrow \underline{I} = j\omega \underline{q}$, nous avons $\underline{q} = \frac{U}{j\omega \underline{Z}}$. Nous notons qu'à la résonance $C_0 = \frac{\text{Re}(\underline{q})}{U}$ et $R_m = \frac{U}{\text{Im}(\underline{q})\omega}$ ce qui permet de déterminer C_0 et R_m graphiquement ;
- Un analyseur d'impédance peut mesurer le module et la phase de l'impédance \underline{Z} . Nous calculons les paramètres de la résonance avec l'algorithme précédent ;
- Un HF2LI (Partie 4.1.3.2), qui asservit le résonateur à sa fréquence de résonance f par détection synchrone, mesure une image des charges q .

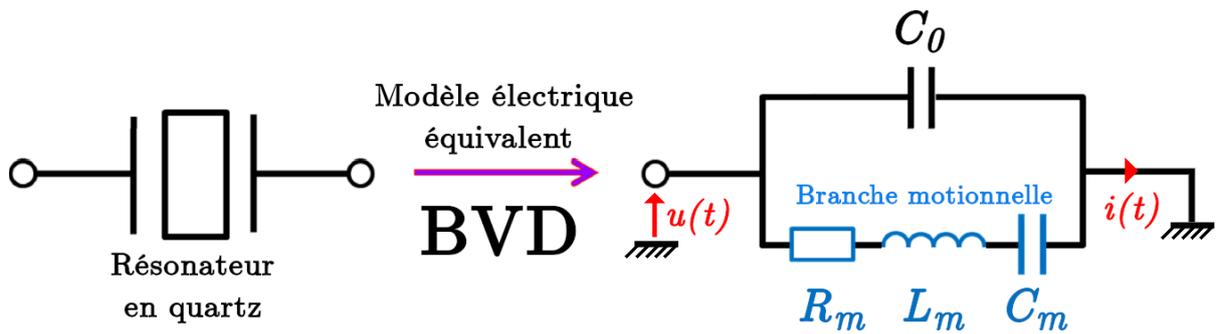


Figure 2.3 – Schéma équivalent d'un résonateur piézoélectrique proche de la résonance

2.1.3 Principe de fonctionnement

La structure du magnétomètre se divise en trois parties : une surface couverte de matériaux magnétiques (que nous appellerons *plateau* pour la suite), d'un pivot autour

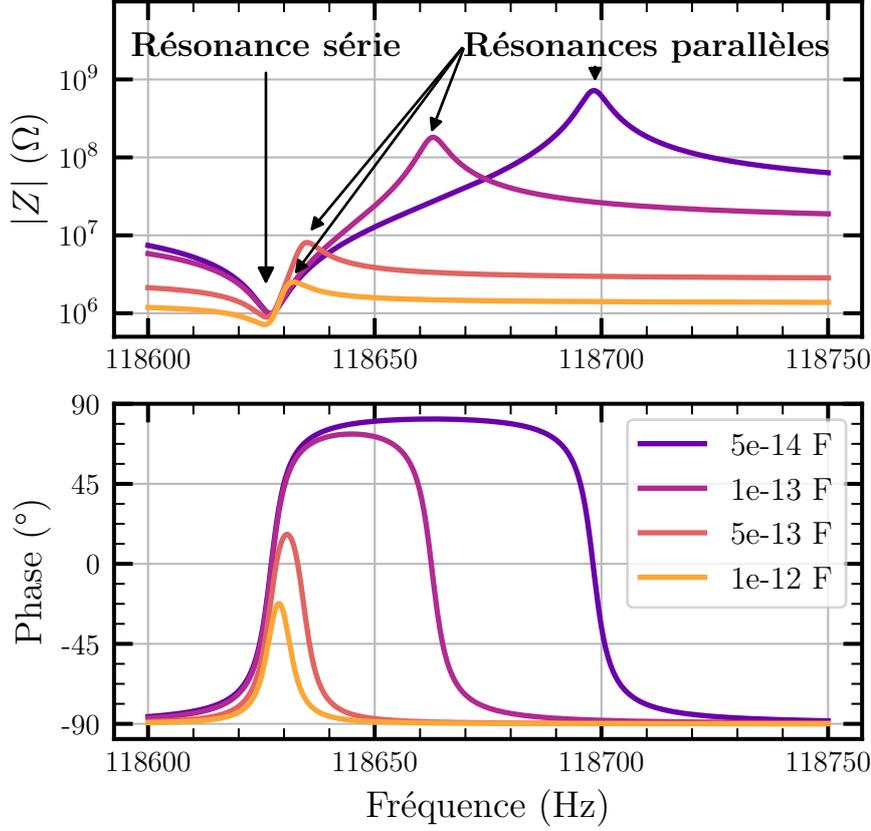


Figure 2.4 – Variation du module et de la phase l'impédance Z du résonateur en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de capacité inter-électrodes C_0 . Dans l'exemple, $R_m = 1 \text{ M}\Omega$, $L_m = 30 \text{ kH}$ et $C_m = 60 \text{ aF}$.

duquel peut tourner le plateau et de deux poutres doublement encastées résonant en flexion à respectivement f_1 et f_2 jouant le rôle de détecteur de force (Figure 2.5).

Nous faisons l'hypothèse que les matériaux magnétiques sont dans le plan (\vec{e}_x, \vec{e}_y) , que leur aimantation est uniforme et dirigée dans une seule direction dans le plan selon \vec{e}_x ou selon \vec{e}_y que nous notons \vec{e}_{\parallel} . Nous définissons \vec{e}_{\perp} comme étant le vecteur perpendiculaire à \vec{e}_{\parallel} et dans le plan. Nous obtenons alors une relation entre l'aimantation \vec{M} et le moment magnétique des matériaux \vec{m} :

$$MV_{magn} \cdot \vec{e}_{\parallel} = m \cdot \vec{e}_{\parallel} \quad (2.12)$$

En supposant que le champ magnétique $\vec{B}_{ext} = B_{\parallel} \cdot \vec{e}_{\parallel} + B_{\perp} \cdot \vec{e}_{\perp} + B_z \cdot \vec{e}_z$ est uniforme à l'échelle du plateau, alors la structure subit le couple magnétique $\vec{\Gamma}$ résultant de l'interaction entre le champ magnétique \vec{B}_{ext} et le moment magnétique \vec{m} des matériaux magnétiques [96] :

$$\vec{\Gamma} = \iiint_V \vec{M} \wedge \vec{B}_{ext} \cdot dV = V_{magn} \cdot \vec{M} \wedge \vec{B}_{ext} = \vec{m} \wedge \vec{B}_{ext} \quad (2.13)$$

$$\vec{F} = \begin{cases} \begin{pmatrix} 0 \\ -m \cdot B_z \\ m \cdot B_\perp \end{pmatrix}, & \text{si } \vec{e}_\parallel = \vec{e}_x \\ \begin{pmatrix} m \cdot B_z \\ 0 \\ -m \cdot B_\perp \end{pmatrix}, & \text{si } \vec{e}_\parallel = \vec{e}_y \end{cases} \quad (2.14)$$

Les calculs montrent donc que la structure est toujours déformée par deux composantes du champ magnétique qui sont perpendiculaires à l'aimantation \vec{M} :

(i) La composante $\vec{F} \cdot \vec{e}_z$ entraîne l'apparition de deux forces, d'intensité égale $\|\vec{F}\|$ (Figure 2.5) mais de directions opposées, comprimant une poutre et étirant l'autre. S'il n'y a pas de perte mécanique due à la rotation du plateau autour du pivot, elle dépend uniquement du moment magnétique m et de l'écartement entre les poutres d :

$$\|\vec{F}\| = \vec{F} \cdot \vec{e}_y = \frac{\vec{F} \cdot \vec{e}_z}{d} = \frac{m}{d} \cdot B_\perp \quad (2.15)$$

(ii) Le champ magnétique hors-plan B_z induit une composante de torsion de même intensité que $\|\vec{F}\|$ qui vient déformer la structure hors du plan (O, \vec{e}_x , \vec{e}_y).

Nous pouvons démontrer que l'application d'une force axiale ou perpendiculaire vient, à l'image d'une corde de guitare, décaler la fréquence de résonance des poutres (Annexe C.2). Cet effet est utilisé dans beaucoup de dispositifs MEMS dont les VBA (*Vibrating Beam Accelerometer*) [97]. Les calculs mettent en évidence que $\vec{F} \cdot \vec{e}_z$ induit un décalage opposé des deux fréquences de résonance (mode différentiel) tandis que $|\vec{F} \cdot \vec{e}_\perp| = m \cdot B_z$ induit un décalage dans le même sens (mode commun). Nous comprenons alors l'intérêt d'avoir deux poutres : lorsque la température T , l'accélération \vec{a} , la vitesse de rotation $\vec{\Omega}$ ou le champ B_z déforment les poutres et donc induisent des décalages de fréquences de résonance dans le même sens, alors, une mesure différentielle $\Delta f = f_1 - f_2$ permettra de supprimer leur influences respectives. Nous en déduisons que seule la composante du champ magnétique \vec{B}_{ext} dans le plan et perpendiculaire à l'aimantation va donner lieu à un décalage opposé des fréquences de résonance. Nous montrons alors que la différence de fréquences de résonance Δf est proportionnelle à cette composante par le coefficient, aussi appelé « facteur d'échelle », K_B tel que :

$$\Delta f = f_1 - f_2 = K_B \cdot B_\perp \quad (2.16)$$

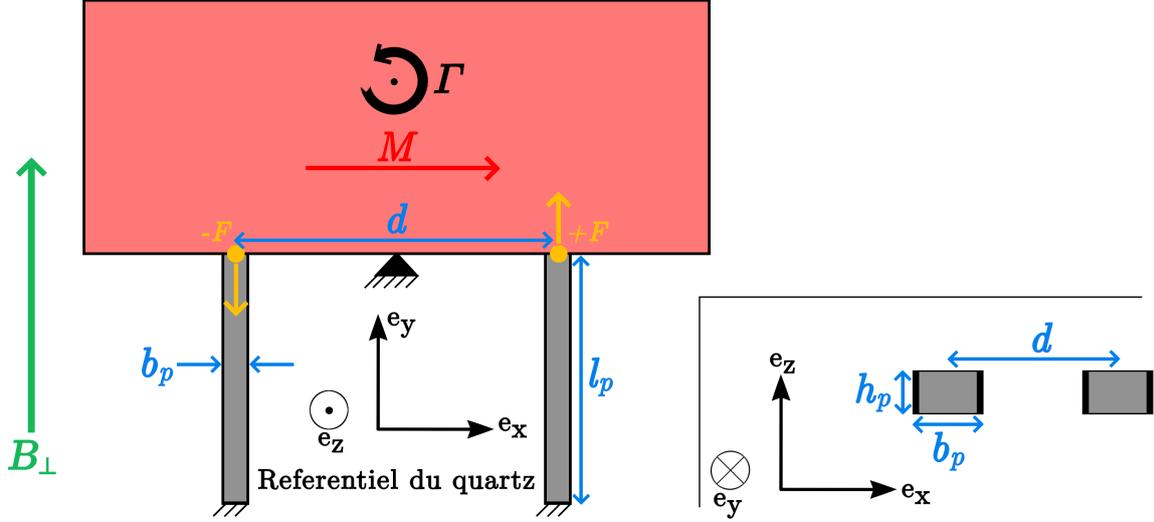


Figure 2.5 – Schéma de principe du magnétomètre avec ses différentes dimensions lorsque l'aimantation est dirigée vers $\vec{e}_{\parallel} = \vec{e}_x$. En *rose* le plateau couvert de matériaux magnétiques, en *gris* les deux résonateurs, en *noir* le pivot et les parties fixes sont hachurées.

2.1.4 Grandeurs d'intérêt du capteur

2.1.4.1 Fréquence de résonance

La fréquence de résonance d'une poutre vibrant en flexion dans son mode fondamental est obtenue grâce à l'équation du mouvement d'une poutre en flexion [98] (Annexe C.1) :

$$f = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\sqrt{12}} \cdot \alpha_1^2 \cdot \sqrt{\frac{E}{\rho}} \cdot \frac{b_p}{l_p^2} \quad (2.17)$$

Avec $\alpha_1 = 4.73$ une constante d'intégration liée au mode fondamental de flexion, $E = 78.3$ GPa le module d'Young dans le plan et $\rho = 2648$ kg.m⁻³ la masse volumique du quartz, b_p et l_p la largeur vibrante et la longueur des poutres.

2.1.4.2 Facteur de qualité

L'estimation du facteur de qualité Q est extrêmement importante pour pouvoir quantifier la résolution d'un résonateur. Il correspond au ratio entre l'énergie dissipée pendant une période et l'énergie maximale contenue dans le système. Cela correspond à un taux d'amortissement qui caractérise la « finesse » de la résonance. En considérant que les sources de pertes d'énergie sont indépendantes, nous pouvons écrire que :

$$Q = 2\pi \cdot \frac{E_{\text{système}}}{E_{\text{dissipée}}} = \left(\sum \frac{1}{Q_i} \right)^{-1} \quad (2.18)$$

Q_{air} En raison du ratio $\text{Surface}/\text{Volume}$ important des MEMS, nous ne pouvons pas négliger l'importance des forces exercées sur la surface du résonateur. Les molécules de gaz qui sont présentes autour de la partie vibrante gênent le mouvement des résonateurs ce qui est une source d'amortissement visqueux (Figure 2.6). Cela représente la plus grande source de dissipation d'énergie dans les MEMS et historiquement ce fut une des premières barrières au développement des MEMS [99]. Fort heureusement, en encapsulant le résonateur à basse pression ce terme devient négligeable.

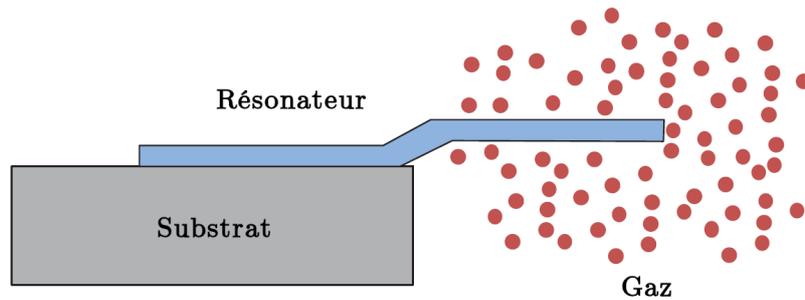


Figure 2.6 – Illustration d'un résonateur vibrant avec des molécules de gaz autour de lui [100].

$Q_{\text{encastrement}}$ Les zones de fixation d'un résonateur peuvent être des endroits privilégiés de pertes d'énergie. Lorsque le résonateur vibre, les parties environnantes et lui-même se déforment mécaniquement. Cela donne lieu à des ondes de contraintes (*stress waves*) qui s'échappent du résonateur via les zones d'encastrement (Figure 2.7). Il est possible de réduire ces pertes en mettant les zones d'encastrement au niveau des nœuds de vibrations d'un résonateur, de travailler avec des diapasons ou d'utiliser des « réflecteurs » pour limiter le transfert d'énergie vers le support [100].

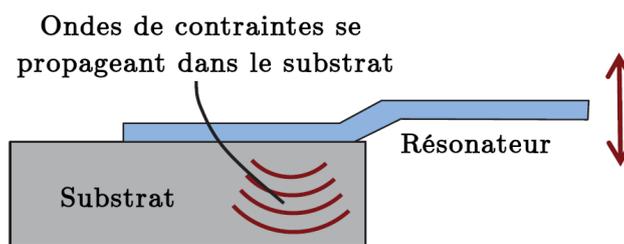


Figure 2.7 – Illustration des ondes de contrainte se propageant dans le substrat suite au mouvement du résonateur [100].

Q_{TED} La figure 2.8 montre les zones de compression et de tension dans une poutre doublement encastree qui vibre dans son mode de flexion. ZENER [101] montre qu'il y a un mécanisme de dissipation d'énergie pour des poutres vibrant à des fréquences dites « intermédiaires ». En raison de la dilatation thermique, un gradient de contrainte tension/compression induit l'apparition d'un gradient de température. Par conduction thermique, ce gradient est une source de pertes d'énergie irréversible. Ce mécanisme permet

notamment à une poutre micrométrique excitée de retrouver un équilibre thermodynamique en revenant au repos. Lorsqu'une telle structure est soumise à des oscillations forcées, cette dissipation d'énergie par effet thermoélastique (*thermoelastic dissipation - TED*) constitue souvent le mécanisme principal de dissipation dans les poutres en flexion.

Une expression de Q_{TED} est donnée par ZENER [101] dans le cadre des poutres vibrant en flexion mais LIFSHITZ et al. [102] l'améliore pour une meilleure approximation :

$$\frac{1}{Q_{\text{TED}}} = \frac{E\alpha^2 T_0}{C_V} \left[\frac{6}{\xi^2} - \frac{6}{\xi^3} \cdot \frac{\sinh(\xi) + \sin(\xi)}{\cosh(\xi) + \cos(\xi)} \right] \quad (2.19)$$

Avec E le module d'Young, α le coefficient de dilatation thermique, T_0 la température moyenne de la poutre, C_V la capacité thermique volumique à pression constante, $\xi = b_p \sqrt{\frac{2\pi f}{2\chi}}$, b_p la largeur de la poutre, ω_0 la pulsation propre, $\chi = \frac{\lambda}{C_V}$ la diffusivité thermique et λ la conductivité thermique.

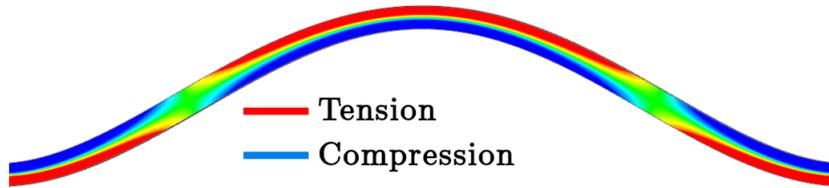


Figure 2.8 – Illustration des zones de tension et de compression dans une poutre doublement encastree.

Q_{visco} L'amortissement viscoélastique apparaît dès lors que des matériaux non cristallins sont déposés sur un résonateur. C'est le cas notamment quand des électrodes en or sont placées sur une poutre en quartz. Nous pouvons estimer ce terme à l'aide du coefficient d'amortissement structural de l'or η_{Au} . Dans la gamme de fréquence qui nous intéresse par la suite i.e. ≈ 100 kHz, PERRIER [3] estime ce terme à $\eta_{Au} \approx 2.5 \times 10^{-3}$.

Autres sources d'amortissement D'autres sources d'amortissement, qui seront considérées comme négligeables, sont à prendre en compte pour certains MEMS dont les structures sont différentes de la notre.

- L'amortissement lié à des phénomènes surfaciques Q_{surface} : molécules adsorbées, réarrangement des structures cristallographiques, électrons piégés par des défauts. Il peut devenir prépondérant pour les résonateurs ultra-fins, i.e. dont certaines dimensions peuvent être plus petites que 100 nm et à très basse température [103];
- L'amortissement dû à des charges piégées $Q_{\text{électrique}}$ peut être important dans des configurations de type AFM [100];
- L'amortissement dû à l'effet Akhiezer Q_{AKE} est lié à un mécanisme similaire aux pertes thermoélastiques Q_{TED} . Il est lié à un mécanisme de diffusion des phonons au

sein du cristal. Contrairement à Q_{TED} , il peut exister même en l'absence de gradient de contrainte (mode d'extension-compression par exemple [100], [104]).

2.1.4.3 Facteur d'échelle

Comme nous avons vu dans la partie 2.1.3, la force $\|\vec{F}\|$ engendrée par le couple \vec{T} déforme axialement, en sens opposés, les poutres résonantes. Cela a pour effet de décaler leurs fréquences de résonance. Grâce à une analyse de l'énergie mécanique dans une poutre, nous montrons que $\|\vec{F}\|$ induit le décalage de fréquence de résonance suivant :

$$f_B = f_0 \cdot \sqrt{1 \pm \delta \cdot B_{\perp}} \quad (2.20)$$

$$\delta = 12 \cdot \frac{\beta_1}{\alpha_1^4} \cdot \frac{1}{E} \cdot \frac{l_p^2}{db_p^3 h_p} \quad (2.21)$$

Avec f_B et f_0 les fréquences de résonances quand il y a et quand il n'y a pas de champ magnétique, $\alpha_1 = 4.73$ et $\beta_1 = 12.30$ deux constantes d'intégration.

Il est possible de faire le développement limité en 0 au premier ordre puisque $\delta \approx 6 \times 10^{-2} \text{T}^{-1}$ (pour les valeurs classiques utilisées par la suite) et $\max(B_{\perp}) = 1 \text{G} = 1 \times 10^{-4} \text{T}$. L'expression de la différence de fréquence de résonance Δf entre les poutres n°1 et n°2 dans le cas où elles sont strictement identiques s'écrit :

$$\Delta f = f_1 - f_2 = f_0 \cdot \left(1 + \frac{1}{2} \delta \cdot B_{\perp} - \left(1 - \frac{1}{2} \delta \cdot B_{\perp} \right) \right) = f_0 \cdot \delta \cdot B_{\perp}$$

Suite à l'équation 2.16, nous pouvons écrire le facteur d'échelle K_B ($\text{Hz} \cdot \text{T}^{-1}$) pour le mode fondamental de flexion (Annexe C.2) :

$$K_B = \frac{\sqrt{12}}{2\pi} \cdot \gamma_1 \cdot \frac{1}{\sqrt{\rho \cdot E}} \cdot \frac{1}{b_p^2 \cdot h_p \cdot d} \cdot m \quad (2.22)$$

Avec $\gamma_1 = \frac{\beta_1}{\alpha_1^2} = 0.55$ une constante d'intégration du mode fondamentale de flexion, b_p la largeur vibrante des poutre, h_p l'épaisseur des poutres et d l'écartement entre les poutres (Figure 2.5).

2.1.4.4 Instabilité de biais

L'instabilité de biais ou résolution optimale du magnétomètre est définie comme étant la valeur $\sigma_0 = \sigma(\tau_0)$ en tesla du plancher d'instabilité de la déviation d'Allan (ADEV) (Annexe B) après un temps d'intégration $\tau = \tau_0$. LEVY et al. [105] détaillent comment calculer σ_0 pour un VBA. Nous pouvons l'adapter aisément au cas du magnétomètre étudié :

$$\sigma_0 = \sqrt{\frac{\ln(2)b}{2}} \cdot \frac{f}{Q \cdot K_B} \quad (2.23)$$

Avec f la fréquence de résonance des poutres, Q leur facteur de qualité, K_B le facteur d'échelle du magnétomètre et $\sqrt{\frac{\ln(2)b}{2}} \approx 1.9 \times 10^{-6}$ le facteur de proportionnalité avec $b = 10^{-11} \text{ dB.rad}^2.\text{Hz}^{-1}$. Ce dernier dépend du bruit Flicker de l'électronique de proximité [105]. Lorsque le temps d'intégration n'est pas suffisamment long pour arriver jusqu'au plancher d'instabilité σ_0 , nous définissons la résolution telle que :

$$\sigma(\tau) = \frac{\sqrt{3FkTf_H}}{\sqrt{P_0} \cdot 2\pi \cdot K_B} \cdot \frac{1}{\tau} \quad (2.24)$$

Avec $F = 1 \text{ dB}$, $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ la constante de Boltzmann, T la température, f_H la fréquence de coupure du filtre passe-bas, $P_0 = \frac{U^2}{R_m}$ la puissance que le résonateur utilise, U la tension utilisée pour exciter les poutres et R_m la résistance motionnelle (Partie 2.1.2.3).

2.1.4.5 Sensibilités à l'environnement

Un magnétomètre devant être intégré au sein d'une centrale inertielle doit être le moins sensible possible à la température, à l'accélération et à la vitesse de rotation qui induisent des déformations dans les poutres. En effet, ces perturbations, notées respectivement K_T , K_Γ et K_Ω , peuvent influencer la sensibilité au champ magnétique de deux manières différentes :

- (i) Les perturbations jouant en mode commun, comme la température, induisent un décalage de fréquences de résonance de même sens par rapport au mode fondamental f_0 . Par exemple pour une accélération selon \vec{i} jouant en mode commun, nous écrivons ce décalage $K_\Gamma [\text{Hz.g}^{-1}] = \frac{f_{Acc} - f_0}{a_i}$. Même si la mesure différentielle permet théoriquement d'annuler l'effet de ces perturbations, il n'en reste que lorsqu'un magnétomètre est réalisé en salle blanche, il y a inévitablement des défauts de fabrication qui peuvent briser les symétries initialement prévues dans la conception. Cela signifie que deux poutres utilisées dans un magnétomètre ne pourront jamais être strictement identiques. C'est pourquoi la compensation par effet différentiel ne pourra jamais être parfaite. Nous estimons néanmoins que l'influence des perturbations ayant un effet en mode commun est réduit d'un facteur 100 ; et en particulier d'un facteur 10 000 pour la sensibilité à la température après compensation par effet différentiel et calibration par un modèle thermique $f = f(T)$;
- (ii) Les perturbations jouant en mode différentiel induisent une rotation du plateau autour du pivot. Cela a pour effet de créer, de la même manière qu'un champ magnétique, un décalage des fréquences de résonance en sens opposé. En prenant l'exemple d'une l'accélération selon \vec{e}_j ($j = x, y$ ou z) jouant en mode différentiel, nous écrivons

$K_{\Gamma_j} [\text{Hz}\cdot\text{g}^{-1}] = \frac{f_{Acc1} - f_{Acc2}}{a_j}$. Ces perturbations ne sont pas compensées par l'effet différentiel et sont généralement le facteur limitant.

Lorsque les sensibilités à la température K_T , à l'accélération K_{Γ} et à la rotation K_{Ω} sont obtenues par simulations ou mesurées lors de la caractérisation d'un dispositif, elles sont obtenues de manière absolue en Hz. Néanmoins, afin de pouvoir quantifier l'effet de leur perturbation sur la mesure du champ magnétique, nous avons normalisé ces grandeurs par le facteur d'échelle K_B . De cette manière, nous obtiendrons une mesure relative de leurs influences en $\text{T}\cdot\text{K}^{-1}$ ou $\text{T}\cdot\text{g}^{-1}$ ou $\text{T}\cdot(\text{°}/\text{s})^{-1}$. Par exemple, pour la sensibilité à l'accélération, nous écrivons :

$$K_{\Gamma} [\text{T}\cdot\text{g}^{-1}] = \frac{K_{\Gamma} [\text{Hz}\cdot\text{g}^{-1}]}{K_B [\text{Hz}\cdot\text{T}^{-1}]} \quad (2.25)$$

2.1.5 Simulation par éléments finis

Les facteurs de mérite d'une géométrie de capteur sont calculées par la méthode des éléments finis à l'aide de SimCenter, un logiciel de CAE (*Computer-Aided Engineering*) intégrant le solveur OOFELIE::Multiphysics. Pour dimensionner un capteur, nous commençons par dessiner et paramétrer le modèle souhaité en 3D. Il est ensuite maillé en respectant les symétries de la structure. Les éléments utilisés sont quadratiques de type hexaèdre à 20 nœuds (Hexa20). Ils permettent, à nombre de nœuds constant, une convergence plus rapide que les éléments linéaires pour les simulations mécaniques. Il est possible d'effectuer trois types de simulations :

- (i) simulation modale : cette analyse permet de calculer les modes propres d'une structure ;
- (ii) simulation statique : cette analyse permet d'accéder aux déformations et contraintes d'un système soumis à une ou plusieurs forces statiques. Les résultats sont indépendants du temps ;
- (iii) simulation harmonique : cette analyse permet de calculer la réponse en régime permanent d'un système soumis à une excitation harmonique telle qu'une force ou une tension de fréquence f .

Grâce à ces trois simulations, les facteurs de mérite sont déterminés en faisant les simulations suivantes :

► **Fréquence de résonance** f_0

Une simulation modale (couplage piézoélectrique) nous permet de trouver la fréquence propre f_0 correspondant au mode des poutres en flexion dans le plan (Figure 2.9).

► **Facteur d'échelle** K_B

- ▷ Simulation statique (couplage piézoélectrique) avec le champ magnétique dans le plan et perpendiculaire à l'aimantation \vec{M} . Cette simulation permet de quantifier la précontrainte exercée par le couple magnétostatique (Figure 2.10) ;

▷ Simulation modale (couplage piézoélectrique) avec une précontrainte magnétostatique. Les deux modes de flexion dans le plan obtenus correspondent aux modes des deux résonateurs qui sont pour l'un étiré et pour l'autre comprimé. Nous pouvons alors tracer la courbe $\Delta f = f(B)$ (Figure 2.11).

► **Facteur de qualité thermoélastique Q_{TED} et résistance motionnelle R_m**

Le solveur OOFELIE prenant en compte le couplage thermoélastique au sein du dispositif, il est possible de simuler le mécanisme d'amortissement thermoélastique tel que décrit par Zener/Lifshitz. Après avoir positionné les électrodes et imposé un potentiel alternatif, nous extrayons la quantité de charges générées en phase et en quadrature sur les électrodes qui sont calculées en fonction de la fréquence d'excitation grâce à une simulation harmonique. Cela nous permet de remonter à l'impédance complexe \underline{Z} du système et de calculer le module et la phase en fonction de la fréquence. Les paramètres R_m , L_m , C_m et C_0 du modèle de BVD (2.1.2.3) sont par la suite déduits de ces courbes à l'aide d'un ajustement par la méthode des moindres carrés. Le facteur de qualité du résonateur est alors estimé grâce à l'équation 2.19.

► **Sensibilités K_Γ et K_Ω**

- ▷ Simulation modale (couplage piézoélectrique) pour obtenir la fréquence propre f_0 du mode fondamental ;
- ▷ Simulation statique (couplage piézoélectrique) avec une accélération ou vitesse de rotation selon un des axes \vec{e}_x , \vec{e}_y ou \vec{e}_z ;
- ▷ Simulation modale (couplage piézoélectrique) avec une précontrainte statique pour déterminer l'influence sur les fréquences de résonances.

2.2 Géométrie des poutres résonantes

2.2.1 Optimisation de la géométrie d'une poutre

Dans la partie précédente, nous avons obtenu l'expression de l'instabilité de biais σ_0 (Équation 2.23) qui dépend de la fréquence de résonance d'une poutre f (Equation 2.8), du facteur d'échelle K_B (Equation 2.22) et du facteur de qualité Q . Nous considérons pour la suite que le facteur de qualité thermoélastique (Équation 2.19) est limitant $Q \approx Q_{\text{TED}}$ (Equation 2.19). Ces trois grandeurs dépendent des propriétés du quartz (E , ρ , α , λ et C_V), de la géométrie des poutres (l_p , b_p et h_p) et de l'écartement entre les poutres d . Grâce à l'expérience de l'ONERA dans la microfabrication de MEMS en quartz, nous savons que les dimensions doivent respecter des contraintes liées au procédé de fabrication :

- (i) l'espacement entre les deux éléments résonant doit être supérieur à $30 \mu\text{m}$;
- (ii) les parties affinées ont une épaisseur h_p supérieure à $30 \mu\text{m}$;
- (iii) la largeur des poutres b_p n'est pas inférieure à $50 \mu\text{m}$.

En ayant choisi le quartz et fixé l'écartement $d = b_p + 30 \mu\text{m}$, seules les dimensions des poutres ont une influence sur σ_0 . Nous nous plaçons dans les intervalles d'étude suivants :

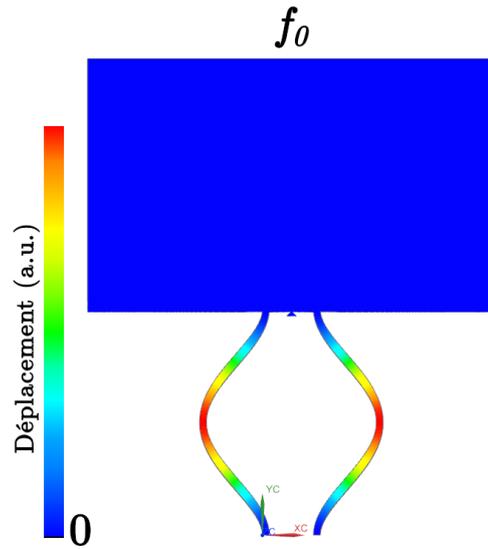


Figure 2.9 – Mode de flexion fondamental dans le plan obtenu grâce à un simulation modale.

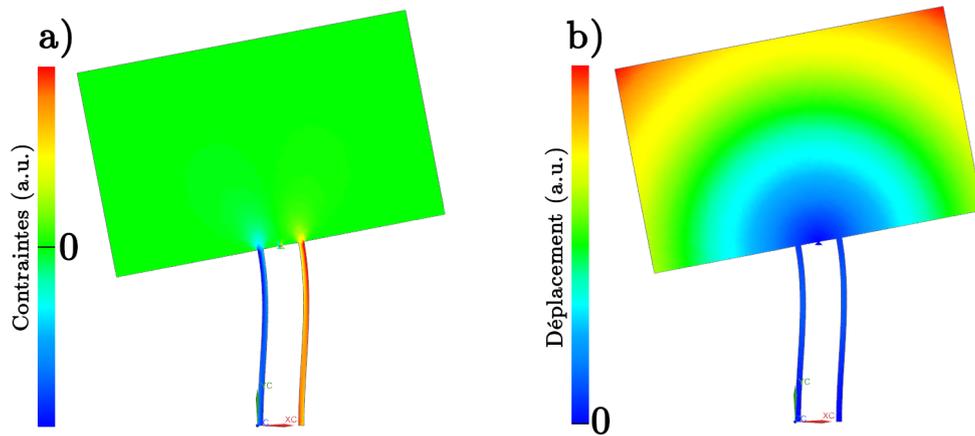


Figure 2.10 – Simulation statique montrant a) les contraintes et b) les déformations au sein d'un magnétomètre interagissant avec le champ magnétique.

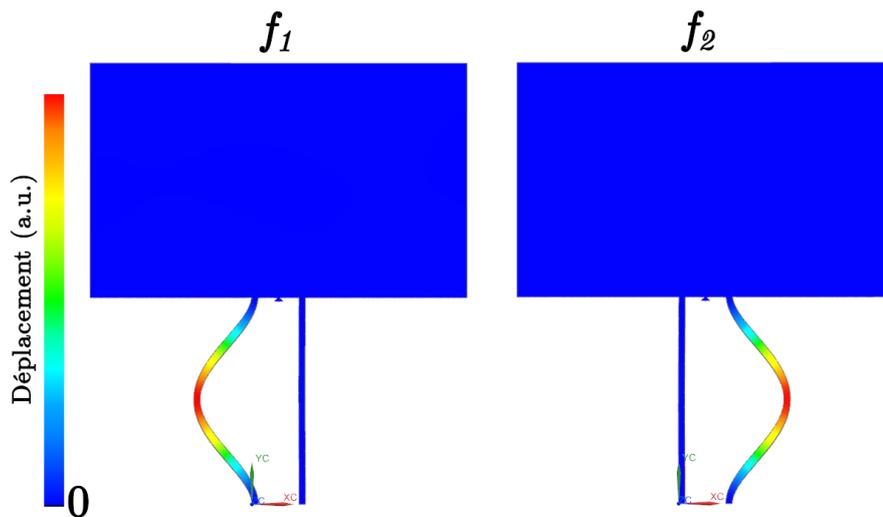


Figure 2.11 – Les deux modes de flexion dans le plan de fréquences f_1 et f_2 obtenus grâce à un simulation modale pré-contrainte.

$l_p \in [500 \mu\text{m} - 3000 \mu\text{m}]$, $b_p \in [50 \mu\text{m} - 150 \mu\text{m}]$ et $h_p \in [25 \mu\text{m} - 125 \mu\text{m}]$

Comme nous pouvons le remarquer sur le premier graphique 2.12-a, la longueur l_p des poutres n'a quasiment pas d'influence sur la valeur du plancher d'instabilité σ_0 . En effet, K_B est indépendant de l_p et f_0 évolue proportionnellement à l_p^{-2} tandis que Q varie proportionnellement à l_p^2 . Par conséquent, l_p constitue une variable d'ajustement pour les sensibilités aux grandeurs inertielles S_I et S_Ω . Sur le deuxième graphique 2.12-b, nous nous apercevons que plus la section de la poutre est petite, meilleure est la résolution. En particulier, il faut privilégier une épaisseur h_p faible. Ce résultat était prévisible car plus la section est faible plus la contrainte exercée sur la poutre est forte pour une même force extérieure.

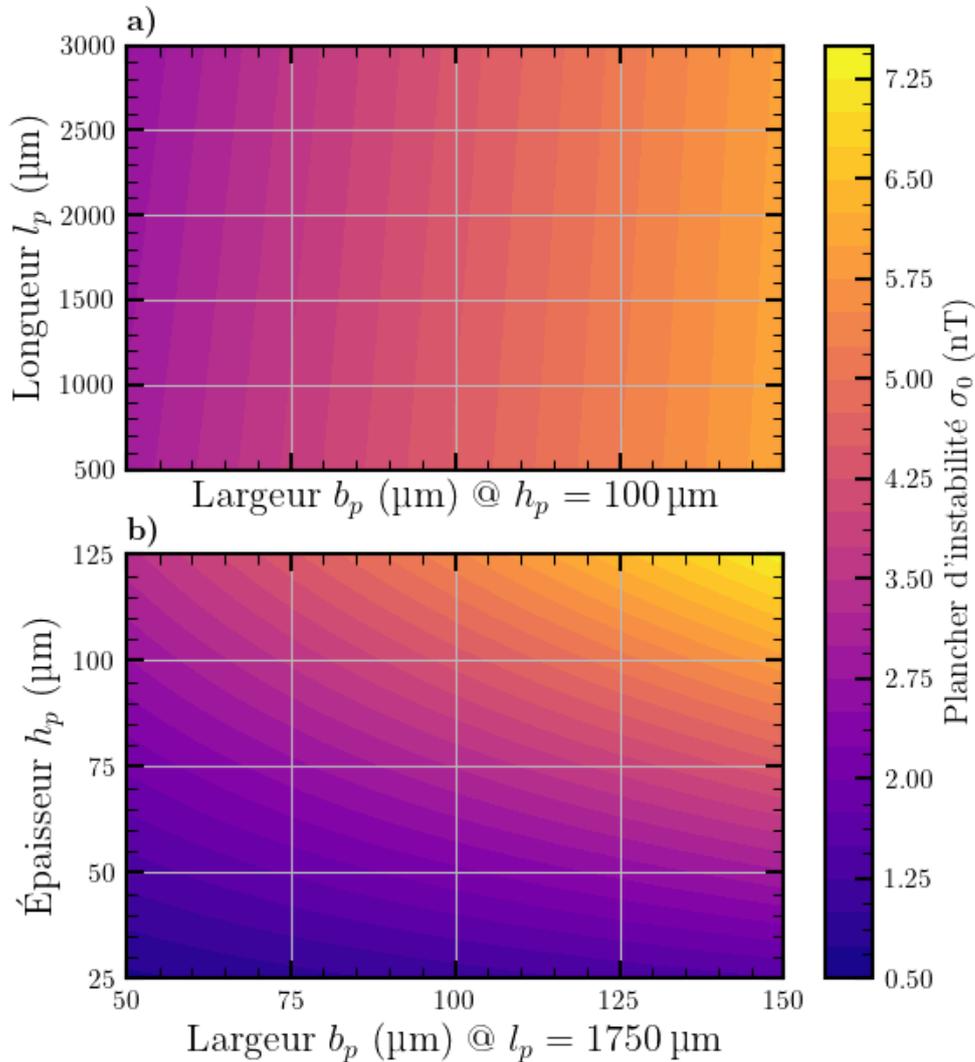


Figure 2.12 – Influences des paramètres géométriques des poutres sur le plancher d'instabilité σ_0 .

2.2.2 Réduction des effets de *lock-in* et des pertes à l'encastrement

2.2.2.1 Choix du diapason

Pour les premières simulations avec le design de la figure 2.5, nous prenons les dimensions de poutres de type VIA (*Vibrating Inertial Accelerometer*) [97] et un moment magnétique valant $m = 10 \mu\text{A}\cdot\text{m}^2$ (Tableau 2.4). Pour déterminer le facteur d'échelle K_B , nous appliquons la procédure décrite dans la section 2.1.5. La figure 2.13 nous permet de faire la comparaison entre la courbe $\Delta f = f(B)$ simulée en bleue et la réponse du capteur si elle était parfaitement linéaire (Equation 2.22). Nous remarquons alors que le décalage Δf n'est pas linéaire pour les faibles valeurs de champ magnétique. Cela est dû au phénomène de *lock-in* [86] : lorsque deux résonateurs vibrent l'un à côté de l'autre à des fréquences de résonance similaires, alors ils peuvent se coupler mécaniquement. Cela se traduit par une forte augmentation de l'erreur de mesure avant une zone de sensibilité nulle où $f_1 = f_2$ malgré la présence d'un champ magnétique. Trois solutions s'offrent alors à nous pour s'affranchir de ce phénomène :

- ▶ Avoir des poutres de dimensions différentes pour assurer un écart de fréquences de résonance suffisant entre les résonateurs permettant ainsi de s'éloigner de la zone de *lock-in*. Dans la figure 2.13, la zone de *lock-in* commence à $B = 1 \text{ T}$, les géométries devraient différer suffisamment pour induire un décalage de fréquence $> 2800 \text{ Hz}$. En revanche, du fait de la dissymétrie de la structure, l'efficacité de la compensation par effet différentiel serait dégradée et le capteur serait plus sensible aux perturbations extérieures.
- ▶ Avoir deux magnétomètres distincts et n'utiliser qu'un résonateur sur chacun d'eux de façon à n'avoir aucun couplage possible entre les deux. Cependant, la température ne serait pas nécessairement homogène sur les deux résonateurs et nous pourrions donc observer une dégradation de l'effet différentiel permettant de compenser la sensibilité à la température ;
- ▶ Utiliser des diapasons plutôt que des poutres simples. Si les deux poutres constituant un diapason vibrent en opposition de phase, alors, il y a des interférences destructrices des ondes de contraintes dans la tête du diapason. L'énergie de déformation est donc piégée au sein des diapasons, limitant ainsi le *lock-in* [106] et augmentant fortement le $Q_{\text{encastrement}}$. Il faut toutefois noter que multiplier par deux le nombre de poutres implique un facteur d'échelle K_B divisé par deux.

Notre choix s'est finalement porté sur l'utilisation de diapasons à la place des poutres simples puisqu'il permet de conserver une bonne instabilité de biais tout en assurant une mesure différentielle efficace contre les perturbations jouant en mode commun. De plus, nous n'aurons pas à concevoir un cadre de découplage pour limiter l'énergie perdue à l'encastrement et maximiser le facteur de qualité Q comme c'est classiquement le cas dans les accéléromètres [36]. La dépendance de $Q_{\text{encastrement}}$ vis-à-vis de la géométrie des

diapasons sera étudiée dans la partie suivante.

Tableau 2.4 – Tableau récapitulatif des paramètres géométriques utilisés pour le design illustrant le principe de fonctionnement

Paramètres	Valeurs
l_p	2200 μm
b_p	68 μm
h_p	30 μm
d	500 μm
S_{magn}	10 mm^2
m	10 $\mu\text{A.m}^2$

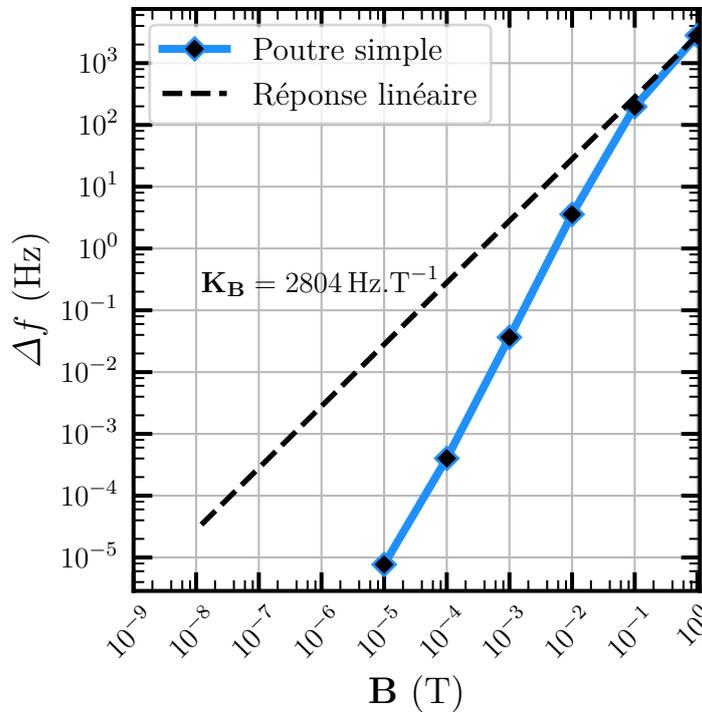


Figure 2.13 – Décalage en fréquence de résonance Δf en fonction du champ magnétique B_{\perp} pour modèle utilisant deux poutres simples dont les dimensions sont rappelées dans le tableau 2.4.

2.2.2.2 Optimisation de la géométrie de la tête du diapason

La géométrie des poutres constituant le diapason est similaire à celle d'une poutre simple (Figure 2.14-a). Puisque les interférences des ondes de contraintes dans un diapason ont lieu au niveau de la tête du diapason, trois différentes géométries ont été étudiées afin de déterminer celle permettant d'obtenir la plus grande valeur de $Q_{\text{encastrement}}$ (Figure 2.14-b).

Pour cela, après avoir fixé les paramètres géométriques des poutres constituant le diapason, nous avons effectué une série de simulations modales d'un diapason vibrant dans

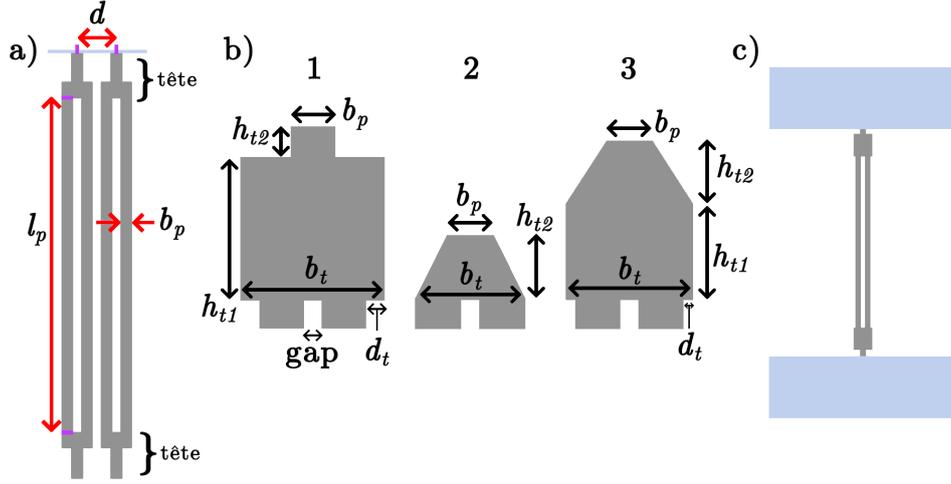


Figure 2.14 – Paramètres géométriques **a)** des poutres du diapason et **b)** de la tête du diapason. **c)** La configuration utilisée pour obtenir le $Q_{\text{encastrement}}$.

la configuration représentée sur la figure 2.14-c en changeant les paramètres géométriques des têtes de diapason, notamment le « dépasement » d_t , la hauteur des têtes h_{t1} et la longueur du « téton » h_{t2} . Ces simulations permettent d’estimer d’un côté l’énergie de déformation totale du système E_{total} et de l’autre l’énergie dissipée hors du diapason E_{cadre} . Nous en déduisons un minorant du facteur de qualité à l’encastrement grâce à l’équation 2.18 en supposant que l’intégralité de l’énergie transmise au cadre est perdue :

$$Q_{\text{encastrement}} = 2\pi \cdot \frac{E_{total}}{E_{cadre}} \quad (2.26)$$

Les courbes montrent que $Q_{\text{encastrement}}$ atteint un maximum lorsqu’on fait varier le rapport d’aspect $\frac{h_{t1}}{b_t}$ des têtes de diapasons (Figures 2.15-a-b-c). La tête n°2 est la moins efficace pour réaliser l’interférence des ondes de contrainte puisque les courbes semblent atteindre leur plateau progressivement, alors que les têtes n°1 et n°3 permettent d’obtenir de très grandes valeurs de $Q_{\text{encastrement}} > 10^8$. La plus grande valeur de facteur de qualité à l’encastrement ($Q_{\text{encastrement}} = 3.9 \times 10^8$) est obtenue pour la tête n°1 avec les dimensions $h_{t1} = 235 \mu\text{m}$ et $d_t = 15 \mu\text{m}$.

Avec le même modèle utilisé dans la partie 2.2.1 et cette géométrie de diapason, nous représentons le décalage en fréquence de résonance $\Delta f = f(B)$ qui est illustré dans la figure 2.16. Nous remarquons que le modèle avec les deux diapasons a un facteur d’échelle K_B deux fois plus petit que celui du modèle avec des poutres simples (Figure 2.13) et qu’il a, comme attendu, une réponse linéaire sur une plus grande gamme de champ magnétique. Avec cette configuration, une différence de fréquence de résonance entre les poutres supérieure à quelques 10^{-2} Hz est suffisante pour s’affranchir du phénomène de *lock-in*. Des différences aussi faibles sont naturellement engendrées par les imprécisions de réalisation. Par conséquent, en utilisant des diapasons, nous pouvons donc dimensionner les deux résonateurs de façon strictement identique tout en étant certain de ne pas être

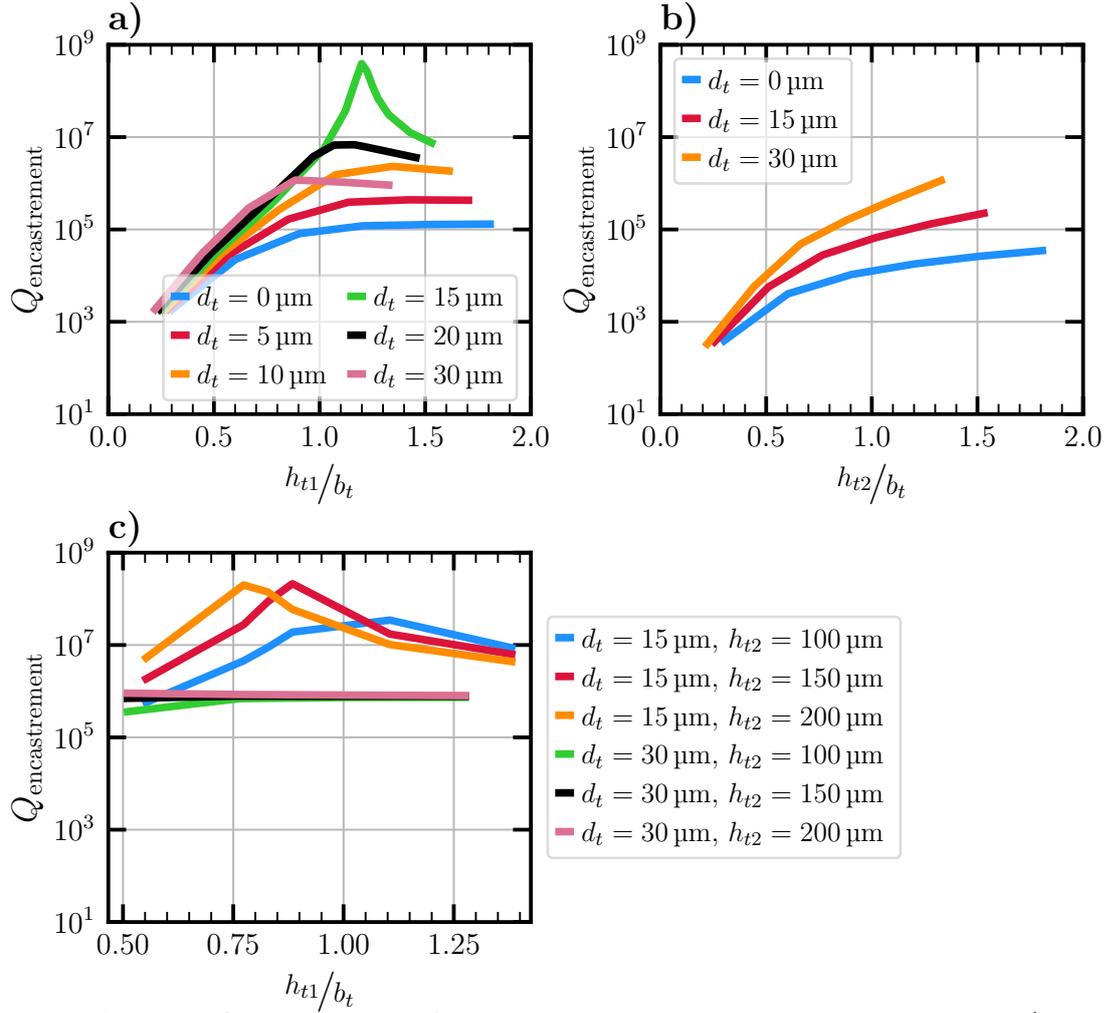


Figure 2.15 – $Q_{\text{encastrement}}$ en fonction des paramètres géométriques de **a)** la tête de diapason $n=1$, **b)** la tête de diapason $n=2$ ($h_{t2} = 100 \mu\text{m}$) et **c)** la tête de diapason $n=3$ avec $l_p = 2200 \mu\text{m}$, $b_p = 68 \mu\text{m}$ et $h_p = 30 \mu\text{m}$.

dans la zone aveugle du capteur dans toute son étendue de mesure.

2.2.3 Placement des électrodes

Suite à la partie 2.1.2.2, nous proposons un routage d'électrodes induisant un mouvement de flexion selon \vec{e}_x en opposition de phase entre les poutres constituant un diapason doublement encasté orienté selon l'axe \vec{e}_y . Pour déterminer la position optimale des électrodes, nous nous intéressons aux zones de déformations selon \vec{e}_y pour le mode fondamental de flexion. Nous remarquons qu'il y a trois zones d'intérêt : deux aux extrémités représentant chacune $\approx 25\%$ de la longueur de poutre l_p et une centrale (Figure 2.17). Le champ électrique nécessaire à l'excitation d'un tel mode doit changer de sens à chaque transition entre les zones d'intérêt. Il existe plusieurs manières d'imposer deux champs électriques selon \vec{e}_x pour induire ce mouvement de flexion :

- la configuration parfaite (Figure 2.18-a) permet d'obtenir deux champs $\pm E_x$ parfaite-

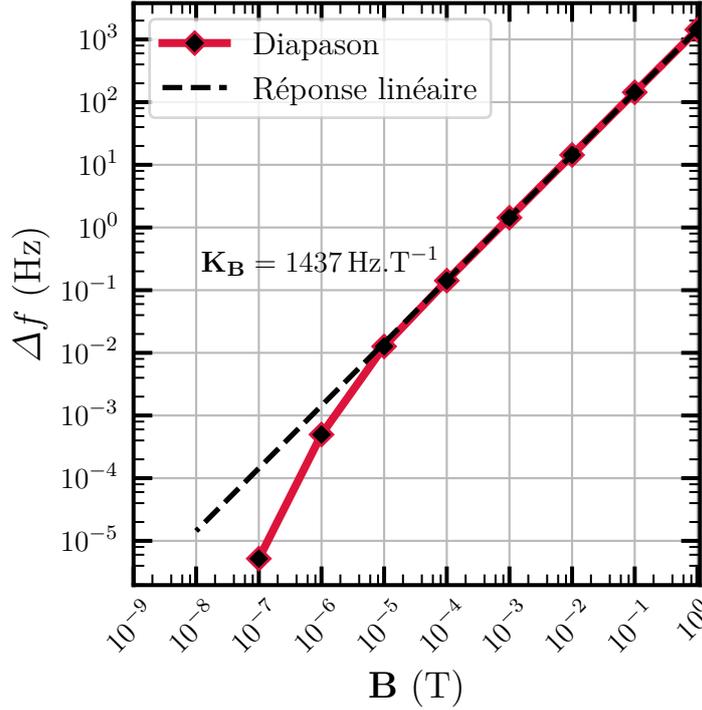


Figure 2.16 – Décalage en fréquence de résonance Δf en fonction du champ magnétique B_{\perp} pour modèle utilisant deux poutres diapason dont les dimensions sont rappelées dans le tableau 2.4.

ment homogènes dans la poutre. Cependant, cette configuration est irréalisable en raison de l'électrode centrale qui devrait se situer au milieu de la poutre

- la configuration (Figure 2.18-b), réalisable en salle blanche, permet de se rapprocher de la configuration précédente. En effet, grâce à une technique de *spray-coating*, il est possible de positionner les électrodes sur toutes les faces des poutres [66], [107]-[109]. Cependant, cette technique impose un écartement minimum entre les diapasons de $100 \mu\text{m}$ qui ne conviendrait pas à une utilisation dans le magnétomètre à concevoir puisque cela augmenterait la distance d entre les résonateurs et diminuerait alors le facteur d'échelle K_B ;

- La solution retenue est la configuration à trois électrodes sur une seule face (Figure 2.18-c). Elle est utilisée notamment pour des accéléromètres vibrants en quartz en raison de sa simplicité [86]. En effet, les résonateurs étant amincis par l'arrière, il n'est pas possible de réaliser des électrodes sur cette face. Le routage des trois électrodes doit minimiser le nombre de « sections » sans électrode afin de maximiser la collecte de charges. Grâce à la configuration du diapason doublement encastré, il est possible de faire passer des électrodes par la tête du diapason. La solution retenue (Figure 2.19) permet de réaliser une collecte des charges optimale.

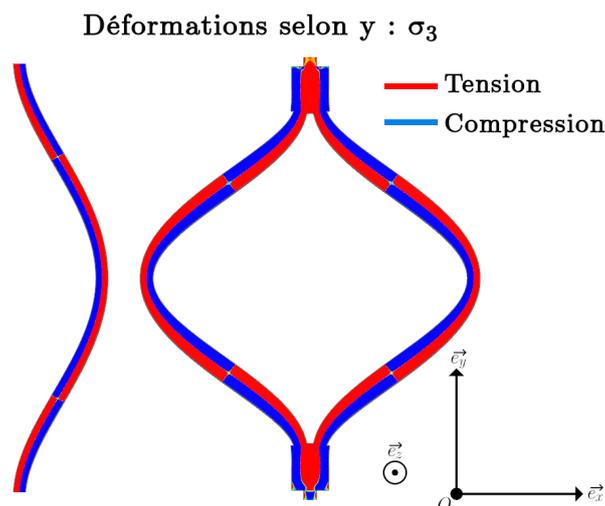


Figure 2.17 – Déformations selon \vec{e}_y d'une poutre et d'un diapason orientés selon \vec{e}_y vibrant dans leur mode fondamental de flexion dans le plan $(O, \vec{e}_x, \vec{e}_y)$.

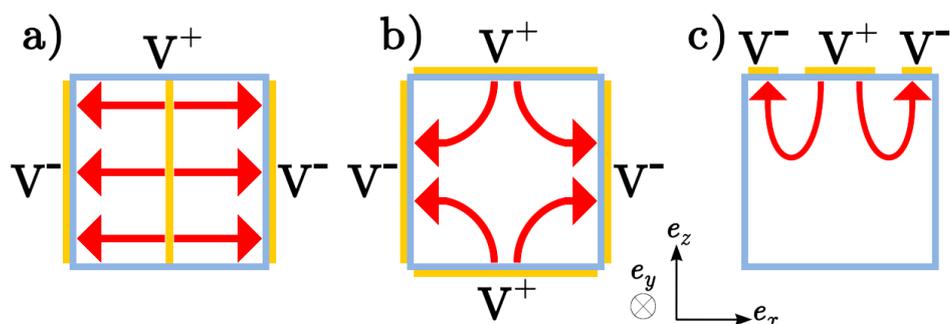


Figure 2.18 – Placement des électrodes pour générer deux champs électriques selon \vec{e}_x : a) configuration parfaite, b) configuration avec les électrodes sur les côtés et c) configuration avec trois électrodes par-dessus la poutre.

2.3 Optimisation du design du magnétomètre

Pour minimiser l'influence des grandeurs inertielles, il ne suffit pas d'ajuster les paramètres géométriques des résonateurs présentés dans la figure 2.5. En effet, le type de pivot et son positionnement, la symétrie de la structure, le nombre de diapasons et leur positionnement ainsi que la taille des plateaux ont un impact conséquent sur les sensibilités à l'accélération S_I et à la vitesse de rotation S_Ω :

- Il existe deux façons de construire le pivot recherché. La première est de concevoir un pivot « physique » pour forcer la rotation du plateau autour d'un point en particulier. Ce type de pivot assure le maintien de la structure mais nécessite une certaine force pour le déformer. Les résonateurs sont alors d'autant moins comprimés ou étirés, ce qui entraîne inévitablement une baisse du facteur d'échelle K_B . La deuxième façon est de rendre la structure symétrique selon \vec{e}_x et \vec{e}_y de manière à faire apparaître un centre de rotation qui agira tel un pivot. Ce pivot, qualifié de « géométrique », est à l'opposé du pivot « physique » puisque d'un côté il permet

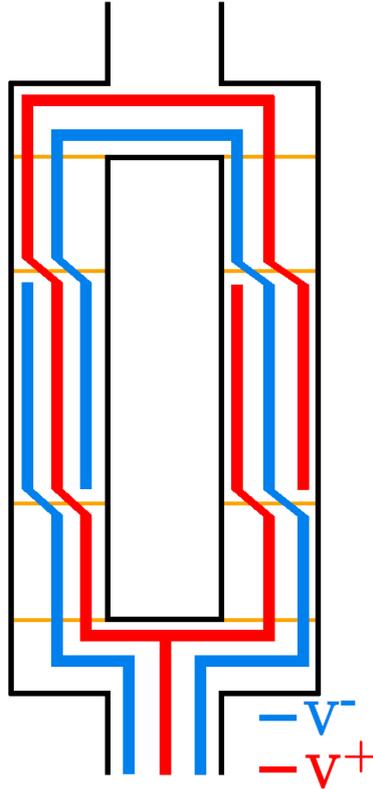


Figure 2.19 – Routage des électrodes pour générer deux champs électriques selon \vec{e}_x sur un diapason doublement encastré.

d’assurer la déformation des résonateurs sans perte mécanique, mais de l’autre, il ne maintient pas physiquement la structure qui pourra être alors sujette à de fortes sensibilités aux accélérations S_Γ et aux vitesses de rotation S_Ω .

- La position du pivot est un paramètre essentiel pour deux raisons. Tout d’abord, les diapasons doivent être les plus proche possible pour assurer un grand facteur d’échelle K_B . Placer un pivot physique entre les deux diapasons n’est pas envisageable si nous souhaitons réduire la distance d entre les résonateurs et avoir un grand facteur d’échelle K_B . Ensuite, il est nécessaire que les diapasons soient déformés axialement comme prévu dans le principe de fonctionnement (Partie 2.1.3). Pour ce faire, les diapasons doivent être tangents au cercle centré sur le pivot (Figure 2.20). Nous noterons que les diapasons n’ont pas besoin d’être parallèles puisqu’ils peuvent avoir un angle de 120° entre eux tout en étant strictement équivalents du point de vue de la cristallographie du quartz grâce à sa symétrie 3_2 ;
- Le plateau, recouvert de matériaux magnétiques, représente une masse d’épreuve qui impacte directement les sensibilités K_Γ et K_Ω . C’est pourquoi la symétrie de la structure est capitale. Les différents designs étudiés ont tous des diapasons orientés selon \vec{e}_y et ont a minima une symétrie selon \vec{e}_y pour permettre un bon équilibre des masses et ainsi garantir une bonne compensation par effet différentiel.

Après l’étude d’un modèle s’inspirant de la géométrie de démonstration, nous étu-

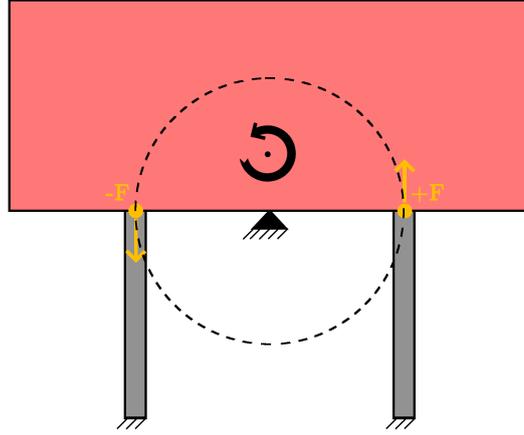


Figure 2.20 – Illustration du positionnement de deux poutres parallèles tangentes au cercle centré sur le pivot.

dierons les avantages et inconvénients de trois autres géométries (Figure 2.21) dont les performances ont été reportées dans le tableau 2.10. Les remarques suivantes cadrent l'étude développée ci-dessous :

1. Sur les schémas de structure, les plateaux avec matériaux magnétiques sont représentés en *rose*, les résonateurs en *gris*, le pivot physique en *noir*, le reste de la structure en *bleu clair* et les fixations sont hachurées ;
2. Dans le chapitre suivant, nous utiliserons pour les matériaux magnétiques l'empilement suivant avec n bicouches : $[\text{NiCr}(20 \text{ nm}) + [\text{NiMn}(50 \text{ nm}) / \text{FeCo}(50 \text{ nm})]_n + \text{NiMn}(50 \text{ nm})]$ dont la masse volumique vaut $\rho_{\text{empilement}} = 7550 \text{ kg.m}^{-3}$. Pour $n = 10$ bicouches et une surface $S = 10 \text{ mm}^2$, ce multicouche a un moment magnétique valant $m = 9.7 \mu\text{A.m}^2$;
3. Les sensibilités à l'accélération K_{Γ} et à la vitesse de rotation K_{Ω} sont obtenues respectivement à $\|\vec{\Gamma}\| = 1 \text{ g} \approx 10 \text{ m.s}^{-2}$ et $\|\vec{\Omega}\| = 100^\circ.\text{s}^{-1}$. Cependant, elles ne sont pas calculées de la même manière suivant si elles perturbent les diapasons en mode commun ou différentiel (Partie 2.1.4.5). En prenant l'exemple de K_{Γ} :
 - ▷ En mode différentiel : $K_{\Gamma} [\text{Hz}] = f_{\text{Acc } 1} - f_{\text{Acc } 2}$ correspond au décalage de fréquence entre les deux modes générés par la perturbation (Figure 2.11) ;
 - ▷ En mode commun : les deux fréquences dérivent dans le même sens et profitent donc de la compensation par effet différentiel. Cela se traduit concrètement par la diminution d'un facteur estimé à ≈ 100 des sensibilités à l'accélération et à la vitesse de rotation. Nous avons donc $K_{\Gamma} [\text{Hz}] = \frac{1}{100} \cdot (f_{\text{Acc}} - f_0)$.
4. L'étude de la taille du cadre des structures ne sera pas détaillée pour chaque modèle. Ces derniers sont dimensionnés de façon à éloigner les modes de vibrations parasites du cadre à plusieurs kilohertz du mode de vibration des diapasons. Ceci permet de s'assurer que ces modes parasites ne viendront pas perturber le bon fonctionnement du capteur.

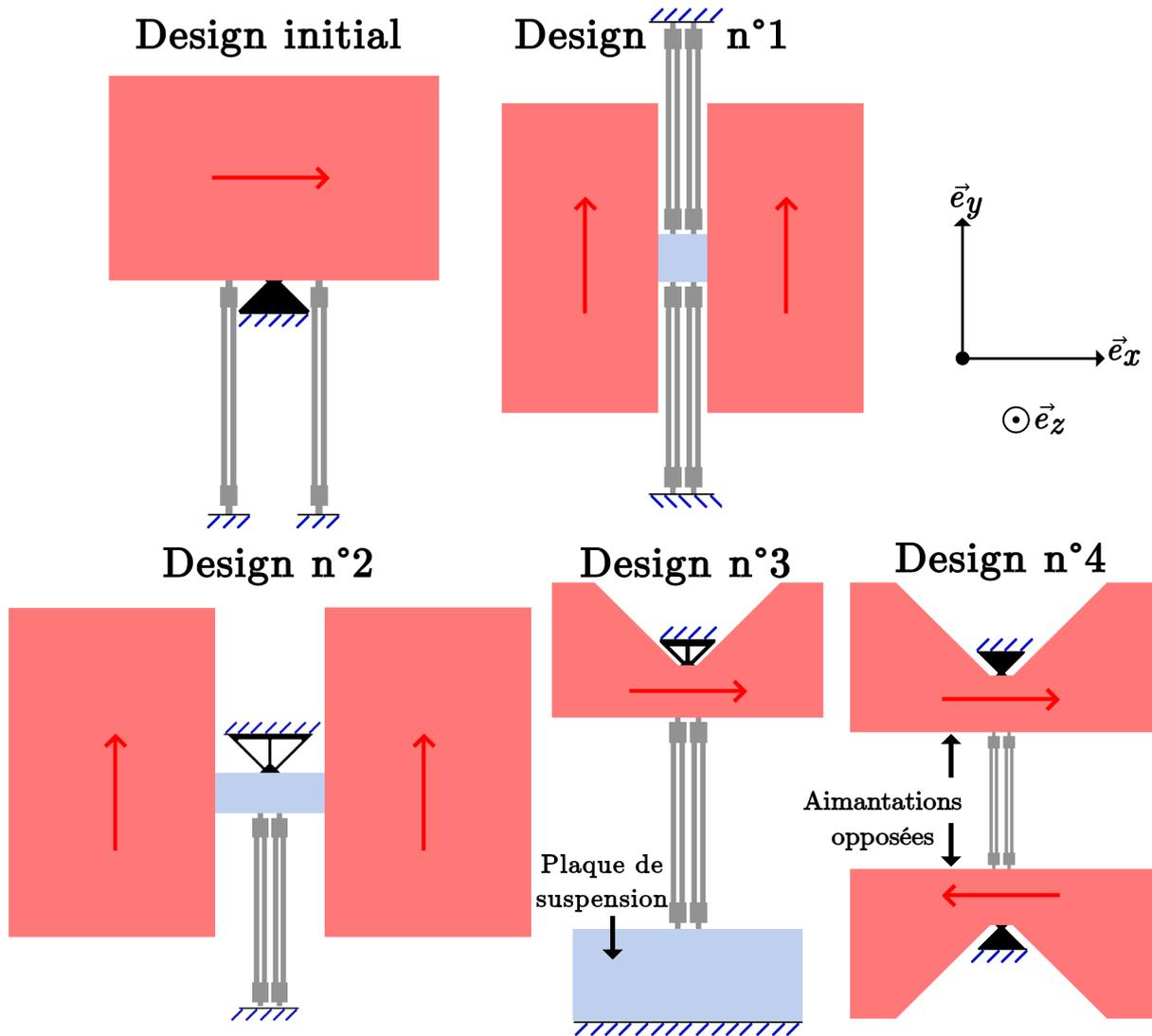


Figure 2.21 – Schéma des différents quatre designs étudiés.

Design initial

Ce design est une structure symétrique selon l'axe \vec{e}_y qui intègre un pivot physique situé entre les deux diapasons (Figure 2.21, Tableau 2.5). Cette configuration entraîne plusieurs problèmes. Tout d'abord, comme les deux diapasons sont éloignés l'un de l'autre, le facteur d'échelle K_B est faible (Tableau 2.10). De plus, le plateau n'étant maintenu que d'un seul côté, lors d'une accélération selon \vec{e}_x , il tourne autour du pivot ce qui comprime un diapason et étire l'autre (Figure 2.22). L'accélération selon \vec{e}_x est une perturbation qui joue donc en mode différentiel. Concernant les accélérations selon \vec{e}_y et \vec{e}_z , nous pouvons observer sur la figure 2.22 que les contraintes dans les deux diapasons sont les mêmes. Ces perturbations perturbent donc le magnétomètre en mode commun. Malgré cela, les décalages en fréquence de résonance $f_{Acc} - f_0$ dus à ces perturbations restent très importants (Tableau 2.10). Nous ne pouvons donc pas espérer les compenser efficacement par une mesure différentielle.

Pour le prochain suivant, nous avons cherché à concevoir une géométrie qui a un grand facteur d'échelle K_B et une symétrie selon \vec{e}_x et \vec{e}_y pour diminuer les perturbations dues aux accélérations.

Tableau 2.5 – Synthèse des paramètres géométriques utilisés pour le design initial

Diapason							Conception	
l_p	b_p	h_p	gap	h_{t1}	h_{t2}	d_t	S_{magn}	d
2200 μm	68 μm	30 μm	30 μm	235 μm	100 μm	15 μm	10 mm ²	1100 μm

Pivot	
Type	Longueur branche
Physique, plein	500 μm

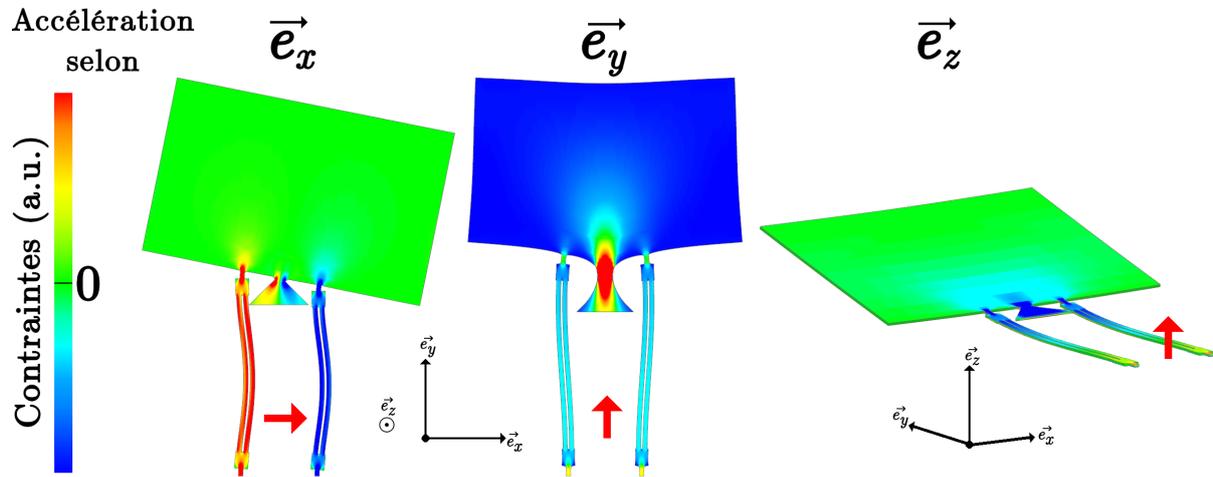


Figure 2.22 – Contraintes selon \vec{e}_y dans les diapasons du design initial suite à une accélération selon \vec{e}_x , \vec{e}_y ou \vec{e}_z .

Design n°1

Le design n°1 est une structure symétrique selon les axes \vec{e}_x et \vec{e}_y avec quatre diapasons. Cela permet d'obtenir un centre de rotation et donc un pivot géométrique (Figure 2.21, Tableau 2.6). Le facteur d'échelle K_B est alors très élevé en comparaison du design initial car en l'absence de pivot physique l'intégralité du couple est transféré aux diapasons (Tableau 2.10). Cependant, du fait de la position du pivot et des fixations, la structure est suspendue et les plateaux agissent à la façon d'une masse d'épreuve d'accéléromètre de manière similaire au design initial (Figure 2.23). Cela entraîne une forte sensibilité aux accélérations selon \vec{e}_x , \vec{e}_y et \vec{e}_z que l'on ne peut pas espérer compenser entièrement par mesure différentielle (Tableau 2.10). De plus, quelle que soit la combinaison de deux résonateurs utilisés, il y a toujours une composante de l'accélération qui n'est pas compensable par effet différentiel. Par exemple, en choisissant de contrôler les deux diapasons

du bas, l'accélération selon \vec{e}_x perturbe le magnétomètre en mode différentiel et celle selon \vec{e}_y en mode commun. Cette situation aurait été inversée si nous avions choisi de contrôler les deux diapasons de droite ou de gauche. Nous pouvons conclure qu'un design avec un pivot géométrique, nécessairement dans cette configuration là, ne pourra pas convenir pour un magnétomètre devant être intégré dans une cellule inertielle en raison de sa forte sensibilité à l'accélération K_I . Il est donc nécessaire que la structure ait un pivot physique placé de manière opposée aux diapasons.

Dans le prochain design, nous avons intégré un pivot physique pour mieux maintenir la structure et ainsi diminuer les sensibilités à l'accélération selon \vec{e}_x , \vec{e}_y et \vec{e}_z .

Tableau 2.6 – Synthèse des paramètres géométriques utilisés pour le design n°1

Diapason							Conception	
l_p	b_p	h_p	gap	h_{t1}	h_{t2}	d_t	S_{magn}	d
1750 μm	68 μm	30 μm	30 μm	241 μm	50 μm	15 μm	20 mm^2	226 μm

Pivot	
Type	Dimensions plaque centrale
Géométrique	500 μm \times 500 μm

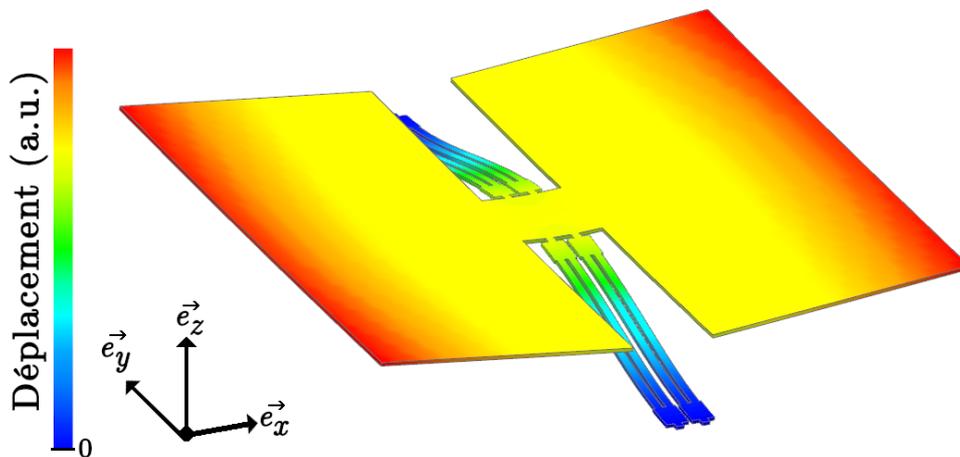


Figure 2.23 – Déplacement dans le design n°1 suite à une accélération selon \vec{e}_z .

Design n°2

Le design n°2 est une structure symétrique uniquement selon l'axe \vec{e}_y qui intègre un pivot physique (Figure 2.21, Tableau 2.7). En premier lieu, le pivot a été placé, non pas entre les diapasons, mais à leur opposé afin que la distance d entre les résonateurs soit faible et que le plateau ne se comporte pas comme une masse d'épreuve. Contrairement au pivot plein utilisé pour le design initial, nous avons opté pour un pivot à trois branches

dans l'intention de donner une rigidité moins élevée au pivot et donc avoir un meilleur facteur d'échelle K_B . De plus, nous avons choisi deux plateaux de 10 mm^2 avec deux diapasons afin de maximiser le facteur d'échelle K_B et donc de diminuer relativement la sensibilité à l'accélération K_I . Nous pouvons alors constater que nous avons réussi à amplement réduire les sensibilités K_I par rapport aux design n°1 (Tableau 2.10).

Pour le design suivant, nous avons cherché à réduire à zéro la sensibilité à l'accélération selon \vec{e}_z .

Tableau 2.7 – Synthèse des paramètres géométriques utilisés pour le design n°2

Diapason							Conception	
l_p	b_p	h_p	gap	h_{t1}	h_{t2}	d_t	S_{magn}	d
1750 μm	68 μm	30 μm	30 μm	241 μm	50 μm	15 μm	20 mm^2	226 μm

Pivot		
Type	Longueur branche	Largueur branche
Physique, à trois branches	500 μm	50 μm

Design n°3

Le design n°3 (Figure 2.21, Tableau 2.8) est une structure symétrique uniquement selon l'axe \vec{e}_y qui intègre un pivot physique. Nous avons remarqué dans les designs précédents que la sensibilité à l'accélération provenait des contraintes exercées sur les diapasons par le déplacement de certaines parties du résonateur agissant comme des masses d'épreuve. Avec ce design, nous avons souhaité réduire la sensibilité à l'accélération selon \vec{e}_z à zéro. Pour cela, nous avons ajouté une « plaque de suspension » au pied des deux diapasons (Figure 2.21) de manière à donner une liberté de déplacement aux deux extrémités des diapasons lors d'une accélération selon \vec{e}_z . En ajustant la longueur de la plaque de suspension, nous pu adapté sa raideur selon \vec{e}_z avec celle du pivot. Il a été alors possible de trouver le point d'équilibre pour lequel la sensibilité K_{I_z} était nulle (Figure 2.24).

Dans le dernier design, nous nous sommes inspirés des designs n°1, n°2 et n°3 pour obtenir un résonateur répondant au cahier des charges (Tableau 1).

Tableau 2.8 – Synthèse des paramètres géométriques utilisés pour le design n°3

Diapason							Conception	
l_p	b_p	h_p	gap	h_{t1}	h_{t2}	d_t	S_{magn}	d
1750 μm	68 μm	30 μm	30 μm	241 μm	50 μm	15 μm	10 mm^2	226 μm

Pivot		
Type	Longueur branche	Largueur branche
Physique, à trois branches	500 μm	50 μm

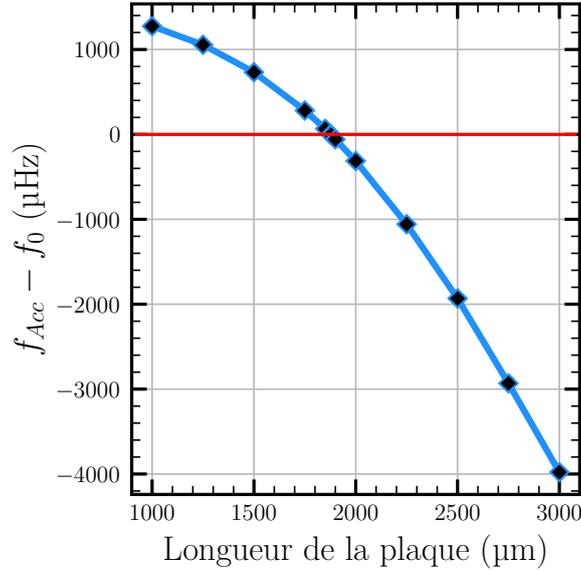


Figure 2.24 – Variation de la sensibilité à une accélération selon \vec{e}_z de 1 g du design n°3 en fonction de la longueur de la plaque de suspension.

Design n°4

Afin de rendre ce design bien moins sensible aux accélérations que les précédents, nous le symétrisons selon les axes \vec{e}_x et \vec{e}_y en y incluant deux pivots identiques encerclant les deux diapasons (Figure 2.21, Tableau 2.9). De cette manière, les points de maintien des résonateurs, i.e. les deux pivots, ont les mêmes raideurs selon les trois axes, ce qui limite les contraintes engendrées dans les diapasons lorsqu'ils sont soumis à une accélération. De plus, en mettant des matériaux magnétiques d'aimantations opposées sur les plateaux du haut et du bas (Figure 2.21), nous assurons une compression et une extension des diapasons venant des deux plateaux en même temps ce qui permet d'obtenir un grand facteur d'échelle K_B et donc des sensibilités relatives aux accélérations réduites.

Afin de choisir le pivot offrant le meilleur compromis entre sensibilité au champ magnétique et sensibilité à l'accélération, nous étudions trois types de pivots différents : un pivot plein, un pivot à deux branches et à trois branches (Figure 2.25). Nous faisons varier d'un côté la longueur des branches et de l'autre leur largeur (Figure 2.26) :

- ▶ Nous remarquons que plus les branches sont longues et fines, plus le facteur d'échelle K_B est important. En effet, moins les pivots sont rigides, moins il y a de perte mécanique et plus le facteur d'échelle K_B est grand. Quant au pivot plein, son facteur d'échelle associé est presque constant. Quelle que soit la longueur du pivot plein, sa rigidité à la rotation reste la même ;
- ▶ Lors d'une accélération selon \vec{e}_x , les plateaux ont toujours tendance à entrer en rotation autour des pivots, entraînant la compression d'un diapason et l'étirement de l'autre. Même si elle persiste à perturber le magnétomètre en mode différentiel son influence est considérablement réduite par rapport aux précédents designs (Tableau

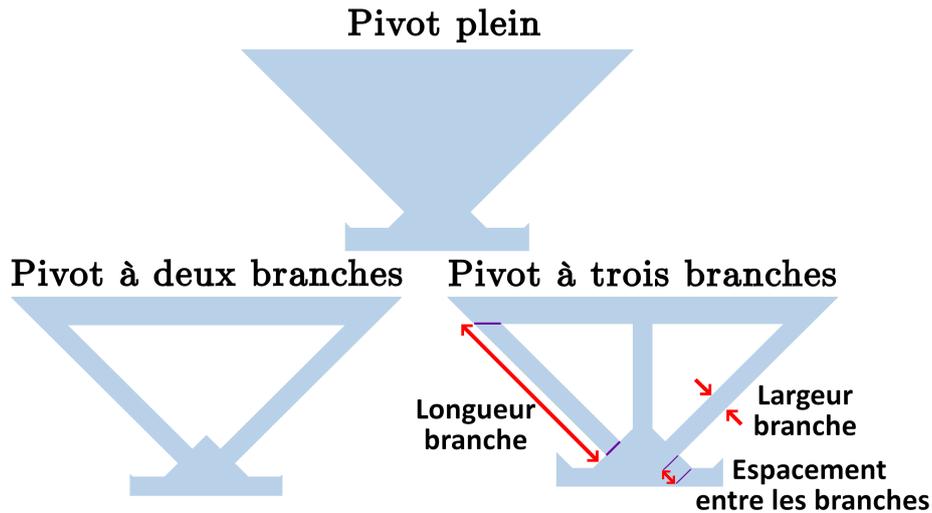


Figure 2.25 – Schéma des différents pivots étudiés.

2.10. De plus, nous pouvons noter que celle-ci est encore réduite avec l'utilisation d'un pivot plein par rapport à un pivot avec branches. En effet, plus le pivot est rigide, moins les plateaux entrent en rotation facilement ;

- L'accélération selon \vec{e}_y entraîne des décalages de fréquence de résonance $f_{Acc} - f_0$ inférieurs à la précision du calcul, valant $10 \mu\text{Hz}$. Ce résultat est obtenu grâce aux deux pivots ayant la même rigidité selon \vec{e}_y ;
- La sensibilité à l'accélération selon \vec{e}_z est très basse pour les mêmes raisons évoquées pour le design n°2.

En comparaison des designs n°1, n°2 et n°3, ce design avec pivot plein semble être le meilleur compromis pour avoir un grand facteur d'échelle et les plus faibles sensibilités à l'accélération possible. Les résultats des simulations de ce design sont reportés dans le tableau 2.10. Nous notons par ailleurs que les deux modes de vibration parasites les plus proches des résonances des deux diapasons à 115 kHz y sont relativement éloignés. Ils correspondent à un mode parasite de cadre et de plaque et sont respectivement à 112 kHz et à 119 kHz (Figure 2.27).

Tableau 2.9 – Synthèse des paramètres géométriques utilisés pour le design n°4

Diapason							Conception	
l_p	b_p	h_p	gap	h_{t1}	h_{t2}	d_t	S_{magn}	d
$1750 \mu\text{m}$	$68 \mu\text{m}$	$30 \mu\text{m}$	$30 \mu\text{m}$	$241 \mu\text{m}$	$50 \mu\text{m}$	$15 \mu\text{m}$	10 mm^2	$226 \mu\text{m}$

Pivot	
Type	Longueur branche
Physique, plein	$500 \mu\text{m}$

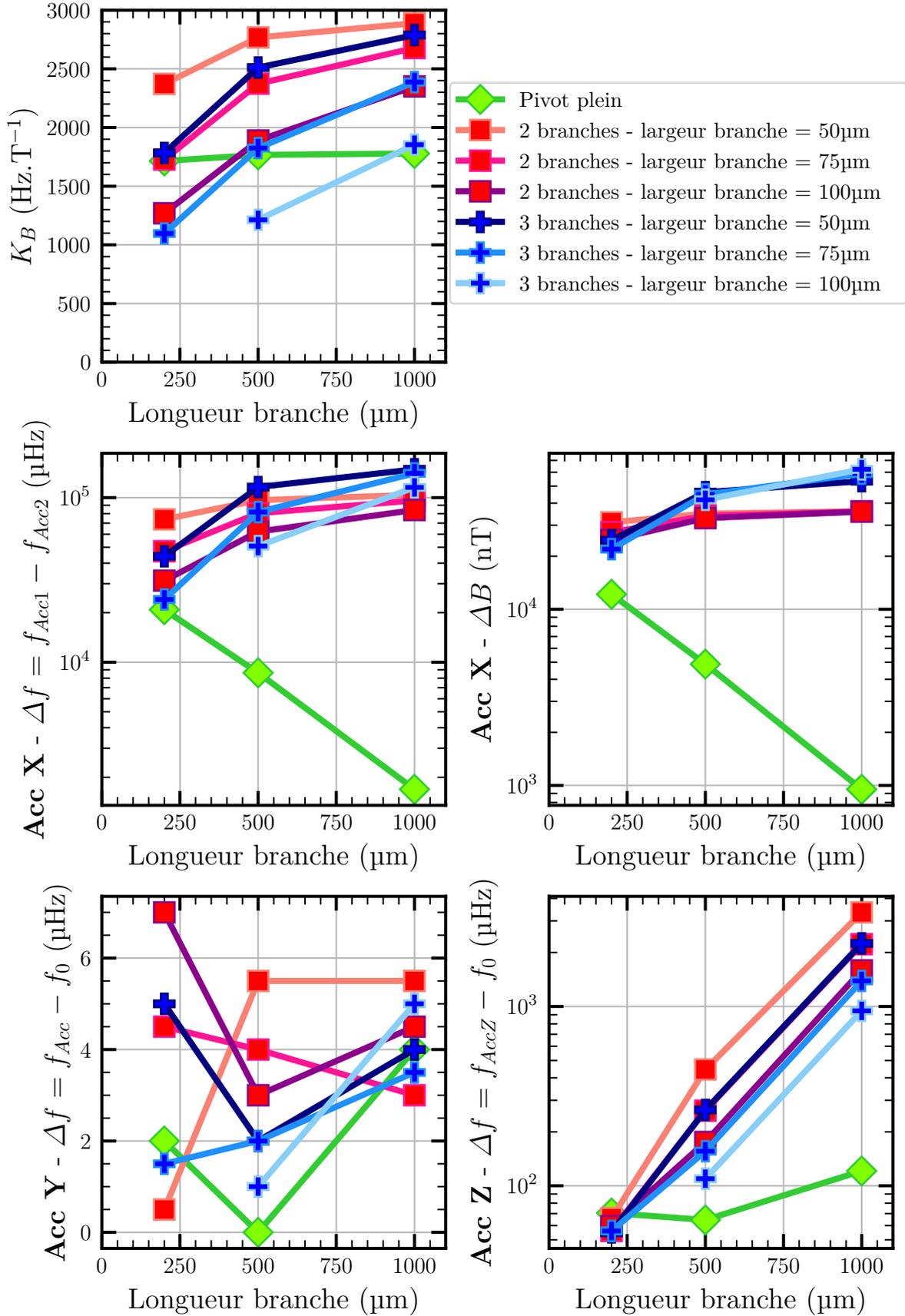


Figure 2.26 – Variation du facteur d'échelle K_B et de la sensibilité à l'accélération du design n°4 en fonction de la longueur de la longueur d'une branche de pivot.

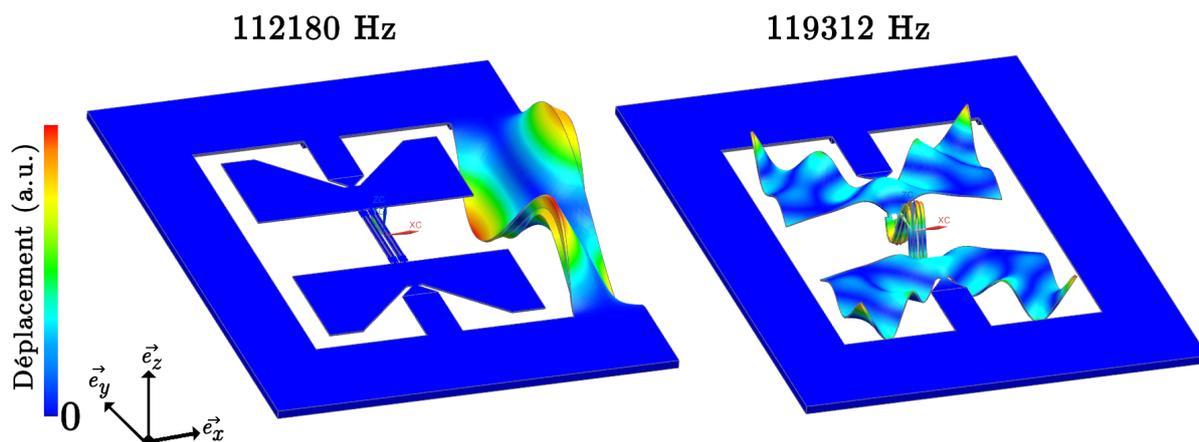


Figure 2.27 – Les deux modes parasites entourant la résonance des diapasons.

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons détaillé la démarche pour obtenir une géométrie de magnétomètre MEMS permettant d’avoir une grande sensibilité au champ magnétique et des faibles sensibilités aux perturbations de son environnement. Tout d’abord, nous avons justifié l’intérêt d’un magnétomètre MEMS à sortie fréquentielle et nous avons porté notre choix sur le quartz parmi différents matériaux pour la stabilité de sa fréquence dans le temps. Ensuite, après avoir expliqué la façon de mettre en résonance une poutre en quartz, nous avons décrit le principe de fonctionnement du magnétomètre et expliqué quels sont ses grandeurs d’intérêt et comment les estimer. Puis, plutôt que des poutres simples, nous avons décidé d’utiliser des diapasons, dont la géométrie de la tête été optimisée, afin de minimiser le phénomène de *lock-in*. Finalement, nous avons étudié plusieurs designs afin d’identifier celui permettant le meilleur compromis entre résolution et sensibilités aux perturbations extérieures. Ces analyses nous ont permis d’obtenir une géométrie symétrique selon \vec{e}_x et \vec{e}_y avec deux pivots ayant une très bonne résolution ainsi qu’une faible sensibilité aux vitesses de rotation et aux accélérations selon \vec{e}_y et \vec{e}_z . Toutefois, il n’a pas été possible de diminuer la sensibilité à l’accélération selon \vec{e}_x en dessous de $950 \text{ nT} \cdot \text{g}^{-1}$. Ceci est dû au fait que la perturbation engendrée par cette accélération ne peut être compensée par une mesure différentielle. Dans les perspectives, nous proposerons une solution avec un double différentiel permettant potentiellement de résoudre ce problème.

Il est important de noter que tout au long du chapitre, nous avons supposé que l’aimantation des matériaux magnétiques utilisés est unidirectionnelle telle que $\vec{M} = M \cdot \vec{e}_\parallel$. Ceci représente un verrou technologique majeur qu’il est indispensable de lever pour le bon fonctionnement de ce type de capteur et qui fera l’objet du chapitre suivant.

Tableau 2.10 – Caractéristiques des différents designs - f fréquence de résonance des diapasons, K_B facteur d'échelle, Q_{TED} facteur de qualité thermoélastique, R_m résistance motionnelle, σ_0 plancher d'instabilité, K_{Γ} sensibilité à l'accélération et K_{Ω} sensibilité à la vitesse de rotation.

	Design initial	Design n°1	Design n°2	Design n°3	Design n°4
f	74 kHz	115 kHz	115 kHz	115 kHz	115 kHz
K_B	630 Hz. T^{-1}	2600 Hz. T^{-1}	3890 Hz. T^{-1}	1720 Hz. T^{-1}	1780 Hz. T^{-1}
Q_{TED}	21 400	30 300	30 300	30 300	30 300
σ_0	10.4 nT	2.8 nT	2.3 nT	4.2 nT	4.1 nT
$ K_{\Gamma_x} $ @ 1 g = 10 m.s ⁻²	mode différentiel 706 090 μHz 1 115 210 nT	mode différentiel 37 000 μHz 14 230 nT	mode différentiel 13 450 μHz 3450 nT	mode différentiel 95 920 μHz 55 870 nT	mode différentiel 1690 μHz 950 nT
$ K_{\Gamma_y} $ @ 1 g = 10 m.s ⁻²	mode commun 350 μHz 550 nT	mode commun 1750 μHz 620 nT	mode commun 1280 μHz 330 nT	mode commun 560 μHz 330 nT	mode commun < 10 μHz < 1 nT
$ K_{\Gamma_z} $ @ 1 g = 10 m.s ⁻²	mode commun 260 μHz 400 nT	mode commun 2230 μHz 860 nT	mode commun 140 μHz 30 nT	mode commun < 10 μHz < 1 nT	mode commun < 10 μHz < 1 nT
$ K_{\Omega_x} $ @100°.s ⁻¹	mode commun < 10 μHz < 1 nT	mode commun < 10 μHz < 1 nT	mode commun < 10 μHz < 1 nT	mode commun < 10 μHz < 1 nT	mode commun < 10 μHz < 1 nT
$ K_{\Omega_y} $ @100°.s ⁻¹	mode commun < 10 μHz < 1 nT	mode commun < 10 μHz < 1 nT	mode commun < 10 μHz < 1 nT	mode commun 10 μHz < 1 nT	mode commun < 10 μHz < 1 nT
$ K_{\Omega_z} $ @100°.s ⁻¹	mode commun < 10 μHz < 1 nT	mode commun < 10 μHz < 1 nT	mode commun 10 μHz < 1 nT	mode commun < 10 μHz < 1 nT	mode commun < 10 μHz < 1 nT

Chapitre 3

Élaboration et caractérisation d'une structure multicouche de matériaux FM/AFM à fort moment magnétique et à anisotropie unidirectionnelle

Le magnétomètre développé au cours de ces travaux doit présenter un grand facteur d'échelle K_B stable sur l'étendue de mesure ainsi que dans le temps. Selon l'équation 2.22, nous savons que pour obtenir ces caractéristiques, nous devons veiller à ce que le moment magnétique \vec{m} des matériaux magnétiques soit grand et unidirectionnel. Dans le cas contraire, non seulement le magnétomètre serait moins sensible à la composante du champ magnétique qu'il doit mesurer, mais serait également sensible aux composantes transverses. Dans la première partie de ce chapitre, nous verrons quels matériaux et quel procédé de fabrication ont été retenus pour répondre à notre besoin. Dans la deuxième partie, nous présenterons des résultats de caractérisations physico-chimiques qui nous ont permis de mieux comprendre la cristallographie et la microstructure des matériaux ainsi que l'influence qu'ont les matériaux entre eux au sein de la structure multicouche. Enfin, dans la dernière partie, nous discuterons des différentes optimisations du procédé de fabrication effectuées dans le but d'obtenir une grande anisotropie uniaxiale et un grand moment magnétique $\|\vec{m}\|$.

3.1 Conception de la structure multicouche

3.1.1 Choix de la solution technique

L'objectif est de sélectionner un matériau ou un ensemble de matériaux présentant un moment magnétique macroscopique \vec{m} unidirectionnel, le plus grand possible, stable dans le temps, pouvant fonctionner dans la gamme de température $[-40^\circ\text{C}; 90^\circ\text{C}]$ et dans l'étendue de mesure fixée par le cahier des charges $[-0.1\text{ mT}; 0.1\text{ mT}]$.

Nous savons que les matériaux ayant des propriétés diamagnétiques, paramagnétiques et antiferromagnétique (AFM) ne présentent aucun moment magnétique rémanent m_r , contrairement aux matériaux ferromagnétique (FM). Ces derniers présentent un moment magnétique variable en fonction du champ magnétique appliqué, caractérisée par un cycle d'hystérésis (Annexe A.2). Dans la direction du champ appliqué, le cycle d'hystérésis « majeur » représente les valeurs limites du moment magnétique et s'obtient en saturant le matériau positivement et négativement. Si le matériau n'est pas saturé à chaque inversion du champ magnétique appliqué, des cycles d'hystérésis « mineurs », compris à l'intérieur du cycle d'hystérésis majeur, sont décrits. Le moment magnétique peut ainsi prendre toutes les valeurs comprises dans le cycle majeur, et donc varier au cours du temps et dans l'étendue de mesure du capteur. Par exemple, l'aimantation d'un matériau FM doux peut se retourner après un « choc magnétique » i.e. après une variation brusque et forte de champ magnétique en raison de leur faible champ coercitif H_c . Quant aux matériaux FM durs, même si leur aimantation est relativement stable vis-à-vis d'un « choc magnétique », elle est en général très dépendante de la température [110]. De plus, la plupart du temps leur élaboration par pulvérisation cathodique entraîne l'apparition de contraintes internes élevées ce qui nuit à la stabilité de leurs propriétés magnétiques en couches minces. Néanmoins, il existe des procédés permettant de limiter ces contraintes en modifiant l'état de surface du dépôt [111]. Enfin, si le matériau FM ne présente pas d'anisotropie (magnétocristalline, d'échange, de forme, ...), son cycle d'hystérésis sera le même quelle que soit la direction du champ magnétique appliqué, ce qui ne permettra pas d'obtenir une aimantation unidirectionnelle. Par conséquent, il n'existe pas un matériau unique pouvant répondre à l'ensemble du cahier des charges que nous nous sommes imposé.

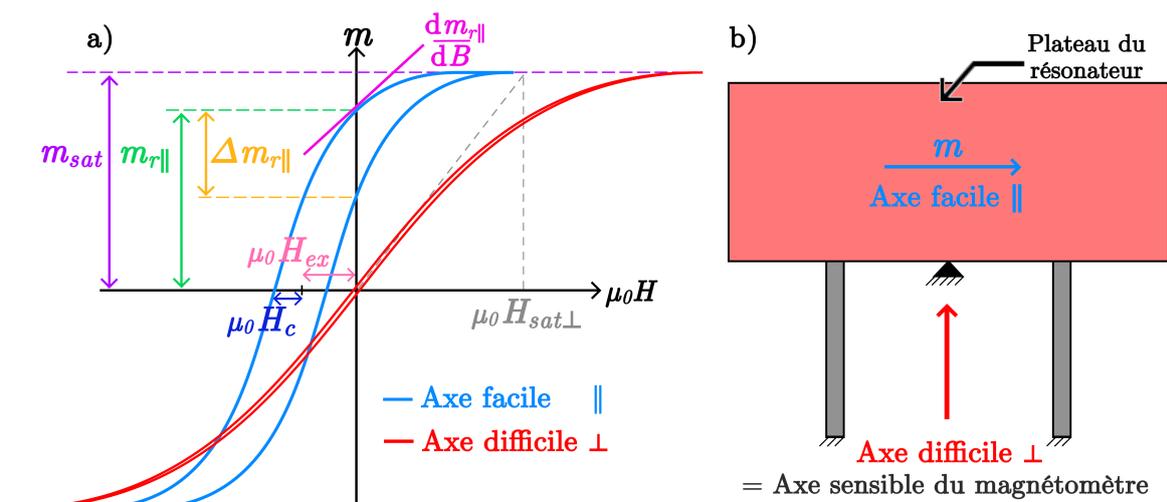


Figure 3.1 – a) Schéma des cycles d'hystérésis d'une structure multicouche FM/AFM selon les axes facile et difficile avec les différentes caractéristiques associées et b) les directions facile et difficile d'aimantation reportées sur le schéma du principe de fonctionnement du magnétomètre.

Toutefois, une solution alternative exploitant l'anisotropie d'échange apparaissant aux interfaces de matériaux FM et AFM, après un traitement thermique sous champ d'induction magnétique \vec{B}_{recuit} (Annexe A.3.2), semble prometteuse pour satisfaire le cahier des charges. Cette solution a notamment été envisagée au cours des travaux de ETTELT [73] ou bien PERRIER [3]. Si le couplage entre les matériaux FM et AFM est fort, il est possible d'observer (Figure 3.1-a) :

- ▶ un cycle d'hystérésis décalé du champ d'échange H_{ex} dans la direction de \vec{B}_{recuit} i.e. l'axe facile d'aimantation (noté \parallel) ;
- ▶ un cycle d'hystérésis étroit dans la direction perpendiculaire à \vec{B}_{recuit} i.e. l'axe difficile d'aimantation (noté \perp).

Nous appelons m_{\parallel} et m_{\perp} les projections du moment magnétique \vec{m} respectivement sur les axes facile et difficile.

Si le champ d'échange est suffisamment grand, le matériau FM peut être complètement saturé sur l'intervalle de mesure et ainsi avoir des propriétés stables. Pour ce faire, nous exploitons le modèle de Meiklejohn et Bean [112] qui nous indique que plus l'épaisseur de matériau FM e_{FM} est importante, moins le champ d'échange H_{ex} l'est (Équation A.20). Pour exploiter cet effet, il faut minimiser e_{FM} , ce qui implique inévitablement une diminution de la sensibilité du capteur. Pour conserver l'épaisseur totale de matériau FM requise pour un grand moment magnétique, l'anisotropie d'échange étant un phénomène apparaissant à l'interface entre les matériaux FM et AFM, il est nécessaire de prévoir un empilement de fines couches alternées de matériaux AFM et FM (Figure 3.2). De façon à maximiser le champ d'échange H_{ex} , chaque couche de matériau FM est entourée de deux couches de matériau AFM. La première et dernière couche sont donc des couches de matériau AFM. De plus, du fait de la grande anisotropie de forme que confère une couche mince (Tableau A.2), nous pouvons considérer que le moment magnétique est complètement dans le plan.

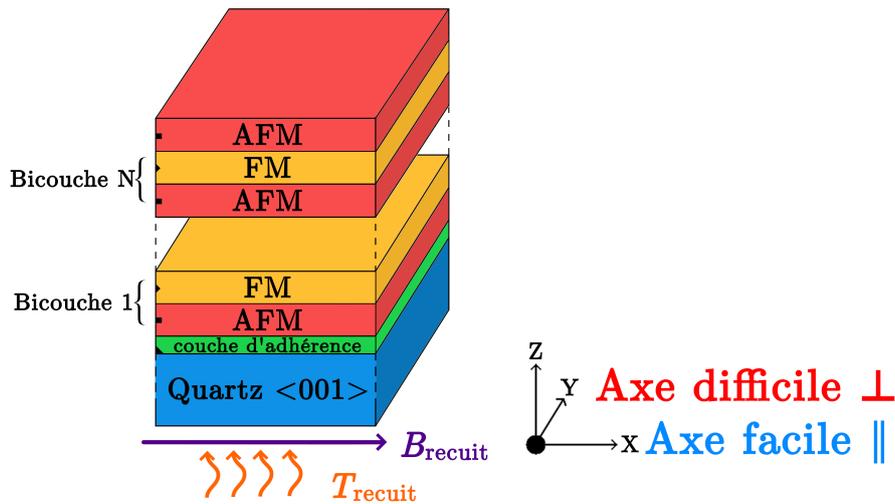


Figure 3.2 – Schéma d'une structure multicouche subissant un traitement thermique sous champ magnétique.

3.1.2 Objectifs et grandeurs d'intérêt

Dans cette partie, nous allons établir les objectifs techniques relatifs aux propriétés magnétiques de la structure multicouche. Tout d'abord, pour être en accord avec les valeurs de facteur d'échelle K_B obtenues dans le chapitre 2, nous devons au moins avoir un moment magnétique rémanent qui satisfasse la condition $m_{r\parallel} \geq 10 \mu\text{A}\cdot\text{m}^2$ pour une surface de 10 mm^2 . Ensuite, pour comprendre quelles sont les propriétés magnétiques sur lesquelles il faut jouer pour obtenir la stabilité du moment magnétique \vec{m} , nous allons analyser comment le moment magnétique selon l'axe facile m_{\parallel} varie dans trois situations différentes :

1. Lorsque le champ magnétique \vec{B}_{ext} est dirigé selon l'axe facile dans les valeurs comprises dans l'étendue de mesure, alors la valeur de la projection du moment magnétique \vec{m} selon cet axe : m_{\parallel} est modifiée. Pour étudier ses variations, nous faisons une approximation affine sur l'étendue de mesure. Le moment magnétique m_{\parallel} varie linéairement avec un taux d'accroissement valant $\frac{dm_{r\parallel}}{dB}$. En posant $\Delta B_{ext} = 0.2 \text{ mT}$, la variation de champ magnétique \vec{B}_{ext} sur l'étendue de mesure $[-0.1 \text{ mT}; 0.1 \text{ mT}]$, nous pouvons calculer la variation relative de facteur d'échelle K_B suite à cette perturbation :

$$\left(\frac{\Delta K_B}{K_B}\right)_{\parallel} = \frac{dm_{r\parallel}}{dB} \cdot \Delta B_{ext} \cdot \frac{1}{m_{r\parallel}} \quad (3.1)$$

Nous devons viser un taux d'accroissement le plus bas possible ($\frac{dm_{r\parallel}}{dB} \rightarrow 0 \mu\text{A}\cdot\text{m}^2\cdot\text{T}^{-1}$);

2. lorsque le champ magnétique \vec{B}_{ext} est dirigé selon l'axe difficile, c'est-à-dire dans l'axe sensible du capteur (Figure 3.1-b), alors une partie des moments magnétiques atomiques s'orientent dans cette direction, augmentant la valeur de m_{\perp} et donc diminuant la valeur de m_{\parallel} . Selon l'axe difficile, le moment magnétique m_{\perp} varie avec le taux d'accroissement $\frac{m_{sat}}{\mu_0 H_{sat\perp}}$ avec $H_{sat\perp}$ le champ à saturation. Nous pouvons alors calculer la variation relative du facteur d'échelle K_B suite à cette perturbation :

$$\left(\frac{\Delta K_B}{K_B}\right)_{\perp} = \frac{m_{sat}}{\mu_0 H_{sat\perp}} \cdot \Delta B_{ext} \cdot \frac{1}{m_{r\parallel}} \quad (3.2)$$

Étant donné que le moment à saturation m_{sat} dépend uniquement de la quantité de matériaux FM déposés, nous souhaitons avoir la plus grande valeur de champ à saturation ($\mu_0 H_{sat\perp} \rightarrow \infty \text{ mT}$);

3. Si les matériaux magnétiques subissent un choc magnétique selon l'axe difficile ou hors-plan, alors leurs cycles d'hystérésis sont suffisamment étroits pour qu'il n'y ait aucune perturbation sur la valeur de m_{\parallel} . En revanche, si les matériaux magnétiques subissent un choc magnétique ou une procédure de désaimantation selon l'axe facile, alors le moment magnétique rémanent $m_{r\parallel}$ peut fluctuer au maximum de $\Delta m_{r\parallel}$ qui est l'écart entre les deux valeurs de moment magnétique rémanent selon l'axe facile.

La potentielle variation de facteur d'échelle K_B suite à une telle perturbation est de :

$$\left(\frac{\Delta K_B}{K_B}\right)_{\text{demag}} = \frac{\Delta m_{r\parallel}}{m_{r\parallel}} \quad (3.3)$$

Nous devons donc obtenir un cycle d'hystérésis étant complètement refermé sur l'intervalle de mesure. Cela nous permettra d'avoir une valeur unique de moment magnétique rémanent ($\Delta m_{r\parallel} = 0 \text{ mT}$) ainsi qu'une dérivée à la rémanence nulle ($\frac{dm_{r\parallel}}{dB} = 0 \mu\text{A.m}^2.\text{T}^{-1}$). De plus, cela nous permettrait de maximiser la valeur du moment magnétique rémanent puisque $m_{r\parallel} = m_{\text{sat}}$. Pour ce faire, nous devons viser un champ d'échange H_{ex} suffisamment grand (*a minima* supérieur au champ coercitif H_c).

Les différents objectifs sont récapitulés dans le tableau 3.1 et les cycles d'hystérésis idéaux sont représentés dans la figure 3.3. Dans les parties suivantes, nous allons déterminer la paire de matériaux magnétiques AFM/FM qui convient, ajuster le traitement thermique ainsi que les différentes caractéristiques physiques du dépôt de matériaux magnétiques.

Tableau 3.1 – Cahier des charges des matériaux magnétiques.

Facteur d'échelle	$m_{r\parallel} = m_{\parallel} _{B=0} \geq 10 \mu\text{A.m}^2$
Stabilité dans le temps	$\Delta m_{r\parallel} \rightarrow 0 \mu\text{A.m}^2$
Stabilité sur l'intervalle de mesure	$\frac{dm_{r\parallel}}{dB} = \frac{dm_{\parallel}}{dB} _{B=0} \rightarrow 0 \mu\text{A.m}^2.\text{T}^{-1}$
	$\mu_0 H_{\text{sat}\perp} \rightarrow \infty \text{ mT}$

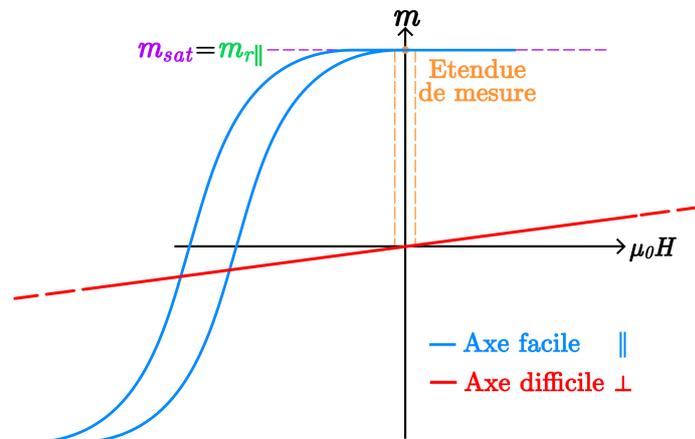


Figure 3.3 – Schéma des cycles d'hystérésis d'une structure multicouche FM/AFM selon les axes facile et difficile d'aimantation dans le cas idéal.

3.1.3 Choix des matériaux de la structure multicouche

Plusieurs critères déterminent le choix des matériaux magnétiques AFM et FM. Tout d’abord, le matériau FM doit avoir la plus grande aimantation à saturation M_{sat} possible afin de maximiser le moment magnétique pour une épaisseur donnée (Tableau 3.2). En effet, moins il y a de volume de matériau déposés, moins la masse qu’ils représentent est importante ce qui réduit la sensibilité à l’accélération K_I du dispositif (Partie 2.3). Cela réduit également les contraintes internes liées à l’épaisseur du dépôt. De plus, pour obtenir un cycle d’hystérésis complètement décalé, il est préférable d’utiliser un matériau FM doux en raison de leur faible champ coercitif : pour un même champ d’échange H_{ex} , le cycle d’hystérésis sera en proportion plus décentré pour un matériau FM doux que pour un FM dur. Ensuite, le couple de matériaux AFM/FM doit avoir la plus grande énergie d’échange J_{ex} pour que le champ d’échange H_{ex} soit le plus grand possible (Tableau 3.2). Par ailleurs, il est indispensable que les propriétés magnétiques des matériaux utilisés soient constantes sur l’intervalle de température prévu dans le cahier des charges. Enfin, le dépôt par pulvérisation cathodiques des couches doit être possible pour faciliter la fabrication du magnétomètre. Suite aux études de PERRIER [3] sur substrat de quartz et aux travaux de LAMY et al. [113] sur substrat de silicium, ce sont les alliages métalliques fer-cobalt $Fe_{65}Co_{35}$ et nickel-manganèse $Ni_{50}Mn_{50}$ (notés respectivement FeCo et NiMn dans la suite de ce manuscrit) qui ont été choisis respectivement en tant que matériaux FM et AFM.

Les alliages de fer-cobalt ont des propriétés FM [114]. Ils sont connus pour avoir une des plus grandes aimantations à saturation à température ambiante ($\mu_0 \cdot H_{sat} > 2.4$ T) [115], [116], une grande température de Curie ($T_c \in [650^\circ\text{C} - 750^\circ\text{C}]$) [117], [118] et un faible champ coercitif ($\mu_0 \cdot H_c < 10$ mT) [113]. Il est aussi aisé de les déposer par pulvérisation cathodique. Quant aux matériaux AFM liés à des applications utilisant l’anisotropie d’échange, ils ont fait l’objet de nombreuses études [72]. Parmi les matériaux AFM, le NiMn présente des caractéristiques spécifiques puisque sa température de Néel $T_N \approx 800^\circ\text{C}$ est très supérieure à sa température de blocage $T_B \approx 300^\circ\text{C} - 450^\circ\text{C}$. De plus, il fait partie des matériaux AFM présentant la plus grosse énergie d’échange J_{ex} , notamment avec les alliages FeCo. Par ailleurs, l’énergie d’échange J_{ex} du NiMn est plus stable en température que le PtMn, IrMn et FeMn (Figure A.10). Cependant, contrairement à ces autres matériaux AFM, il nécessite une grande épaisseur minimale pour faire apparaître l’anisotropie d’échange : $e_{AFM} > 25$ nm (Tableau 3.2).

Nous étudierons l’influence sur les propriétés magnétiques de deux couches d’adhérence différentes dans la partie 3.3.5. La première est une couche d’adhérence en $Ni_{78}Cr_{22}$ (notée NiCr dans la suite du manuscrit) qui est classiquement utilisée pour promouvoir l’adhérence de matériaux déposés par pulvérisation sur du quartz [3], [4]. La seconde, en tantale (Ta), fait partie du procédé employé dans la partie 3.3.4 parce qu’il est inerte chimiquement à la solution d’acide fluorhydrique (HF) utilisée pour graver le quartz.

Tableau 3.2 – Propriétés magnétiques de certains matériaux FM et AFM.

FM	$\mu_0 \cdot M_{sat}$ [T]	H_c [mT]	T_c [°C]
α -Fe	2.16 [114], 2.185 [119]	5.4 [120]	770 [114], [119], [121]
Co	1.79 - 1.88 [114], [119]	[1 - 90] [122]	1112 - 1145 [114], [119], [121]
Ni	0.62 [119] 0.64 [114]	0.2 - 29 [123]	358 [114] 354 [119], [121]
Fe_3O_4 (Magnetite)	0.6 [119]	10 - 20 [124]-[126]	312 [119]
$Y_3Fe_2(Fe_3O_4)_3$ (YIG)	0.175 [127]	0.15 - 0.7 [128], [129]	286 [130]
$CoFe_2O_4$ (Ferrite de Cobalt)	0.5 [131]	300 - 500 [131]	567 [131]
$Fe_{65}Co_{35}$	2.45 [114], [117], [127]	2.4 [117], 8 mT [132]	1200 [114], [127]
$Fe_{20}Ni_{80}$ (Permalloy)	1.1 [121] 0.067 - 0.31 [133]	0.2 - 0.3 [133]	585 [121]
μ -metal	0.75 [121], 0.63 T [134]	1 [134]	460 [121]
α'' - $Fe_{16}N_2$	2.9 [135]	3 [135]	810 [135]
AlNiCo	0.7 - 1.12 [121]	260 - 690 [136]	810 [121]
$Nd_2Fe_{14}B$	1.61 [119], 1.69 [121]	850 - 1500 [137]	312 [121], 315 [119]
$SmCo_5$	1.05 [119], 1.14 [121]	300 - 2000 [138], [139]	720 [119], 727 [121]
Sm_2Co_{17}	1.25 [121], 1.29 [119]	21 - 816 [140]	797 [119], 920 [121]

AFM	T_N [°C]	Traitement thermique	Structure multicouche	J_{ex} [nJ.cm ⁻²]	T_B [°C]	e_{AFM} [nm]
NiMn	800 [114]	Oui	NiMn / $Fe_{65}Co_{35}$ (50 nm) / NiMn [113] [132]	100	300	>50
			NiMn / $Fe_{10}Co_{90}$ (50 nm) / NiMn [132]	99	300	>50
			FeCo (2 nm) / NiFe (1.5 nm) / NiMn(25 nm) [141]	30	400	-
			NiFe (15 nm) / NiMn [142]	46	450	> 25
IrMn	420 [141]	Non	IrMn / $Fe_{65}Co_{35}$ (50 nm) / IrMn [113]	30	180	>8
			NiFe (2.3 nm) / IrMn (75 nm) / FeCo (2.5 nm) [141]	18	255	-
PtMn	500 - 700	Oui	FeCo (2.4 nm) / PtMn (35 nm) [141]	18	310	-
FeMn	210 [141]	Non	FeCo (4 nm) / FeMn (10 nm) [141]	11	-	-
			NiFe (15 nm) / FeMn [142]	47	150	>7
NiO	250	Non	NiO / $Fe_{65}Co_{35}$ (50 nm) / NiO [113]	15	200	>25
			NiO / NiFe (15 nm) [142]	29	200	>35
CoO	290 [143]	Non	Co (2 nm) / CoO (2 nm) (4.2K) [143]	350	-	-

3.1.4 Préparation des échantillons et mesure de leurs propriétés magnétiques

3.1.4.1 Élaboration des matériaux

Le dépôt des couches de matériaux magnétiques s'effectue par pulvérisation cathodique diode radio-fréquence (13.56 MHz). Deux générateurs Advanced Energy respectivement de puissance 1.2 kW et 0.6 kW sont utilisés pour pulvériser les matériaux et nettoyer les substrats par bombardement ionique. Tous les films minces sont déposés sous atmosphère d'argon (99.9999 %) à une pression de 1.69 Pa. La distance entre les cibles de matériaux à pulvériser (20 cm \varnothing) et la table porte substrat (30 cm \varnothing) est fixée à 50 mm. La pureté des cibles est la suivante : 99.9 % pour le NiCr, 99.95 % pour le Ta, 99.98 % pour le FeCo et 99.95 % pour le NiMn. L'ensemble des matériaux est déposé avec une densité de puissance de 0.64 W.cm^{-2} .

3.1.4.2 Fabrication des échantillons

Dans le but d'étudier aisément les propriétés magnétiques de la structure multicouche, nous avons déposé les matériaux magnétiques sur des petits échantillons carrés de quartz aisément réalisables en grande quantité plutôt que sur les plateaux d'un résonateur (Figure 3.1). Ces échantillons en quartz ont été conçus de telle manière à ce qu'ils aient une taille compatible ($S = 10 \text{ mm}^2$) avec les porte-échantillons de l'AGFM ou du VSM (Partie 3.1.4.4), et peu d'anisotropie de forme grâce une forme carrée, plus facile à obtenir qu'un cercle.

Pour les fabriquer, nous usinons des « tranchées » horizontales et verticales dans un wafer en quartz de 500 μm par gravure chimique humide, puis nous réalisons le dépôt par pulvérisation cathodique des couches minces avant de séparer les carrés de quartz les uns des autres (Figure 3.4). Ce procédé, très similaire au procédé de fabrication des magnétomètres (Figure 4.1), permet d'obtenir un état de surface identique à celui des plateaux des magnétomètres.

3.1.4.3 Traitement thermique

Pour introduire l'anisotropie d'échange, la structure multicouche NiMn/FeCo subit un traitement thermique en présence d'un champ magnétique \vec{B}_{recuit} dans un four (Etuve France XFH050). La direction et l'intensité de \vec{B}_{recuit} , la température et la durée du traitement thermique doivent donc être contrôlées.

Champ magnétique

Le champ magnétique appliqué doit être colinéaire au plan des couches magnétiques, très grand devant le champ coercitif H_c de FeCo et aussi uniforme que possible sur la zone où sont situés les échantillons.

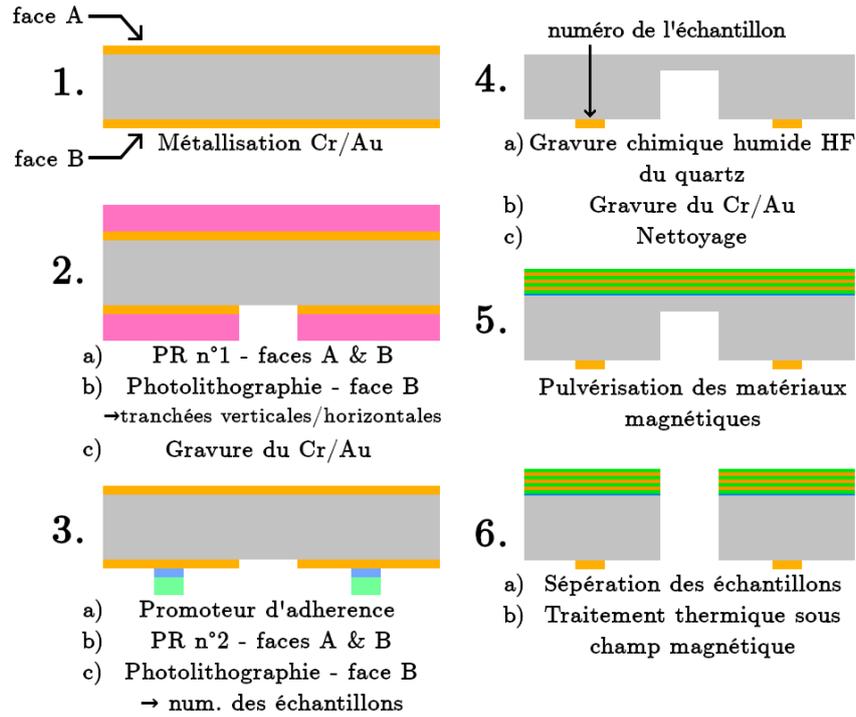


Figure 3.4 – Procédé de fabrication des échantillons destinés à l'étude des propriétés magnétiques de la structure multicouche.

Température et durée du traitement thermique

Classiquement, pour que le champ d'échange H_{ex} apparaisse dans un système AFM/FM, le traitement thermique doit être effectué à une température telle que $T_{N\text{ AFM}} \leq T \leq T_{C\text{ FM}}$ (Annexe A.3.2). Or, lors du dépôt des matériaux magnétiques par pulvérisation RF, le NiMn apparaît dans sa phase métastable γ (Cubique Face Centrée - A1) paramagnétique [144], [145]. Il est toutefois possible d'induire une transition du NiMn de sa phase γ vers sa phase θ (Tétraogonal Face Centrée - $L1_0$ - groupe d'espace P4/mm) antiferromagnétique (Figure 3.5) grâce à un traitement thermique visant à dépasser l'énergie d'activation E_a liée à cette transformation tel que $kT > E_a = 139\text{ kJ.mol}^{-1}$ [145], [146].

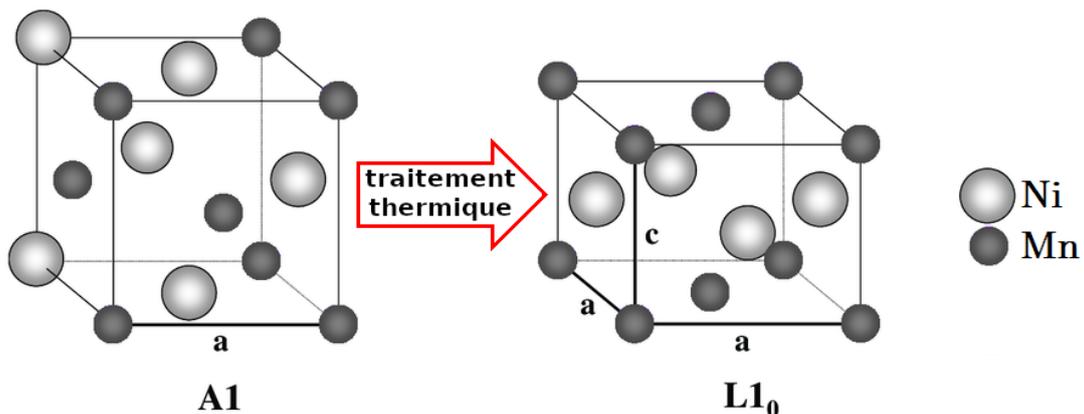


Figure 3.5 – Transition du NiMn de sa phase γ vers sa phase θ .

Pour induire l'anisotropie d'échange dans le système NiMn / FeCo, le mécanisme n'est pas identique à ce qui est classiquement effectué. Tout d'abord, lors de la montée en température du four (Figure 3.6), les moments magnétiques du FeCo et du NiMn s'alignent facilement sur le champ magnétique \vec{B}_{recuit} puisque le NiMn est paramagnétique et le FeCo a un faible champ coercitif H_c . Ensuite, lors du plateau en température, l'anisotropie d'échange apparaît à mesure que le NiMn transite de sa phase γ vers sa phase θ . Les axes facile et difficile sont définis durant cette dernière étape par l'orientation du champ magnétique \vec{B}_{recuit} (Figure 3.2). Enfin, nous laissons le four refroidir jusqu'à température ambiante. Par ailleurs, pour éviter une oxydation pouvant entraîner la dégradation des propriétés magnétiques de l'aimant et du FeCo, le traitement thermique est effectué sous-vide (1×10^{-6} mbar). En somme, plutôt que de traiter thermiquement le système NiMn/FeCo à haute température $T_{N \text{ NiMn}} = 800 \text{ °C} \leq T_{\text{recuit}} \leq T_{C \text{ FeCo}} = 1200 \text{ °C}$, nous appliquons un traitement thermique basse température.

Dans la suite, nous définissons la température T_{recuit} et la durée t_{recuit} d'un traitement thermique comme étant les caractéristiques du plateau en température (Figure 3.6). Ces deux paramètres valent typiquement $T_{\text{recuit}} = 300 \text{ °C}$ et $t_{\text{recuit}} = 4 \text{ h}$ [3], [132].

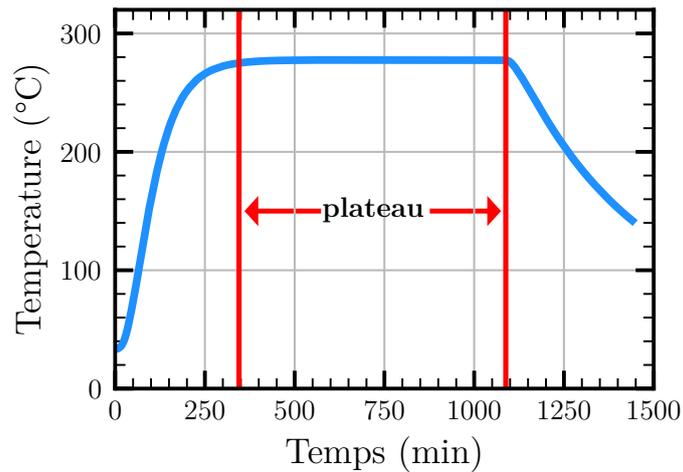


Figure 3.6 – Profil de température d'un traitement thermique $T_{\text{recuit}} = 280 \text{ °C}$, $t_{\text{recuit}} = 860 \text{ min}$.

3.1.4.4 Mesure et analyse d'un cycle d'hystérésis

A l'aide d'un AGFM (*Alternative Gradient Force Magnetometer*) ou d'un VSM (*Vibrating Sample Magnetometer*), qui ont tous deux une résolution inférieure au nA.m^2 , nous avons mesuré les cycles d'hystérésis majeurs des différents échantillons selon les axes facile et difficile. Ils sont analysés grâce à un programme Python qui calcule tous les paramètres présentés sur la figure 3.1-a à savoir le moment magnétique à saturation m_{sat} , le moment rémanent $m_{r\parallel}$, la variation de moment rémanent $\Delta m_{r\parallel}$, le taux d'accroissement $\frac{dm_{r\parallel}}{dB}$, le champ d'échange H_{ex} , le champ coercitif H_c et le champ à saturation $H_{\text{sat}\perp}$.

3.2 Caractérisations physico-chimiques de la structure multicouche

3.2.1 Techniques de caractérisation

Nous avons employé plusieurs techniques permettant de déterminer les caractéristiques physico-chimiques des matériaux constituant la structure multicouche :

- ▶ La morphologie et la composition chimique des couches ont été étudiées à l'aide d'un Microscope Électronique à Balayage (MEB) Zeiss Gemini 2 couplé à un Spectromètre de rayons X à Dispersion d'énergie (EDS-X) SDD Sam-X. Le logiciel Stragem a permis l'étude de la composition chimique et de l'épaisseur des films de la structure multicouche ;
- ▶ La morphologie et la composition chimique des couches ont aussi été caractérisées par Microscopie Électronique à Transmission (TEM) à l'aide d'un microscope Zeiss Libra 200 également équipé d'un spectromètre EDS-X. Les échantillons analysés avec cette méthode ont été préparés avec un sonde ionique focalisée (Focused Ion Beam ou FIB) de l'instrument Helios 660 ;
- ▶ L'identification des phases cristallines et des orientations préférentielles dans les couches et dans les structures multicouches a été effectuée par Diffractométrie de Rayons X (DRX) avec un diffractomètre Malvern Panalytical Empirean (Cu $K\alpha$, méthode Bragg-Brentano) ;
- ▶ Les textures et les orientations préférentielles ont aussi été analysées par Diffraction des Électrons Rétrodiffusés (EBSD) au moyen d'une caméra OIM montée sur le microscope Zeiss Gemini 2 ;
- ▶ Certaines caractéristiques cristallographiques ont également été examinées par *Selective Area Electron Diffraction* (SAED) avec un TEM FEI CM20.

3.2.2 Caractérisations des couches épaisses

En préalable à l'étude des structures multicouches qui mettent en œuvre des couches de quelques dizaines de nm d'épaisseur, nous avons décidé de réaliser certaines caractérisations physico-chimiques préalables sur les matériaux déposés en couches épaisses ($> 1 \mu\text{m}$), notamment pour tenir compte de la résolution des techniques d'analyses. Des analyses par MEB, EDS-X, DRX et EBSD ont ainsi permis de vérifier la composition des matériaux déposés par pulvérisation cathodique à partir des cibles approvisionnées, de déterminer les vitesses de croissance des couches, les phases et caractéristiques cristallographiques des matériaux et de sélectionner les fiches ICDD (International Center for Diffraction Data) correspondant aux matériaux mis en œuvre (Tableau 3.3). Les résultats de cette étude nous ont permis de faciliter l'interprétation de ceux obtenus pour des structures multicouches. Les résultats plus détaillés de cette étude sont regroupés ci-dessous.

Nous notons que les structures multicouches ayant subi un traitement thermique ont

Tableau 3.3 – Composition, vitesses de croissance, caractéristiques cristallographiques des cibles.

Cible	Composition	Vitesse de croissance	Fiche ICDD	Maille élémentaire (Groupe d'espace)	Paramètres de maille
NiCr	78:22% at 80:20% wt	143 Å.min ⁻¹	04-019-8411	Cubique à faces centrées (FM-3m)	$a = 3.55 \text{ \AA}$
Ta	-	133 Å.min ⁻¹	04-011-3914	Tétragonal (P-421m)	$a = b = 10.211 \text{ \AA}$ $c = 5.3064 \text{ \AA}$
NiMn	50:50% at 51.7:48.3% wt	183 Å.min ⁻¹	04-002-7519	Cubique à faces centrées (FM-3m)	$a = 3.66 \text{ \AA}$
FeCo	66.2:33.8% at 65:35% wt	120 Å.min ⁻¹	04-024-7478	Cubique centré (Im-3m)	$a = 2.87 \text{ \AA}$

été traitées thermiquement pendant 860 min à 280 °C sous 275 mT.

3.2.2.1 NiCr

L'analyse EBSD (Figure 3.7) et l'analyse DRX d'une couche épaisse de 3 µm de NiCr déposée sur substrat de quartz <001> montre une croissance en colonnes dont la largeur est de l'ordre de 150 nm et une texture [111] selon la direction de croissance.

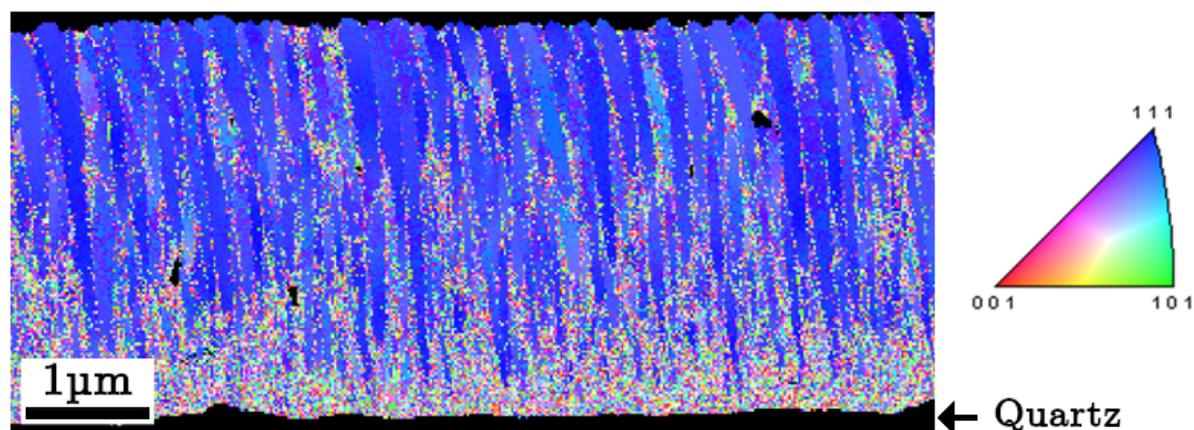


Figure 3.7 – Analyse EBSD - Figure de pôle inverse d'une coupe transversale d'une couche de 3 µm de NiCr.

3.2.2.2 Ta

L'analyse DRX $\theta/2\theta$ d'une couche de 3 μm de Ta déposée sur substrat de quartz $\langle 001 \rangle$ montre qu'elle possède une texture $[002]$ selon la direction de croissance (Figure 3.8). De plus, les clichés MEB nous révèlent une surface également caractéristique d'une morphologie colonnaire avec une largeur de colonne de l'ordre de 200 nm (Figure 3.9).

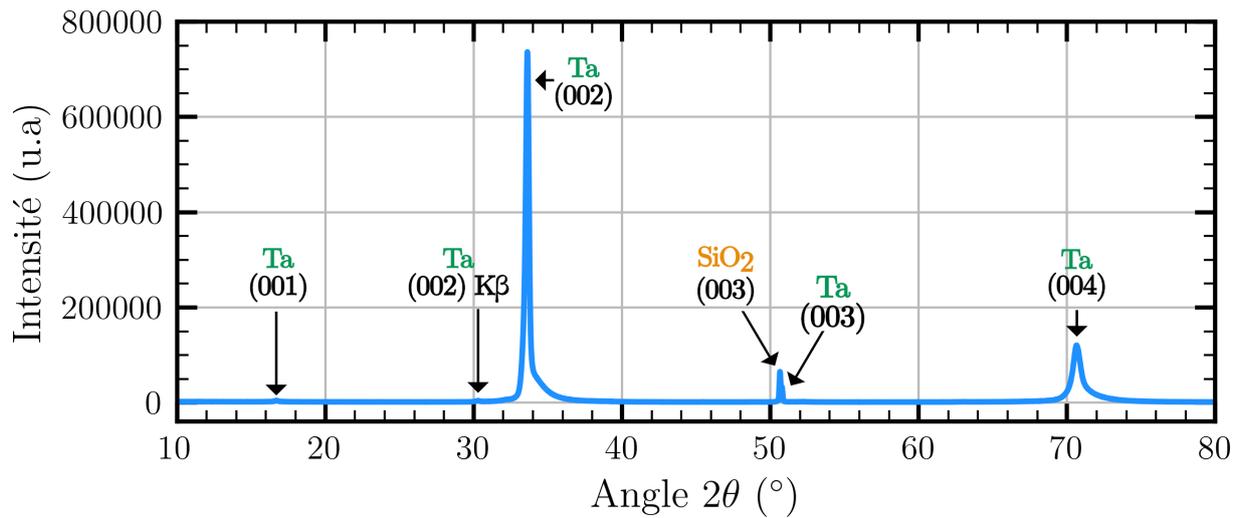


Figure 3.8 – Analyse DRX d'une couche de 3 μm de Ta.

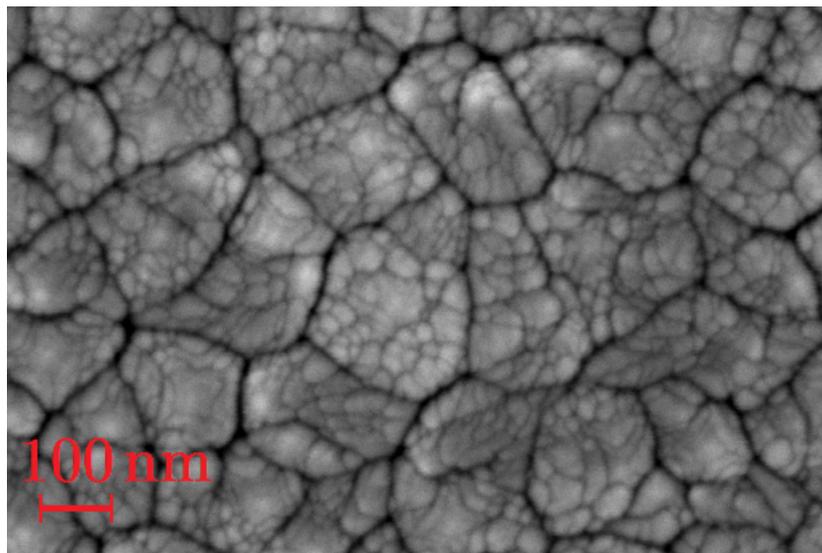


Figure 3.9 – Cliché MEB de la surface d'une couche de 3 μm de Ta.

3.2.2.3 NiMn

Dans la structure multicouche, le NiMn peut être déposé sur trois matériaux différents : NiCr (couche d'adhérence), Ta (couche d'adhérence alternative) ou FeCo (Figure 3.2). Nous avons donc étudié trois structures multicouches :

- i) Ta (20 nm) + NiMn (3 μm)
- ii) NiCr (20 nm) + NiMn (3 μm)
- iii) NiCr (20 nm) + NiMn (50 nm) + FeCo (50 nm) + NiMn (3 μm)

Que la couche d'adhérence soit en Ta ou bien en NiCr, qu'il soit brut ou traité thermiquement, nous remarquons sur l'analyse DRX que la raie majoritaire est la (111) (Figure 3.10 et 3.11). Cette raie, qui n'est pas la raie majoritaire de la fiche ICDD, montre que le NiMn a une orientation préférentielle [111] dans la direction de croissance.

Par ailleurs, nous notons que les raies (220) ($2\theta \approx 73^\circ$) et (311) ($2\theta \approx 90^\circ$) se dédoublent après traitement thermique, phénomène caractéristique de la transformation de la phase cubique vers la phase tétragonale. Ce traitement thermique permet donc à une couche de 3 μm de NiMn d'acquies des propriétés antiferromagnétiques [146], [147].

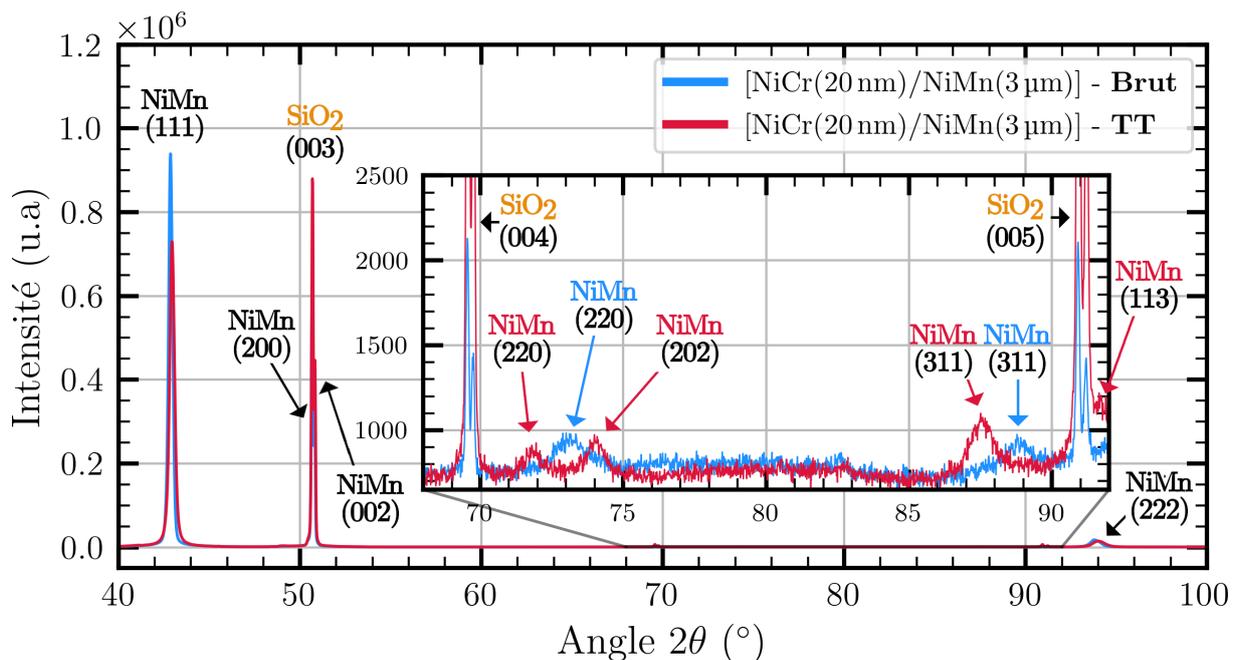


Figure 3.10 – Comparaison des analyses DRX d'une couche 3 μm de NiMn dans l'empilement [NiCr (20 nm) + NiMn (3 μm)] brut de dépôt (en *bleu*) et traité thermiquement (en *rouge*).

Nous pouvons noter que le résultat précédent est valable quel que soit la couche d'adhérence utilisée (Figure 3.11). Cependant, les caractéristiques cristallographiques du NiMn sont très différentes selon la couche d'adhérence utilisée. En effet, l'analyse DRX présentée sur la figure 3.11 révèle que dans le cas de la couche d'adhérence en NiCr, l'intensité de la raie (111) est plus grande et sa largeur à mi-hauteur plus petite, ce qui montre une meilleure cristallisation qu'avec une couche d'adhérence en Ta. L'analyse au MEB de la

surface de la couche de NiMn (Figure 3.12) confirme ce résultat et montre que les grains avec une couche d'adhérence en Ta (≈ 25 nm) sont plus petits que ceux avec une couche d'adhérence en NiCr (≈ 150 nm). Nous pouvons rapprocher cela du fait que le NiCr ainsi que le NiMn possèdent la même structure cristallographique, ont des paramètres de maille proches et la même orientation préférentielle.

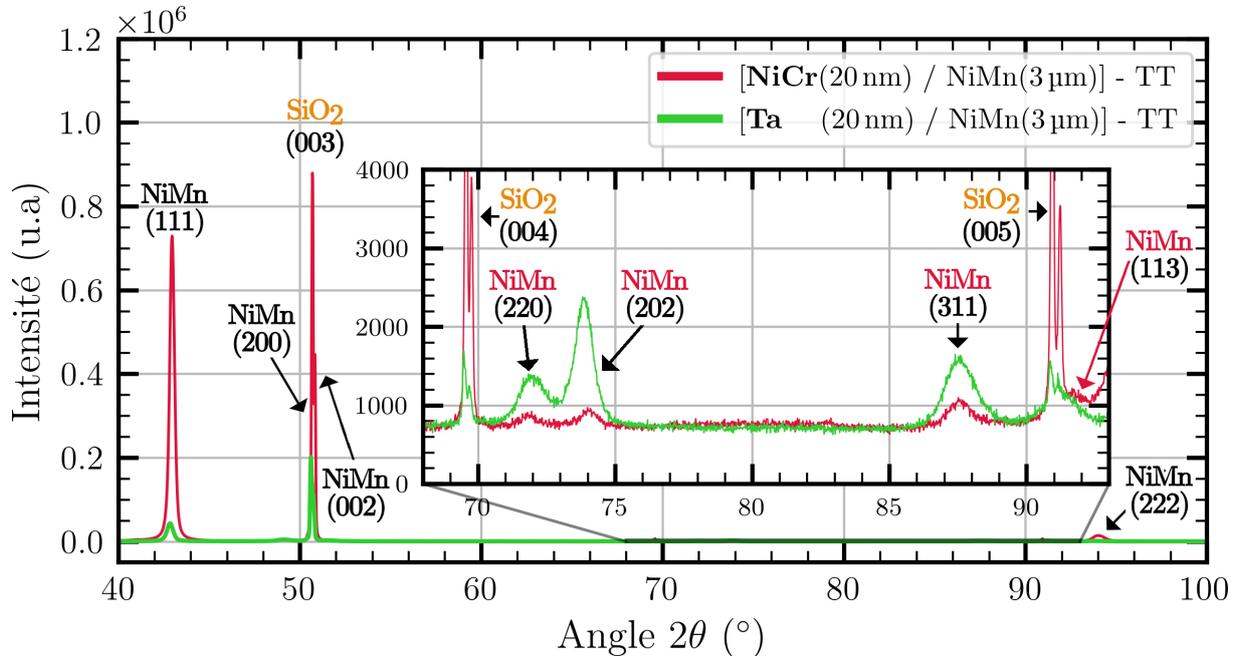


Figure 3.11 – Comparaison des analyses DRX d’une couche 3 μm de NiMn dans les bicouches suivantes : [NiCr ou Ta (20 nm) + NiMn (3 μm)] traités thermiquement (TT).

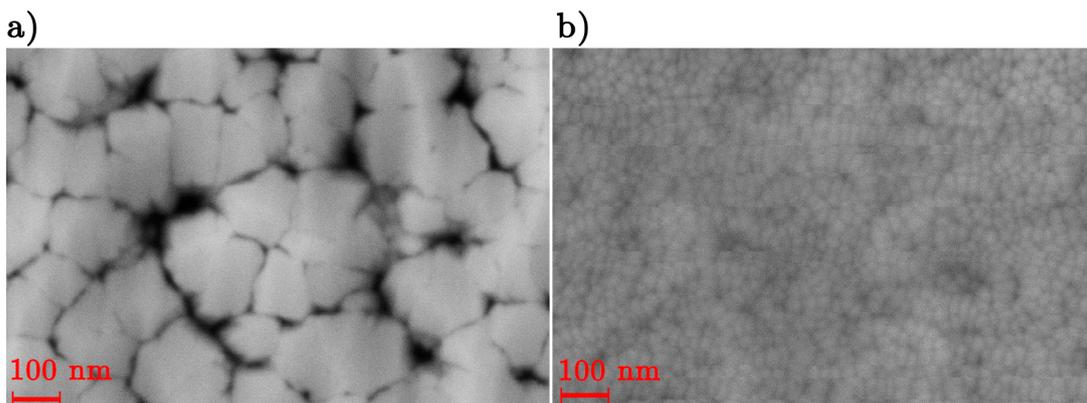


Figure 3.12 – Cliché MEB de la surface d’une couche de NiMn de 3 μm déposée sur une couche d’adhérence **a)** en NiCr et **b)** en Ta.

Nous avons ensuite comparé les analyses DRX des couches de NiMn dans le bicouche [NiCr (20 nm) + NiMn (3 μm)] et dans la structure à quatre couches [NiCr (20 nm) + NiMn (50 nm) + FeCo (50 nm) + NiMn (3 μm)] afin de simuler la première et la seconde couche de NiMn de la structure multicouche. Les résultats montrent qu’il n’y a pas de différences majeures entre les DRX des deux échantillons, et donc que les caractéristiques

cristallographiques de la première couche de NiMn, qui croit sur la couche de NiCr, sont peu modifiées lors de la croissance de la seconde couche de NiMn, malgré la présence d'une couche de FeCo intercalée (Figure 3.13).

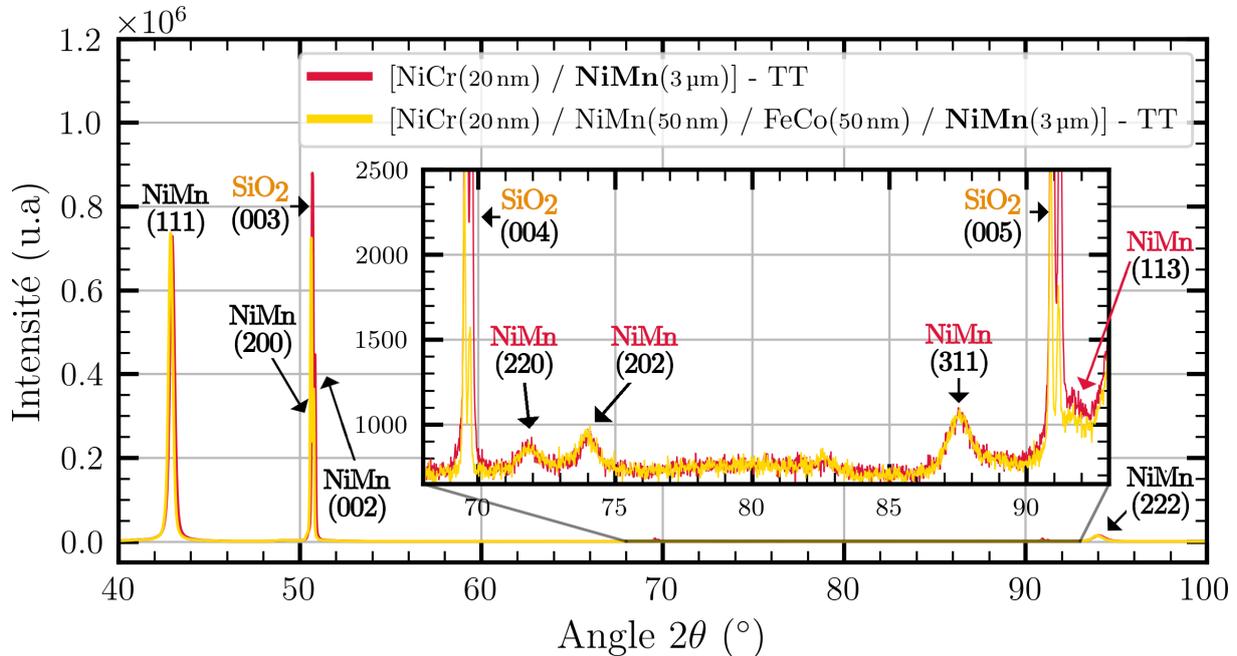


Figure 3.13 – Comparaison des analyses DRX d'une couche 3 μm de NiMn dans les structures multicouche suivantes : [NiCr (20 nm) + NiMn (3 μm)] et [NiCr (20 nm) + NiMn (50 nm) + FeCo (50 nm) + NiMn (3 μm)] traités thermiquement.

3.2.2.4 FeCo

Quelles que soient les couches sous-jacentes mises en œuvre, [NiCr (20 nm) + NiMn (50 nm)] ou [Ta (20 nm) + NiMn (50 nm)], une couche de 3 μm de FeCo a une orientation préférentielle (222) ainsi qu'une taille de grains d'environ 400 nm (Figures 3.14 et 3.15). De plus, aucune transformation de phase ni aucun changement majeur de caractéristiques cristallographiques n'ont été constatés après traitement thermique, quelle que soit la nature de la couche d'adhérence.

Par ailleurs, l'analyse DRX des couches de FeCo présentes dans les structures [NiCr (20 nm) + NiMn (50 nm) + FeCo (3 μm)] et [NiCr (20 nm) + NiMn (50 nm) + FeCo (50 nm) + NiMn (50 nm) + FeCo (3 μm)] ont été effectuées afin de simuler la première et la seconde couche de FeCo de la structure multicouche. Les résultats montrent que les caractéristiques cristallographiques de la première et de la seconde couche de FeCo sont très proches.

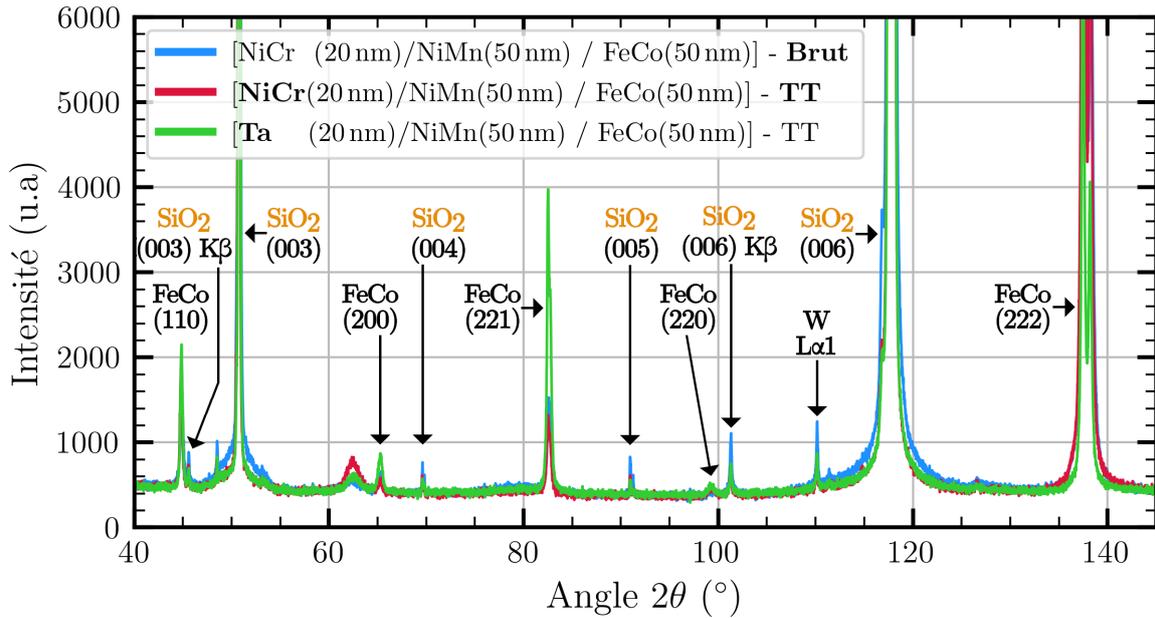


Figure 3.14 – Analyse DRX d’une couche de 3 μm de FeCo dans les empilements suivants : [NiCr ou Ta (20 nm) + NiMn (50 nm) + FeCo (3 μm)] brut et traités thermiquement (TT).

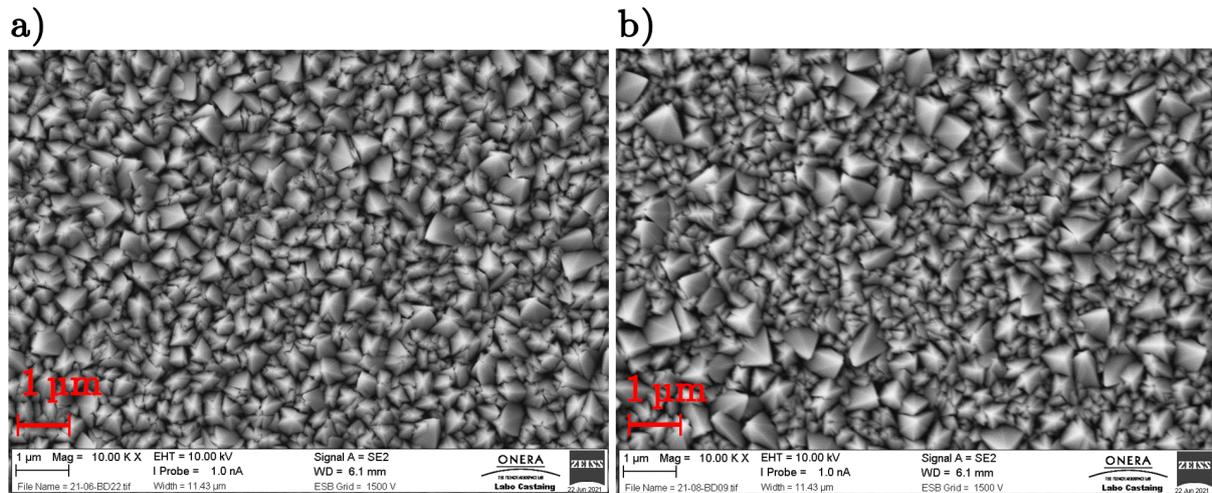


Figure 3.15 – Clichés MEB de la surface d’une couche de 3 μm de FeCo sur a) [NiCr(20 nm) / NiMn(50 nm)] et b) [Ta(20 nm) / NiMn(50 nm)].

3.2.3 Caractérisation d’une structure multicouche

3.2.3.1 Analyse TEM et microstructure

Nous avons souhaité contrôler la composition chimique ainsi que la morphologie de chacune des couches d’une structure multicouche. A cet égard, nous avons fait une analyse combinant un microscope TEM et un spectromètre EDX sur l’échantillon suivant :

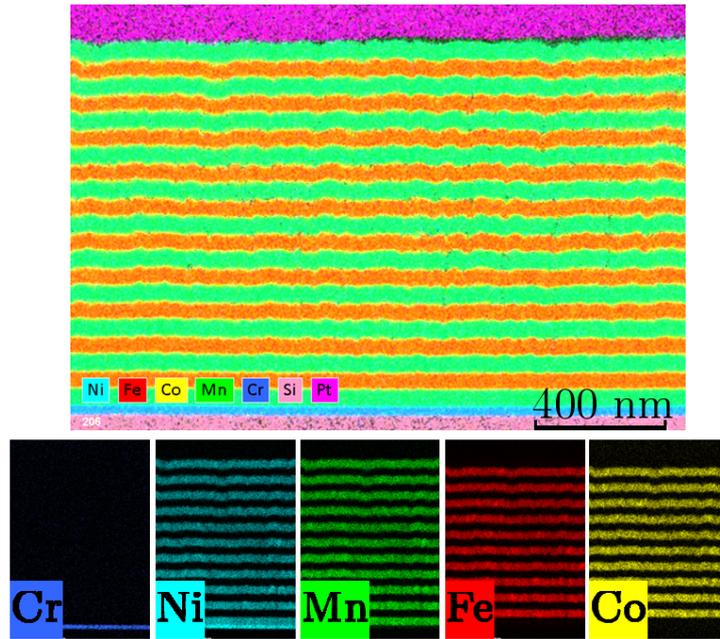


Figure 3.16 – Image colorisée d’une section d’une structure multicouche en fonction de sa composition chimique obtenue grâce au TEM et à l’EDS-X.

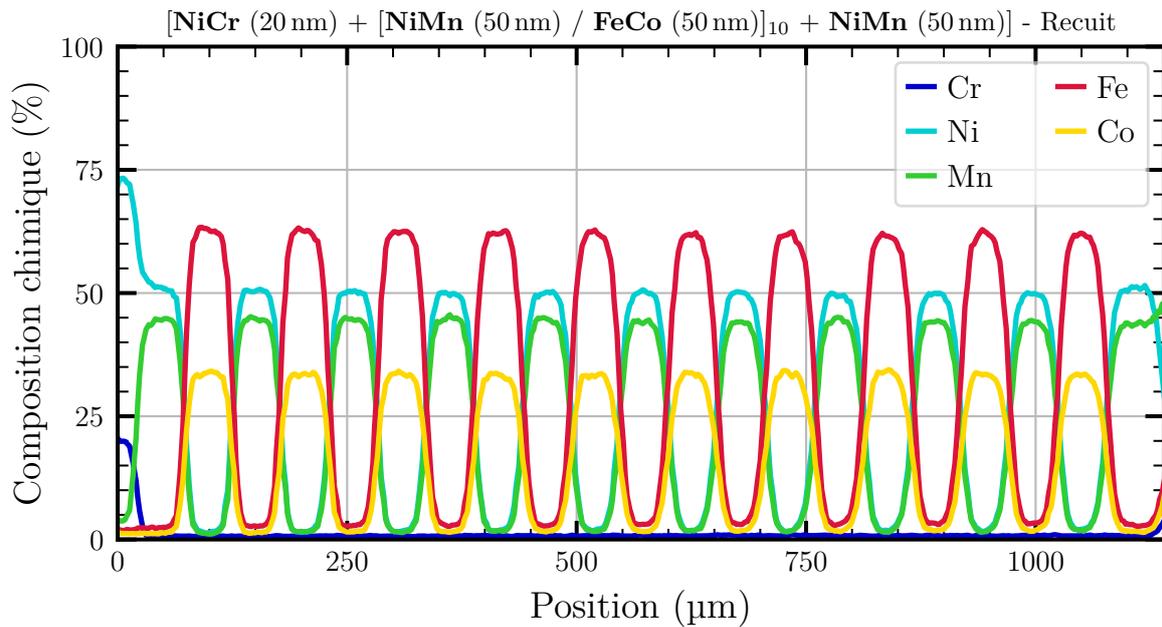


Figure 3.17 – Composition chimique locale en fonction de la hauteur de l’échantillon obtenue avec l’EDS-X.

[Quartz $\langle 001 \rangle$ (500 μm) + NiCr (20 nm) + $10 \times [\text{NiMn (50 nm) / FeCo (50 nm)}]$ + NiMn (50 nm)] traité thermiquement à 280 °C pendant 860 min (Figures 3.16 et 3.17). La couche de Platine qui était présente à la surface la structure multicouche a servi de couche sacrificielle pour la fabrication de la lame mince par procédé FIB. La teneur en Pt a été soustraite de l’analyse pour une estimation plus précise de la composition

chimique des couches. Le cliché présenté sur la figure 3.16 a démontré que l'épaisseur des couches est bien celle souhaitée (50 nm) et qu'il n'y a pas d'inter-diffusion entre les couches. De plus, nous avons pu vérifier quantitativement que la composition chimique des couches était nominale (Figure 3.17). Cependant, nous avons aussi remarqué que la rugosité des couches augmentait en fonction de l'épaisseur déposée. Plus le nombre de couches augmente, moins les interfaces entre couches sont planes et uniformément parallèles à la surface du quartz, ce qui, comme nous le verrons par la suite, peut être préjudiciable à la stabilité de l'aimantation du dépôt. Ces conclusions sont aussi valables pour une structure multicouche élaborée sur une couche d'adhérence en Ta, et qu'elle soit traitée thermiquement ou non.

Nous avons obtenu des informations liées à la cristallographie locale des différentes couches de l'empilement. Pour cela, nous avons obtenu des images en champ sombre (*Dark Field Imaging*) sur une section transverse de l'empilement. En sélectionnant une famille de plan spécifique, nous sommes capables de montrer la cohérence entre les différents plans constituant l'empilement. En effet, la figure 3.18-a montre l'image obtenue en sélectionnant la famille de plan (111), parallèle à la surface. Le contraste brillant montre la cohérence des cristallites de NiMn dans cette orientation et donnant lieu à une croissance colonnaire. Nous notons que l'absence de contraste dans la couche de FeCo vient de la structure cristallographique différente (cubique centrée) qui présente une extinction pour ces plans. En renouvelant ces images pour d'autres directions, nous mettons en évidence l'absence quasi-systématique de corrélation entre les couches pour d'autres orientations.

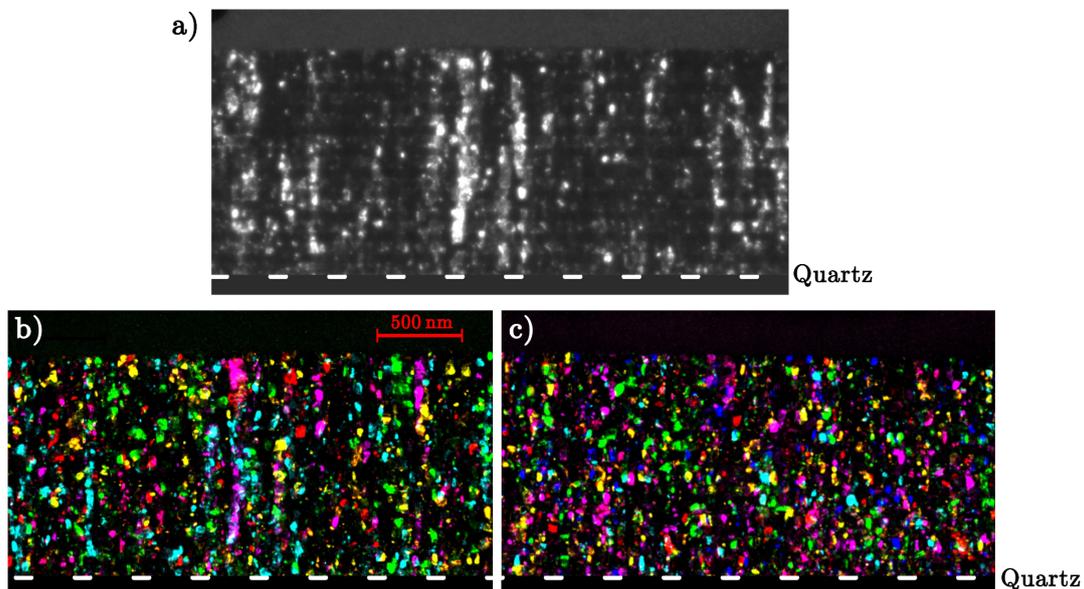


Figure 3.18 – Clichés obtenus en champ sombre : **a)** famille de plans (111) du NiMn parallèles à la surface, **b)** image composite où chaque couleur correspond à une orientation des plans (111) du NiMn pour les petits indices de Miller et **c)** pour les grands indices de Miller.

Par ailleurs, l'image composite présentée figure 3.18-b (chaque couleur correspond à une orientation des plans (111) du NiMn) permet de visualiser la mosaïcité et la taille

spécifique des grains constituant les films. L'expérience a été réitérée pour des familles de plans présentant des indices de Miller (hkl) supérieurs comme le montre la figure 3.18-c ce qui nous amène aux mêmes conclusions.

3.2.3.2 Influence du traitement thermique et de la nature de la couche d'adhérence

A l'aide d'une analyse DRX $\theta/2\theta$, nous avons souhaité étudier l'effet d'un traitement thermique à 280 °C pendant 860 min sur la structure cristallographique des phases présentes dans la structure multicouche [**Quartz** $\langle 001 \rangle$ (500 μm) + **NiCr** (20 nm) + 10 \times [**NiMn** (50 nm) / **FeCo** (50 nm)] + **NiMn** (50 nm)] suite à un traitement thermique à 280 °C pendant 860 min.

La figure 3.19-a, qui compare les DRX de la structure multicouche avant et après traitement thermique, a prouvé que la transformation du NiMn a bien lieu dans la structure multicouche déposée sur une couche d'adhérence en NiCr. Nous pouvons au passage remarquer que le pic majoritaire du FeCo n'est plus la raie (222) comme dans le cas d'une couche épaisse mais bien la (110). Bien que ce soit aussi le pic majoritaire de la fiche ICDD, le rapport d'intensité des pics montre une orientation préférentielle modérée dans cette direction. Une autre analyse DRX avec une couche de 1 μm de FeCo montre également une orientation préférentielle selon (110), ce qui démontre que l'orientation préférentielle d'une couche de FeCo dépend de son épaisseur. De plus, dans la figure 3.19 qui compare les analyses DRX de deux structures multicouches avec des couches d'adhérence en NiCr et en Ta, nous remarquons que les dédoublements des raies (220) et (311) du NiMn, constatés avec une couche d'adhérence en NiCr, ne sont pas présents dans le cas d'une couche d'adhérence en Ta. En effet, le diagramme correspondant (Figure 3.19-b) ne montre qu'une légère modification des pics (220) et (311) du NiMn. Cela montre que la transformation du NiMn n'est que partielle dans la structure multicouche alors qu'elle était complète dans le cas d'une couche épaisse de 3 μm . La moins bonne cristallisation du NiMn élaboré sur Ta (Partie 3.2.2) semble très marquée pour des couches de faible épaisseur et pourrait bloquer la transformation de la phase γ -NiMn vers la phase θ -NiMn. Elle serait d'ailleurs transmise de couche de NiMn en couche de NiMn, malgré l'intercalation des couches de FeCo, comme vu précédemment (Partie 3.2.3.1).

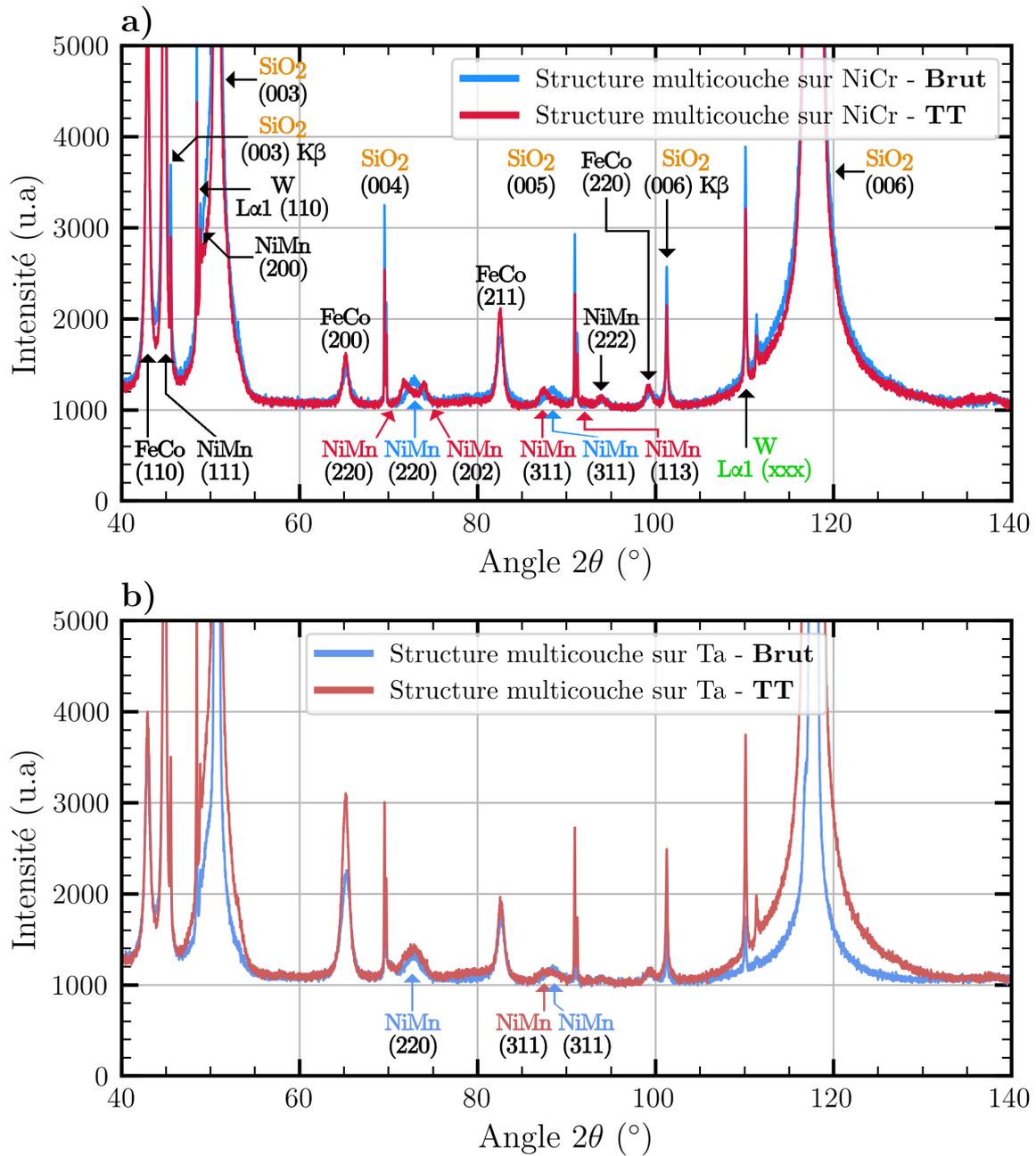


Figure 3.19 – Comparaison des analyses DRX de deux structures multicouche brute et traitée thermiquement **a)** avec couche d'adhérence de NiCr, **b)** avec couche d'adhérence de Ta.

3.3 Optimisation des propriétés magnétiques de la structure multicouche

3.3.1 Influence du traitement thermique

Comme exposé dans la partie 3.1.4.3, le traitement thermique sous champ magnétique est l'étape clé pour faire apparaître l'anisotropie d'échange. Elle permet notamment de réaliser la transition du NiMn depuis sa phase γ paramagnétique vers sa phase θ antiferromagnétique. Les paramètres optimaux pour le traitement thermique, à savoir le champ \vec{B}_{recuit} , la température T_{recuit} et le temps t_{recuit} , ont été obtenus en plusieurs étapes.

Nous avons commencé par concevoir un support d'échantillons et nous avons sélectionné un aimant AlNiCo (Eclipse Magnetics - 862) permettant aux échantillons de subir un champ magnétique $\|\vec{B}_{\text{recuit}}\| = 275 \text{ mT}$ uniforme sur toute la gamme de température du four i.e. $[20^\circ\text{C}, 280^\circ\text{C}]$ (Figure 3.20).

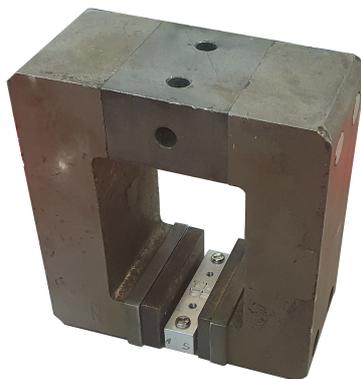


Figure 3.20 – Aimant et porte-échantillons utilisés pour le traitement thermique.

Afin de déterminer la température de recuit optimale T_{recuit} , nous avons traité thermiquement des échantillons pendant $t_{\text{recuit}} = 380 \text{ min}$ à différentes températures afin d'observer les évolutions du champ d'échange H_{ex} (Figure 3.21-a) et du champ coercitif H_c . Nous constatons que le champ coercitif est constant $H_c \approx 4 \text{ mT}$ et que le champ d'échange H_{ex} augmente avec la température jusqu'à une valeur maximale de 8 mT , ce qui est cohérent avec les résultats obtenus par LAMY [132]. Le four utilisé ne nous permettant pas de recuire au-delà de 280°C , tous les échantillons suivants ont été traités thermiquement à cette température. Enfin, pour trouver t_{recuit} , nous avons répété la même procédure que précédemment, cette fois-ci en imposant la température T_{recuit} . Plusieurs choix s'offraient à nous : faire un traitement thermique unique de longue durée ou bien faire une série de traitements thermiques plus courts. En effet, certaines expériences ont montré de meilleurs résultats en réalisant des cycles thermiques [147]. Quelle que soit la procédure choisie, nous remarquons que le champ d'échange H_{ex} augmente en fonction de t_{recuit} jusqu'à atteindre un plateau valant $H_{ex} \approx 10 \text{ mT}$ (Figure 3.21-b). Grâce à l'équation A.20, nous calculons la valeur de la constante d'échange $J_{ex} = 97 \text{ nJ.cm}^{-2}$. Cette valeur étant comparable à l'état de l'art (Tableau 3.2), cela nous montre que nous avons atteint la plus grande valeur

de champ d'échange possible. La procédure avec traitements thermiques multiples étant chronophage, nous avons opté pour une procédure avec un unique traitement thermique long.

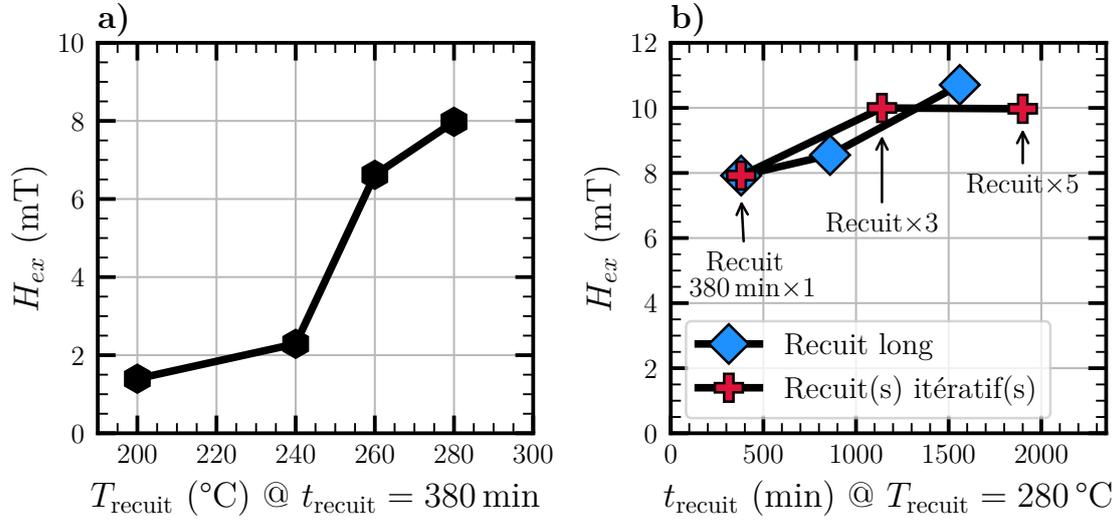


Figure 3.21 – Influence du traitement thermique sur le champ d'échange H_{ex} en fonction de a) sa température et b) sa durée.

3.3.2 Influence de l'épaisseur des couches

Le champ d'échange H_{ex} et le moment magnétique rémanent $m_{r\parallel}$ étant très dépendants des épaisseurs du FeCo et du NiMn dans la structure multicouche, nous avons voulu les optimiser. Nous avons commencé par fixer l'épaisseur d'un bicouche (NiMn/FeCo) à 100 nm. En conséquence, quand l'épaisseur de FeCo (e_{FeCo}) augmente, celle de NiMn (e_{NiMn}) diminue. Comme présenté dans l'équation A.20, la valeur du champ d'échange H_{ex} est inversement proportionnelle à l'épaisseur du matériau FM, sous réserve d'avoir une épaisseur minimale de matériau AFM pour faire apparaître l'anisotropie d'échange. Trois structures multicouche de dix bicouches ont été étudiées. Leurs configurations (e_{NiMn}/e_{FeCo}) sont les suivantes : (25 nm/75 nm), (50 nm/50 nm) et (75 nm/25 nm). Sur la figure 3.22-a, nous pouvons d'emblée remarquer que les cycles d'hystérésis selon l'axe facile sont très différents les uns des autres. Comme attendu, plus l'épaisseur e_{FeCo} augmente, moins le champ d'échange H_{ex} est important, passant de 20 mT à 2.5 mT (Figure 3.22-b). Malgré la grande augmentation du moment magnétique rémanent $m_{r\parallel}$ que cela entraîne (Figure 3.22-c), la stabilité de cette valeur n'est plus nécessairement assurée. En effet, nous notons que pour la configuration ($e_{NiMn} = 25$ nm/ $e_{FeCo} = 75$ nm), les valeurs de $\Delta m_{r\parallel}$ et de $dm_{r\parallel}/dB$ ont augmenté très rapidement (Figure 3.22-d-e).

En somme, augmenter e_{FeCo} accroît le moment magnétique rémanent $m_{r\parallel}$, mais aussi les variations relatives du facteur d'échelle, les faisant varier 0.03 % à 0.8 % pour $(\Delta K_B/K_B)_{\parallel}$, et de 0.5 % à 172 % pour $(\Delta K_B/K_B)_{demag}$ (Équations 3.1, 3.3). Le meilleur compromis entre grand moment rémanent $m_{r\parallel}$ et stabilité est donc la configuration $e_{FeCo} = e_{NiMn} = 50$ nm.

Afin de s'assurer que l'échantillon avec la configuration $e_{FeCo} = e_{NiMn} = 50$ nm a une

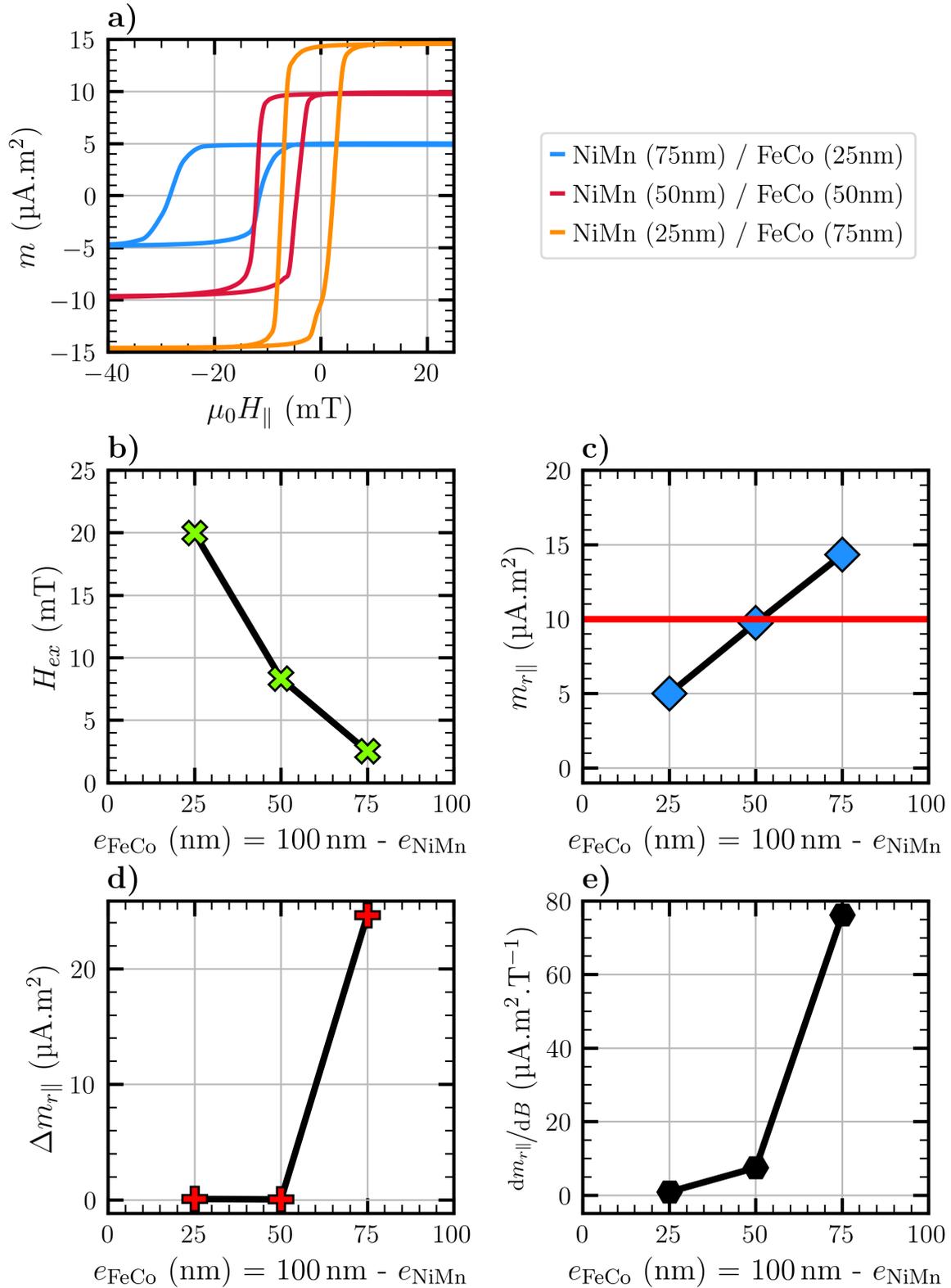


Figure 3.22 – Influence de l'épaisseur des couches d'un empilement [Quartz $\langle 001 \rangle$ (500 nm) + NiCr (20 nm) + [NiMn (100 nm - e_{FeCo}) / FeCo (e_{FeCo})]₁₀ + NiMn (50 nm)] recuit à 280 °C pendant 860 min sous 275 mT sur **a)** les cycles d'hystérésis selon l'axe facile via l'étude **b)** du champ d'échange, **c)** du moment magnétique rémanent, **d)** de la variation de moment magnétique rémanent et **e)** de la dérivée à la rémanence.

aimantation uniforme et qu'il est saturé à champ nul, nous avons souhaité visualiser sa surface. Pour cela, nous nous sommes appuyé sur l'effet Kerr magnéto-optique en surface (*surface magneto-optic Kerr effect* - SMOKE) pour cela [148]. Puisqu'il n'est possible de visualiser ces contrastes qu'à la surface d'un matériau FM, nous avons décidé de réaliser cette expérience sur une structure multicouche n'ayant pas de couche terminale de NiMn.

L'expérience consiste à comparer les clichés de l'état des domaines magnétiques à la rémanence et à la saturation. Pour prendre un cliché, nous avons utilisé un laser polarisé. Lorsque ce dernier est réfléchi sur la surface de l'échantillon, sa polarisation change en fonction de la direction locale de l'aimantation, ce qui est analysé par un photodétecteur. Les changements de polarisation, et donc d'aimantation, peuvent être visualisés comme des contrastes de gris. Le premier cliché, présenté sur la figure 3.23-a, est pris à la rémanence. Nous pouvons constater que sur l'ensemble de l'échantillon l'aimantation est uniforme. Dans un second temps, nous avons répété l'opération, cette fois-ci à la saturation, et nous avons soustrait numériquement ces deux clichés pour obtenir la figure 3.23-b. Puisque l'échantillon apparaît principalement noir, cela prouve qu'il n'y a pas de différence fondamentale entre la rémanence et la saturation. Les zones plus claires correspondent très probablement à des effets de bords.

Par ailleurs, nous avons aussi pu visualiser la direction de l'anisotropie induite par le recuit sous champ. Nous avons appliqué successivement un fort champ magnétique positif et négatif le long de l'axe facile jusqu'à obtenir une structure en domaines particulière (Figure 3.23-c). Nous pouvons observer des long domaines antiparallèles faisant 40 - 45 μm de large, valeur qui est cohérente avec la littérature [149]. La désorganisation induite par les variations brusques du champ tend à laisser les moments s'orienter en domaines dirigés selon l'axe d'anisotropie induite.

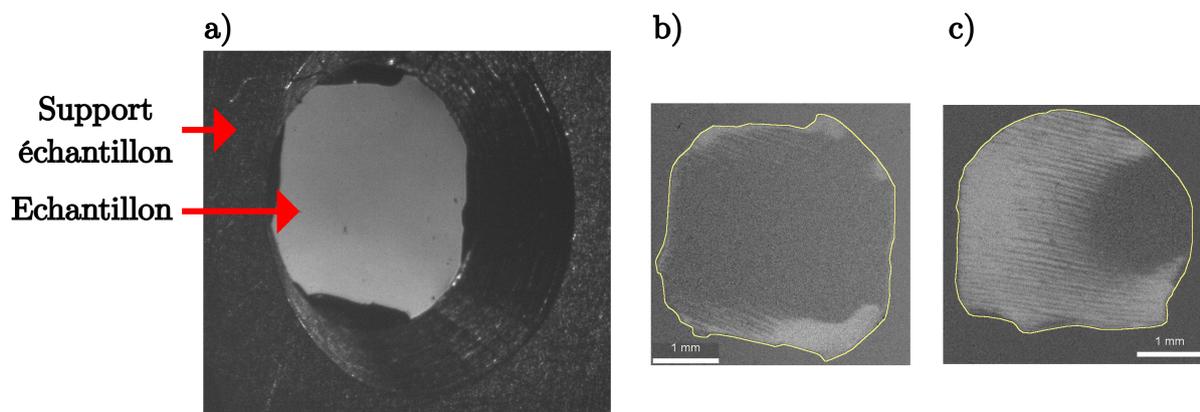


Figure 3.23 – Visualisation via effet Kerr magnéto-optique **a)** des domaines magnétiques à la rémanence, **b)** de la différence entre les domaines magnétiques à saturation et à la rémanence et **c)** de la différence entre les domaines magnétiques à saturation et un état proche de la rémanence avec domaines magnétiques antiparallèles

3.3.3 Influence du nombre de bicouches

Connaissant les épaisseurs optimales d'une bicouche (NiMn / FeCo) ainsi que du traitement thermique à appliquer, nous avons pu nous concentrer sur les conséquences d'une augmentation du nombre de bicouches en vue d'obtenir un plus grand moment magnétique rémanent $m_{r\parallel}$.

Comme nous pouvons le constater sur la figure 3.24-a, les cycles d'hystérésis des structures multicouche à 20 et 40 bicouches ont bien un moment magnétique rémanent $m_{r\parallel}$ respectivement 2 et 4 fois supérieur à la structure multicouche à 10 bicouches précédemment étudiés, et ont les mêmes champs d'échange H_{ex} et coercitif H_c . Cependant, ces cycles n'ont pas une valeur unique de moment magnétique sur la plage de champ magnétique constituant l'étendue de mesure. Nous remarquons une augmentation de $\Delta m_{r\parallel}$ et de $\frac{dm_{r\parallel}}{dB}$ en fonction du nombre de bicouche (Figures 3.24-b-c). Ce phénomène est probablement dû à l'augmentation progressive de la rugosité au fur et à mesure que le nombre de bicouches augmente (Figure 3.16). En effet, dans une couche rugueuse, les moments ne sont plus strictement dans le plan. Cela a pour effet d'ajouter une composante hors plan au moment magnétique \vec{m} qui se traduit par un cycle d'hystérésis moins carré selon l'axe facile. Ce phénomène est d'autant plus visible lorsqu'une partie des matériaux magnétiques a été déposée sur le flanc des échantillons. Par exemple, suite à un dépôt réalisé après la séparation des échantillons (Figure 3.24-e).

En résumé, augmenter le nombre de bicouches de 10 à 40 fait certes multiplier le moment magnétique rémanent par 4, mais fait aussi varier les variations relatives du facteur d'échelle : de 0.13 % à 0.44 % pour $\left(\frac{\Delta K_B}{K_B}\right)_{\parallel}$ et de 0.58 % à 10 % pour $\left(\frac{\Delta K_B}{K_B}\right)_{\text{demag}}$. Nous avons donc choisi d'utiliser une structure multicouche à 10 bicouches pour obtenir le meilleur compromis entre stabilité et grande valeur du facteur d'échelle K_B .

3.3.4 Influence de l'anisotropie de forme

Lorsqu'une composante du champ magnétique B_{ext} est orientée selon l'axe difficile qui est l'axe sensible du capteur, cela a pour effet d'orienter dans cette direction une partie des moments magnétiques atomiques (Figure 3.1-a). De ce fait, le moment magnétique global \vec{m} de l'échantillon n'est plus complètement orienté selon l'axe facile et donc le facteur d'échelle K_B en est diminué. Afin de diminuer cet effet autant que possible, nous avons voulu introduire une anisotropie de forme dans le plan à la structure multicouche dans le but d'augmenter le champ à saturation $H_{sat\perp}$ selon l'axe difficile (Figure 3.1). Une telle anisotropie de forme peut être obtenue en structurant le film pour lui donner une forme allongée. Pour la quantifier, nous parlons de rapport d'aspect :

$$R = \frac{\text{Longueur}}{\text{largeur}} \quad (3.4)$$

Pour obtenir un grand rapport d'aspect R , nous ne pouvons pas simplement réaliser

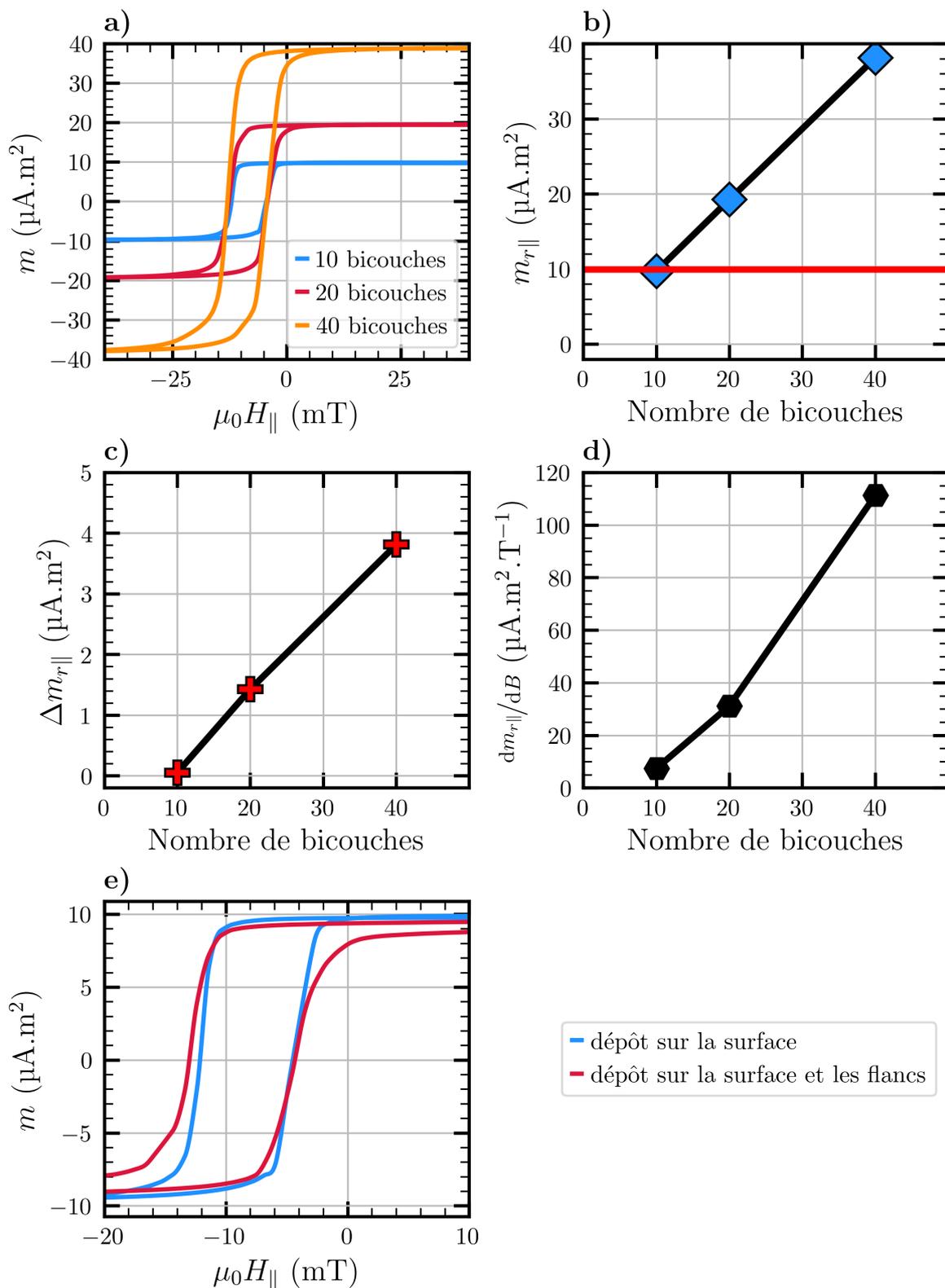


Figure 3.24 – Influence du nombre de bicouches d'un empilement [Quartz $\langle 001 \rangle$ ($500\ \mu\text{m}$) + NiCr (20 nm) + $n \times$ [NiMn (50 nm) / FeCo (50 nm)] + NiMn (50 nm)] recuit à $280\ ^\circ\text{C}$ pendant 860 min sous 275 mT sur **a)** les cycles d'hystérésis selon l'axe facile via l'étude **b)** du moment magnétique rémanent, **c)** de la variation de moment magnétique rémanent, **d)** de la dérivée à la rémanence et **e)** comparaison entre deux cycles d'hystérésis d'échantillons.

un dépôt très allongé puisqu'alors nous obtiendrions des plateaux (Figure 2.5) dont les dimensions serait démesurées. Un procédé spécifique a été conçu afin de créer des échantillons avec des bandes de matériaux magnétiques parallèles grâce à une technique de lift-off (Figure 3.25). Une première réalisation a été faite avec une structure multicouche déposée sur une couche d'adhérence en NiCr. Nous avons alors constaté que les bandes de matériaux magnétiques étaient fortement altérées suite au lift-off (Figure 3.26-a). Il a été mis en évidence que la solution de gravure de la couche de Cr/Au gravait également la couche d'adhérence en NiCr entraînant son oxydation ainsi qu'une grande sous-gravure latérales des bandes.

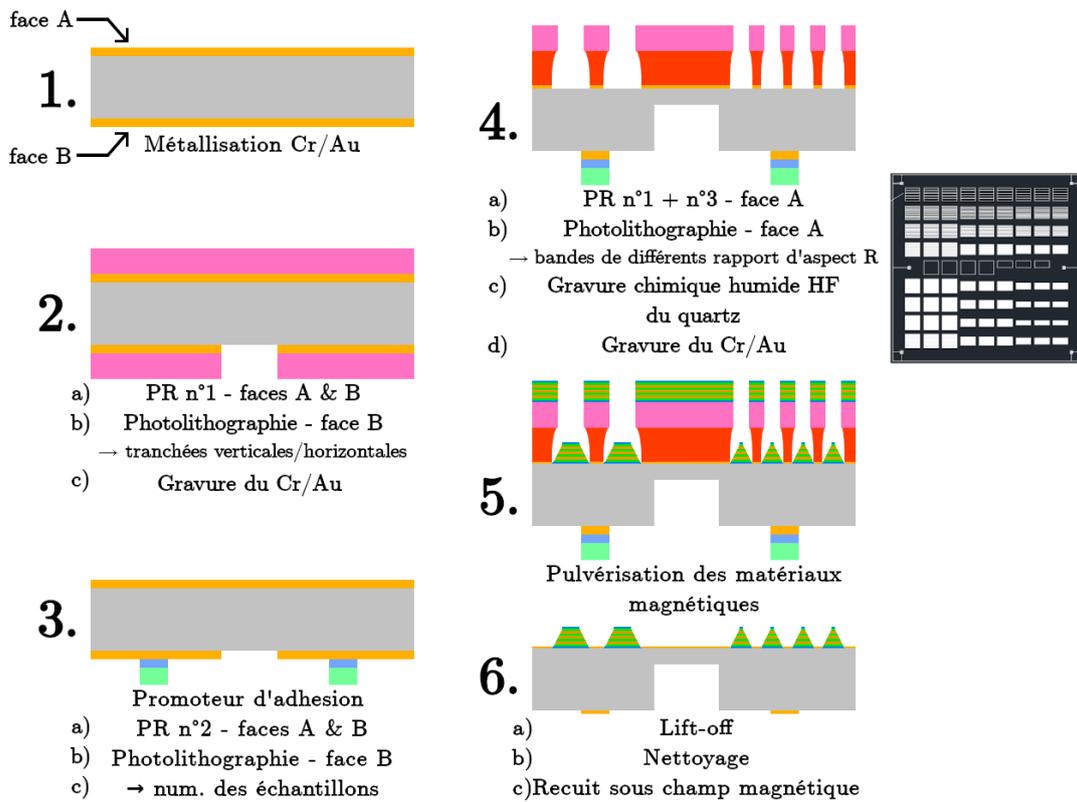


Figure 3.25 – Procédé de fabrication des échantillons avec bandes de matériaux magnétiques.

Pour conserver la qualité du dépôt après lift-off, nous avons décidé d'encapsuler l'empilement de matériaux magnétiques par deux couches de Ta. En effet, ce métal présente l'avantage d'être diamagnétique, très résistant à la corrosion ainsi qu'inerte vis-à-vis de la solution de gravure de la couche de Cr/Au. A la suite de ce changement, nous avons pu obtenir les échantillons désirés (Figure 3.26-b). Les bandes sont séparées de leurs voisines de 30 μm , ont une longueur de 3000 μm ainsi qu'une largeur allant de 9 μm à 2800 μm . Les rapport d'aspect R varient donc entre 1 et 333. Au-delà de cette valeur, la sous-gravure latérale des bandes étaient si importante qu'elles étaient fortement dégradées par l'étape de lift-off. De plus, durant le traitement thermique, le champ magnétique \vec{B}_{recuit} était orienté dans la direction des bandes pour additionner les anisotropies de forme et d'échange (Figure 3.26-b).

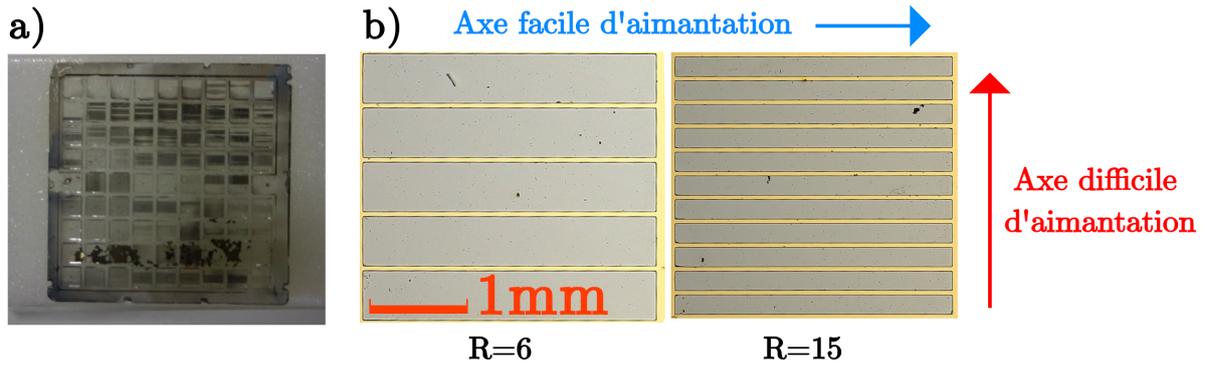


Figure 3.26 – Exemple de réalisations d'échantillons avec bandes de matériaux magnétiques **a)** sans couche protectrice de Ta et **b)** avec couche protectrice de Ta et avec le sens du champ magnétique utilisé pendant le traitement thermique.

Les cycles d'hystérésis selon les axes facile et difficile mesurés sont respectivement reportés sur les figures 3.27-a-b. Nous pouvons au premier abord remarquer un « épaulement » sur les cycles d'hystérésis selon l'axe facile qui augmente grandement la variation possible de moment rémanent $\Delta m_{r\parallel}$. L'analyse de l'influence du tantale sera faite dans la prochaine sous partie 3.3.5. Ensuite, nous remarquons que plus le rapport d'aspect R grandit, plus les moments magnétique à saturation m_{sat} et rémanent $m_{r\parallel}$ diminuent, passant de $8.7 \mu\text{A.m}^2$ pour $R = 1.1$ à $2.5 \mu\text{A.m}^2$ pour $R = 333$ (Figure 3.27-c). Ceci est dû à l'augmentation du « vide » dans le dépôt. En effet, plus on augmente le rapport d'aspect R , plus les bandes sont fines et plus elles sont nombreuses. Or, puisqu'elles sont toutes espacées de $30 \mu\text{m}$, la surface sans matériaux magnétiques augmente également. En conséquence, plus le rapport d'aspect R est important, moins le facteur d'échelle K_B le sera pour une surface donnée. En parallèle même si nous notons que la dérivée $dm_{r\parallel}/dB$ diminue (Figure 3.27-d), si nous calculons $(\Delta K_B/K_B)_{\parallel}$, nous remarquons que cette quantité reste constante. Enfin, nous constatons que plus la rapport d'aspect R est grand, plus le champ à saturation selon l'axe difficile $H_{sat\perp}$ est grand, passant de 5.6mT à 88mT (Figure 3.27-e). Cela traduit une augmentation du champ démagnétisant [148], [150] et donc que le cycle d'hystérésis selon l'axe difficile devient de plus en plus plat, ce qui est l'effet recherché.

En substance, l'augmentation de l'anisotropie de forme de $R = 1$ à $R = 333$, n'affecte pas la variation du facteur d'échelle selon l'axe facile $(\Delta K_B/K_B)_{\parallel}$, et permet une importante diminution de la variation du facteur d'échelle selon l'axe difficile $(\Delta K_B/K_B)_{\perp}$ qui passe de 3.8% à 0.2% (Équation 3.2). L'anisotropie de forme remplit donc parfaitement son rôle sur ces points là. Cependant, cela se fait au prix d'une diminution de 72% du moment magnétique rémanent $m_{r\parallel}$ et donc potentiellement du facteur d'échelle K_B . A quoi s'additionne une nette augmentation de la variation du moment rémanent $\Delta m_{r\parallel}$ en raison de l'épaulement par la couche d'adhérence en tantale, et la complexité de la mise en œuvre du procédé. Par conséquent, nous avons décidé de ne pas faire de bandes de matériaux magnétiques mais plutôt de donner le maximum d'anisotropie de forme aux plateaux des dispositifs.

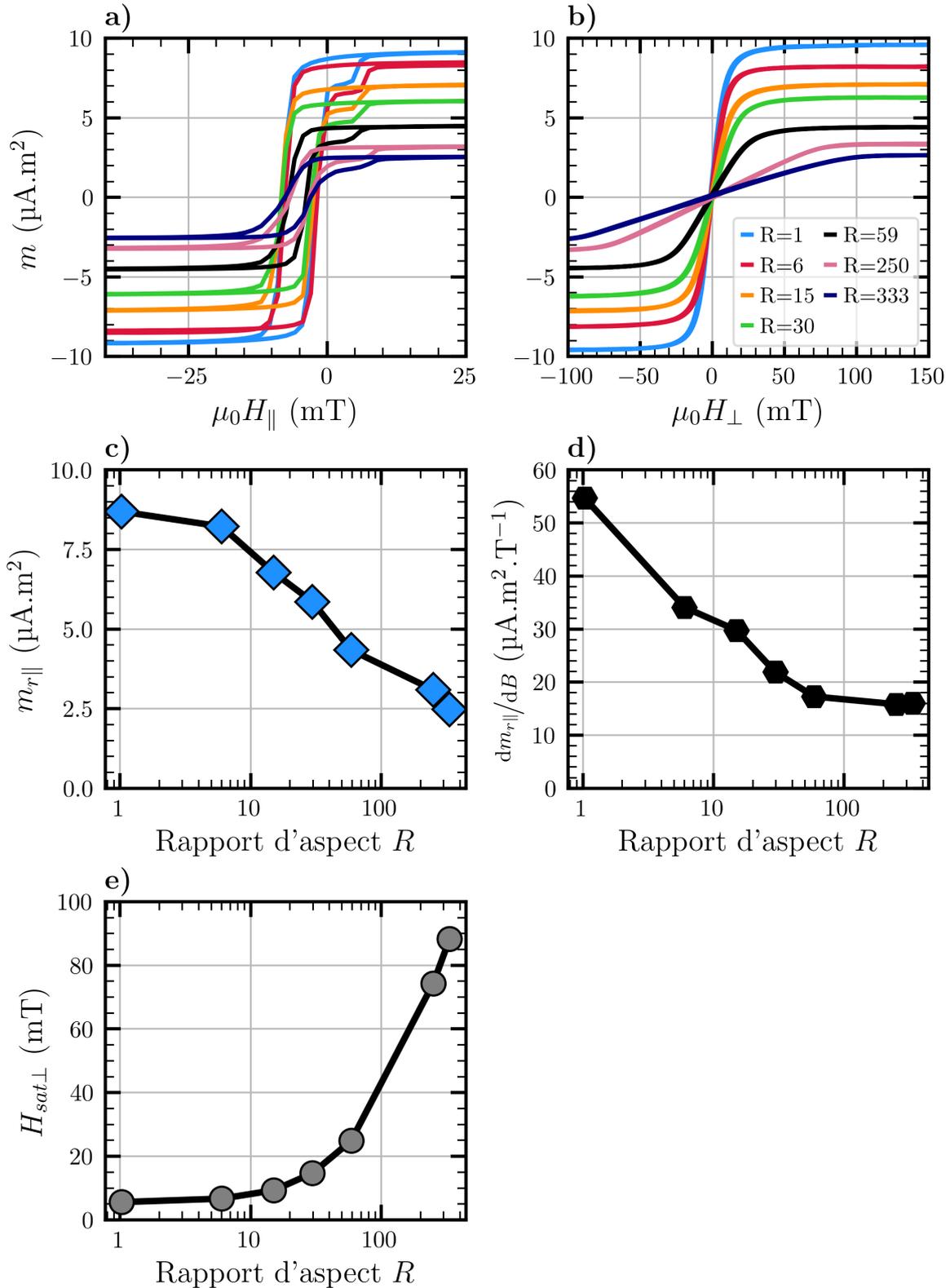


Figure 3.27 – Influence du rapport d’aspect d’un empilement [Quartz $\langle 001 \rangle$ ($500 \mu\text{m}$) + Ta (20 nm) + $10 \times [\text{NiMn}$ (50 nm) / FeCo (50 nm)] + NiMn (50 nm) + Ta (50 nm)] recuit à 280°C pendant 100 min sous 20 mT sur **a)** et **b)** les cycles d’hystérésis selon les axes faciles et difficile d’aimantation via l’étude **c)** du moment magnétique rémanent, **d)** la dérivée à la rémanence et **e)** le champ magnétique à saturation selon l’axe difficile.

3.3.5 Influence de la couche d'adhérence sur le cycle d'hystérésis

Nous avons souhaité comprendre l'influence de la couche d'adhérence sur les propriétés magnétiques de la structure multicouche suite aux résultats obtenus précédemment. Nous avons comparé les cycles d'hystérésis selon les axes facile et difficile d'un empilement de dix bicouches dont la couche d'adhérence est soit en NiCr soit en Ta (Figure 3.28). Les deux échantillons ont été traités thermiquement en même temps pendant $t_{\text{recuit}} = 860$ min à $T_{\text{recuit}} = 280$ °C sous $B_{\text{recuit}} = 275$ mT. Nous remarquons au premier abord que les deux cycles d'hystérésis selon l'axe facile se distinguent par l'épaulement présent pour l'échantillon avec couche d'adhérence en Ta, tandis que les deux cycles d'hystérésis selon l'axe difficile sont très similaires. Cela est dû à la couche d'adhérence en Ta qui ne permet pas une bonne transition du NiMn vers sa phase θ antiferromagnétique (Partie 3.2.3.2). Cette mauvaise transition doit être localisée dans les premières bicouches car l'épaulement représente environ 10% de la hauteur totale du cycle d'hystérésis. La forme de l'épaulement est donc probablement due à la superposition de deux cycles d'hystérésis : un avec champ d'échange et un autre sans. De plus, puisque le champ d'échange n'apparaît que selon l'axe facile, il est donc naturel que les deux cycles d'hystérésis selon l'axe difficile d'aimantation soient semblables.

D'une part la couche d'adhérence en Ta entraîne l'augmentation de $\Delta m_{r\parallel}$ de $0.07 \mu\text{A}\cdot\text{m}^2$ à $6.6 \mu\text{A}\cdot\text{m}^2$ par rapport à une couche d'adhérence en NiCr. D'autre part, nous constatons que le cycle d'hystérésis de la structure multicouche avec couche d'adhérence en Ta a un plus grand champ coercitif H_c que celui avec couche d'adhérence en NiCr (5.9 mT vs. 3.8 mT), ce qui est sûrement dû à une différence de microstructure entre les couches de FeCo. Avoir une structure multicouche avec couche d'adhérence en NiCr est donc plus favorable à l'obtention des propriétés souhaitées en comparaison d'une couche d'adhérence en Ta.

3.3.6 Influence de la température

Nous avons pu caractériser les variations de certaines propriétés magnétiques d'un échantillon, [Quartz $\langle 001 \rangle$ (500 μm) + NiCr (20 nm) + $10 \times [\text{NiMn}$ (50 nm) / FeCo (50 nm)] + NiMn (50 nm)] traité thermiquement à 280 °C pendant 860 min sous 275 mT, sur l'intervalle de température [20 °C ; 400 °C] à l'aide d'un VSM (Figure 3.29).

Nous notons que la valeur de l'aimantation à saturation M_{sat} décroît de 560 ppm/°C et que le champ d'échange H_{ex} est constant jusqu'à 115 °C puis qu'il diminue jusqu'à 0 mT. La température à laquelle il devient nul correspond à la température de blocage (Annexe A.3.2) $T_B = 400$ °C, valeur qui est cohérente avec la littérature (Tableau 3.2).

Sur l'intervalle de température [20 °C ; 90 °C], correspondant à la moitié supérieure de l'intervalle de température du cahier des charges, l'aimantation, et donc le facteur d'échelle K_B diminue de 3.9%, ce qui est dans l'intervalle prévu dans le cahier des charges. Cependant, malgré cette diminution, la stabilité du moment magnétique \vec{m} est conservée puisque le champ d'échange est constant.

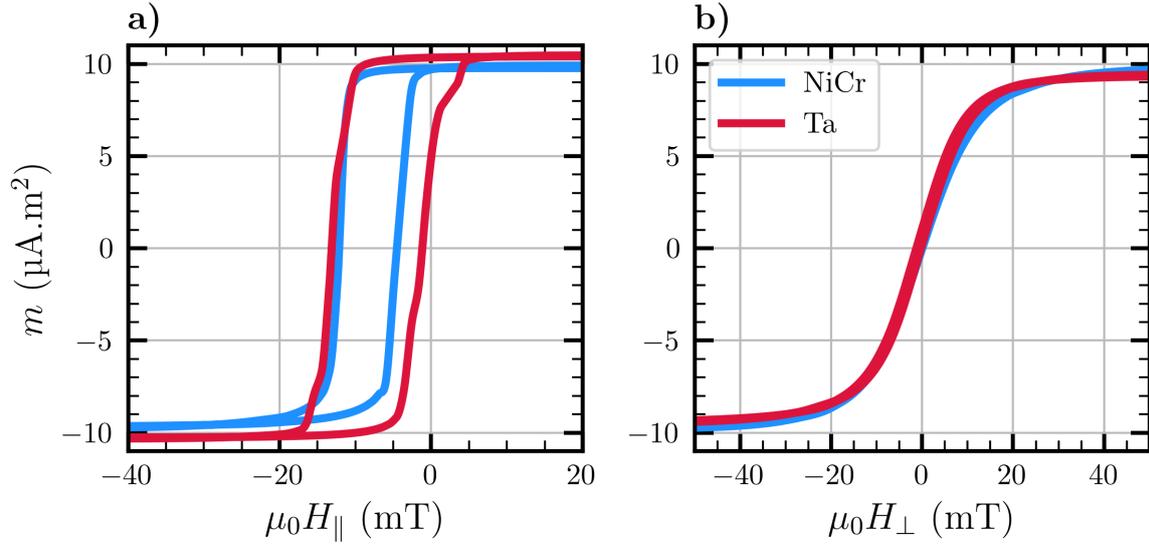


Figure 3.28 – Influence de la nature de la couche d’adhérence sur les cycles d’hystérésis selon **a)** l’axe facile et **b)** l’axe difficile d’aimantation d’un empilement [Quartz $\langle 001 \rangle$ (500 μm) + NiCr ou Ta (20 nm) + $10 \times$ [NiMn (50 nm) / FeCo (50 nm)] + NiMn (50 nm)] traité thermiquement à 280 °C pendant 860 min sous 275 mT.

La forte dégradation du champ d’échange H_{ex} au-delà de 180 °C nous montre que nous ne pourrions pas réaliser le design $n=4$ avec deux plateaux ayant deux aimantations en sens opposés (Figure 2.21). En effet, pour obtenir ceci, nous aurions dû commencer par faire un premier dépôt de matériaux magnétiques, disons sur le plateau du haut, puis faire le traitement thermique à 280 °C associé en appliquant le champ B_{recuit} dans un sens. Ensuite, nous aurions dû répéter les deux mêmes opérations pour le plateau du bas, mais cette fois-ci, en appliquant le champ magnétique pendant le traitement thermique dans l’autre sens. Les matériaux magnétiques présents sur le plateau du haut subiraient alors deux traitements thermiques. Or, durant le deuxième traitement thermique à 280 °C, leur aimantation aurait tendance à s’orienter dans le sens opposé à celui initialement prévu. Nous aurions donc obtenu d’un côté un plateau dont le cycle d’hystérésis selon l’axe facile d’aimantation ne serait que partiellement décalé, c’est-à-dire où le moment magnétique ne respecte pas le cahier des charges, et d’un autre côté, un second plateau avec où le moment magnétique \vec{m} a les bonnes propriétés.

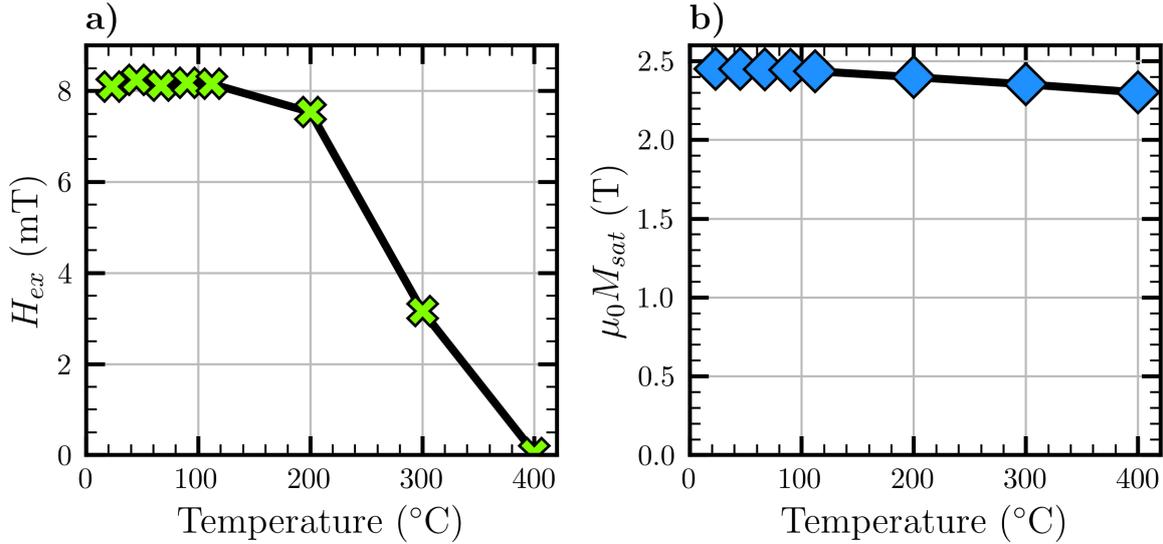


Figure 3.29 – Influence de la température d’un empilement [Quartz $\langle 001 \rangle$ ($500 \mu\text{m}$) + NiCr (20 nm) + [NiMn (50 nm) / FeCo (50 nm)]_X + NiMn (50 nm)] recuit à 280°C pendant 860 min sous 275 mT sur **a)** le champ d’échange et **b)** l’aimantation à saturation.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons commencé par démontrer la nécessité d’utiliser l’anisotropie d’échange apparaissant à l’interface entre une couche de matériau FM et une de AFM dans le but d’obtenir un facteur d’échelle K_B stable et élevé. Après avoir justifié l’utilisation du NiMn en tant que matériau AFM et du FeCo en tant que matériau FM, nous avons expliqué la nécessité d’avoir une structure multicouche alternant le NiMn et le FeCo. Nous avons alors pu détailler quelles étaient les différentes grandeurs d’intérêt liées aux propriétés magnétiques de la structure multicouche, à savoir $m_{r\parallel}$, $\Delta m_{r\parallel}$, $\frac{dm_{r\parallel}}{dB}$, $H_{sat\perp}$, ainsi que la fabrication des échantillons via usinage chimique humide.

Ensuite, nous avons effectué les caractérisations physico-chimiques des matériaux de la structure multicouche. Les caractérisations des couches épaisses nous ont ainsi permis de calibrer la vitesse de croissance des couches et d’obtenir des informations sur la structure cristallographique des différents matériaux mis en œuvre. Par la suite, les caractérisations effectuées sur une structure multicouche à dix bicouches nous ont montré que l’empilement avait les caractéristiques physiques attendues mais que la transformation du NiMn n’était pas complète dans le cas où la couche d’adhérence était en Ta.

Dans la dernière partie, nous avons étudié l’influence de la température et de la durée du traitement thermique, de l’épaisseur des couches, du nombre de bicouches, de l’anisotropie de forme et de la couche d’adhérence. Nous avons alors montré que la structure multicouche [Quartz $\langle 001 \rangle$ ($500 \mu\text{m}$) + NiCr (20 nm) + $10 \times$ [NiMn (50 nm) / FeCo (50 nm)] + NiMn (50 nm)] de rapport d’aspect $R = 1$ était le meilleur compromis pour respecter le cahier des charges que nous nous sommes imposé. Cet empilement a un moment magné-

tique rémanent $m_{r\parallel} = 9.7 \mu\text{A}\cdot\text{m}^2$, une variation de moment rémanent $\Delta m_{r\parallel} = 0.07 \mu\text{A}\cdot\text{m}^2$, une dérivée à la rémanence $\frac{dm_{r\parallel}}{dB} = 7.5 \mu\text{A}\cdot\text{m}^2\cdot\text{T}^{-1}$ et un champ magnétique à saturation $H_{sat\perp} = 8.3 \text{ mT}$. Si nous utilisons l'empilement précédent en tant que matériau actif d'un magnétomètre dans l'intervalle de mesure $B_{ext} = [-0.1 \text{ mT}; 0.1 \text{ mT}]$, cela entraînerait théoriquement une variation de facteur d'échelle K_B valant :

- si le champ est selon l'axe facile : $\left(\frac{\Delta K_B}{K_B}\right)_{\parallel} = 0.13 \%$
- si le champ est selon l'axe difficile : $\left(\frac{\Delta K_B}{K_B}\right)_{\perp} = 2.4 \%$
- si les matériaux magnétiques subissent un choc magnétique ou une procédure de désaimantation : $\left(\frac{\Delta K_B}{K_B}\right)_{\text{demag}} = 0.58 \%$

Les deux précédents chapitres nous ont permis de lever tous les verrous technologiques nécessaires à la réalisation d'une première version du magnétomètre. Nous aborderons donc dans le chapitre suivant : la fabrication des résonateurs, le dépôt des matériaux sur les plateaux, l'intégration avec l'électronique de proximité ainsi que les caractérisations des performances des magnétomètres fabriqués.

Chapitre 4

Réalisation et caractérisation d'un magnétomètre

Au cours des deux précédents chapitres, nous avons conçu par simulations numériques un prototype de magnétomètre MEMS sensible à une composante du champ magnétique et peu sensible aux grandeurs inertielles. Puis, nous avons mis au point une structure multicouche alternant du NiMn et du FeCo assurant un grand moment magnétique \vec{m} stable et dans une seule direction grâce à l'anisotropie d'échange. Ce dernier chapitre traitera de la réalisation et de la caractérisation de deux prototypes de magnétomètre.

Tout d'abord, nous décrirons le procédé de fabrication du magnétomètre composé de plusieurs étapes : la gravure de la structure en quartz, le dépôt des matériaux magnétiques, la procédure de recuit et son intégration dans son boîtier et avec son électronique de proximité. Ensuite, nous mesurerons les grandeurs caractéristiques du magnétomètre fabriqué en salle blanche et les comparerons à celles obtenues par simulations. Enfin, nous discuterons des perspectives d'amélioration du magnétomètre.

4.1 Fabrication d'un magnétomètre

Nous avons décidé de réaliser deux structures différentes : les designs n°2 et n°4 (Figure 2.21). Le design n°4 doit en théorie valider le cahier des charges que nous nous sommes fixé, tandis que le design n°2 va nous permettre de tester la fabrication d'un deuxième type de pivot et de mieux comprendre les potentiels écarts entre mesures effectuées sur un capteur et les résultats obtenus par simulations numériques.

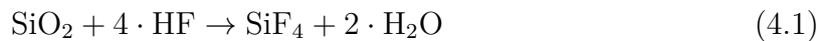
4.1.1 Gravure de la structure en quartz

La première étape du procédé de fabrication du magnétomètre consiste en la réalisation de la structure en quartz du capteur. Le procédé le plus utilisé pour réaliser une structure en quartz est la gravure chimique par voie humide. Une autre méthode a été développée ces dernières années à l'ONERA. Il s'agit de la gravure réactive ionique profonde sur quartz (DRIE - *Deep Reactive Ion Etching*) [151]. Pour les différencier, nous utilisons les

deux caractéristiques suivantes : la vitesse de gravure verticale moyenne v_{quartz} ($\mu\text{m}\cdot\text{h}^{-1}$) et la planéité des flancs.

4.1.1.1 Gravure chimique par voie humide

La gravure chimique par voie humide est un procédé couramment utilisé pour la fabrication des résonateurs en quartz servant de références de temps dans un circuit électronique ou bien pour les capteurs en quartz comme l'accéléromètre VIA [97]. Lorsqu'un wafer de quartz est immergé dans une solution d'acide fluorhydrique (HF) et de fluorure d'ammonium (NH_4F), nous obtenons les réactions suivantes [152], [153] :



En raison de la structure cristalline trigonale du α -quartz, la vitesse de gravure dépend des plans cristallins, rendant cette gravure fortement anisotrope [154]. Toutefois, la vitesse de gravure du α -quartz suivant l'axe cristallin Z (Figure 2.1) est beaucoup plus élevée que pour les autres plans. En effet, celle-ci est de l'ordre de $v_{\text{quartz}} = 10 - 30 \mu\text{m}\cdot\text{h}^{-1}$ à température ambiante alors que, par exemple, celle selon l'axe cristallin X n'est que de $100 \text{ nm}\cdot\text{h}^{-1}$. Il n'est donc pas possible d'obtenir des flancs parfaitement verticaux. Les plans dont la vitesse de gravure est la plus faible ne sont pas résorbables et laissent des artefacts de gravure, couramment appelés « figures d'attaque » (*etching facet* en anglais). Leur taille et forme dépend principalement de la concentration de HF et NH_4F , de la température et de l'humidité [154].

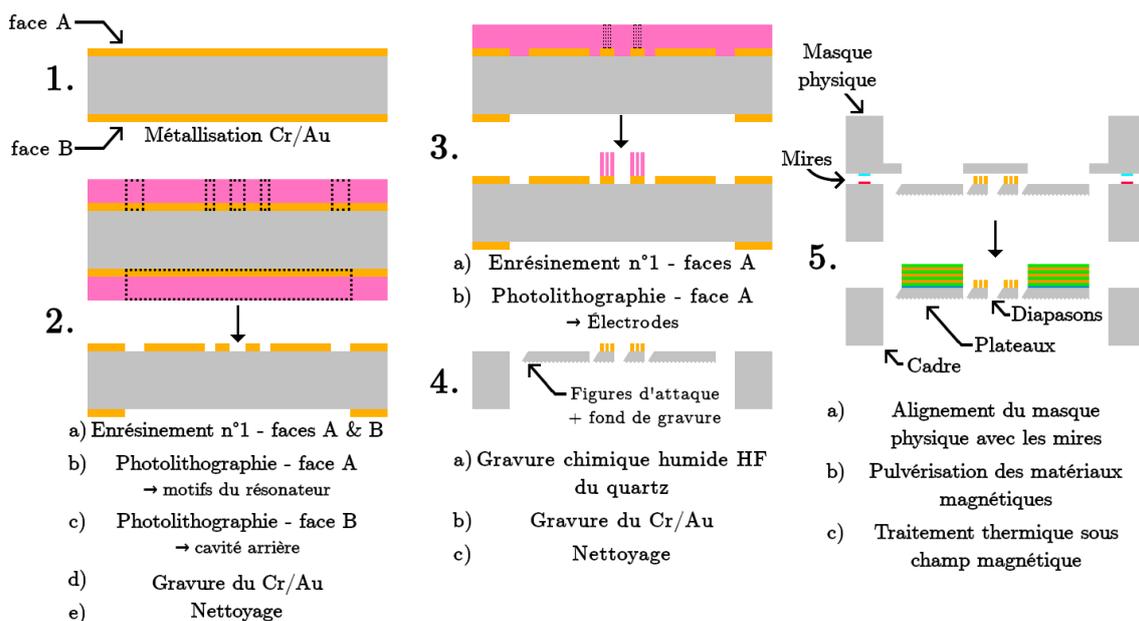


Figure 4.1 – Procédé de fabrication du résonateur par gravure chimique humide au HF.

Pour obtenir un résonateur correspondant aux designs présentés dans le chapitre 2, nous commençons par métalliser le wafer de quartz sur les deux faces par un bicouche de Cr(17nm)/Au(200nm) par évaporation (Figure 4.1 - étape 1). Ce bicouche a une double utilité : premièrement, protéger les parties du quartz qui ne doivent pas être gravées, puisqu'il est inerte et étanche au HF, et deuxièmement, servir d'électrodes pour l'excitation électrique des diapasons. Suite à cette première étape, les motifs du résonateur face avant et face arrière ainsi que les électrodes sont définis grâce à deux étapes de photolithographie (Figure 4.1 - étapes 2 et 3). Pour finir, nous gravons le wafer dans la solution HF/NH₄F (Figure 4.1 - étape 4), révélant ainsi la structure souhaitée (Figure 4.2-a-b). Nous avons pu réaliser sans encombre le design n°2. Cependant, les pivots de nombreuses réalisations du design n°4 étaient fendus au niveau du goulot d'étranglement. Cela est probablement dû au fait que le pivot à trois branches permet une meilleure répartition des contraintes.

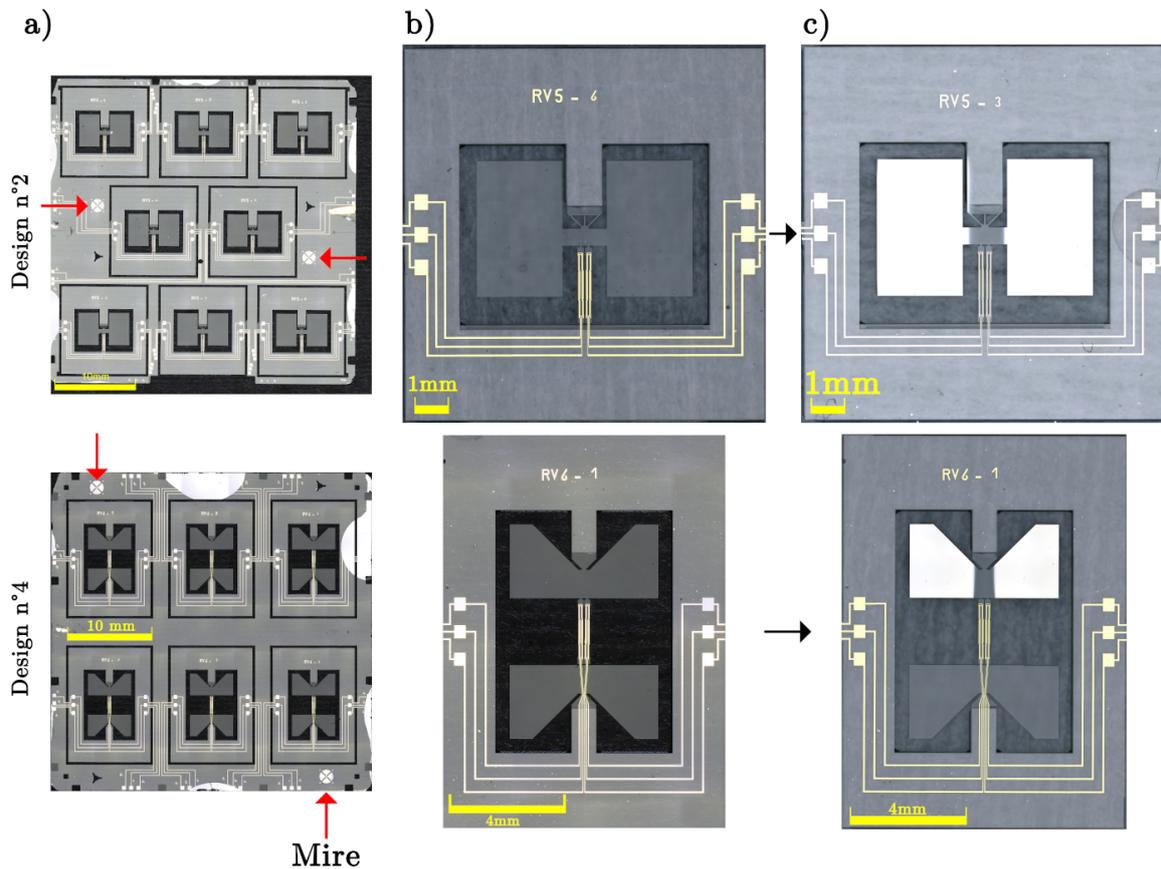


Figure 4.2 – a) Les designs n°2 et n°4 sur wafer, b) zoom sur une cellule sans matériau magnétique et c) zoom sur une cellule avec matériaux magnétiques sur les plateaux.

Sur les résonateurs réalisés, les figures d'attaque apparaissent selon l'axe cristallographique X vers la gauche (X-) (12-20 μm), selon l'axe cristallographique Y vers le haut (Y+) (25-38 μm), sur la droite des branches à 45° (20 - 27 μm), sur la droite des branches à 135° (7 - 10 μm) (Figure 4.3). Elles émergent aussi dans les zones difficiles à déboucher comme la jointure entre la tête de diapason et les plateaux, ou encore à l'embouchure

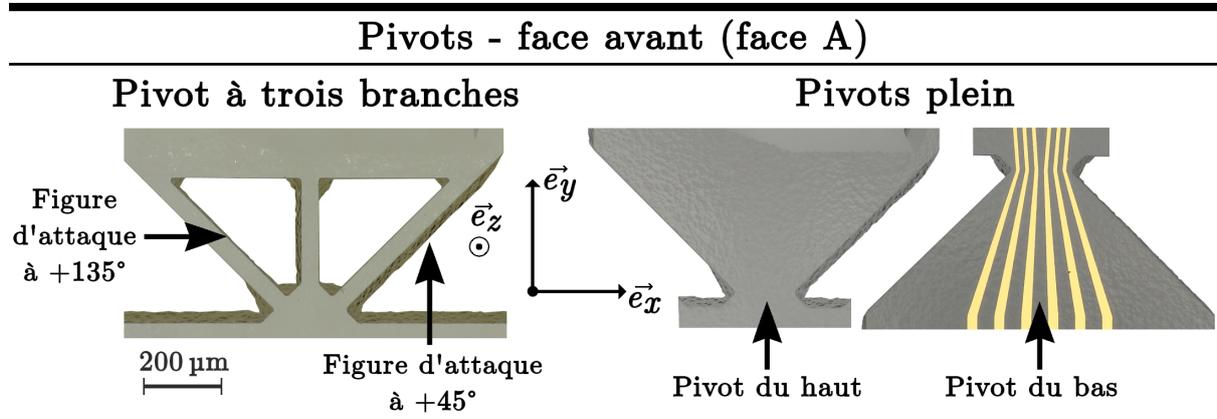
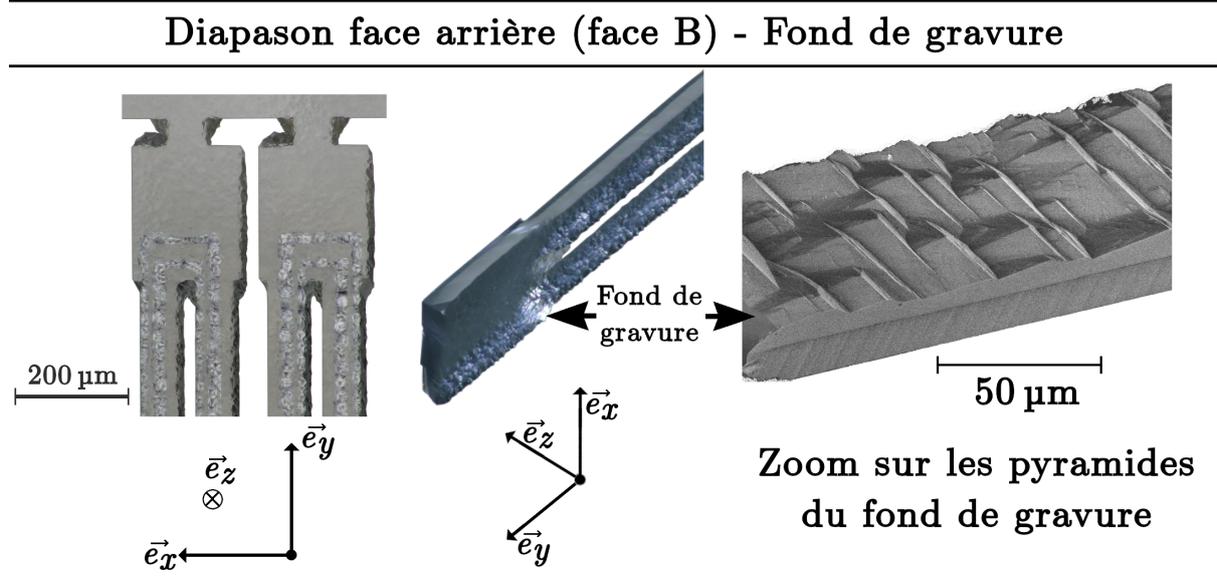
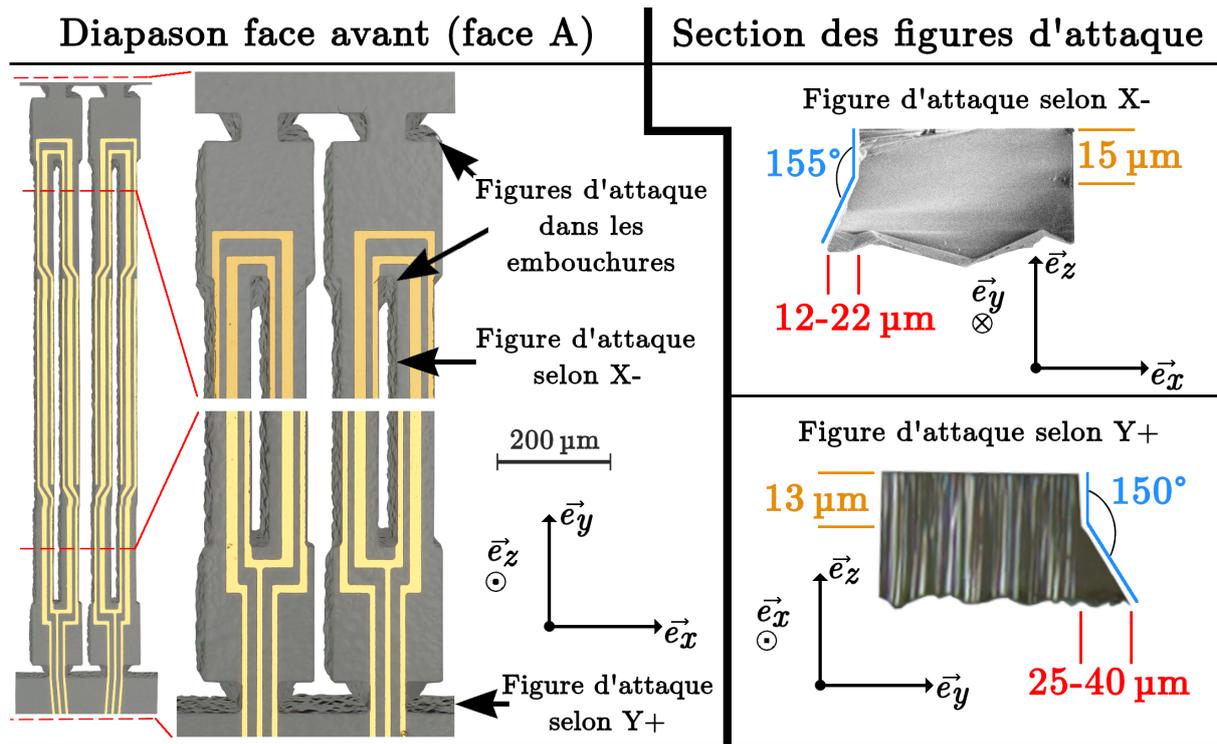


Figure 4.3 – Figures d'attaque et fond de gravure observés sur les faces avant et arrière des diapasons ainsi que sur les différents types de pivot.

des deux poutres d'un diapason. Nous notons également que la face B par laquelle la structure est gravée n'est pas plane mais couverte de petites pyramides dont la taille fait approximativement $10\ \mu\text{m}$ de haut (Figure 4.3). Nous appelons cela le « fond de gravure ».

Comme nous pouvons le remarquer sur la figure 4.3, les figures d'attaque ne sont ni régulières le long d'une poutre, ni les mêmes entre les deux poutres d'un diapason. Au sein d'un wafer, elles varient au maximum de $4\ \mu\text{m}$. Cela est dû à la répartition aléatoire des pyramides sur le fond de gravure. Cependant, la taille des figures d'attaque fluctue beaucoup plus entre deux réalisations différentes en raison de la profondeur de gravure qui est difficilement maîtrisable en raison de la présence des pyramides sur le fond de gravure. En effet, les figures d'attaque étant définies, par exemple pour celles selon X-, par une petite partie verticale d'approximativement $15\ \mu\text{m}$ puis une pente à 155° (Figure 4.3), plus nous gravons, plus les figures d'attaque sont petites. Ainsi, il ne suffit pas de graver le wafer pendant une durée donnée car la vitesse de gravure dépend fortement des conditions expérimentales qui sont difficilement maîtrisables.

Les grandeurs d'intérêt d'un dispositif avec figures d'attaque, estimées par simulations numériques, seront alors données dans des intervalles correspondant à des figures d'attaque de petite et grande taille (Partie 4.2.1).

4.1.1.2 Gravure réactive ionique profonde

La gravure DRIE est une technique de gravure sèche assistée par plasma. Elle est notamment très utilisée pour la fabrication de MEMS en silicium. CHAPPELLIER [151] a mis au point un procédé mêlant gravure DRIE et gravure chimique par voie humide permettant de réaliser des MEMS en quartz avec des flancs presque verticaux (3°) à une vitesse $v_{\text{quartz}} \approx 20\ \mu\text{m.h}^{-1}$. Le masque physique en nickel, utilisé pour protéger les parties en quartz à ne pas graver, a été élaboré par pulvérisation cathodique.

Le principal avantage de la gravure DRIE réside donc dans l'absence de figures d'attaque des résonateurs usinés. C'est pourquoi nous avons appliqué ce procédé à la fabrication d'un magnétomètre. Toutefois, aucun résonateur n'a été correctement fabriqué. En effet, les dispositifs faisant une surface de $\approx 100\ \text{mm}^2$, les fissures qui sont apparues suite aux contraintes internes générées pendant la gravure les ont systématiquement tous brisés (Figure 4.4). En conséquence, dans la suite du manuscrit, tous les résonateurs sont fabriqués par gravure chimique par voie humide.

4.1.2 Dépôt des matériaux magnétiques et traitement thermique

Concernant le dépôt des matériaux magnétiques sur les plateaux des résonateurs, l'étape clé est le positionnement d'un masque physique par-dessus le wafer à l'aide de mires (Figures 4.2-a et 4.1-étape 5). Il permet de protéger les zones non prévues pour recevoir des matériaux magnétiques.

Comme expliqué dans la partie 3.3.6, les deux plateaux du design n°4 ne peuvent pas



Figure 4.4 – Cliché de microscopie optique d’un résonateur (design n°4) réalisé par gravure réactive ionique profonde.

avoir des aimantations opposées. Nous avons donc choisi de déposer les matériaux magnétiques uniquement sur le plateau du haut. De plus, afin d’éviter un potentiel court-circuit dû à un dépôt trop proche des électrodes, le masque physique protège également la partie centrale du plateau du haut du design n°4, diminuant la quantité de matériaux déposés (Figure 4.2-c). Quant au design n°2, les matériaux magnétiques ont été déposés aux endroits initialement prévus (Figure 4.2-c). Une fois cette étape réalisée, les échantillons sont traités thermiquement pendant $t_{\text{recuit}} = 860 \text{ min}$ à $T_{\text{recuit}} = 280 \text{ °C}$ sous $B_{\text{recuit}} = 275 \text{ mT}$. Le champ magnétique utilisé pendant le traitement thermique du design n°4 a été orienté selon \vec{e}_x , tandis que celui utilisé pour le design n°2 a été orienté selon \vec{e}_y . De cette façon, nous avons pu profiter de l’anisotropie de forme des plateaux pour maximiser le champ à saturation selon l’axe difficile d’aimantation $H_{\text{sat}\perp}$.

Afin de mesurer les contraintes résiduelles engendrées par le dépôt de la structure multicouche sur les plateaux, nous avons utilisé un interféromètre optique à décalage de phase avec une lumière monochromatique permettant de mesurer le profil en altitude des plateaux avec une précision de l’ordre de 0.3 nm (Figure 4.5). Cela nous a permis notamment d’estimer le rayon de courbure moyen R_m des plateaux et de calculer les contraintes σ engendrées par le dépôt de la structure multicouche grâce à la formule de Stoney (Équation A.18) (Tableau 4.1). En raison de la transparence du quartz dans les régions sans matériau magnétique, nous n’avons pas pu évaluer le rayon de courbure initial R_0 des plateaux. Cependant, nous pouvons considérer qu’il est infini en première approximation. Nous pouvons remarquer que l’étape de traitement thermique permet de relâcher en partie les contraintes. Pour le design n°2, cela correspond à une diminution de $\approx 34 \%$.

Nous savons que la minimisation de l’énergie liée à la couche mince force les moments magnétiques à être orientés dans son plan et que les plateaux sont courbés telle la partie inférieure d’une sphère de rayon R_m . Une partie de l’aimantation est donc dirigée hors plan (selon \vec{e}_z). Nous avons alors souhaité comprendre quelles étaient les conséquences sur

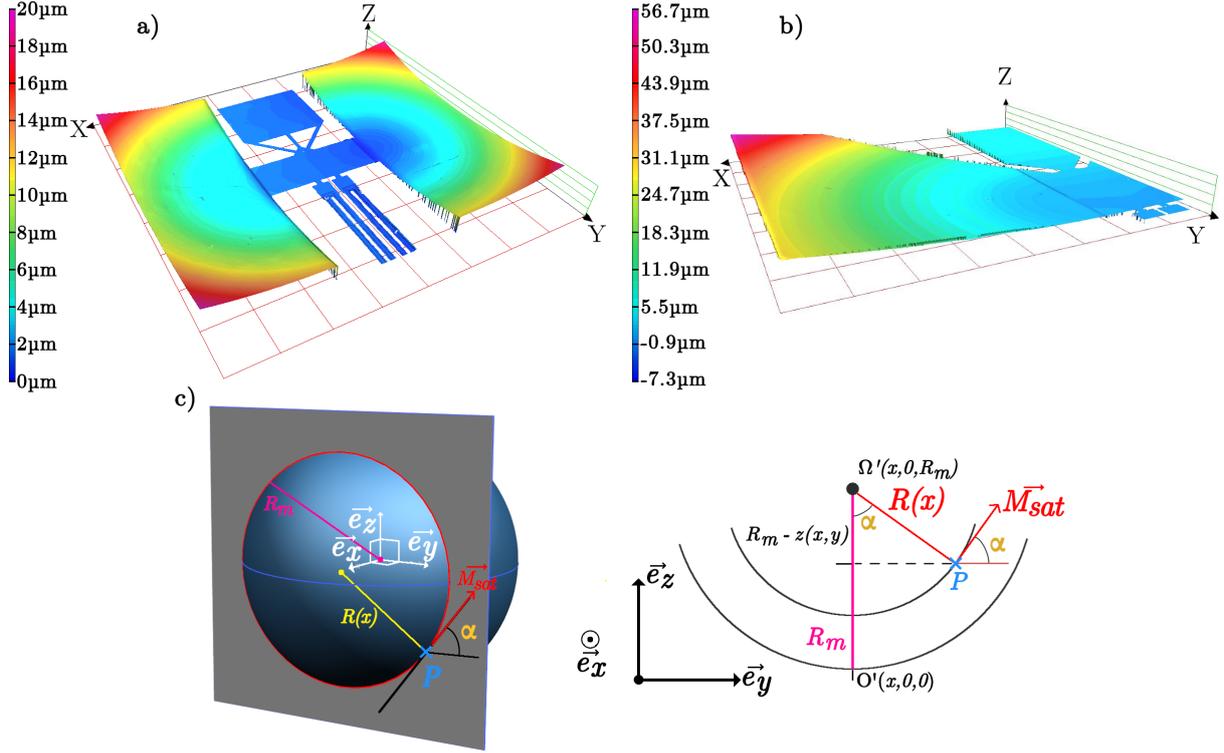


Figure 4.5 – Les profils 3D des plateaux **a)** du design n°2, **b)** du design n°4 après traitement thermique et **c)** le schéma de l'orientation de l'aimantation à un point quelconque P des plateaux assimilé à une sphère de rayon R_m

le moment magnétique \vec{m} et sur le couple $\vec{\Gamma} = \iiint_V \vec{M} \wedge \vec{B}_{ext}$ que subissent les plateaux via les matériaux magnétiques pour les designs n°2 et n°4.

Design n°2

Pendant le traitement thermique, le champ magnétique a été dirigé selon \vec{e}_y pour le design n°2. L'aimantation $\vec{M}(P)$ peut s'exprimer localement en un point $P(x, y, z)$ quelconque, en fonction de l'angle $\alpha(x, y)$ que fait la tangente au cercle défini par l'intersection entre le plan $(P, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$ et la sphère (Figure 4.5-c) :

$$\vec{M}(P) = M_{sat} \cdot \cos(\alpha(x, y)) \cdot \vec{e}_y + M_{sat} \cdot \sin(\alpha(x, y)) \cdot \vec{e}_z \quad (4.3)$$

Sachant que $\vec{m} = \iiint_{x,y,z} \vec{M} \, dx dy dz$, nous pouvons écrire :

$$\vec{m} = M_{sat} \cdot (10 \cdot e_{FeCo}) \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ \iint_{x,y} \cos(\alpha(x, y)) \, dx dy \\ \iint_{x,y} \sin(\alpha(x, y)) \, dx dy \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

Tableau 4.1 – Tableau des rayons de courbures des plateaux des designs n°2 et n°4 avant et après traitement thermique pour un dépôt de 10 bicouches avec $e_{FeCo} = e_{NiMn} = 50$ nm

Design	Rayon de courbure moyen R_m	Contraintes σ
Design n°2 Brut de dépôt	72 ± 2 mm	186 MPa
Design n°2 Traité thermiquement	110 ± 2 mm	122 MPa
Design n°4 Traité thermiquement	82 ± 2 mm	164 MPa

$$\vec{\Gamma} = \vec{m} \wedge \vec{B}_{ext} = M_{sat} \cdot (10 \cdot e_{FeCo}) \cdot \begin{pmatrix} \iint_{x,y} \cos(\alpha) dx dy \cdot B_z - \iint_{x,y} \sin(\alpha) dx dy \cdot B_y \\ \iint_{x,y} \sin(\alpha) dx dy \cdot B_x \\ - \iint_{x,y} \cos(\alpha) dx dy \cdot B_x \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

Avec $\cos[\alpha(x, y)] = \frac{R_m - z(x, y)}{R(x)}$, $\sin[\alpha(x, y)] = \frac{y}{R(x)}$, $R(x) = \sqrt{R_m^2 - x^2}$ le rayon du cercle défini par l'intersection entre le plan (P, \vec{e}_y , \vec{e}_z) et le sphère, et $z(x, y) = R_m - \sqrt{R_m^2 - x^2 - y^2}$ la hauteur du point P. Nous pouvons alors évaluer numériquement le couple que subissent les plateaux via les matériaux magnétiques :

$$\frac{\vec{m}}{m_{sat}} = \begin{pmatrix} 0 \\ 99.986 \% \\ 0 \end{pmatrix} \text{ et } \frac{\vec{\Gamma}}{m_{sat}} = \begin{pmatrix} 99.986 \% \cdot B_z \\ 0 \\ -99.986 \% \cdot B_x \end{pmatrix}$$

Nous constatons qu'il y a une perte de 0.014 % de moment magnétique selon \vec{e}_y . De plus, en raison de la symétrie des plateaux selon \vec{e}_x la composante du moment magnétique selon \vec{e}_z est nulle. Les conséquences sur le facteur d'échelle K_B , qui dépend de $\vec{\Gamma} \cdot \vec{e}_z$ (Équation 2.15), sont donc considérées comme négligeables pour la suite.

Design n°4

Nous pouvons faire le même raisonnement pour le design n°4 qui a été traité thermiquement avec un champ magnétique dirigé selon \vec{e}_x et nous obtenons :

$$\frac{\vec{m}}{m_{sat}} = \begin{pmatrix} 99.9990 \% \\ 0 \\ 1.22 \% \end{pmatrix} \text{ et } \frac{\vec{\Gamma}}{m_{sat}} = \begin{pmatrix} -1.22 \% \cdot B_z \\ 1.22 \% \cdot B_x - 99.9990 \% \cdot B_z \\ 99.9990 \% \cdot B_y \end{pmatrix}$$

Contrairement au design n°2, les plateaux ne sont pas symétriques selon \vec{e}_x . Pour cette raison, le moment magnétique selon \vec{e}_z ne se compense pas. En conséquence, de nouveaux termes apparaissent dans l'expression du couple magnétique. Nous devons donc nous attendre à des sensibilités aux champs transverses (B_x et B_z) sans pour autant avoir une grande diminution du facteur d'échelle K_B .

4.1.3 Intégration d'un capteur

Afin d'obtenir un magnétomètre fonctionnel, nous devons intégrer le résonateur en quartz dans un boîtier mis sous vide avec son électronique de proximité puis le relier à un système d'acquisition.

4.1.3.1 Encapsulation sous vide

L'encapsulation sous-vide du résonateur permet de maximiser le facteur de qualité Q_{air} lié aux frottements entre les diapasons en vibration et le gaz environnant (Partie 2.1.4.2). Le boîtier en question est constitué de deux parties : l'embase dans laquelle est collé le résonateur, et le capot. Nous avons choisi une embase en céramique plutôt qu'en Kovar car elle est paramagnétique et ne perturbera pas la mesure du champ magnétique. Le capot est en cuivre, matériau diamagnétique, car il se brase facilement sur l'embase choisie, ce qui garantira une bonne étanchéité.

A la suite d'un nettoyage acétone/alcool/ultrasons de l'embase, le résonateur choisi est collé au niveau du cadre dans l'embase à l'aide d'une colle dite « souple » (DOWNSIL 93-500). Contrairement à une colle « dure » (EpoTek 353-ND), la colle « souple » se dilate avec la température et ne sur-contraint pas le cadre au point de le casser lors d'une variation rapide en température ou d'un petit choc. Cependant, étant assez fluide, elle se répartit de manière aléatoire entre le cadre et l'embase, rendant son positionnement non reproductible. Ensuite, nous collons avec une colle conductrice (EpoTek H20E-175) des fils d'or servant à relier électriquement les électrodes et l'extérieur du boîtier. Puis, nous scellons le capot en cuivre grâce à une brasure à l'étain sur une plaque chauffante. Grâce aux mesures en température du champ d'échange H_{ex} (Partie 3.3.6), nous savons qu'au-dessus de 185 °C, il diminue fortement. C'est pourquoi, pendant le refroidissement, nous plaçons l'aimant utilisé pour le traitement thermique autour du résonateur pour éviter une perte d'anisotropie d'échange en espérant éliminer l'influence de ce deuxième traitement thermique.

Après avoir scellé le résonateur dans le boîtier, nous le connectons à un banc de pompage via le queusot sur le capot en cuivre. Le vide est d'abord fait rapidement jusqu'à 1×10^{-5} mbar à l'aide d'une pompe turbo-moléculaire, puis une pompe ionique prend le relais pour atteindre une pression de l'ordre de 1×10^{-8} mbar. Le résonateur subit alors des cycles thermiques de plusieurs heures entre la température ambiante et 90 °C jusqu'à l'obtention d'une fréquence de résonance f et d'un facteur de qualité Q stable

et reproductible d'un cycle à l'autre. Ces cycles permettent de libérer les molécules de gaz piégées dans la céramique et de relâcher d'autant plus les contraintes mécaniques résiduelles liées au dépôt.

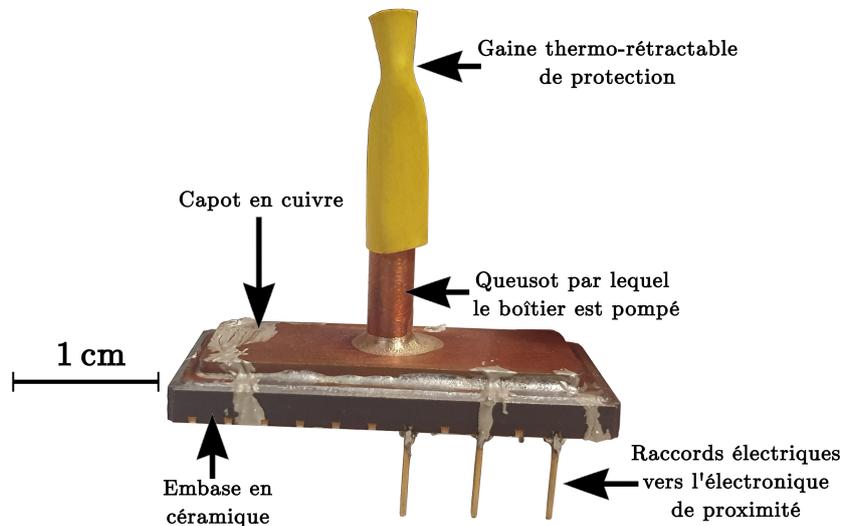


Figure 4.6 – Boîtier scellé sous vide.

4.1.3.2 Électronique de proximité & circuit oscillateur

Pour mesurer la fréquence de résonance f en temps réel, nous utilisons un amplificateur de charges et un HF2LI qui est un instrument intégrant un générateur de fréquence, un étage de détection synchrone, ainsi que des étages de contrôleurs PID permettant d'asservir la phase du signal. D'un côté, une tension d'excitation est appliquée sur l'électrode dite *drive* (Figure 4.7-a). D'un autre côté, le signal de sortie provenant de l'électrode *sense* (Figure 4.7-a) est amplifié par l'amplificateur de charges par un gain $G = 1 \times 10^{11} \text{ V.C}^{-1}$ et analysé par le HF2LI. Nous pouvons alors connaître l'amplitude du signal de sortie, qui est une image des charges q collectées par l'électrode *sense*, et son déphasage par rapport au signal d'excitation. En ayant connaissance du déphasage à la résonance, le HF2LI peut l'asservir (PLL - *Phase Locked Loop* - Figure 4.7-b) de manière à rester à la fréquence de résonance f au cours du temps.

Initialement, nous avons prévu le routage des électrodes présenté sur la figure 2.19. Nous avons finalement décidé de mettre une électrode à la masse comme présenté sur la figure 4.7-a, ce qui permet d'une part de diminuer le couplage capacitif entre les deux résonateurs, et d'autre part de diminuer la capacité inter-électrodes C_0 sur chacun des deux résonateurs. Cela a pour conséquence d'avoir un agencement asymétrique des électrodes ainsi qu'une collecte de charge moins efficace que prévue. Nous en remarquons les implications lorsque nous faisons le balayage en fréquence pour déterminer le déphasage φ_{res} à la résonance : les positionnements de la résonance série et de la résonance parallèle sont inversés par rapport aux simulations effectuées dans le chapitre 2 (Figures 4.7-c et 2.4).

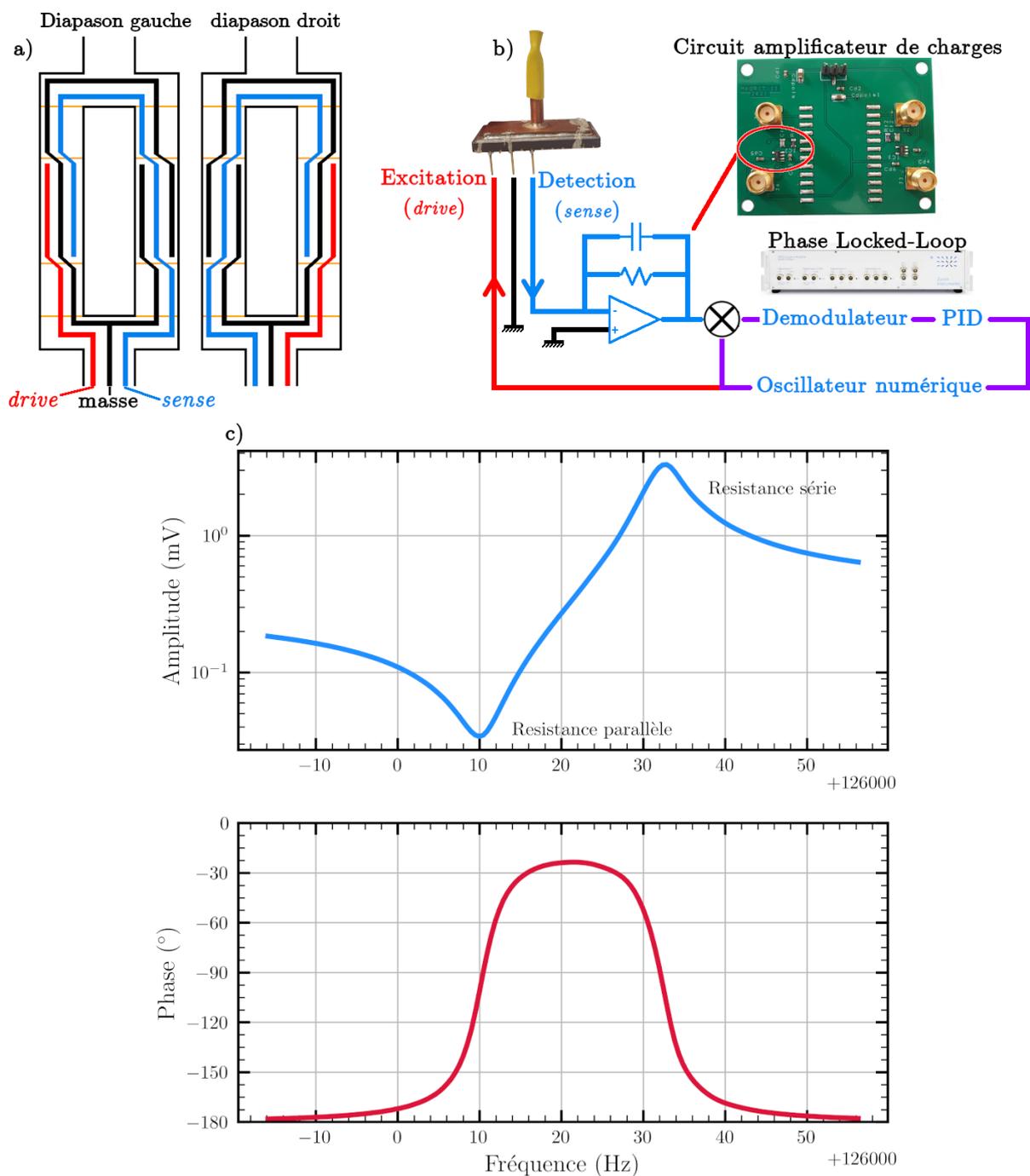


Figure 4.7 – a) Schéma du routage des électrodes sur les deux diapasons, b) connections entre le résonateur avec l'électronique de proximité et c) amplitude et phase à la résonance d'un diapason.

4.2 Caractérisations des performances d'un magnétomètre

4.2.1 Évaluation des performances d'un magnétomètre avec figures d'attaque par simulation numérique

Nous avons voulu évaluer l'impact des figures d'attaque et des pyramides du fond de gravure sur les performances d'un magnétomètre à l'aide de simulations par éléments finis. Dans les modèles, il n'était pas possible de prendre en compte leurs irrégularités. Nous avons donc décidé de rendre les figures d'attaque uniformes et nous avons considéré que les pyramides du fond de gravure rajoutaient une épaisseur supplémentaire au résonateur. Nous avons ainsi étudié les designs n°2 et n°4 dans deux cas de figure :

- i) les figures d'attaque sont petites (selon X- : 12 μm , selon Y+ : 25 μm , à 45° : 20 μm et à 145° : 7 μm) et le résonateur a une épaisseur moyenne de 30 μm ;
- ii) les figures d'attaque sont grandes (selon X- : 22 μm , selon Y+ : 40 μm , à 45° : 27 μm et à 145° : 10 μm) et le résonateur a une épaisseur moyenne de 45 μm ;

Il n'a pas été possible de réaliser le maillage avec des éléments de type hexaèdre à 20 nœuds compte tenu du fait que les poutres, têtes de diapason, etc., ne sont plus des parallélépipèdes rectangles. Nous avons donc utilisé des éléments de type tétraèdre à 10 nœuds. De plus, le logiciel Simcenter ne permettant pas de faire des maillages 3D symétriques avec ces éléments, les deux diapasons n'ont pas pu être maillés de la même manière, et ont présenté deux fréquences de résonance f_1 et f_2 distinctes. Malgré le désavantage d'avoir un maillage non reproductible d'une simulation à l'autre, cela a permis de représenter les disparités en terme de figure d'attaque entre les deux diapasons.

Quelque soit la taille des figures d'attaque, nous avons pu remarquer qu'elles influencent fortement la fréquence de résonance, le facteur de qualité, les sensibilités au champ magnétique et aux accélérations (Tableau 4.2) :

- Même si les poutres ne sont plus des parallélépipèdes rectangles, il apparaît que l'augmentation de la fréquence de résonance f est due d'une part aux figures d'attaque selon X- qui élargissent les poutres ($\uparrow b_p$), et d'autre part, aux embouchures entre les deux poutres des diapasons qui sont obstruées par les figures d'attaque, diminuant ainsi la longueur apparente des poutres ($\downarrow l_p$) (Équation 2.17).

Cette augmentation place la résonance des diapasons plus proche de modes de structure parasites que lorsqu'il n'y avait pas de figures d'attaque. Par exemple pour le design n°4 avec petites figures d'attaque, les deux modes parasites entourant la résonance des diapasons sont respectivement à 0.9 kHz et 1.8 kHz de la résonance (Figure 4.8) ;

- L'augmentation du facteur de qualité thermoélastique Q_{TED} d'un diapason n'est pas dû à la forme de sa tête qui serait plus optimale mais plutôt à l'augmentation de sa

fréquence de résonance et de la largeur de ses poutres ($\uparrow b_p$) (Équation 2.19) ;

- La sensibilité au champ magnétique K_B diminue au maximum d'un facteur deux pour les grandes figures d'attaque pour plusieurs raisons. Premièrement les figures d'attaque vers X- élargissent les poutres ($\uparrow b_p$) et augmentent l'espacement entre les diapasons ($\uparrow d$). Deuxièmement, les figures d'attaque élargissent les éléments constitutifs du pivot et les pyramides du fond de gravure augmentent l'épaisseur du résonateur ($\uparrow h_p$), ce qui entraîne une plus grande résistance mécanique de la part du pivot et des diapasons à couple magnétique égal (Équation 2.22) ;
- Nous pouvons globalement remarquer une augmentation de la sensibilité à l'accélération K_A . Cet effet est dû non seulement au fond de gravure qui, en augmentant l'épaisseur de la structure, accroît la masse des plateaux, mais aussi à cause des figures d'attaque non symétriques au niveau de l'encrage des diapasons qui déséquilibrent la structure. Cependant, nous remarquons que pour le design n°4, la sensibilité à l'accélération selon \vec{e}_x diminue. Ceci en raison des figures d'attaque qui rigidifient le pivot.

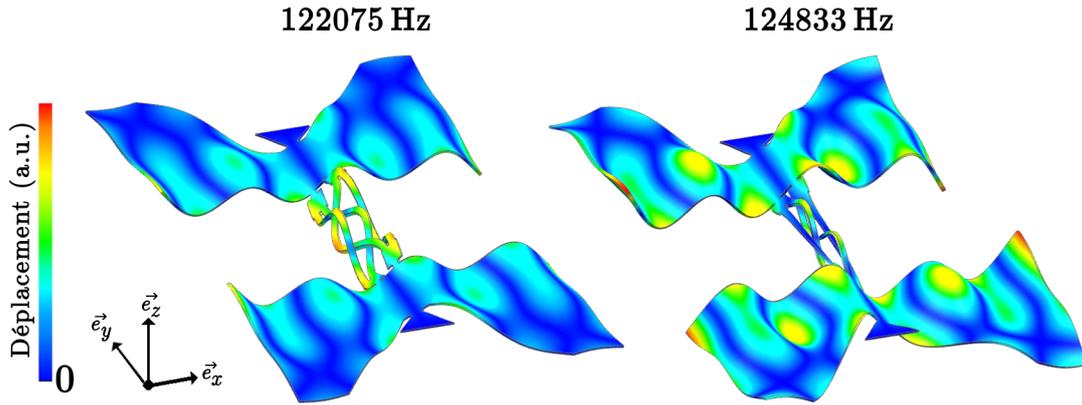


Figure 4.8 – Les deux modes parasites les plus proches de la résonance (à 123 035 Hz) des diapasons d'un design n°4 avec petites figures d'attaque.

4.2.2 Mesure des grandeurs d'intérêt du résonateur

Suite à la fabrication en salle blanche d'un wafer de résonateurs de design n°2 ou n°4, nous avons vérifié de manière systématique la résonance des deux diapasons de chacun des résonateurs afin de vérifier si leurs électrodes n'étaient ni coupées, ni court-circuitées. Pour ce faire, nous avons mesuré le module et la phase de leur impédance Z sur une plage de fréquence avec un analyseur d'impédance (Agilent 4294A) pour en déduire leurs fréquences de résonance f , leur facteur de qualité Q et leur résistance motionnelle R_m . Parmi les diapasons qui ont été correctement fabriqués, la fréquence de résonance f variait entre 119.5 kHz et 137.5 kHz : valeurs qui sont en accord avec les résultats calculés par simulations numériques (Tableau 4.2). De plus, nous avons mesuré un facteur de qualité total Q variant entre 19 000 et 32 000. Il est naturel de ne pas retrouver exactement les valeurs de Q_{TED} obtenues par simulations numériques. En effet, nous avons considéré que

le facteur de qualité limitant était Q_{TED} , et nous n'avons pas pris en compte par exemple le frottement interne des électrodes représenté par Q_{visco} [155].

Nous avons pu intégrer trois dispositifs avec leur électronique de proximité : un design n°2, un design n°2 sans matériau magnétique et un design n°4. Leurs figures d'attaque étaient de taille relativement petite. De plus, les fréquences de résonance et facteurs de qualité de leurs diapasons valaient respectivement $f \approx 126$ kHz et $Q \approx 29000$. Ces dispositifs nous ont permis de réaliser des caractérisations sur des prototypes complets qui sont présentées dans les paragraphes suivants.

4.2.3 Mesure des grandeurs d'intérêt du capteur

4.2.3.1 Facteur d'échelle K_B

Nous avons souhaité vérifier le principe de fonctionnement du magnétomètre (Partie 2.1.3). A ce titre, nous avons configuré une paires de bobines de Helmholtz avec son alimentation afin qu'elles génèrent un champ magnétique $\vec{B} = B_{\perp} \cdot \vec{e}_{\perp}$ selon l'axe sensible du capteur, et dont l'intensité est un signal carré variant entre 0 mT et 0.3 mT à une fréquence de 0.2 Hz. La figure 4.9 présente les chronogrammes des fréquences de résonances des deux diapasons f_1 et f_2 ainsi que de leur différence $\Delta f = f_1 - f_2$ pour le design n°2 obtenues grâce au HF2LI.

Au début des chronogrammes, lorsque le champ généré par les bobines de Helmholtz vaut 0 mT, nous notons que la différence de fréquences de résonance n'est pas nulle mais vaut $\Delta f_0 = 298.15$ Hz. Cette différence est le résultat des disparités entre les figures d'attaque des deux diapasons. Ensuite, lorsque le champ magnétique passe de 0 mT à 0.3 mT, nous pouvons constater que f_1 diminue d'approximativement 0.25 Hz et que f_2 augmente d'autant. Cela démontre que lorsqu'un champ magnétique B_{\perp} est appliqué à la structure, le premier diapason est compressé tandis que l'autre est étiré, ce qui valide le principe de fonctionnement du capteur. La variation effective de Δf valant 0.5 Hz, si nous considérons que le champ magnétique terrestre ne varie pas pendant la mesure, nous avons pu estimer le facteur d'échelle pour le design n°2 à $K_B = 1630$ Hz.T⁻¹. De la même façon, nous avons évalué le facteur d'échelle du design n°4 à $K_B = 160$ Hz.T⁻¹ (Tableau 4.2). Connaissant la taille des figures d'attaque des designs n°2 et n°4, nous nous attendions à une valeur de facteur d'échelle autour de 2500 Hz.T⁻¹ pour le design n°2, et 600 Hz.T⁻¹ pour le design n°4 d'après les simulations par éléments finis. Ces grandes différences peuvent s'expliquer par le fait que la brasure à l'étain pour l'encapsulation du dispositifs ou les cycles thermiques réalisés après l'encapsulation perturbent le moment magnétique beaucoup plus que prévu.

Nous pouvons également remarquer que les fréquences de résonance f_1 et f_2 fluctuent beaucoup, ici à cause de la température, et que la différence Δf semble quasiment constante. Nous pouvons alors estimer que la compensation par effet différentiel permet de diminuer d'un facteur 25 l'effet des perturbations jouant en mode commun. Nous avons estimé ce facteur à 100 dans le chapitre 2 (Partie 2.3).

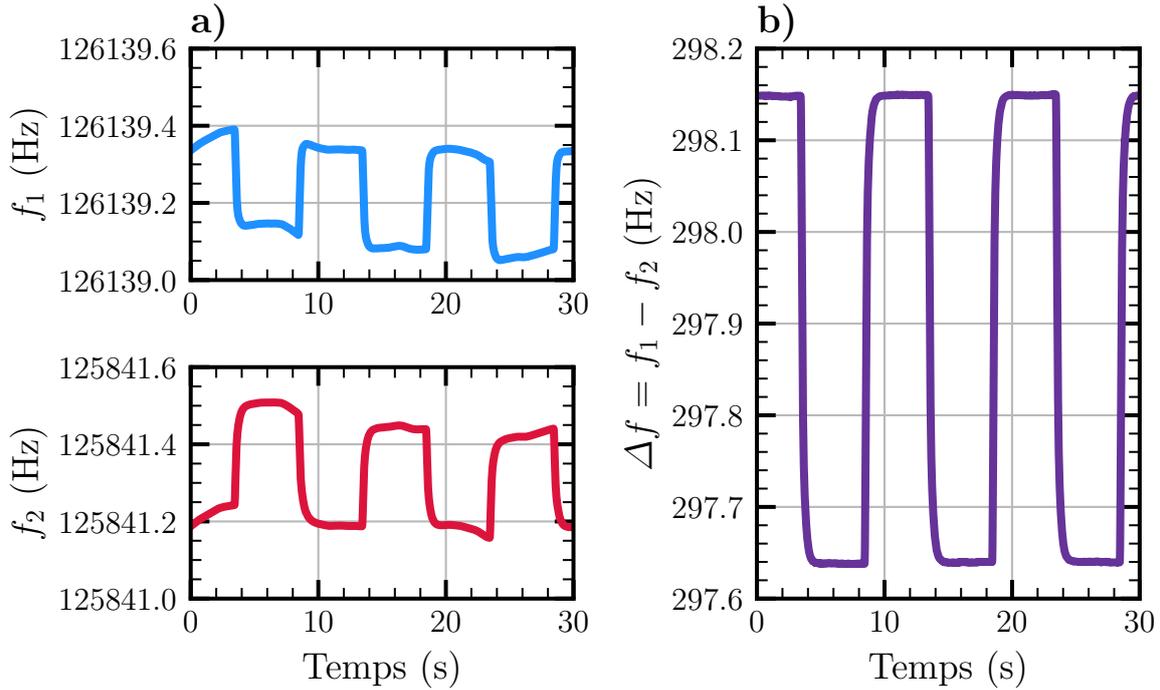


Figure 4.9 – a) Fréquences de résonances f_1 et f_2 des deux diapasons, b) différence de fréquence de résonance $\Delta f = f_1 - f_2$.

4.2.3.2 Sensibilités aux champs magnétiques transverses

Grâce au montage précédemment utilisé pour estimer le facteur d'échelle K_B , nous avons pu mesurer les effets d'un champ transverse à l'axe sensible du magnétomètre. Dans le cas du design n°2, lorsque nous imposons un champ hors-plan (selon \vec{e}_z), nous mesurons une sensibilité K_{Bz} égale à 4.8 % du facteur d'échelle, soit $78 \text{ Hz} \cdot \text{T}^{-1}$. Cette sensibilité est probablement due aux figures d'attaque qui déséquilibrent la structure. Dans le cas du design n°4, nous mesurons une sensibilité $K_{Bz} = 5.6 \% \cdot K_B$. Cette sensibilité accrue correspond très probablement à l'effet combiné des figures d'attaque et du moment magnétique partiellement hors plan (Partie 4.1.2).

Par ailleurs, nous avons mesuré des sensibilités au champ magnétique B_{\parallel} selon l'axe facile d'aimantation de l'ordre de quelques pourcents. Cependant, des désalignements ont pu être introduits entre l'axe facile d'aimantation et le champ magnétique produits par les bobines de Helmholtz, rendant l'interprétation des données impossibles à ce stade.

4.2.3.3 Résolution du magnétomètre

Pour évaluer la résolution d'un magnétomètre en situation réelle, nous excitons ses deux diapasons à leurs fréquences de résonances respectives f_1 et f_2 et nous traçons la déviation d'Allan (Annexe B.1) σ_f pour Δf (Figure 4.10). Comme nous pouvons le constater, la déviation d'Allan, très bruitée, trouve son minimum à 1 s qui vaut approximativement $156 \mu\text{Hz}$. Cela correspond à un plancher d'instabilité $\sigma_0 = 95 \text{ nT}$ pour le design n°2 et

975 nT pour le design n^o4. Or, grâce à l'équation 2.23 et aux valeurs de facteurs d'échelle K_B mesurés, nous pouvons estimer que l'instabilité de biais du design n^o2 vaut $\sigma_0 = 5$ nT et 51.6 nT pour le design n^o4. Nous pouvons en déduire d'une part que nous n'atteignons pas le plancher d'instabilité σ_0 à cause des dérives de température qui ont trop d'influence sur les fréquences de résonance f_1 et f_2 , et d'autre part, que le grand bruit de mesure est très certainement imputable à un couplage entre les diapasons qui viendrait dégrader la stabilité du mode différentiel.

Suite à cette mesure, nous avons souhaité estimer le plancher d'instabilité σ_0 réel des magnétomètres sans couplage ni sensibilité à la température. Pour ce faire, nous avons placé le capteur dans une enceinte contrôlée en température dans le but de garantir une faible fluctuation de cette grandeur. Nous avons mesuré la résolution en fréquence d'un seul diapason pendant que le deuxième était éteint. Dans ce cas la déviation d'Allan en fréquence (Figure 4.10) présente un plancher d'instabilité de biais valant $\sigma_{f_0} = 3.7$ μ Hz à 64 s. Par conséquent, s'il n'y avait aucun couplage ni trop grande sensibilité à la température, nous pourrions théoriquement atteindre une instabilité de biais valant $\sigma_0 = \frac{\sigma_{f_0}}{K_B} = 2.3$ nT pour le design n^o2, et $\sigma_0 = 23.1$ nT pour le design n^o4 avec les valeurs de facteurs d'échelle actuelles.

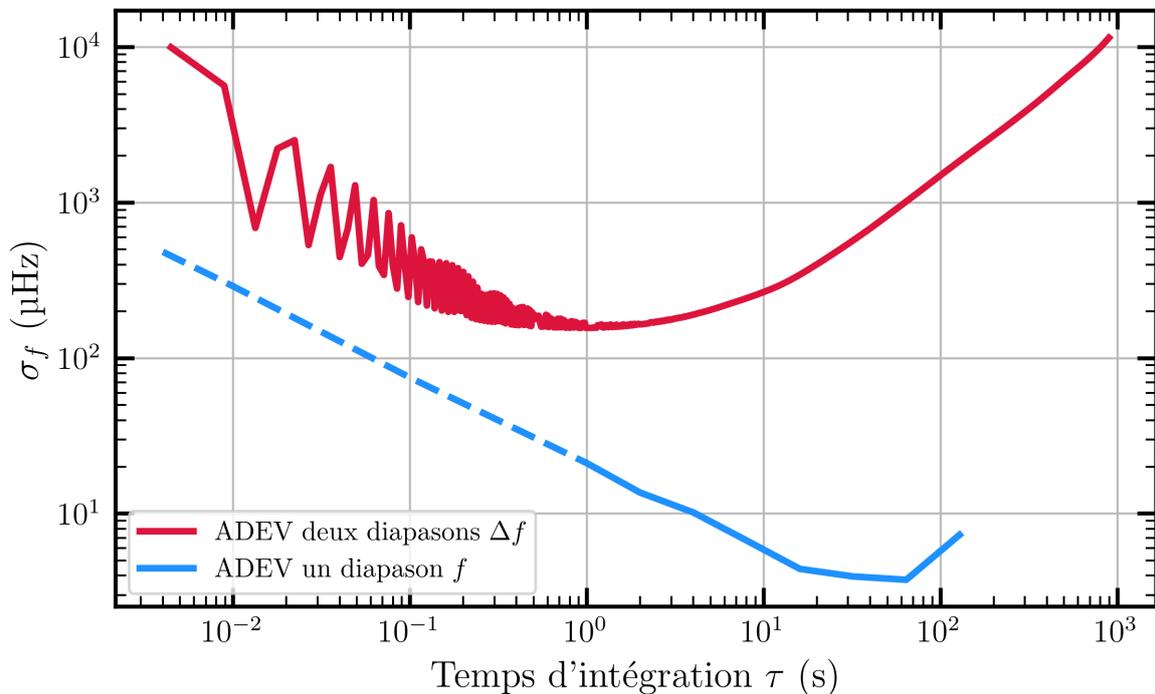


Figure 4.10 – Déviation d'Allan de Δf pour deux diapasons et de f pour un seul diapason.

4.2.3.4 Couplage inter-diapasons

Suite à la mesure bruitée de la déviation d'Allan de B_{\perp} sur le design n°2, nous avons souhaité connaître l'origine, capacitive ou mécanique, du couplage entre les diapasons qui l'empêche d'atteindre leur résolution optimale. Pour évaluer le couplage entre les deux diapasons, le principe est simple : nous excitons un seul des deux diapasons (via son électrode *drive*), puis nous comparons les amplitudes enregistrées sur les électrodes *sense* des deux diapasons (Figure 4.7-b-c). Nous appelons f_1 la fréquence de résonance du diapason n°1 qui est allumé, et f_2 la fréquence de résonance du diapason n°2 qui est éteint. Nous définissons la valeur du couplage comme étant à la proportion d'énergie transmise du diapason excité au diapason éteint. Plus la valeur de couplage est proche de 1, plus les diapasons sont couplés. Au contraire, s'ils étaient parfaitement découplés, aucune activité ne pourrait être observée sur le diapason éteint et le couplage vaudrait 0. Nous faisons la distinction entre deux types de couplage :

- ▶ le couplage capacitif provenant de la transmission d'un champ électrique produit par les électrodes à travers la structure en quartz ou à travers le vide ;
- ▶ le couplage mécanique provenant de la transmission d'énergie mécanique liée à leur excitation, plus particulièrement à leur résonance.

Pour évaluer le couplage capacitif, nous mesurons et comparons les amplitudes des signaux de sorties des diapasons n°1 et n°2 à une fréquence hors résonance mais proche de la fréquence f_1 . Nous pouvons alors mesurer un rapport d'amplitude ayant une valeur supérieure à $1/10000$. Il n'y a donc quasiment aucun couplage capacitif.

Pour évaluer le couplage mécanique, nous excitons le diapason n°1 à sa fréquence de résonance f_1 . Nous pouvons observer que la résonance du diapason n°1 entraîne toujours une plus petite résonance de la part du diapason n°2 quelle que soit la taille des figures d'attaque. Cependant, la valeur du couplage mécanique varie énormément : $1/16$ pour un dispositif ayant des figures d'attaque moyenne, et $1/400$ pour un dispositif ayant des petites figures d'attaque. Ce résultat est d'ailleurs confirmé par simulations numériques. Nous obtenons dans le cas où il n'y a pas de figure d'attaque un couplage mécanique valant $1/3620$ et avec des figures d'attaque moyenne $1/40$.

En résumé, le couplage entre les diapasons apparaît progressivement avec la taille des figures d'attaque. Si nous souhaitons conserver la gravure chimique par voie humide comme technique de gravure, une solution serait de fabriquer deux prototypes, sur lequel seulement un diapason serait excité. Les cellules étant dissociées, le couplage mécanique entre résonateurs serait alors beaucoup plus faible.

4.2.3.5 Sensibilité à la température

Comme nous l'avons énoncé au début du chapitre 2, nous avons fait le choix du quartz pour la stabilité de sa fréquence de résonance vis-à-vis de la température. Par simulations numériques, nous avons estimé les variations de la fréquence de résonance d'un diapason avec et sans figure d'attaque (Figure 4.11). Sur l'intervalle de température $[30^{\circ}\text{C}; 80^{\circ}\text{C}]$,

les fréquences diminuent toutes d'environ 230 ppm, soit $K_T = -4.7 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$. En revanche, sur ce même intervalle de température, les variations de fréquences de résonance que nous avons mesurées sont toutes positives et sont non reproductibles entre les différentes réalisations (15 - 30 ppm/ $^\circ\text{C}$). De plus, nous avons pu vérifier sur un dispositif sans matériau magnétique que le comportement en température restait similaire. Ce phénomène ne tire donc pas son origine de la différence de dilatation entre les matériaux magnétiques et le quartz. En revanche, le fait que la sensibilité en température ne soit pas reproductible laisse supposer que, d'un résonateur intégré à l'autre, certaines conditions mécaniques sont assez différentes. Le collage du cadre en quartz sur le boîtier en céramique est l'unique étape du procédé de fabrication à présenter une aussi grande non reproductibilité. En effet, la colle souple a tendance à s'étaler aléatoirement, ce qui modifie les conditions d'encastrement d'un magnétomètre à l'autre. Nous en avons déduit que la grande sensibilité en température est le résultat de contraintes thermomécaniques remontant dans les diapasons à cause de la différence de dilatation entre le quartz et le boîtier en céramique.

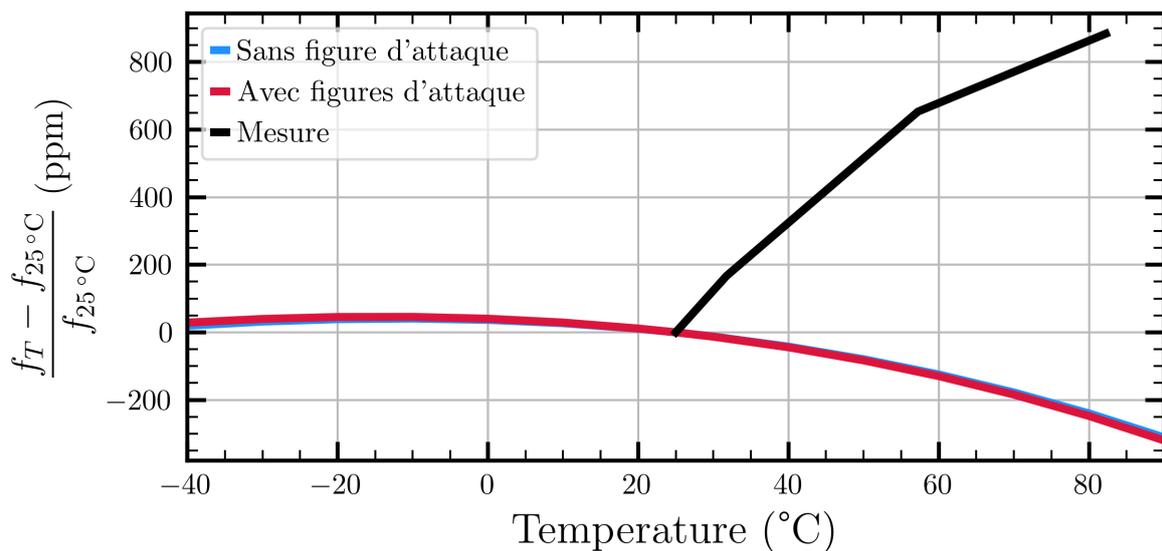


Figure 4.11 – Variations en ppm de la fréquence de résonance d'un diapason en quartz avec et sans figure d'attaque obtenues par simulation (se superposent) ainsi que la variation mesurée de fréquence de résonance d'un diapason.

4.2.3.6 Sensibilité à l'accélération

Dans les simulations numériques, en imposant une accélération de 1 g sur le modèle, nous avons estimé la sensibilité absolue K_Γ (en Hz) à l'accélération. En fonction de la façon dont elle perturbait les fréquences de résonance des diapasons, la sensibilité ne se calculait pas de la même manière. En mode commun $K_\Gamma = \frac{1}{100} \cdot (f_{Acc} - f_0)$ en prenant en compte la compensation par effet différentiel (avec un facteur 100), tandis qu'en mode différentiel $K_\Gamma = f_{Acc\ 1} - f_{Acc\ 2}$ (Partie 2.3).

Pour mesurer la sensibilité à l'accélération d'un système réel dans une direction \vec{e}_j ($j = x, y, \text{ ou } z$), nous commençons par mesurer la différence $\Delta f = f_1 - f_2$ en alignant l'axe \vec{e}_j du magnétomètre avec la direction de l'accélération terrestre \vec{g} . Puis nous réitérons l'expérience en retournant le magnétomètre dans l'autre sens (Figure 4.12). La structure subit alors une variation d'accélération valant exactement $2g$. La sensibilité absolue $K_{\Gamma_j}[\text{Hz}]$ prend directement en compte l'effet du différentiel contrairement aux simulations numériques et vaut :

$$K_{\Gamma_j}[\text{Hz}] = \frac{\Delta f_{\text{à l'endroit}} - \Delta f_{\text{à l'envers}}}{2} \quad (4.6)$$

Par ailleurs, en retournant le magnétomètre, nous inversons le sens du champ magnétique terrestre par rapport à l'aimantation des matériaux magnétiques, ce qui peut grandement influencer les mesures. Comme nous n'avons pas de boîte en μ -métal pour atténuer l'effet du champ terrestre, nous avons uniquement mesuré la sensibilité à l'accélération sur le magnétomètre se basant sur le design n°2 sans matériau magnétique (Tableau 4.2).

Comme nous pouvons le constater les sensibilités selon \vec{e}_x et \vec{e}_y sont du même ordre de grandeur que ce qui était attendu par simulation. Cependant, la sensibilité à l'accélération selon \vec{e}_z est deux ordres de grandeurs plus importante que prévu. Cette grande différence pourrait s'expliquer par la superposition de deux effets. D'un côté, la compensation par effet différentiel n'est pas aussi efficace en fonction du type de sollicitation : traction, torsion, dilatation thermique. D'un autre côté, la disparité des figures d'attaque entre les deux diapasons rend leurs comportements suffisamment différents vis-à-vis de ces sollicitations. En conséquence, les dérives de fréquences de résonance ne sont pas bien compensées par l'effet différentiel.

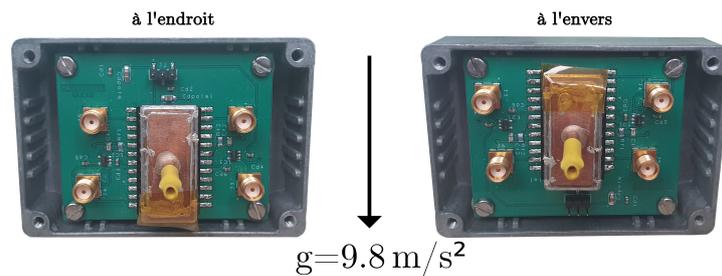


Figure 4.12 – Illustration de l'expérience visant à déterminer la sensibilité aux accélérations selon \vec{e}_x , \vec{e}_y et \vec{e}_z .

4.3 Perspectives d'amélioration du magnétomètre

Au cours des caractérisations des magnétomètres, nous avons rencontré plusieurs points bloquants. Dans cette partie, nous allons proposer des perspectives d'amélioration permettant de les adresser.

Tableau 4.2 – Caractéristiques calculées par simulations par éléments finis et mesurées sur différents résonateurs et magnétomètres basés sur les designs n°2 et n°4, avec et sans figures d'attaque.

Design n°2	Simulation Sans figure d'attaque	Simulation Avec figures d'attaque	Réalisation Gravure chimique humide
f	115 kHz	123 - 134 kHz	résonateurs - 119 - 137.5 kHz magnétomètre - 126 kHz
K_B	3890 Hz.T ⁻¹	1710 - 3290 Hz.T ⁻¹	magnétomètre - 1630 Hz.T ⁻¹
Q_{TED}	30 300	38 900 - 41 300	résonateurs - 19 000 - 32 000 magnétomètre - 29 000
σ_0	2.3 nT	1.8 - 3.6 nT	magnétomètre - 100 nT (Vs. 5 nT attendu)
$ K_{\Gamma_x} $ @ 1 g = 10 m.s ⁻²	mode différentiel 13 450 µHz 3450 nT	mode différentiel 16 500 - 16 760 µHz 5100 - 9640 nT	magnétomètre - 27 500 µHz
$ K_{\Gamma_y} $ @ 1 g = 10 m.s ⁻²	mode commun 1280 µHz 330 nT	mode commun 1030 - 1180 µHz 360 - 600 nT	magnétomètre - 8750 µHz
$ K_{\Gamma_z} $ @ 1 g = 10 m.s ⁻²	mode commun 140 µHz 30 nT	mode commun 300 - 380 µHz 120 - 170 nT	magnétomètre - 91 000 µHz

Design n°4m	Simulation Sans figure d'attaque	Simulation Avec figures d'attaque	Réalisation Gravure chimique humide
f	115 kHz	123 - 134 kHz	résonateurs - 119 - 137.5 kHz magnétomètre - 126 kHz
K_B	790 Hz.T ⁻¹	390 - 685 Hz.T ⁻¹	magnétomètre - 160 Hz.T ⁻¹
Q_{TED}	30 300	38 900 - 41 300	résonateurs - 19 000 - 32 000 magnétomètre - 29 000
σ_0	9.1 nT	11.1 - 15.8 nT	attendu - 51.6 nT
$ K_{\Gamma_x} $ @ 1 g = 10 m.s ⁻²	mode différentiel 11 440 µHz 14 390 nT	mode différentiel 2370 - 2410 µHz 3510 - 6080 nT	
$ K_{\Gamma_y} $ @ 1 g = 10 m.s ⁻²	mode commun 20 µHz 30 nT	mode commun 10 - 20 µHz 20 - 30 nT	
$ K_{\Gamma_z} $ @ 1 g = 10 m.s ⁻²	mode commun < 10 µHz < 1 nT	mode commun 30 - 35 µHz 40 - 90 nT	

Design du résonateur

Grâce à un cadre de découplage (Figure 4.13) s'inspirant de celui utilisé par l'accéléromètre VIA [97], il serait possible, malgré une augmentation de la taille du magnétomètre, d'obtenir une sensibilité à la température K_T conforme aux simulations numériques. En effet, en ne collant pas le magnétomètre directement sur son cadre, les contraintes thermomécaniques, liées à la différence de dilatation entre le boîtier céramique et le quartz, ne devraient quasiment plus perturber les diapasons.

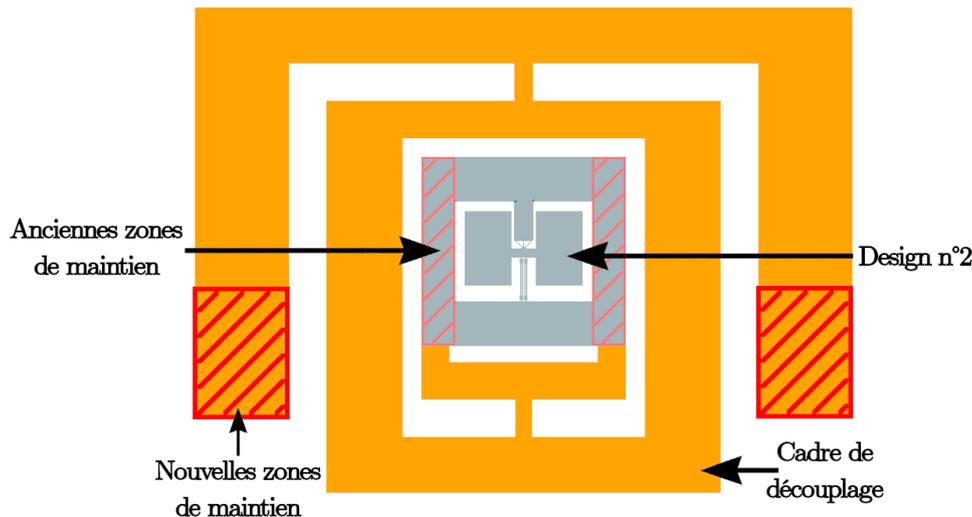


Figure 4.13 – Exemple de design de cadre de découplage.

Pour supprimer définitivement la sensibilité à l'accélération, il serait envisageable de faire une cellule avec deux résonateurs, un pour la mesure du champ magnétique et l'autre servant de référence, afin de créer un double différentiel. Les accélérations selon \vec{e}_x , \vec{e}_y et \vec{e}_z pourraient ainsi être plus efficacement compensées. Cependant, cette solution augmenterait également la taille du magnétomètre.

Fabrication du résonateur

Dans la partie 4.1.1.2, nous avons montré que la fabrication de résonateurs en quartz par gravure mixte DRIE / voie chimique humide, où le masque physique en nickel a été élaboré par pulvérisation cathodique, n'a pas été possible en raison des larges fissures parcourant le wafer suite à la gravure DRIE. Néanmoins, en élaborant le masque physique de nickel par électrodéposition, il a été démontré expérimentalement dans une étude interne à l'ONERA que plus aucune fissure n'apparaissait. Il serait ainsi possible d'obtenir un résonateur sans figure d'attaque. Les magnétomètres auraient donc :

- ▶ un meilleur facteur d'échelle K_B grâce à la réduction de la taille des éléments constitutifs des pivots et de la largeur des poutres ;
- ▶ une meilleure compensation par effet différentiel puisque sans figure d'attaque, les diapasons sont bien plus symétriques ;

► la tête des diapasons serait conformes à celles dimensionnée dans la partie 2.2.2.2. Cela mènerait vers une meilleure résolution σ_0 et des sensibilités réduites aux perturbations jouant en mode commun comme les variations de température ou l'accélération.

Par ailleurs, en combinant l'utilisation d'un wafer hybride quartz/Au/quartz (type wafer SOI) et de la gravure DRIE, il y aurait fond de gravure lisse et donc plus de pyramides. De plus, grâce à un tel wafer, il serait possible de placer des électrodes à la fois par-dessus et par-dessous les poutres des diapasons. Cela permettrait notamment un actionnement plus efficace des poutres via les électrodes *drive*, et une meilleure collecte de charges via les électrodes *sense*, ce qui amènerait vers une meilleure résolution à temps d'intégration équivalent.

Intégration du magnétomètre

Lors du traitement thermique sur le magnétomètre permettant la transformation du NiMn vers sa phase θ antiferromagnétique, la position de l'aimant doit être connue très précisément. De cette manière, lors de l'encapsulation (brasure à l'étain) ou des cycles thermiques réalisés ensuite, il pourrait être replacé exactement au même endroit pour éviter une perte de facteur d'échelle K_B .

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons commencé par détailler dans une première partie, la façon de fabriquer un résonateur en quartz et de l'intégrer avec son électronique de proximité pour obtenir un magnétomètre. Les résonateurs qui ont été présentés, ont été réalisés en salle blanche via gravure chimique par voie humide, et se basent sur les designs n°2 et n°4 conçus dans le chapitre 2. Des observations ont mis en évidence deux types de défauts de fabrication : premièrement, les figures d'attaque et les pyramides du fond de gravure créées par la gravure anisotrope qu'est la gravure chimique par voie humide. Deuxièmement, la déformation des plateaux des résonateurs, résultat des contraintes résiduelles liées à l'élaboration par pulvérisation cathodique de la structure multicouche [NiCr (20 nm) + 10×[NiMn (50 nm) / FeCo (50 nm)] + NiMn (50 nm)] choisie dans le chapitre 3. Nous avons montré par calculs analytiques que la déformation des plateaux ne perturbe pas les grandeurs d'intérêt du magnétomètre. En revanche, les simulations numériques ont mis en évidence que les figures d'attaque pouvaient avoir un fort impact sur la fréquence de résonance des diapasons, sur leur facteur de qualité, sur leur facteur d'échelle et donc sur la résolution du magnétomètre.

Nous avons entamé la seconde partie par les caractérisations des performances des résonateurs, à savoir : la fréquence de résonance f , le facteur de qualité Q avec l'analyseur d'impédance qui sont conformes à ce qui avait été calculé par simulations numériques. Puis, à l'aide de bobines de Helmholtz et d'une détection synchrone HF2LI permettant de mesurer simultanément les fréquences de résonance des deux diapasons, nous avons

pu mesurer les facteurs d'échelle selon l'axe sensible du magnétomètre K_B et hors-plan K_{Bz} pour les designs n°2 et n°4. Nous avons à cette occasion pu valider le principe de fonctionnement du magnétomètre ainsi que mis en évidence l'utilité de la mesure différentielle qui permet de réduire les sensibilités aux perturbations jouant en mode commun. Lors de la mesure de la déviation d'Allan pour la résolution du design n°2, nous avons mis en évidence que les deux diapasons étaient couplés : l'excitation de l'un génère une excitation résiduelle sur l'autre. Au moyen de mesures expérimentales et de simulations numériques, nous avons démontré que le couplage était d'origine mécanique et dû aux figures d'attaque. Ensuite, nous avons évalué la sensibilité en température. Cette dernière étant très différente de celle attendue théoriquement pour un résonateur en quartz, avec ou sans matériau magnétique déposés sur les plateaux. Nous en avons alors déduit que ce comportement devait être lié à des contraintes thermomécaniques engendrées entre le boîtier en céramique et le résonateur en quartz collé dessus. Enfin, les sensibilités à l'accélération selon \vec{e}_x et \vec{e}_y que nous avons quantifié étaient du bon ordre de grandeur, tandis que celle selon \vec{e}_z avait deux ordres de grandeur au-dessus des prévisions faites par simulations numériques vraisemblablement à cause de la mauvaise compensation par effet différentiel.

Enfin, dans la dernière partie, nous avons proposé des perspectives d'amélioration. Les plus aisées à mettre en place serait la fabrication par gravure mixte DRIE / voie chimique humide, et l'intégration d'un cadre de découplage. Nous pourrions à ce moment là avoir une sensibilité à la température bien plus basse qu'actuellement, un plus grand facteur d'échelle, pas de couplage entre les diapasons, une meilleure compensation par effet différentiel et une meilleure résolution.

Conclusion générale & Perspectives

Dans le but de répondre aux besoins de la navigation magnéto-inertielle, ces travaux de thèse ont porté sur le développement d'un magnétomètre miniature se basant sur un résonateur MEMS en quartz et une structure multicouche de matériaux magnétiques, très sensible au champ magnétique et peu sensible aux grandeurs inertielles. Celui-ci tire profit du couple magnétostatique engendré par l'interaction entre le champ magnétique extérieur et le moment magnétique de la structure multicouche. Les recherches effectuées ont eu comme point de départ les travaux de PERRIER [3] et de ETTELT et al. [2].

Grâce au chapitre 1 consacré à l'étude bibliographique des magnétomètre miniatures, nous avons présenté les principes de fonctionnement de différentes technologies de magnétomètres miniatures à savoir les capteurs à effet Hall, les magnétomètres à induction magnétique, les capteurs magnétorésistifs et les magnétomètres MEMS. Ces technologies utilisent des techniques de détection assez différentes les unes des autres se basant par exemple sur les conséquences de différents phénomènes physiques tels que la force de Lorentz, le flux magnétique ou le couple magnétostatique, ou bien sur des propriétés matériaux comme la magnétostriction, les vannes de spins ou l'anisotropie d'échange. La plupart d'entre elles n'ont pas la résolution nécessaire, ont un hystérésis trop important ou doivent faire un compromis entre deux caractéristiques. De plus, très peu d'études ont été identifiées concernant les sensibilités à l'accélération, à la vitesse de rotation ou à la température permettant de déterminer si la technologie en question pourrait servir dans un système de navigation réel. Parmi les technologies les plus intéressantes, nous trouvons les capteurs *Planar Hall Effect* et les magnétomètres MEMS à force de Lorentz et à couple magnétostatique. Dans la continuité des travaux de PERRIER, nous avons alors décidé de concevoir un magnétomètre MEMS en quartz utilisant le couple magnétostatique. Ces capteurs, qui n'ont pas été beaucoup étudiés, ont un fort potentiel en terme de sensibilité au champ magnétique.

Au cours du chapitre 2, nous avons tout d'abord justifié l'utilisation du α -quartz pour le matériau du résonateur par sa faible dépendance à la température. Puis, nous avons explicité le principe d'actionnement d'une poutre en quartz, matériau piézoélectrique, à sa fréquence de résonance à l'aide d'électrodes d'excitation. Nous avons alors détaillé le principe de fonctionnement du capteur constitué d'un plateau tournant autour d'un pivot et relié à deux poutres : lorsqu'un champ magnétique interagit avec le moment magnétique des matériaux magnétiques déposés sur le plateau, alors le couple magnétostatique

engendré comprime une poutre tandis que l'autre est étirée. En réponse à ces forces déformant les poutres, leurs fréquences de résonance respectives évoluent en sens opposés proportionnellement au champ magnétique local. Nous effectuons une mesure différentielle de ces fréquences pour deux raisons : premièrement, la variation de la différence des deux fréquences est deux fois grande que la variation d'une seule fréquence ; deuxièmement, les perturbations comme l'accélération ou la température qui entraînant des variations des deux fréquences dans le même sens (mode commun) sont naturellement éliminées par le différentiel. Ensuite, nous avons expliqué quelles étaient les grandeurs d'intérêt du capteur : la fréquence de résonance des poutres f , le facteur de qualité Q , la sensibilité au champ magnétique aussi appelé facteur d'échelle K_B , le plateau de résolution σ_0 ainsi que les sensibilités à l'accélération K_I , à la vitesse de rotation K_Ω et à la température K_T . L'objectif a été d'identifier ce qui influençait ces grandeurs. Par exemple, le phénomène de *lock-in*, conséquence d'un couplage mécanique entre les poutres, ne permet pas d'avoir un facteur d'échelle K_B constant sur l'étendue de mesure. Cela nous a amené à utiliser, à la place des poutres, des diapasons que nous sommes parvenu à dimensionner pour éliminer complètement ce phénomène de *lock-in*. Enfin, au moyen de simulations numériques exploitant la méthode des éléments finis, nous avons optimisé la géométrie afin d'obtenir le meilleur compromis entre faibles sensibilités aux grandeurs inertielles, et grand facteur d'échelle. Nous avons réussi à obtenir, avec une structure possédant une double symétrie nommée design n°4, des performances conformes au cahier des charges, exceptée pour la sensibilité à l'accélération selon l'axe cristallographique X du quartz jouant non pas en mode commun mais en mode différentiel.

Dans les simulations numériques faites dans le chapitre 2, nous avons supposé que les matériaux magnétiques utilisés avaient un grand moment magnétique unidirectionnel. Au début du chapitre 3, nous avons identifié une structure alternant des couches de FeCo (ferromagnétique) et de NiMn (antiferromagnétique), qui, après traitement thermiquement sous champ magnétique, obtenait une anisotropie d'échange unidirectionnelle. Suivant la direction du champ magnétique appliqué, cette anisotropie se manifeste par un cycle d'hystérésis décalé du champ d'échange H_{ex} . Par la suite, nous avons étudié les influences, sur les propriétés magnétiques et cristallographiques, des conditions de traitement thermique nominales (durée et température de recuit), des paramètres géométriques de la structure multicouche (épaisseur des couches, nombre de couche), et des conditions d'élaboration (nature de la couche d'adhérence). Suite à cette étude, nous avons obtenu la structure suivante : [NiCr (20 nm) + 10×[NiMn (50 nm) / FeCo (50 nm)] + NiMn (50 nm)] avec un rapport d'aspect $R = 1$ traitée thermiquement à 280 °C pendant 860 min sous 275 mT. Elle est apparue comme le meilleur compromis entre valeur, direction et stabilité du moment magnétique. Sur l'ensemble de l'étendue de mesure, nous avons estimé à 2.4 % maximum la variation possible de moment magnétique et donc de facteur d'échelle.

Dans le chapitre 4, nous avons débuté par la présentation détaillée de la procédure de fabrication d'un magnétomètre : la gravure du résonateur par usinage chimique par

voie humide, l'utilisation des masques physiques pour déposer la structure multicouche élaborée au chapitre 3 uniquement sur les plateaux des résonateurs et la mise en place d'un circuit électronique de proximité et d'un circuit oscillateur utilisé pour suivre la fréquence de résonance en temps réel. Nous avons à cette occasion identifié deux défauts de fabrication et d'intégration non prévus dans les simulations numériques du chapitre 2 : les figures d'attaque et le collage du cadre du résonateur sur l'embase en céramique. D'un côté, les figures d'attaque entraînent une résistance mécanique des pivots plus importante, une moins bonne compensation par effet différentiel, un couplage mécanique important entre les deux diapasons et un déséquilibre de la structure. D'un autre côté, le collage du résonateur directement sur l'embase céramique cause des contraintes thermomécaniques provenant de la différence de dilatation entre les deux matériaux. Cela s'est traduit par une résolution dégradée et une sensibilité accrue à l'accélération et à la température (Tableau 4.3). Nonobstant ces difficultés, en plaçant un magnétomètre fonctionnel dans des bobines de Helmholtz, nous avons réussi à montrer que les fréquences de résonance des deux diapasons variaient de la même valeur mais en sens opposés lorsqu'un champ magnétique était appliqué selon son axe sensible et beaucoup moins selon les autres axes. Cela valide le principe de fonctionnement prévu au chapitre 2 et montre que nous avons un magnétomètre vectoriel. De plus, nous avons prouvé, malgré les figures d'attaque, que la compensation par effet différentiel restait très efficace. Finalement, nous avons démontré qu'en mesurant la déviation d'Allan sur la fréquence d'un seul diapason, nous pourrions obtenir une résolution de 2.3 nT avec le design n°2 s'il n'y avait ni couplage, ni dérive thermique importante, soit une résolution 40 fois plus petite que celle mesurée actuellement.

Tableau 4.3 – Cahier des charges du magnétomètre comparé aux mesures.

Caractéristiques	Cahier des charges	Mesures	Solutions envisagées
Étendue de mesure	$[-0.1 \text{ mT} ; 0.1 \text{ mT}]$	au moins $[-0.3 \text{ mT} ; 0.3 \text{ mT}]$	OK
Résolution	10 nT	design n°2 \rightarrow 95 nT design n°4 \rightarrow 51.6 nT	<ul style="list-style-type: none"> ► Usinage mixte gravure chimique par voie humide / DRIE ► Cadre de découplage ► Optimisation des épaisseurs e_{FeCo} & e_{FeCo} et du nombre de bicouches
Taille	$< 1 \text{ cm}^2$	design n°2 \rightarrow 1.10 cm^2 design n°4 \rightarrow 1.24 cm^2	- -
Consommation énergétique	$< 1 \text{ mW}$	-	-
Sensibilité à l'accélération	$< 5 \text{ nT} @ 1 \text{ g}$	design n°2 \rightarrow 55 830 nT @ 1 g design n°4 -	Usinage mixte gravure chimique par voie humide / DRIE
Sensibilité à la vitesse de rotation	$< 5 \text{ nT} @ 100 \text{ }^\circ\text{s}^{-1}$	design n°2 - design n°4 -	Mesure à effectuer
Sensibilité à la température	1000 ppm/°C	Fréquence \rightarrow 15 - 30 ppm/°C	Cadre de découplage
		Aimantation \rightarrow 560 ppm/°C	Autres matériaux
Sensibilité aux champs magnétiques transverses	0.6 %	design n°2 \rightarrow 4.8 % design n°4 \rightarrow 5.6 %	Usinage mixte gravure chimique par voie humide / DRIE

Pour la suite des travaux sur ce magnétomètre MEMS, de nombreuses pistes sont envisagées pour améliorer considérablement ses performances dans un futur proche. Pre-

mièrement, concernant le design, nous pourrions prévoir une cellule avec deux résonateurs identiques côte-à-côte entourée d'un cadre de découplage. Cela nous permettrait de profiter d'un double différentiel pour éliminer d'autant plus la sensibilité à l'accélération et également de diminuer drastiquement la sensibilité à la température. Cependant, il ne serait plus possible d'assurer une taille de capteur de l'ordre du cm^2 à moins de superposer les cellules dans le boîtier. Deuxièmement, nous pourrions fabriquer les résonateurs en quartz grâce à une nouvelle technique de fabrication associant la gravure chimique par voie humide et la gravure DRIE avec un dépôt du masque physique en nickel par électro-déposition. Nous pourrions ainsi obtenir des diapasons sans figure d'attaque quasiment conformes aux simulations numériques du chapitre 2. Du fait de la meilleure symétrie des diapasons, la compensation par effet différentiel serait alors bien plus efficace. De plus, avec les têtes de diapasons ayant les bonnes dimensions, les ondes de contraintes s'annuleraient beaucoup mieux, et nous n'aurions plus que très peu de couplage mécanique entre les diapasons. Enfin, les éléments constitutifs des pivots seraient moins larges, permettant d'obtenir un plus grand facteur d'échelle K_B . Grâce à cette fabrication, nous aurions donc moins de sensibilité aux perturbations jouant en mode commun et une résolution accrue. De plus, nous devons mesurer le cycle d'hystérésis de la structure multicouche déposée sur les plateaux des résonateurs afin de vérifier si ses propriétés magnétiques sont identiques à celles obtenues au chapitre 3. Enfin, nous pourrions également, dans un futur plus lointain, réaliser nos dispositifs avec un wafer hybride quartz/Au/quartz par gravure DRIE. Ainsi, nous n'aurions ni figure d'attaque, ni fond de gravure. De plus, concernant les matériaux magnétiques, nous pourrions trouver un optimum entre le nombre de bicouche (NiMn/FeCo) et épaisseur des couches. De cette façon nous pourrions gagner 5 à 10 % sur le moment magnétique et donc un gain équivalent sur le facteur d'échelle K_B .

Annexe A

Propriétés et interactions magnétiques de la matière condensée

A.1 Définitions & Phénoménologie du magnétisme

Tableau A.1 – Tableau récapitulatif des grandeurs liées à la phénoménologie du magnétisme.

Grandeur	Symbole	Unité SI	Unités équivalentes
Champ magnétique	\vec{H}	A.m ⁻¹	Ersted : 1 Oe = $\frac{10^3}{4\pi}$ A.m ⁻¹
Induction magnétique	\vec{B}	T	Gauss : 1 G = 0.1 mT 1 G ↔ 1 Oe dans l'air Wb.m ⁻² , J.A ⁻¹ .m ⁻²
Flux magnétique	$\Phi = \iint \vec{B} \cdot d\vec{S}$	Wb	J.A ⁻¹
Perméabilité du vide	$\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$	T.m.A ⁻¹	
Susceptibilité magnétique	χ	-	
Moment magnétique	\vec{m}	A.m ²	1 emu = 1 erg.G ⁻¹ 1 emu = 10 ⁻³ A.m ²
Aimantation	$\vec{M} = d\vec{m}/dV$	A.m ⁻¹	1 emu.cm ⁻³ = 10 ³ A.m ⁻¹
Polarisation	$\vec{J} = \mu_0 \cdot \vec{M}$	T	
Moment magnétique sur un élément dV	$\vec{\Gamma} = \vec{M} \wedge \vec{B}$	N.m	
Énergie d'échange FM-AFM	J_{ex}	J.cm ⁻²	1 erg.cm ⁻² = 100 nJ.cm ⁻²

Induction magnétique \vec{B}

A l'origine de l'induction magnétique (ou *densité de flux magnétique*) \vec{B} (T), nous ne trouvons qu'un seul phénomène : le déplacement de charges électriques. En prenant en compte la relativité restreinte, nous nous rendons compte que le champ électrique généré par une charge se déforme lorsque celle-ci acquiert un mouvement. L'induction magnétique n'est donc que la force électrique perçue d'un référentiel différent. Les équations de Maxwell permettent d'établir les relations entre les *champs totaux* \vec{E} & \vec{B} :

- ▶ Maxwell-Gauss $\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$
- ▶ Maxwell-Faraday $\nabla \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$
- ▶ Maxwell-Flux $\nabla \cdot \vec{B} = 0$
- ▶ Maxwell-Ampère $\nabla \wedge \vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{j} + \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$

Flux magnétique Φ et lignes de champ

Cette grandeur est égale au flux de l'induction magnétique \vec{B} à travers une surface orientée \vec{S} . Elle s'exprime telle que :

$$\Phi = \iint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (\text{A.1})$$

Les lignes de champ représentent la direction du champ magnétique. Contrairement aux lignes de champ électrique, elles forment des boucles. Elles sortent de la matière par le pôle nord et y rentre par le pôle sud comme nous pouvons le remarquer sur des aimants droits ou en U (Figure A.1).

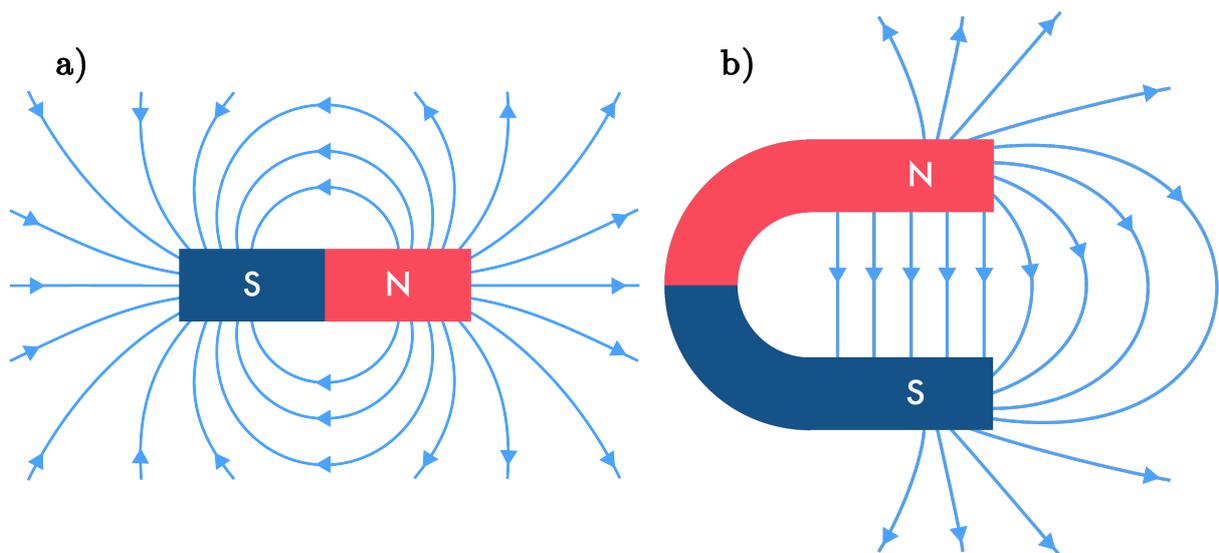


Figure A.1 – Lignes de champ a) d'un aimant droit, et b) d'un aimant en U.

Moment magnétique atomique \vec{m}

De manière générale, le moment magnétique \vec{m} (A.m²) est une grandeur vectorielle permettant de caractériser l'intensité et la direction d'une source de champ magnétique. Il y a deux types de sources de champ magnétique : des sources artificielles (électro-aimant, spire de courant, etc) et des édifices polyatomiques qui peuvent présenter des propriétés magnétiques aux échelles macroscopique et/ou microscopique.

Aimantation \vec{M}

L'aimantation \vec{M} (A.m⁻¹) correspond à une distribution volumique dans la matière de moment magnétique telle que :

$$\vec{M} = \frac{d\vec{m}}{dV} \quad (\text{A.2})$$

Nous parlons de polarisation pour :

$$\vec{J} = \mu \cdot \vec{M} \quad (\text{A.3})$$

Perméabilité μ

La perméabilité magnétique (absolue) d'un milieu μ (T.m.A⁻¹) caractérise la capacité d'un milieu matériel à modifier les lignes de flux magnétiques.

$$\mu = \mu_0 \cdot \mu_r \quad (\text{A.4})$$

Avec $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ T.m.A⁻¹ la perméabilité magnétique du vide et μ_r la perméabilité relative d'un milieu.

Susceptibilité magnétique χ

La susceptibilité magnétique χ (s.u.) caractérise la réponse de l'aimantation à un champ magnétique extérieur. Elle est définie telle que :

$$\chi = \frac{\partial M}{\partial H} \quad (\text{A.5})$$

Champ magnétique \vec{H}

L'excitation magnétique ou champ magnétique \vec{H} est défini pour qu'il puisse continuer de vérifier, dans la matière, le théorème d'Ampère au sens des courants libres (qui n'est autre qu'un dérivé de la loi de Maxwell-Ampère).

- A l'extérieur de la matière, nous avons directement la relation :

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (\text{A.6})$$

- A l'intérieur de la matière, nous définissons le vecteur \vec{H} tel que :

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \quad (\text{A.7})$$

Champ démagnétisant & champ rayonné \vec{H}_d

Il correspond au champ magnétique créée par une distribution d'aimantation.

- Dans le matériau : Nous parlons de champ démagnétisant. La terminologie n'est pas choisie au hasard, puisque dans un cylindre uniformément aimanté \vec{H}_d tend à s'opposer à l'aimantation \vec{M} si la configuration des moments magnétiques est uniforme. "Plus précisément en un point considéré, la projection de \vec{H}_d sur la direction de l'aimantation est opposée à cette dernière" [96].
- A l'extérieur du matériau : Nous parlons de champ rayonné ou *stray field* en anglais.

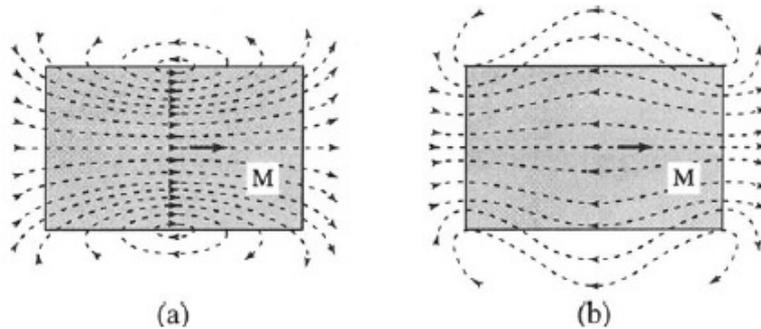


Figure A.2 – Lignes de champ (*en pointillés*) dans un cylindre uniformément aimanté de : **a)** l'induction \vec{B} , **b)** le champ magnétique \vec{H} [96].

Champ appliqué = Champ extérieur \vec{B}_{ext}

Il correspond au champ magnétique créée par des systèmes magnétiques extérieurs au système magnétique étudié. L'aimantation \vec{M} du système aimanté ne fait donc aucune contribution à ce champ là.

Champ interne \vec{H}_{int}

Il correspond au champ magnétique présent au sein du système magnétique étudié. Nous notons qu'il existe deux contributions à \vec{H}_{int} :

- Le champ créé par l'ensemble des moments magnétiques atomiques \vec{m} du matériaux *i.e.* le champ démagnétisant \vec{H}_d
- Le champ magnétique qui est apporté par des contributions extérieures *i.e.* le champ externe \vec{H}_{ext}

$$\vec{H}_{int} = \vec{H}_{ext} + \vec{H}_d \quad (\text{A.8})$$

Champ total $\vec{H}_{tot} \neq \vec{H}_{ext}$

Il correspond au champ qui serait mesuré avec un capteur présent à l'extérieur du système magnétique étudié. Comme le champ interne, il y a deux contributions qui sont :

- Le champ créée par le système magnétique étudié
- \vec{H}_{ext}

A.2 Types de comportements magnétiques

Chaque atome, de par sa structure électronique, a ou non un moment magnétique. Il y a deux contributions à ce moment magnétique : les mouvements des électrons autour du noyau ainsi que leurs spins. Les moments se compensent dans le cas où les couches électroniques sont complètes. En revanche, dans les cas liés à l'existence de sous-couches incomplètes, les moments ne se compensent pas et l'atome est dit « magnétique ». Dans le cas des atomes isolés, il apparaît que la majorité des éléments ont des propriétés magnétiques. Cependant, peu d'entre eux restent porteurs d'un moment magnétique lorsqu'ils sont insérés dans un édifice polyatomique en raison de la mise en commun d'électrons sur une même orbitale. Nous pouvons observer quatre principaux comportements de la matière condensée vis-à-vis des perturbations extérieures (champ magnétique, température, ...) qui seront décrit ci-dessous.

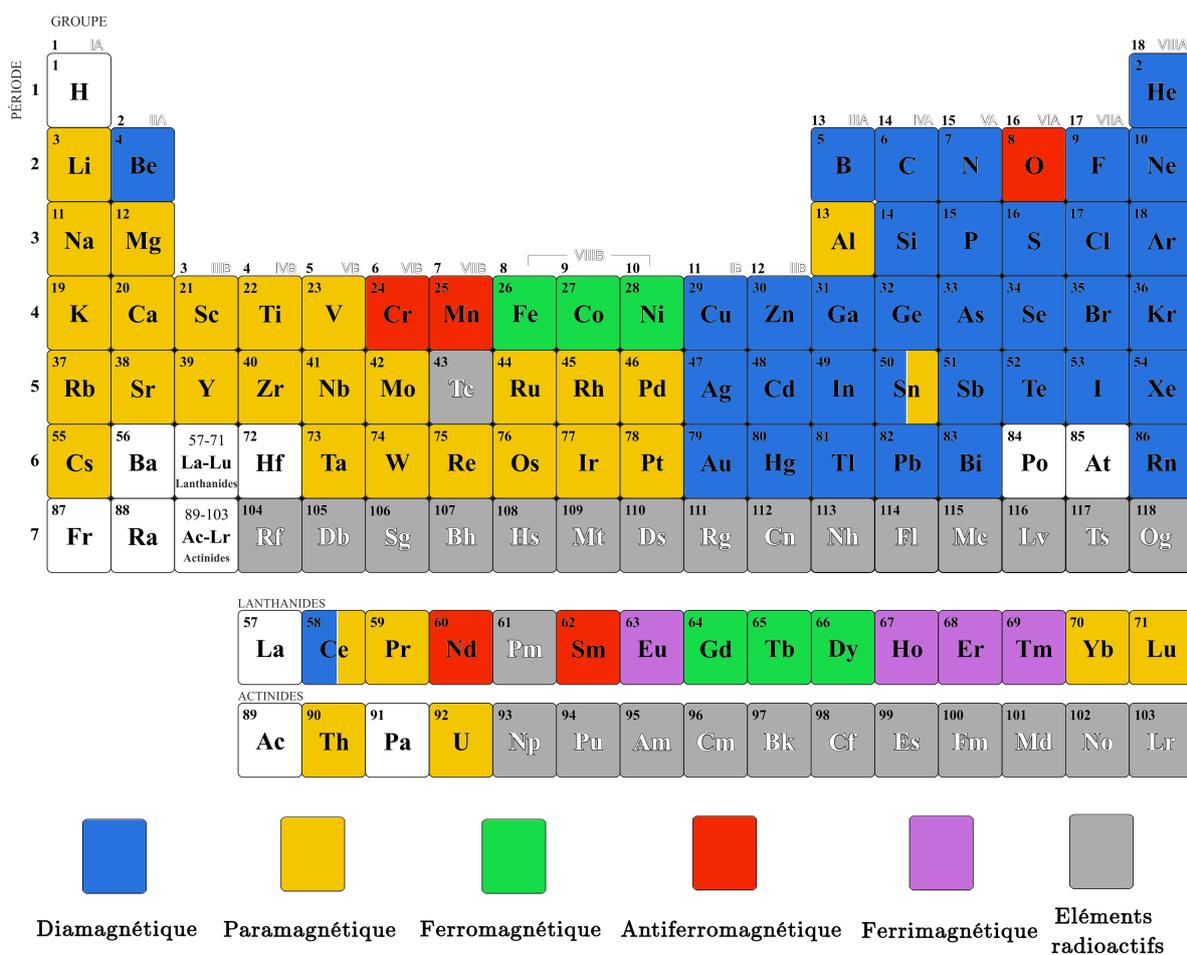


Figure A.3 – Propriétés magnétique des éléments purs à basse température et à l'état solide.

Diamagnétisme

Le diamagnétique tire son origine d'un changement de mobilité des électrons des orbitales électronique, ce comportement est donc universel et peut se superposer avec d'autres comportements magnétiques. Il se caractérise par une susceptibilité χ indépendante de la température et négative ce qui a pour conséquence d'engendrer un faible champ magnétique opposé au champ appliqué (cf. figure A.4) [96]. Pour la plupart de ces matériaux, la susceptibilité est très faible ($-10^{-5} < \chi < -10^{-6}$) sauf pour les supraconducteurs ($\chi \sim -1$) où l'on parle de superdiamagnétisme. Les matériaux diamagnétiques (conducteurs) sont le plus souvent utilisés sous forme de couche minces dans les systèmes à vanne de spin ou les GMR pour leur faible réponse sous champ magnétique [6]. Dans ce type d'application, l'idée est de séparer deux couches minces ferromagnétique afin de profiter du couplage RKKY ayant lieu par l'intermédiaire des électrons de conduction.

Paramagnétisme

Un matériau paramagnétique s'identifie par de faibles interactions entre les dipôles magnétiques permanents de ses atomes qui peuvent s'orienter librement dans l'espace. Il en résulte une aimantation apparente nulle. Cependant, lorsqu'une telle substance est soumise à un champ magnétique externe, la direction moyenne des moments magnétique change, faisant apparaître une aimantation moyenne parallèle au champ et non nulle. La susceptibilité de tels matériaux est positive ($10^{-5} < \chi < 10^{-3}$ à température ambiante) et varie, dans le cas idéal, selon la loi de Curie (cf. figure A.4) [96]. En effet, l'énergie liée à l'agitation thermique est bien plus importante que l'énergie d'interaction entre les dipôles magnétiques.

L'utilisation de matériaux uniquement paramagnétique n'est pas commune, en revanche, la réfrigération magnétique utilise des matériaux démontrant de grands effets magnéto-calorique à leur transition ferromagnétique/paramagnétique comme le Gadolinium ou l'Arsenic [156].

Ferromagnétisme

Un matériau ferromagnétique (FM) possède des éléments dont les électrons responsables du magnétisme appartiennent à des couches internes et sont donc « protégés ». Au sein même d'un matériau FM, nous avons l'existence de domaines ayant leurs moments magnétiques tous alignés : ce sont les domaines de Weiss. Ils sont le résultat des compétitions entre les interactions d'échange, les anisotropies de forme et magnétocristalline [96]. Deux domaines sont séparés par une zone tampon, appelée *paroi de Bloch*, où l'aimantation se retourne progressivement. En moyennant sur tout le volume du matériau en l'absence de champ appliqué ou d'autres types de contraintes mécanique ou thermique, il n'y a pas d'aimantation permanente. Pour la faire apparaître, il faut appliquer un champ magnétique \vec{B} une première fois au matériaux. Les dipôles magnétiques ont tendance à s'aligner avec \vec{B} , ce qui a pour effet de déplacer les parois de Bloch de manière irréversible et d'agrandir les domaines de Weiss. En conséquence, l'aimantation dans la direction de

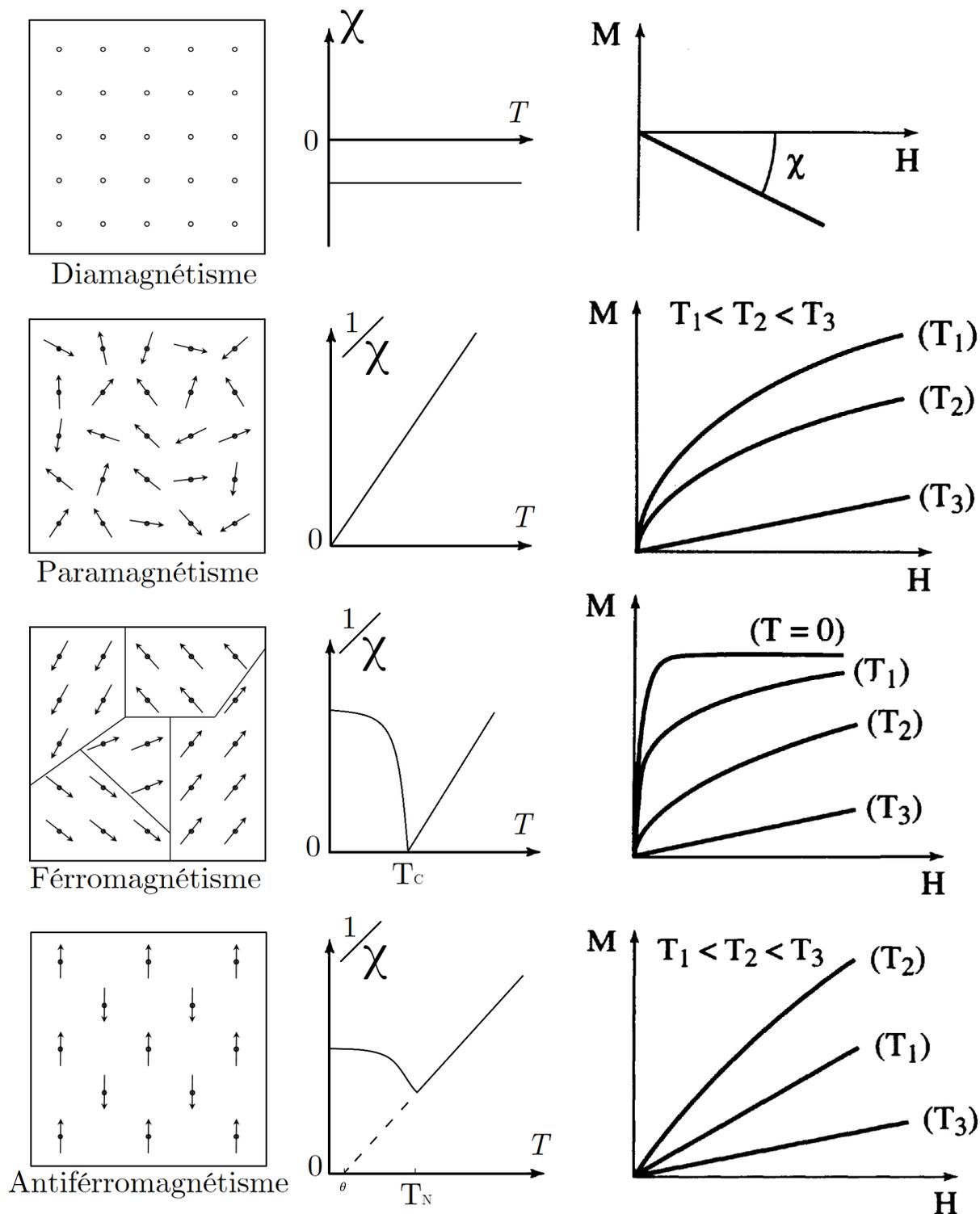


Figure A.4 – Représentation des dipôles magnétiques en fonction du type de magnétisme.

\vec{B} augmente jusqu'à $\|\vec{M}\| = M_{sat}$ où tous les dipôles magnétiques sont alignés. Lorsque ce que le champ appliqué diminue, il est observé que la valeur de l'aimantation ne passe pas « par le même chemin » qu'à l'aller, c'est le cycle d'hystérésis (cf. figure A.5). On notera que pour un matériau FM, il n'existe pas un mais une infinité de cycles d'hystérésis qui sont tous contenus dans le cycle dit « majeur » [96] [114].

On définit la susceptibilité ($10^2 < \chi < 10^5$) d'un tel matériau comme la pente de la courbe de première aimantation à $H = 0$ T. Cette dernière croît lorsque la température augmente jusqu'à la température d'ordre $T = T_C$. A la suite de quoi, l'agitation thermique devient prépondérante et détruit « l'ordre magnétique » imposé par les interactions d'échange entre les moments magnétiques (Annexe A.3.1), ainsi le matériau FM acquiert un comportement paramagnétique.

Les applications des matériaux FM sont très nombreuses. Parmi elles, nous trouvons la fabrication de moteurs électriques, de transformateurs ou encore d'alternateur dans le domaine de l'électrotechnique. Nous les retrouvons aussi en microélectronique dans les dispositifs à vanne de spin, les MRAMS, certains capteurs, etc [6].

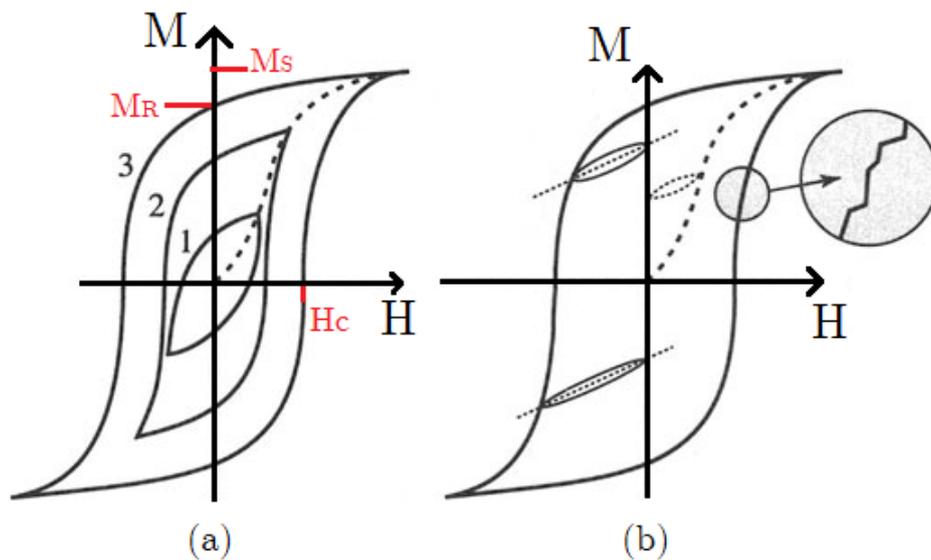


Figure A.5 – a) Cycles d'hystérésis majeur (1) et mineurs (2) (3) d'un matériau ferromagnétique; b) Cycle majeur et cycles de reculs

Antiferromagnétisme

Les matériaux antiferromagnétiques (AFM) présentent deux (ou plusieurs) réseaux de moments magnétiques qui se compensent parfaitement sans champ appliqué et en dessous d'une température appelée température de Néel T_N [96]. Au-delà ces matériaux se comportent comme des matériaux paramagnétiques (cf. figure A.4) pour la même raison que les matériaux FM.

Les principales applications des AFM se trouvent dans les vanes de spins [6], cependant ces matériaux sont aussi beaucoup étudiés de nos jours pour des applications dans les MRAM [157] [158] [159].

Autres types de magnétisme

Nous recensons plusieurs autres comportements comme :

- ▶ le ferrimagnétisme où les moments magnétiques se comportent comme dans les matériaux AFM sauf que les aimantations des réseaux ne se compensent pas parfaitement. Les matériaux ferrimagnétique (ferri) présentent donc aussi une aimantation spontanée [96] ;
- ▶ le métamagnétisme correspond à un changement brutal de l'aimantation pour une petite augmentation du champ appliqué [96]. On observe ce comportement chez les matériaux AFM ;
- ▶ héliamagnétisme ;
- ▶ ...

A.3 Interactions magnétiques

Comme le dénote la diversité de comportements magnétiques vis-à-vis des perturbations extérieures, il existe plusieurs types d'interactions entre les moments magnétiques des atomes d'un même édifice polyatomique ainsi que plusieurs contributions à l'énergie magnétique totale d'un système.

A.3.1 Énergie & anisotropies intrinsèques

Les contributions énergétiques provenant d'interactions et d'anisotropies, dont la somme vaut E_{magn} , vont nous aider à comprendre les réponses magnétiques à attendre d'un matériau selon le critère de minimisation d'énergie. L'équation de Landau-Lifshitz résume bien les différentes contributions à l'énergie magnétique :

$$E_{magn} = E_z + E_{ex} + \underbrace{E_{shape} + E_{mc} + E_{ms} + E_{surface}}_{\text{liées à des anisotropies}} \quad (\text{A.9})$$

$E_z = \text{Énergie de Zeeman}$

L'énergie de Zeeman correspond à l'énergie d'interaction entre un corps magnétique et un champ extérieur \vec{B}_{ext} telle que [148] :

$$E_z = -\vec{m} \cdot \vec{B}_{ext} = -\int_V \vec{M} \cdot \vec{B}_{ext} dV \quad (\text{A.10})$$

C'est E_z qui est la contribution principale au couple \vec{T}_m subi par une aimantation \vec{M} par \vec{B}_{ext} . Elle tend donc à aligner les moments magnétiques parallèlement à \vec{B}_{ext} :

$$\vec{T}_m = \vec{m} \wedge \vec{B}_{ext} = \int_V \vec{M} \wedge \vec{B}_{ext} dV \quad (\text{A.11})$$

$E_{ex} = \text{Énergie d'échange entre moments magnétiques}$

En mécanique quantique, une interaction d'échange est un effet qui se produit entre deux particules identiques. L'énergie d'échange entre deux moments magnétiques à la même origine que celle qui a lieu entre deux électrons d'un même atome. Le principe d'exclusion de Pauli stipule que deux (ou plus) fermions ne peuvent pas occuper le même état quantique dans le même système quantique de manière simultanée. Cela a pour conséquence de conduire à une différence d'énergie entre les configurations parallèles (énergie E_1) et antiparallèles (énergie $E_2 < E_1$) de leurs spins. L'énergie d'un système formé par deux électrons s'écrit alors $E = -J_{1,2} \cdot \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2$ avec $J_{12} = E_1 - E_2$ la constante de couplage d'échange quantifiant la force du couplage entre les spins \vec{S}_1 et \vec{S}_2 . L'énergie d'échange lie donc les moments magnétiques atomiques entre eux et vaut :

$$E_{ex} = -\sum_{i \neq j} J_i \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (\text{A.12})$$

Dans le cas des matériaux ferromagnétiques $J_{i,i+1} > k_B T > 0$ entre deux sites adjacents si bien que les spins sont alignés parallèlement. Quant aux matériaux antiferromagnétiques ou ferrimagnétiques $J < 0$, ce qui explique que les moments sont antiparallèles.

Dans un métal, les électrons de conduction sont à l'origine des interactions d'échange. Nous distinguons cependant les métaux de transitions et les terres rares. En effet, chez les métaux de transitions, les électrons de la couche 3d sont responsables à la fois des interactions d'échange et du moment magnétique; alors que pour les terres rares, les interactions d'échange se font avec les électrons de conduction et le moment magnétique est porté par les électrons de la couche 4f. Il existe d'autres types d'interactions d'échange comme :

- ▶ Couplage RKKY : couplage entre des moments magnétiques ou des spins d'électrons de la couche d via les électrons de conduction
- ▶ Double échange
- ▶ Super-échange
- ▶ ...

$E_{shape} = \text{Énergie du champ démagnétisant ou anisotropie de forme}$

Nous savons que le champ démagnétisant dépend de l'aimantation et fortement de la géométrie [148]. Quand l'aimantation \vec{M} est uniforme, la forme du matériau tend à devenir un ellipsoïde. Nous pouvons d'ailleurs considérer que les fils, sphères ou films minces comme des ellipsoïdes dégénérées. En se plaçant dans ce cas précis, nous pouvons montrer que \vec{H}_d est aussi uniforme dans le matériau, tel que :

$$\vec{H}_d = -N \cdot \vec{M} \quad (\text{A.13})$$

où N est la matrice de coefficient de champ démagnétisant :

$$N = \begin{pmatrix} N_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & N_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & N_{zz} \end{pmatrix} \quad (\text{A.14})$$

Sachant que dans le cas général [160] :

- ▶ $\text{Tr}(N) = N_{xx} + N_{yy} + N_{zz} = 1$
- ▶ $N_{xx} = \frac{c}{a} * \sqrt{1 - e^2} * \frac{K - E}{e^2}$
- ▶ $N_{yy} = \frac{c}{a} * \frac{E - (1 - e^2) * K}{e^2 * \sqrt{1 - e^2}}$
- ▶ $N_{zz} = 1 - \frac{cE}{a * \sqrt{1 - e^2}}$
- ▶ $e = \sqrt{1 - \frac{b^2}{a^2}}, K = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{\sqrt{1 - e^2 \sin^2(\theta)}} d\theta, E = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1 - e^2 \sin^2(\theta)} d\theta$

Sachant que E_d s'écrit [160] :

$$E_d = -\frac{\mu_0}{2} \int \vec{M} \cdot \vec{H}_d dV \quad (\text{A.15})$$

Nous pouvons en conclure que l'énergie du champ démagnétisant est minimale lorsque l'aimantation est dans la direction où les coefficients de champ démagnétisant sont les plus faible. Par exemple, dans les films minces, l'aimantation \vec{M} s'oriente naturellement dans le plan, dans un fil ou un cylindre, elle aura tendance à s'orienter dans la longueur tandis que dans une sphère, elle n'a pas de direction privilégiée (Tableau A.2).

Tableau A.2 – Récapitulatif des coefficient de champ démagnétisant pour les géométries sphérique, cylindrique et film mince.

Géométrie	Demi-axes	Coefficient
Sphère	$a = b = c$	$N_{xx} = N_{yy} = N_{zz} = 1/3$
Cylindre	$a = b, c \gg a, b$	$N_{xx} = N_{yy} = 1/2, N_{zz} = 0$
Film mince	$a, b \gg c$	$N_{xx} = N_{yy} = 0, N_{zz} = 1$

$E_{mc} = \text{Énergie d'anisotropie magnéto-cristalline}$

Il existe différentes structures cristallines dont les directions ne sont pas toutes équivalentes pour de l'aimantation, d'où le terme d'*anisotropie magnéto-cristalline*. L'aimantation \vec{M} a des facilités à s'aligner selon certains axes remarquables de la maille. L'énergie d'anisotropie magnéto-cristalline E_k devient négligeable si la structure du matériau étudié est amorphe, fortement polycristalline ou liquide. Effectivement, l'orientation aléatoire des mailles (et donc des directions privilégiées) compense les effets de cette anisotropie. En revanche, dans les matériaux dont les grains ont une forte orientation préférentielle voire monocristallins, cette anisotropie peut jouer un rôle prépondérant. Nous exprimons la

densité d'énergie E_k par un polynôme F développé selon les puissances paires des cosinus directeurs de l'aimantation. Si nous prenons l'exemple d'une maille cubique :

$$F = K_1 \cdot [\cos^2(\phi) \cdot \cos^2(\theta) + \cos^2(\alpha) \cdot \cos^2(\theta) + \cos^2(\phi) \cdot \cos^2(\alpha)] + K_2 \cdot \cos^2(\phi) \cdot \cos^2(\theta) \cdot \cos^2(\alpha) + \dots \quad (\text{A.16})$$

où les K_i sont les constantes d'anisotropie et α , θ et ϕ sont les angles entre le moment et les axes du trièdre (X,Y,Z) parallèles aux axes privilégiés du réseau cristallin.

Les autres symétries (triclinique, monoclinique, ...) ont chacune une expression précise du polynôme F . Dans le cas particulier des symétries hexagonale, quadratique et rhomboédrique, où l'on peut considérer l'anisotropie comme *uniaxiale*, nous pouvons exprimer ce polynôme comme [148] :

$$F = K_1 \cdot \sin^2(\theta) \quad (\text{A.17})$$

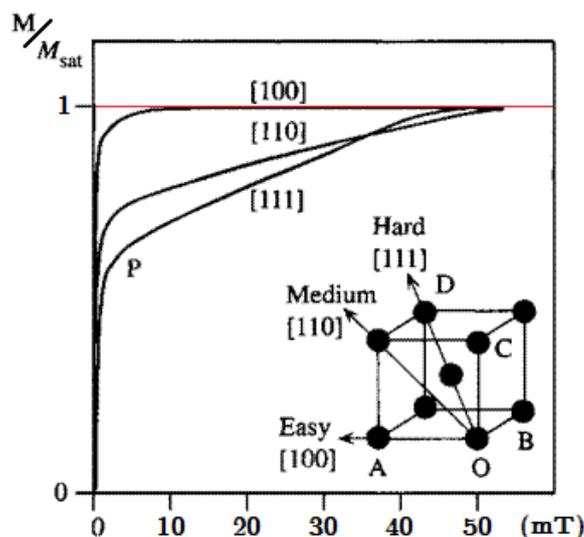


Figure A.6 – Courbe de première aimantation d'un monocristal de Fer en fonction de son orientation cristalline [114].

E_{ms} = Énergie d'anisotropie magnéto-élastique & magnéto-élastique

La magnétostriction est une propriété des matériaux ferromagnétiques à se déformer sous l'influence d'un champ magnétique. Par exemple, le coefficient de magnétostriction du $Fe_{65}Co_{35}$ vaut $\lambda \simeq 45 - 60 \cdot 10^{-6}$ en fonction du champ appliqué au matériaux.

Il existe aussi l'effet inverse : l'effet magnéto-mécanique. La susceptibilité magnétique χ ainsi que l'aimantation \vec{M} du matériau se voit modifier sous l'effet de contraintes mécaniques sous la forme d'une sollicitation externe ou d'un désaccord de mailles entre deux matériaux. Dans le cas d'un film mince déposé sur un substrat, l'équation de Stoney nous

Nom du Système	Simple	Corps centré	2 faces centrées	faces centrées
Triclinique $\alpha, \beta, \gamma \neq 90^\circ$ $a \neq b \neq c$				
Monoclinique $\alpha \neq 90^\circ \quad \beta, \gamma = 90^\circ$ $a \neq b \neq c$				
Orthorombique $\alpha, \beta, \gamma = 90^\circ$ $a \neq b \neq c$				
Rhomboédrique $\alpha, \beta, \gamma \neq 90^\circ$ $a = b = c$				
Hexagonal $\alpha = 60^\circ \quad \beta, \gamma = 90^\circ$ $a = b \neq c$				
Tétragonal ou Quadratique $\alpha, \beta, \gamma = 90^\circ$ $a = b \neq c$				
Cubique $\alpha, \beta, \gamma = 90^\circ$ $a = b = c$				

Figure A.7 – Les différentes structures cristallines.

donne un ordre de grandeur des contraintes présentes dans le film et nous permet de savoir quels sont les paramètres influents :

$$\sigma = \frac{1}{6} \cdot \left[\frac{E_S}{1 - \nu_S} \right] \cdot \left[\frac{e_S^2}{e_F} \right] \cdot \left[\frac{1}{R} - \frac{1}{R_0} \right] \quad (\text{A.18})$$

Avec E_S le module d'Young du substrat, ν_S le coefficient de Poisson du substrat, e_S et e_F respectivement les épaisseurs du substrat et du film mince ; et R le rayon de courbure du système.

Lorsque les mailles cristallines élémentaires sont déformées, cela entraîne une modification des interactions spins/orbitales. Nous devons donc prendre en compte deux contributions magnéto-élastique et magnéto-mécanique puisque le système magnétique étudié peut à la fois être soumis à un champ \vec{H}_{ext} ainsi qu'à des déformations mécaniques.

$E_{surface}$ = Anisotropie de surface

L'environnement des atomes à la surface d'un matériau magnétique est radicalement différent de ceux se situant à l'intérieur. Nous devons rajouter un nouveau terme d'énergie $E_{surface}$ qui favorise l'orientation de l'aimantation perpendiculairement à cette dernière. Dans les système de type couche mince où le ratio v/s est élevé, cette énergie *i.e.* les effets de bords peuvent être importante.

En conclusion, les différentes énergies mises en jeu permettent d'appréhender le comportement magnétique global d'un matériau : l'énergie d'échange E_{ex} impose les propriétés du matériau (paramagnétique, diamagnétique, FM, AFM, ...), l'énergie de Zeeman E_Z nous indique comment les moments magnétiques et donc comment le corps magnétique interagit avec un champ extérieur \vec{B}_{ext} tandis que les énergies d'anisotropies $E_{shape} + E_{mc} + E_{ms} + E_{surface}$ tendent à créer des axes de facile aimantation.

A.3.2 Anisotropie d'échange FM/AFM

L'anisotropie d'échange (*exchange bias* en anglais) n'émerge pas d'un matériau seul, elle apparaît à l'interface de système FM/AFM [161] [72], FM/Ferri [162], Ferri/AFM [163], Ferri/Ferri [164], FM/"verre de spins" [165] [166] ou encore FM/semi-conducteur magnétique [167]. Elle a été pour la première fois observée dans des nanoparticules de structure cœur-coquille (*Co/CoO*) par Meiklejohn et Bean [161]. Nous dénombrons beaucoup de modèles physique à l'anisotropie d'échange : celui de Meiklejohn [112], Néel [168], Mauri [169], Malozemoff [170], Takano [171], Koon [172] et Nowak [173]. Les plus récents prennent en compte la présence de paroi de domaines et donnent des résultats assez proches des mesures expérimentales.

Principe

Dans un système FM/AFM, l'anisotropie unidirectionnelle d'échange apparait [72] :

1. Lorsque nous traitons thermiquement le système FM/AFM à $T_N < T < T_C$. Au-dessus de T_N la température de Néel de l'AFM, ce dernier perd les interactions entre les moments magnétiques de ses sous-réseaux et a un comportement paramagnétique (cf. figure A.4).
2. Nous appliquons en même un champ magnétique B_{recuit} à ce système pour forcer les moments magnétiques de l'AFM à s'aligner avec ceux du FM.
3. Nous finissons par refroidir le système à $T < T_N$ pour que le matériau AFM retrouve ses propriétés initiales.

Nous pouvons observer deux comportements magnétiques différents à la suite de cette opération :

- ▶ Lorsque l'anisotropie magnéto-cristalline de l'AFM K_{AFM} est suffisamment grande, pendant que l'on inverse le champ magnétique, les moments magnétiques du FM commencent à tourner mais pas ceux de l'AFM. Cependant, à cause du couple qu'exerce les moments magnétiques de l'AFM sur ceux du FM et qui tente de les maintenir en position, il faut appliquer un champ magnétique supplémentaire H_{ex} pour les retourner. Dans l'autre, il devient plus facile de retourner les moments magnétiques du FM. Cela se traduit macroscopiquement par un décalage du cycle d'hystérésis (Figure A.8-a).
- ▶ Lorsque l'anisotropie magnéto-cristalline de l'AFM K_{AFM} est trop faible, les moments magnétiques de l'AFM sont « emmenés » par ceux du FM. L'énergie supplémentaire nécessaire à effectuer la rotation de tous les spins se traduit macroscopiquement par une augmentation du champ coercitif H_C (Figure A.8-b).

Grandeurs caractéristiques

J_{ex} = Constante d'échange et e_{AFM} = Épaisseur de la couche antiferromagnétique

Dans le modèle de Meiklejohn et Bean [112], lorsque le champ est appliqué dans la direction de l'axe d'anisotropie commun aux couches FM et AFM, nous trouvons que l'énergie magnétique par unité de surface E s'exprime telle que :

$$E = \underbrace{-\mu_0 H M_{FM} e_{FM} \cos(\beta)}_{\text{Energie de Zeeman}} + K_{FM} e_{FM} \sin^2(\beta) + K_{AFM} e_{AFM} \sin^2(\alpha) - J_{ex} \cos(\alpha - \beta) \quad (\text{A.19})$$

Avec : H le champ magnétique appliqué ; M_{FM} l'aimantation de la couche FM ; K_{FM} et K_{AFM} les constantes d'anisotropie des couches FM et AFM ; e_{FM} et e_{AFM} les épaisseurs

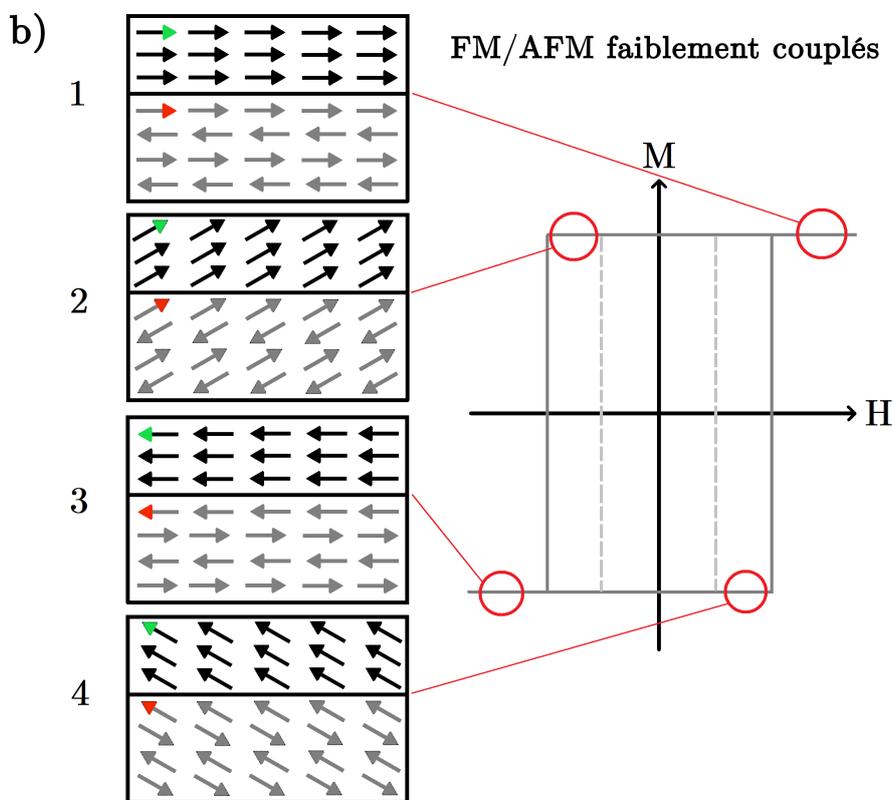
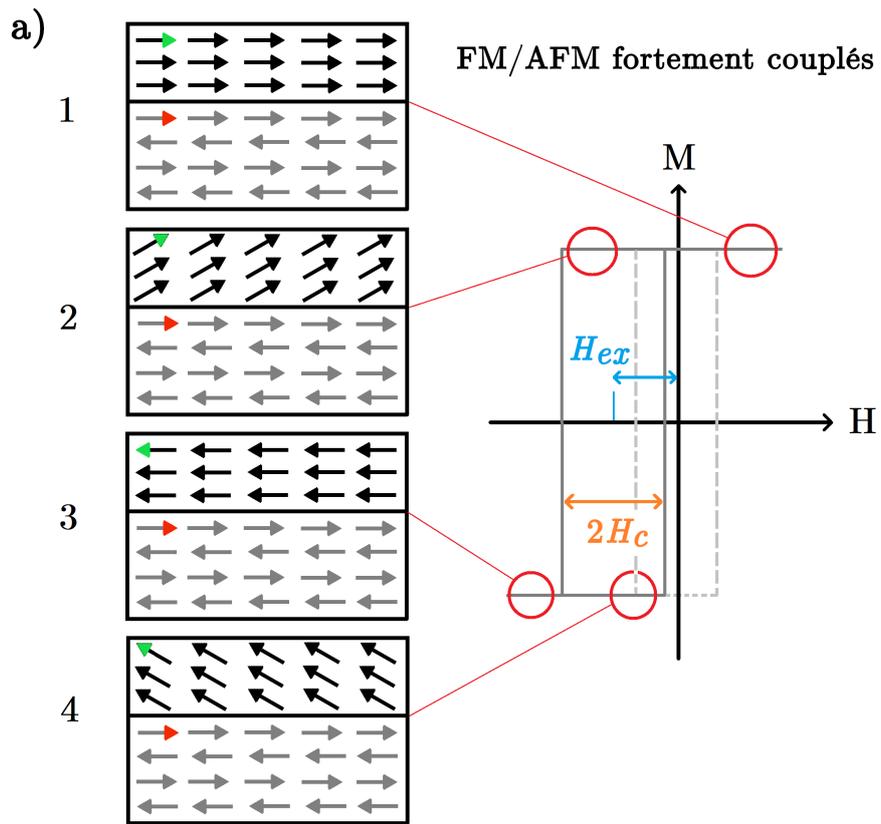


Figure A.8 – Configurations magnétiques d'un bicouche FM/AFM **a)** fortement couplé et **b)** faiblement couplé [72].

des couches FM et AFM; α et β les angles que font les aimantations des couches FM et AFM par rapport à l'axe facile d'aimantation (Figure A.9); J_{ex} l'énergie d'échange entre les deux couches.

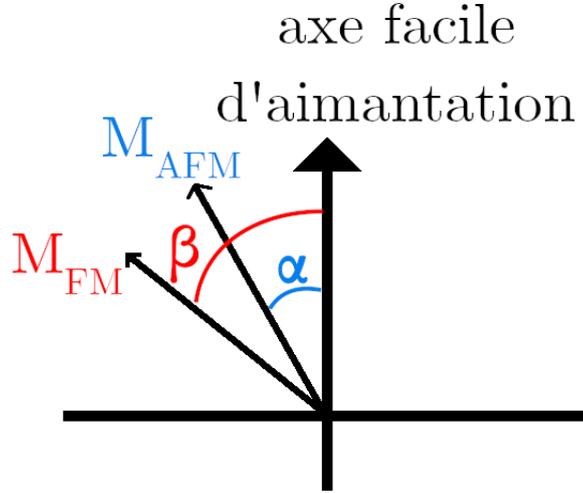


Figure A.9 – Orientation des aimantations des matériaux FM et AFM.

Pour trouver la valeur du champ d'échange, Nous calculons les deux champs de retournement H_C^+ et H_C^- en trouvant le minimum de l'équation A.19 par rapport à β :

$$\mu_0 H_{ex} = -\frac{|J_{ex}|}{M_{FM} e_{FM}} \quad (\text{A.20})$$

Avec comme condition d'observation :

$$K_{AFM} e_{AFM} > |J_{ex}| \quad (\text{A.21})$$

Si cette condition n'est pas respectée alors les moments magnétiques de la couche AFM ne sont pas emmenés lors du retournement d'aimantation et nous observons plutôt un agrandissement du champ coercitif (Figure A.8-b). Nous devons donc avoir une épaisseur minimale e_{AFM} pour observer non pas une anisotropie d'échange mais plutôt un décalage du cycle d'hystérésis.

Le modèle de Meiklejohn et Bean repose sur nombre d'hypothèses : le retournement de l'aimantation est uniforme, l'interface entre les couches est parfaitement plane et la couche AFM est bloquée (forte anisotropie) et non compensée i.e. l'aimantation à la surface est non nulle. Nous pouvons donc connaître les différentes contributions à H_{ex} mais sans pouvoir espérer en avoir un ordre de grandeur valide.

T_B = Température de blocage

La température de blocage T_B correspond à la température à partir de laquelle l'échange n'existe plus : $H_{ex} = 0$ mT. En pratique, le champ d'échange diminue progressivement avant cette température (Figure A.10).

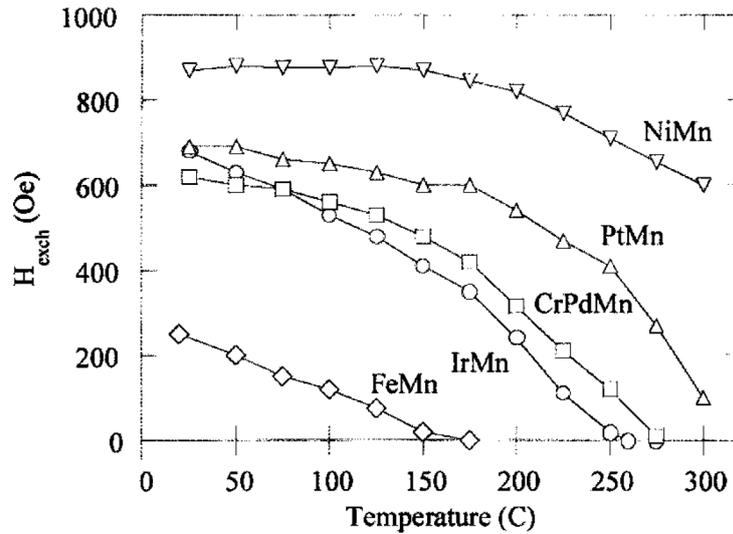


Figure A.10 – Champ d'échange entre fonction de la nature de la couche AFM et de la température [141].

A.3.3 Effet Kerr magnéto-optique

Nous observons l'effet Kerr magnéto-optique lorsqu'une onde électromagnétique interagit avec un matériau FM. La lumière blanche ou le laser est tout d'abord polarisée dans une direction grâce à un filtre polarisateur puis est réfléchi sur le matériau FM. Cela a pour effet de modifier la polarisation de l'onde incidente. La lumière est alors analysée et nous pouvons observer des nuances de blanc et noir en fonction de la direction de l'aimantation des domaines du matériau FM. Les trois cas basiques sont les configurations polaire, longitudinale, transverse (A.11). Dans un film mince, du fait de l'orientation de l'aimantation dans le plan, seuls les configurations longitudinale et transverse sont utiles.

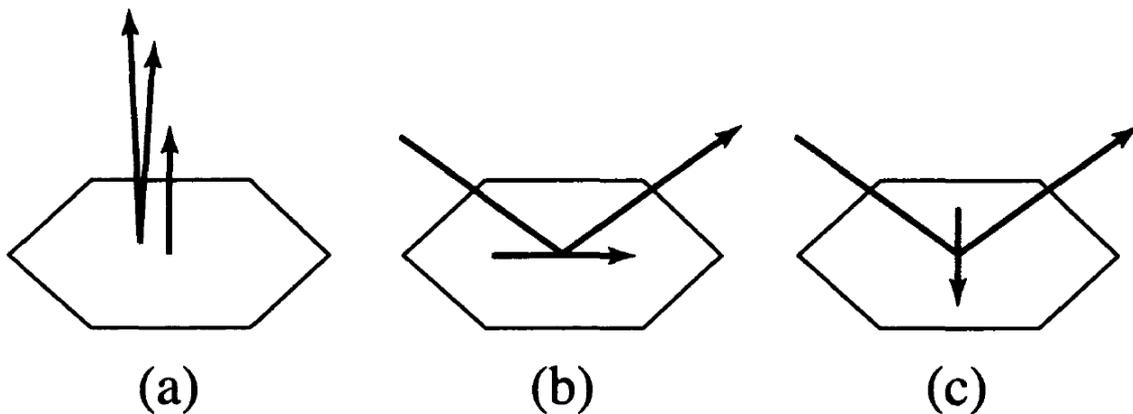


Figure A.11 – a) configurations polaire, b) longitudinale et c) transverse [96].

Annexe B

Caractéristiques d'un magnétomètre

Cette section va introduire les paramètres qui caractérisent un magnétomètre [5], [6], [174].

Tableau B.1 – Caractéristiques d'un magnétomètre.

Caractéristique	Unité
Résolution	T
Bruit équivalent en champ magnétique	$T/\sqrt{\text{Hz}}$
Étendue de mesure	T
Vitesse de mesure	Hz
Bande passante	Hz
Non linéarité	T
Non répétabilité	T
Hystérésis	T ou %FS
Dérive	$T \cdot \text{jour}/\text{mois}/\text{année}^{-1}$
Sensibilité à la température	$T \cdot K^{-1}$
Sensibilité à l'accélération	$T \cdot g^{-1}$
Sensibilité à la vitesse de rotation	$T \cdot (\text{°}/\text{s})^{-1}$
Puissance	W
Taille	m^2 ou m^3
Poids	g
Gamme de température	°C ou K
Directivité	—

B.1 Bruit équivalent en champ magnétique, résolution et vitesse de mesure

Dans le cadre de l'étude du bruit et de la résolution d'un magnétomètre, nous représentons sa fonction de transfert $H(t)$ par la figure B.1 en prenant $B(t)$ le champ magnétique

à mesurer, $e(t)$ les sources d'instabilité comme l'accélération, vitesse de rotation, température et $s(t)$ le signal à mesurer qui peut être une fréquence, une tension, etc.

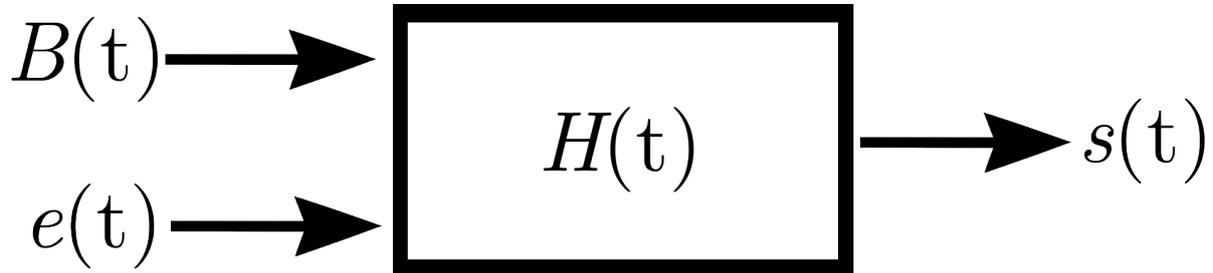


Figure B.1 – Fonction de transfert du magnétomètre : $B(t)$ = le champ magnétique à mesurer, $e(t)$ = sources d'instabilité et $s(t)$ = signal à mesurer.

Nous appelons le *bruit* la grandeur qui se rapporte à toutes les variations de mesures qui ne sont pas causées une variation de la mesurande. Dans le cas d'un magnétomètre, la mesurande correspond au champ magnétique tandis que la grandeur mesurée peut être une tension, une fréquence, etc. Les sources de bruit sont multiples : le bruit de Schottky (ou bruit quantique), le bruit provenant de l'électronique en f^{-1} , le bruit lié au design du magnétomètre, de l'effet physique sur lequel il se base, etc. De même, on appelle *résolution* d'un capteur le plus petit incrément ou décrément de mesurande pouvant être mesuré par celui-ci. Cela correspond aux conditions dans lesquelles on retrouve le plus petit bruit. Pour analyser ces deux grandeurs, nous plaçons le capteur dans une situation où les variations de la grandeur à mesurer ainsi des perturbations extérieures sont réduites un maximum. Nous utilisons alors deux outils mathématiques : la variance d'Allan (AVAR) et la densité spectrale de puissance (PSD) (Figure B.2) qui donnent des informations sur le bruit, dans le domaine fréquentiel pour la PSD et dans le domaine temporel pour l'AVAR.

Vitesse de mesure et temps d'intégration

La vitesse de mesure ou fréquence d'échantillonnage f_e est définie comme le nombre de fois par seconde que le magnétomètre actualise sa valeur ; cette quantité est donc en Hz. La période d'échantillonnage τ_e est son inverse : le temps entre deux mesures successives. De plus, nous définissons le temps d'intégration τ comme étant la durée pendant laquelle le signal à mesurer $s(t)$ est moyenné.

Variance et déviation d'Allan

La variance d'Allan $\sigma_s^2(\tau)$ à M échantillons permet de mesurer la stabilité de $s(t)$ mesuré pendant la durée d'acquisition en utilisant M échantillons de mesure de durée τ_s avec une temps d'échantillonnage τ_e . Elle est définie, dans le cas où $M = 2$, telle que :

$$\sigma_s^2(\tau) = \frac{1}{2} \cdot E[(s_\tau[2] - s_\tau[1])^2] \quad (\text{B.1})$$

Elle se différencie de la variance d'Allan superposée (*Overlapping Allan Variation* - OAVAR) qui utilise des échantillons de mesure se superposant. Le signal $s(t)$ est « moyenné » sur M plages de temps τ consécutives avec comme minimum $\tau = \tau_e$ et comme maximum la durée totale d'acquisition.

Dans les publications, nous utilisons plutôt la déviation d'Allan (ADEV ou OADEV) $\sigma_s(\tau)$ en T qui correspond à la racine de la variance d'Allan. Nous donnons la résolution dans l'unité la grandeur à mesurer en précisant ou non le temps d'intégration nécessaire. Nous définissons alors le plancher d'instabilité σ_0 (Figure B.2) comme étant la limite de résolution du capteur obtenu pour un temps d'intégration suffisamment long. De plus, pour les longs temps d'intégration, on peut observer que la mesure dérive. Cela est généralement dû aux dérives long terme de la température ou du champ magnétique.

Densité spectrale de puissance et de bruit

La densité spectral de puissance $S_s(f)$, exprimée en $\text{T}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}$, correspond à la répartition fréquentielle de la puissance d'un signal (généralement continu) suivant les fréquences qui le composent. Elle correspond à la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation $\chi_s(\tau)$ du signal $s(t)$:

$$\begin{aligned} \chi_s(\tau) &= E[s(t) \cdot s(t - \tau)] \\ S_s(f) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \chi_s(\tau) e^{-2\pi i f \tau} d\tau \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

Il ne faut pas la confondre avec la densité spectrale d'énergie qui est utilisée plutôt pour des signaux pulsés comme un pic de Dirac. Nous définissons la densité spectrale de bruit (NSD) comme étant la racine de la PSD et qui s'exprime naturellement en $\text{T} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$. Lorsque qu'un auteur montre sa NSD et qu'il annonce que son bruit le plus bas vaut $50 \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$ @ $f = 2000 \text{ Hz}$, cela signifie qu'il se trouve dans la partie « plancher d'instabilité » à une fréquence $f = 2000 \text{ Hz}$ i.e. pour un temps d'intégration $\tau = 5 \times 10^{-4} \text{ s}$.

Il est possible de calculer la variance d'Allan à partir de la densité spectrale de puissance par la relation :

$$\sigma_s^2(\tau) = \int_{f=0}^{+\infty} S_s(f) \cdot \left| \frac{2 \sin^4(\pi \tau f)}{(\pi \tau f)^2} \right|^2 df \quad (\text{B.3})$$

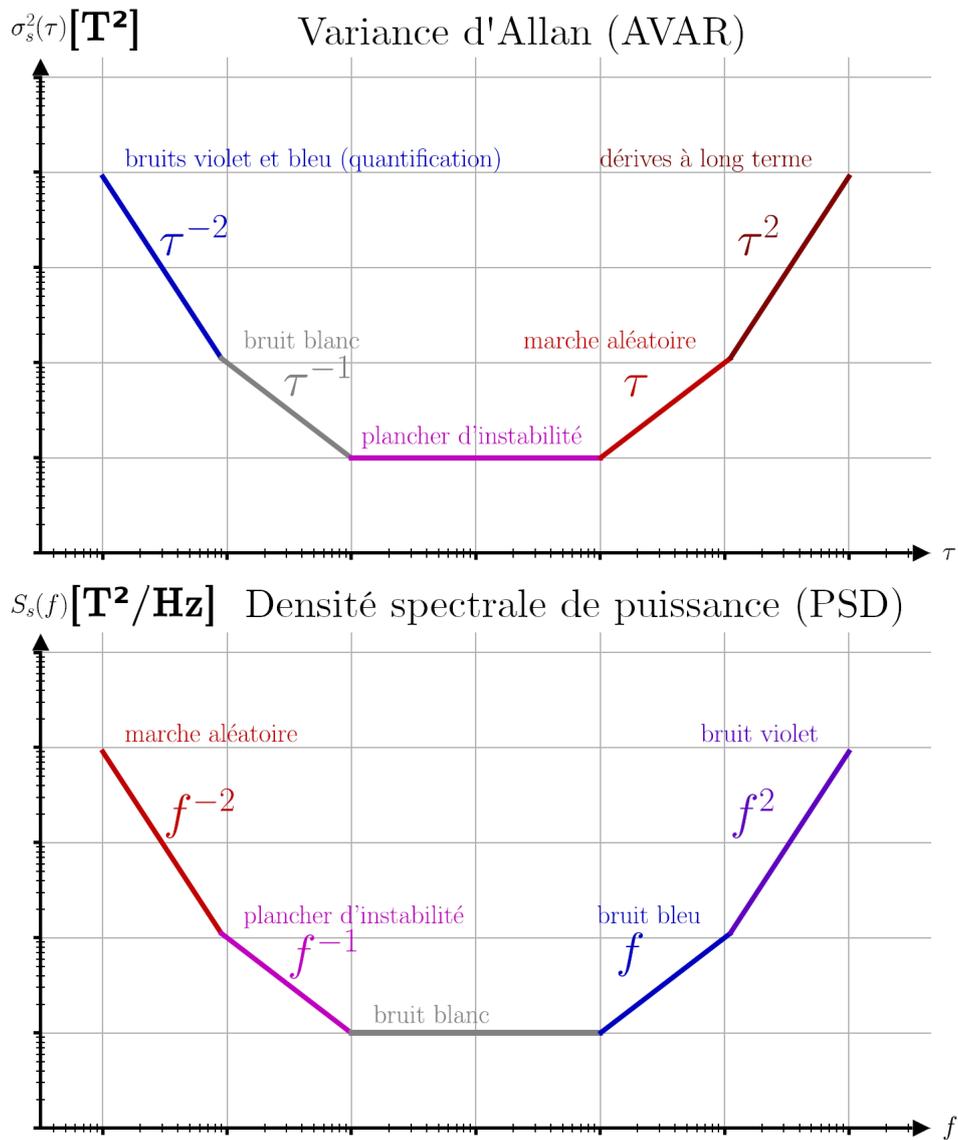


Figure B.2 – Courbes types d'une Variance d'Allan (AVAR) et d'une densité spectrale de puissance (PSD) [175].

B.2 Étendue de mesure, bande-passante et erreurs de mesures

L'étendue de mesure d'un magnétomètre correspond à la gamme de champ qu'il est capable de mesurer (Figure B.3). Cela se caractérise par une zone où la réponse du capteur est linéaire et deux zones correspondant à une saturation ou à un manque de signal. Il ne faut d'ailleurs pas confondre la limite basse de l'étendue de mesure avec la résolution puisqu'un dispositif comme un CMR (Colossal MagnetoResistance) présente de très bonne sensibilité au champ magnétique mais à cependant besoin d'une grosse intensité pour que cet effet se manifeste.

La bande-passante est l'intervalle de fréquences de champ magnétique que le magnétomètre peut mesurer. Cela va du champ continu (DC) aux champs alternatifs de plusieurs dizaines de MHz pour les SQUIDS.

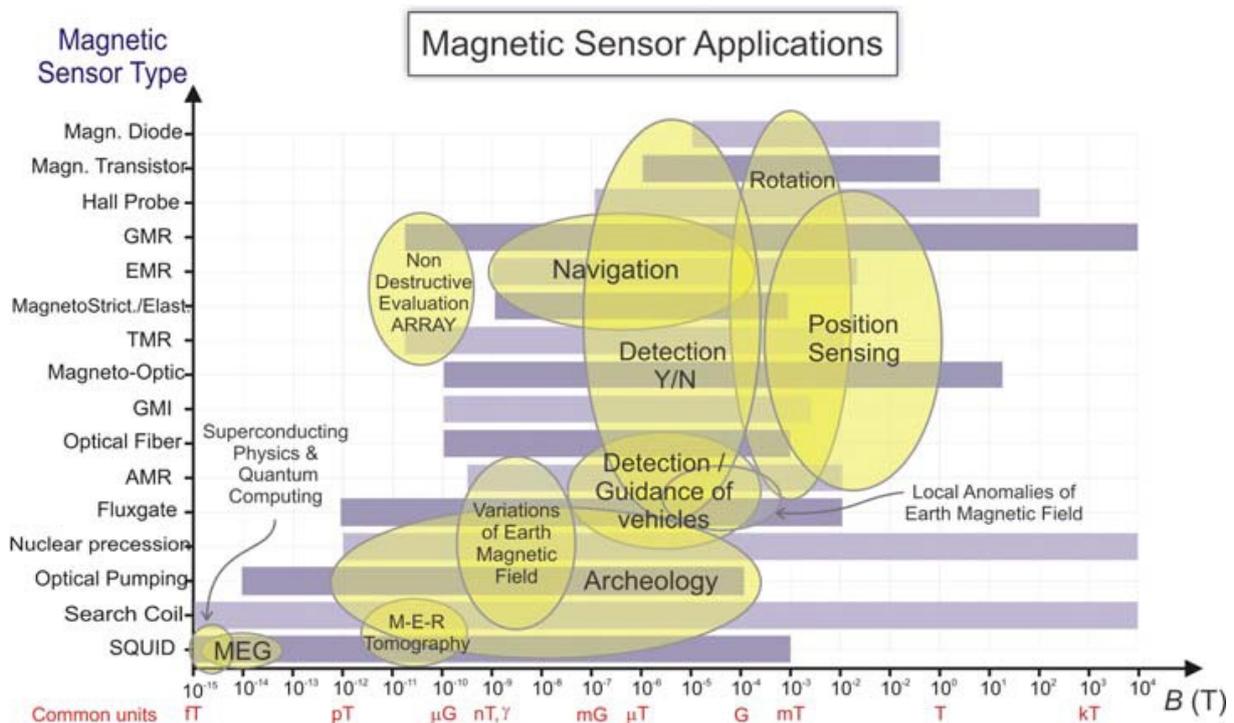


Figure B.3 – Étendue de mesure de plusieurs technologies de magnétomètre [176].

Lorsque nous parcourons l'étendue de mesure d'un capteur dans un sens puis dans l'autre, on peut observer des défauts dans le signal $s(t)$ comme des non-linéarités, hystérésis et non-répétabilité (Figure B.4). Ces grandeurs s'expriment en T ou, le plus souvent en % de l'étendue de mesure (*Full Scale* - FS). De même, on observe des dérives long termes qui se calculent en $T \cdot \text{jour}/\text{mois}/\text{année}^{-1}$.

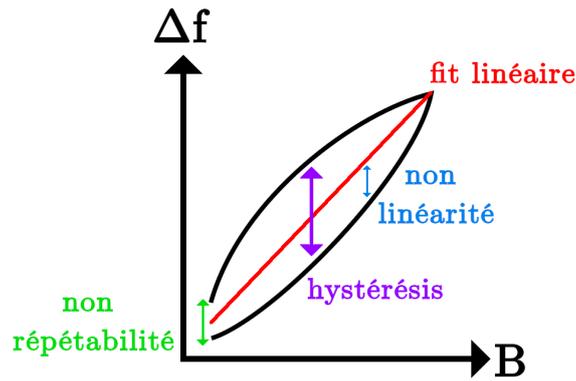


Figure B.4 – Erreurs de non linéarité, non répétabilité et hystérésis lors du parcours de l’étendue de mesure d’un magnétomètre à sortie fréquentielle dans les deux sens.

B.3 Sensibilités

- ▶ Sensibilité au champ magnétique (K_B). Ce terme se réfère à la variation de la grandeur mesurée (tension, fréquence, ...) qu’entraîne une variation de champ magnétique, son unité est donc en $V \cdot T^{-1}$ ou en $Hz \cdot T^{-1}$.
Dans le cas d’un magnétomètre vectoriel, si ce dernier présente une sensibilité à plusieurs axes du champ magnétique, on parle alors de sensibilité transverse. Elle peut être donnée dans la même unité que K_B ou comme pourcentage de K_B ;
- ▶ Sensibilité à l’accélération (K_G). Une accélération peut induire des déformations mécaniques de la structure et influencer sur la grandeur mesurée sans pour autant pour la distinguer d’une variation de champ magnétique. Son unité est en $T \cdot g^{-1}$;
- ▶ Sensibilité à la vitesse de rotation (K_Ω). Son unité est en $T \cdot (^\circ \cdot s^{-1})$;
- ▶ Sensibilité à la température (K_T). Les variations de température peuvent changer les propriétés des matériaux, induire des contraintes et déformations. Certains dispositifs utilisent des OCXO, TCXO, ... pour contrôler maintenir la température stable. Cependant cette solution rajoute une source de consommation et un certain encombrement. Son unité est en $T \cdot K^{-1}$.

B.4 Gamme d’utilisation

La taille, le poids et la puissance consommée d’un magnétomètre ne se limite pas à l’élément sensible du magnétomètre. On doit prendre en compte aussi l’électronique associée et la façon de détecter. Typiquement, un magnétomètre MEMS à force de Lorentz dont la détection est optique n’aura pas le même encombrement que le même modèle à détection capacitive. Il faut aussi prendre en compte la directivité du capteur qui influe sur le nombre de capteurs nécessaires pour reconstituer le champ. En effet, nous pouvons les subdiviser en deux catégories : les capteurs vectoriels qui vont mesurer une (voire deux)

composante(s) vectorielle(s) du champ magnétique et les capteurs scalaires (ou scalaires totaux) qui vont mesurer l'amplitude $\|\vec{B}\| = \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2}$ ainsi que la direction du champ magnétique (Tableau B.2). Enfin, il est essentiel de tenir compte de la gamme de température dans laquelle on peut utiliser le magnétomètre. Certaines technologies ne sont pas adaptées pour des environnements sévères comme l'espace.

Tableau B.2 – Classement des différentes technologies de magnétomètres.

Magnétomètres Vectoriels	Magnétomètres Scalaires
Capteur à effet Hall	Magnétomètre à pompage optique
Capteur magnéto-résistif (xMR)	Magnétomètre à résonance de protons
Magnétomètre MEMS	Magnétomètre Overhauser
...	...

Annexe C

Performances théoriques des magnétomètres

Dans le soucis d'avoir des équations solvables analytiquement, nous faisons les hypothèses suivantes pour l'ensemble des calculs :

- ▶ hypothèse des petits angles ;
- ▶ hypothèse de Navier-Bernoulli *i.e.* les sections perpendiculaires restent droites après déformation ;
- ▶ nous négligeons l'influence mécanique des électrodes sur le mouvement ;
- ▶ nous négligeons les pertes *i.e.* pertes thermo-élastiques, fluidiques (frottement entre la poutre et le fluide -l'air-), dispersion énergétique à travers l'encastrement ;

C.1 Poutre en flexion

Avant d'étudier les performances théoriques du magnétomètre, l'étude des caractéristiques des poutres en flexion est nécessaire. On considère donc dans cette partie une poutre en vibrations forcées dans le plan $(O, \vec{e}_x, \vec{e}_z)$ de section rectangulaire et homogène.

Nous posons :

- ▶ l_p (selon \vec{e}_x) Longueur de la poutre
- ▶ h_p (selon \vec{e}_y) Épaisseur de la poutre
- ▶ b_p (selon \vec{e}_z) Épaisseur vibrante de la poutre
- ▶ $S_p = b_p \cdot h_p$ Surface transversale de la poutre
- ▶ ρ Masse volumique
- ▶ E Module d'Young
- ▶ I Moment quadratique de la surface S_p
- ▶ $w(x, t)$ Altitude de la fibre neutre
- ▶ α_n Constante liée au mode n
- ▶ f_n Fréquence de résonance du mode n
- ▶ $\omega_n = 2\pi \cdot f_n$ Pulsation d'excitation du mode n

Nous commençons par montrer que l'altitude de la fibre neutre de la poutre $w(x, t)$

d'une poutre en quartz orienté selon \vec{e}_y à section rectangulaire suit l'équation :

$$EI \cdot \frac{\partial^4 w}{\partial x^4}(x, t) + \rho S_p \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial t^2}(x, t) = 0 \quad (\text{C.1})$$

A partir de cette équation du mouvement et aussi grâce à l'étude énergétique d'une poutre en flexion, nous démontrons que la fréquence de résonance d'un tel système vaut :

$$f_n = \frac{\omega_n}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\sqrt{12}} \cdot \alpha_n^2 \cdot \sqrt{\frac{E}{\rho}} \cdot \frac{b_p}{l_p^2} \quad (\text{C.2})$$

C.1.1 Équation du mouvement

Dans le cas des poutres en flexion, la déformation génère en tout point des contraintes internes qui peuvent être modélisés sous la forme (Figure C.1) :

- ▶ d'un effort tranchant $\vec{T}(x) = T \cdot \vec{e}_z$
- ▶ d'un moment fléchissant $\vec{\mathcal{M}}(x) = \mathcal{M} \cdot \vec{e}_y$ provenant de la différence tension/compression entre le haut et le bas de la poutre

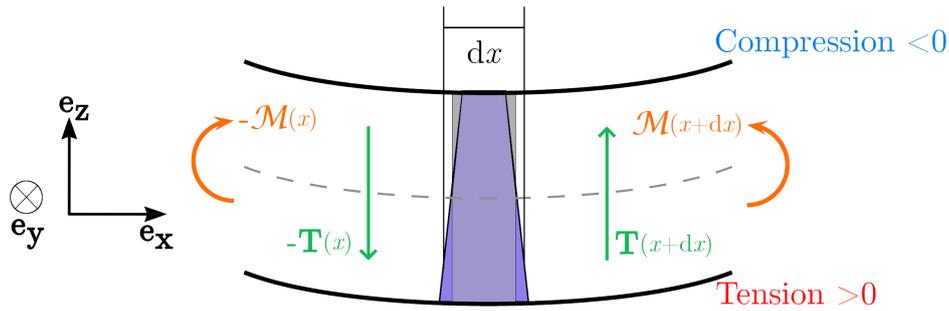


Figure C.1 – Déformation de la poutre et zoom sur un élément dx .

Bilan des forces sur un élément dx selon \vec{e}_z

$$\begin{aligned} \sum F_z &= -T(x) + T(x + dx) = dm \cdot a_z \\ \Leftrightarrow \quad \partial T &= \rho \cdot (b_p h_p dx) \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} \\ \Leftrightarrow \quad \frac{\partial T}{\partial x}(x, t) &= \rho S_p \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} \end{aligned}$$

Bilan des moments au centre du volume selon \vec{e}_y

$$\begin{aligned} \sum \mathcal{M}_y &= \rho I \cdot \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} \approx 0 \text{ (Hypothèse de Navier-Bernoulli)} \\ \Leftrightarrow \quad -\mathcal{M}(x) - \frac{dx}{2} \vec{e}_x \wedge (-T(x) \cdot \vec{e}_z) + \frac{dx}{2} \vec{e}_x \wedge (T(x + dx) \cdot \vec{e}_z) + \mathcal{M}(x + dx) &= 0 \\ \Leftrightarrow \quad \frac{\partial \mathcal{M}}{\partial x} + T(x) &= 0 \end{aligned}$$

Équation du mouvement

Nous pouvons montrer grâce à l'étude de la déformée que le moment fléchissant peut s'exprimer : $\mathcal{M} = E \cdot I \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}$, avec I le *moment quadratique* : $I = \frac{h_p \cdot b_p^3}{12}$. On trouve alors l'équation du mouvement de la poutre :

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{M}}{dx} + T(x) &= 0 \\ \Leftrightarrow \frac{\partial^2 \mathcal{M}}{\partial x^2} + \frac{\partial T}{\partial x} &= 0 \\ \Leftrightarrow EI \cdot \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + \rho S_p \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} &= 0 \end{aligned}$$

Pour être résolue dans un cas particulier, cette équation nécessite : $\begin{cases} 4 \text{ C.L} \\ 2 \text{ C.I} \end{cases}$

C.1.2 Fréquence de résonance

Fréquence de résonance calculée avec l'équation du mouvement

Nous cherchons une solution sous la forme : $w(x, t) = \phi(x) \cdot T(t)$. Puisque les paramètres x et t deviennent indépendants, nous écrivons :

$$\begin{aligned} EI \cdot \frac{\partial^4 w}{\partial x^4}(x, t) + \rho S_p \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial t^2}(x, t) &= 0 \\ \Leftrightarrow \frac{EI}{\rho S_p} \cdot \frac{\phi''''}{\phi}(x) = -\frac{\ddot{T}}{T}(t) = \text{constante} = \omega^2 \end{aligned}$$

On pose $b^4 = \frac{\rho S_p}{EI} \cdot \omega^2$

$$\begin{aligned} \Leftrightarrow \begin{cases} \ddot{T} + \omega^2 \cdot T &= 0 \\ \phi'''' - b^4 \phi &= 0 \end{cases} \\ \Leftrightarrow \begin{cases} T(t) = A \cdot \cos(\omega t) + B \cdot \sin(\omega t) \\ \phi(x) = a_1 \cdot \sin(bx) + a_2 \cdot \cos(bx) + a_3 \cdot \sinh(bx) + a_4 \cdot \cosh(bx) \end{cases} \end{aligned}$$

Nous souhaitons maintenant déterminer une relation entre $\omega = 2\pi f$ et les paramètres de la poutre. Pour cela, on va s'attacher à trouver les coefficients a_1, a_2, a_3, a_4 qui dépendent des CL (Tableau C.1).

Dans le cas d'une poutre doublement encastree :
à $x = 0$, la poutre ne bouge pas à cause de l'encastrement, donc :

$$\begin{cases} \phi(0) = 0 &\Leftrightarrow a_2 + a_4 = 0 \\ \phi'(0) = 0 &\Leftrightarrow b \cdot (a_1 + a_3) = 0 \end{cases}$$

Tableau C.1 – Conditions aux limites possibles pour une poutre en x_0 .

	Déplacement $\phi(x_0)$	Rotation $\phi'(x_0)$	Moment $\phi''(x_0)$	Effort tranchant $\phi'''(x_0)$
Libre	-	-	0	0
Encastrée	0	0	-	-
Articulée	0	-	0	-
Glissée	-	0	-	0

à $x = l_p$, la poutre ne bouge pas à cause de l'encastrement, d'où :

$$\Leftrightarrow \begin{cases} \phi(l_p) = 0 \\ \phi'(l_p) = 0 \\ a_1 \sin(bl_p) + a_2 \cos(bl_p) + a_3 \sinh(bl_p) + a_4 \cosh(bl_p) = 0 \\ b \cdot (a_1 \cos(bl_p) - a_2 \sin(bl_p) + a_3 \cosh(bl_p) + a_4 \sinh(bl_p)) = 0 \end{cases}$$

Nous devons donc résoudre le système matriciel suivant :

$$\underbrace{\begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ \sin(bl_p) & \cos(bl_p) & \sinh(bl_p) & \cosh(bl_p) \\ \cos(bl_p) & -\sin(bl_p) & \cosh(bl_p) & \sinh(bl_p) \end{pmatrix}}_{\text{matrice } A} \cdot \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ a_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Le système est soluble si et seulement si $\det(A) = 0$. En posant $\alpha_n = b \cdot l_p = b_n \cdot l_p$, on obtient l'équation caractéristique valable uniquement dans le cas d'une poutre doublement encastrée :

$$1 - \cos(\alpha_n) \cdot \cosh(\alpha_n) = 0$$

Les différentes équations caractéristiques correspondant aux différents cas ainsi que leurs solutions respectives sont répertoriées dans le tableau C.2. Nous pouvons alors déduire les solutions ω_n correspondant aux modes propres de la poutre :

$$\begin{aligned} \alpha_n &= b_n \cdot l_p \\ \Leftrightarrow \alpha_n^4 &= b_n^4 \cdot l_p^4 \\ \Leftrightarrow \alpha_n^4 &= \frac{\rho S_p \omega_n^2}{EI} \cdot l_p^4 \\ \Leftrightarrow \alpha_n^2 &= \sqrt{\frac{12 \rho b_p h_p}{E h_p b_p^3}} \cdot \omega_n \cdot l_p^2 \\ \Leftrightarrow \omega_n &= \frac{1}{\sqrt{12}} \cdot \alpha_n^2 \cdot \sqrt{\frac{E}{\rho}} \cdot \frac{b_p}{l_p^2} \end{aligned}$$

Tableau C.2 – Équations caractéristiques et déformées de poutres pour différentes fixations.

Cas	Schéma	Eq. caractéristique
Encastrée-Libre		$1 + \cosh(\alpha_n) \cos(\alpha_n) = 0$
Doublement encastrée		$1 - \cosh(\alpha_n) \cos(\alpha_n) = 0$
Libre		$1 - \cosh(\alpha_n) \cos(\alpha_n) = 0$
Doublement glissée		$\sin \alpha_n = 0$

Détermination de la fonction $\phi_n(x)$

Dans le cas d'une poutre doublement encastrée, on peut déterminer complètement $\phi_n(x)$ grâce aux relations entre les coefficients :

$$\begin{aligned} & \begin{cases} \phi_n(0) = 0 \\ \phi_n'(0) = 0 \\ \phi_n(l_p) = 0 \\ \phi_n'(l_p) = 0 \end{cases} \\ \Leftrightarrow & \begin{cases} a_2 + a_4 = 0 \\ a_1 + a_3 = 0 \\ \phi(l_p) = a_1 \sin(\alpha_n) + a_2 \cos(\alpha_n) + a_3 \sinh(\alpha_n) + a_4 \cosh(\alpha_n) = 0 \\ \phi'(l_p) = a_1 \cos(\alpha_n) - a_2 \sin(\alpha_n) + a_3 \cosh(\alpha_n) + a_4 \sinh(\alpha_n) = 0 \end{cases} \\ \Leftrightarrow & \begin{cases} a_4 = -a_2 \\ a_3 = -a_1 \\ a_2 = -a_1 \cdot \frac{\sin(\alpha_n) - \sinh(\alpha_n)}{\cos(\alpha_n) - \cosh(\alpha_n)} \end{cases} \end{aligned}$$

Pour déterminer le coefficient a_1 , il faudrait connaître l'amplitude de la poutre à une abscisse donnée. Nous avons donc :

$$\phi_n(x) = a_1 \cdot \left[\sin\left(\frac{\alpha_n}{l_p} x\right) - \sinh\left(\frac{\alpha_n}{l_p} x\right) - \frac{\sin(\alpha_n) - \sinh(\alpha_n)}{\cos(\alpha_n) - \cosh(\alpha_n)} \cdot \left(\cos\left(\frac{\alpha_n}{l_p} x\right) - \cosh\left(\frac{\alpha_n}{l_p} x\right) \right) \right]$$

Grâce au logiciel Maxima, on montre que α_n suit la relation :

$$\sqrt{\frac{\int_0^{l_p} \left(\frac{\partial^2 \phi_n}{\partial x^2}\right)^2 dx}{\int_0^{l_p} \phi_n^2 dx}} = \alpha_n^2$$

Tableau C.3 – Estimations des constantes d'intégrations α_n et β_n [3].

Cas	α_n	β_n	$\gamma_n = \beta_n/\alpha_n^2$
CF	$\alpha_1 = 1.875104$	$\beta_1 = 4.647779$	$\gamma_1 = 1.321888$
	$\alpha_2 = 4.694091$	$\beta_2 = 32.41740$	$\gamma_2 = 1.471212$
	$\alpha_3 = 7.854757$	$\beta_3 = 77.29890$	$\gamma_3 = 1.252875$
	\vdots	\vdots	\vdots
	$\alpha_n \rightarrow \frac{\pi}{2}(2n + 1)$	$\beta_n \rightarrow \alpha_n(\alpha_n + 2)$	$\gamma_n \rightarrow 1 + \frac{2}{\alpha_n}$
CC	$\alpha_1 = 4.730041$	$\beta_1 = 12.30262$	$\gamma_1 = 0.549880$
	$\alpha_2 = 7.853205$	$\beta_2 = 46.05012$	$\gamma_2 = 0.746684$
	$\alpha_3 = 10.99561$	$\beta_3 = 98.90480$	$\gamma_3 = 0.818048$
	\vdots	\vdots	\vdots
	$\alpha_n \rightarrow \frac{\pi}{2}(2n + 3)$	$\beta_n \rightarrow \alpha_n(\alpha_n - 2)$	$\gamma_n \rightarrow 1 - \frac{2}{\alpha_n}$
FF	$\alpha_1 = 4.730041$	$\beta_1 = 49.48082$	$\gamma_1 = 2.211603$
	$\alpha_2 = 7.853205$	$\beta_2 = 108.9246$	$\gamma_2 = 1.766168$
	$\alpha_3 = 10.995608$	$\beta_3 = 186.86671$	$\gamma_3 = 1.5455870$
	\vdots	\vdots	\vdots
	$\alpha_n \rightarrow \frac{\pi}{2}(2n + 3)$	$\beta_n \rightarrow \alpha_n(\alpha_n + 6)$	$\gamma_n \rightarrow 1 + \frac{6}{\alpha_n}$
PP	$\alpha_n = (n + 1)\pi$	$\beta_n = \alpha_n^2$	$\gamma_n = 1$

De même, on peut montrer analytiquement que :

$$\sqrt{\frac{\int_0^{l_p} \left(\frac{\partial \phi_n}{\partial x}\right)^2 dx}{\int_0^{l_p} \phi_n^2 dx}} = \frac{\beta_n}{l_p}$$

Fréquence de résonance calculée avec une analyse énergétique

En faisant l'hypothèse de la conservation de l'énergie mécanique, nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} E_c + E_p \text{ flexion} &= E_m = \text{cst} \\ \Leftrightarrow \frac{\partial E_c}{\partial t} + \frac{\partial E_p \text{ flexion}}{\partial t} &= 0 \end{aligned}$$

A partir de l'énergie cinétique dE_c d'un volume dV de la poutre, nous obtenons :

$$\begin{aligned} dE_c &= \frac{1}{2} dm \left(\frac{\partial w}{\partial t}\right)^2 \\ \Leftrightarrow E_c &= \frac{1}{2} \rho S_p \cdot \dot{T}_n(t)^2 \cdot \int_{\text{poutre}} \phi_n(s)^2 ds \\ \Leftrightarrow \frac{\partial E_c}{\partial t} &= \frac{1}{2} \rho S_p \cdot 2\dot{T}_n \ddot{T}_n \cdot \int_{\text{poutre}} \phi_n^2 ds \end{aligned}$$

De même, à partir de l'énergie potentielle de flexion (*strain energy*) $dE_p \text{ flexion}$ d'un volume dV de la poutre, nous obtenons :

$$\begin{aligned}
dE_{p \text{ flexion}} &= \frac{1}{2} \frac{\mathcal{M}^2}{EI} \cdot ds \\
\Leftrightarrow E_{p \text{ flexion}} &= \frac{1}{2} EI \cdot T_n(t)^2 \cdot \int_{poutre} \left(\frac{\partial^2 \phi_n}{\partial s^2} \right)^2 ds \\
\Leftrightarrow \frac{\partial E_{p \text{ flexion}}}{\partial t} &= \frac{1}{2} EI \cdot 2T_n \dot{T}_n \cdot \int_{poutre} \left(\frac{\partial^2 \phi_n}{\partial s^2} \right)^2 ds
\end{aligned}$$

Or dans l'approximation de Rayleigh $ds = dx$. De plus, puisque que $T_n(t) = A \cdot \cos(\omega t) + B \cdot \sin(\omega t)$, on a $\dot{T}_n = -\omega_n^2 \cdot T_n$. Cela nous permet d'écrire que :

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial E_c}{\partial t} + \frac{\partial E_{p \text{ flexion}}}{\partial t} = 0 \\
\Leftrightarrow &-\frac{1}{2} \rho S_p \cdot 2\dot{T}_n \cdot \omega_n^2 \cdot T_n \cdot \int_{poutre} \phi_n^2 ds + \frac{1}{2} EI \cdot 2T_n \dot{T}_n \cdot \int_{poutre} \left(\frac{\partial^2 \phi_n}{\partial s^2} \right)^2 ds = 0 \\
\Leftrightarrow &\omega_n = \sqrt{\frac{EI}{\rho S_p}} \cdot \sqrt{\frac{\int_0^{l_p} \left(\frac{\partial^2 \phi_n}{\partial x^2} \right)^2 dx}{\int_0^{l_p} \phi_n^2 dx}} \\
\Leftrightarrow &\omega_n = \frac{1}{\sqrt{12}} \cdot \alpha_n^2 \cdot \sqrt{\frac{E}{\rho}} \cdot \frac{b_p}{l_p^2}
\end{aligned}$$

C.2 Magnétomètre différentiel

Cette partie sera consacrée à l'étude de la sensibilité théorique d'un magnétomètre différentiel au champ magnétique extérieur \vec{B}_{ext} . Il est à minima constitué d'un pivot, de deux poutres résonantes centrées par rapport à un plateau S_{magn} sur lequel des matériaux magnétiques sont déposés (Figure C.2). Le α -quartz utilisé pour fabriquer les magnétomètres en salle blanche est un wafer qui a été découpé selon le plan (001) (*i.e.* coupe Z). Les poutres sont, quant à elles, orientées selon la direction [010]. On définit le repère $\mathcal{R} = (O; \vec{e}_x; \vec{e}_y; \vec{e}_z)$ avec O un point quelconque de \mathcal{R} et $\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$ correspondent respectivement aux vecteurs unitaires dans les directions cristallines du quartz [100], [010] et [001] [177]. On pose :

- ▶ b_p (selon \vec{e}_x) Épaisseur vibrante des poutres
- ▶ l_p (selon \vec{e}_y) Longueur des poutres
- ▶ h_p (selon \vec{e}_z) Épaisseur des poutres
- ▶ $S_p = b_p \cdot h_p$ Surface transversale des poutres
- ▶ n_{FM} Nombre de couches du matériau FM
- ▶ e_{FM} Épaisseur d'une couche de matériau FM
- ▶ $e_{magn} = e_{FM} \cdot n_{FM}$ Épaisseur totale du matériau FM
- ▶ S_{magn} Surface sur laquelle sont déposés les matériaux magnétiques
- ▶ $V_{magn} = e_{magn} \cdot S_{magn}$ Volume total du matériau FM
- ▶ d Distance entre le centre des poutres
- ▶ $\rho_q = \rho = 2648 \text{ kg/m}^3$ Masse volumique du quartz

- ▶ $E_{q\ xy} = E = 78.3\text{ GPa}$ Module d'Young du quartz selon \vec{e}_x et \vec{e}_y
- ▶ $E_{q\ z}$ Module d'Young du quartz selon \vec{e}_z
- ▶ \vec{M} Aimantation des matériaux magnétiques
- ▶ \vec{m} Moment magnétique
- ▶ \vec{B}_{ext} Champ magnétique extérieur
- ▶ B_{\parallel} Composante du champ magnétique dans le sens de \vec{M}
- ▶ B_{\perp} Composante du champ magnétique dans le plan et perpendiculaire à \vec{M}
- ▶ $\vec{\Gamma}$ Couple magnétique exercé sur les matériaux magnétiques déposés sur la surface par \vec{B}_{ext}
- ▶ $f_{n,B}$ Fréquence de résonance d'une poutre au mode n sous \vec{B}_{ext}
- ▶ Δf Différence de fréquence de résonance entre les poutres $n=1$ et $n=2$

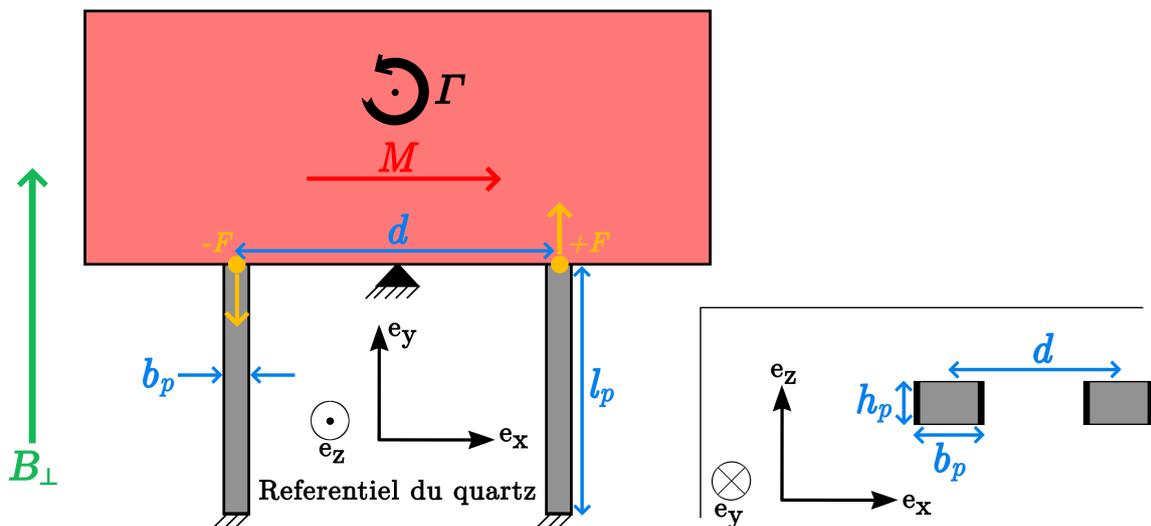


Figure C.2 – Principe de fonctionnement du magnétomètre différentiel.

En faisant l'hypothèse que les matériaux magnétiques ont une aimantation stable et dans une seule direction (\parallel) telle que $\vec{M} = M \cdot \vec{e}_{\parallel}$ et que le champ magnétique $\vec{B}_{ext} = B_{\parallel} \cdot \vec{e}_{\parallel} + B_{\perp} \cdot \vec{e}_{\perp} + B_z \cdot \vec{e}_z$ est uniforme à l'échelle du magnétomètre, alors la structure subit le couple $\vec{\Gamma}$ qui vient déformer la structure.

$$\vec{\Gamma} = \iiint_V \vec{M} \wedge \vec{B}_{ext} \cdot dV = V_{magn} \cdot \vec{M} \wedge \vec{B}_{ext} = \vec{m} \wedge \vec{B}_{ext} = \begin{cases} \begin{pmatrix} 0 \\ -m \cdot B_z \\ m \cdot B_{\perp} \end{pmatrix}, \text{ si } \vec{e}_{\parallel} = \vec{e}_x \\ \begin{pmatrix} m \cdot B_z \\ 0 \\ -m \cdot B_{\perp} \end{pmatrix}, \text{ si } \vec{e}_{\parallel} = \vec{e}_y \end{cases} \quad (C.3)$$

La composante du champ dans le plan et perpendiculaire à \vec{M} vient faire tourner la structure autour du pivot. Cela a pour effet d'étirer une poutre et d'en comprimer une autre avec la force \vec{F} :

$$\boxed{\vec{F} = \frac{MV_{magn}}{d} \cdot B_{\perp} \cdot \vec{e}_y} \quad (C.4)$$

On peut alors mesurer une différence de fréquence de résonance $\Delta f_{n,B}$.

$$\boxed{\Delta f = K_B \cdot B_{\perp}} \quad (C.5)$$

Avec :

$$\boxed{K_B = \frac{\sqrt{12}}{2\pi} \cdot \gamma_n \cdot \frac{1}{\sqrt{\rho E}} \cdot m \cdot \frac{1}{db_p^2 h_p}} \quad (C.6)$$



• Sous l'influence du champ magnétique extérieur \vec{B}_{ext} , les matériaux magnétiques qui ont une aimantation $\vec{M} = M \cdot \vec{e}_{\parallel} = \frac{d\vec{m}}{dV}$ subissent un couple $\vec{\Gamma}$:

$$\begin{aligned} \vec{\Gamma} &= \int_{V_{magn}} \vec{M} \wedge \vec{B}_{ext} dV \\ \Leftrightarrow \vec{\Gamma} &= (MV_{magn} \cdot \vec{e}_{\parallel}) \wedge (B_{\parallel} \cdot \vec{e}_{\parallel} + B_{\perp} \cdot \vec{e}_{\perp} + B_z \cdot \vec{e}_z) \\ \Leftrightarrow \vec{\Gamma} &= MV_{magn} \cdot (B_{\perp} \cdot \vec{e}_z - B_z \cdot \vec{e}_{\perp}) \end{aligned}$$

• On fait un bilan des forces et des moments en prenant en compte les réactions au support des deux poutres : \vec{R}_1 au point A et \vec{R}_2 au point B tel que $\vec{AB} = d \cdot \vec{e}_x$, ainsi que le couple $\vec{\Gamma}$.

Bilan des forces

$$\Leftrightarrow \begin{cases} \sum F_x = R_{1x} + R_{2x} = 0 \\ \sum F_y = R_{1y} + R_{2y} = 0 \\ \sum F_z = R_{1z} + R_{2z} = 0 \end{cases}$$

$$\Leftrightarrow \vec{R}_1 = -\vec{R}_2$$

Bilan des moments ($\vec{e}_{||} = \vec{e}_x$)

$$\begin{aligned} \sum \vec{\mathcal{M}}_{/A} &= \vec{I} + \vec{\mathcal{M}}(\vec{R}_1)_{/A} + \vec{\mathcal{M}}(\vec{R}_2)_{/A} = \vec{0} \\ \Leftrightarrow m \cdot (B_y \cdot \vec{e}_z - B_z \cdot \vec{e}_y) + \vec{0} + \vec{AB} \wedge (R_{2x} \cdot \vec{e}_x + R_{2y} \cdot \vec{e}_y + R_{2z} \cdot \vec{e}_z) &= \vec{0} \\ \Leftrightarrow \begin{cases} \text{sur } x : 0 = 0 \\ \text{sur } y : -m \cdot B_z - d \cdot R_{2z} = 0 \\ \text{sur } z : m \cdot B_y + d \cdot R_{2y} = 0 \end{cases} \\ \Leftrightarrow \begin{cases} R_{1x} = -R_{2x} = 0 \\ R_{1y} = -R_{2y} = \frac{m}{d} \cdot B_y \\ R_{1z} = -R_{2z} = \frac{m}{d} \cdot B_z \end{cases} \end{aligned}$$

On remarque donc que pour chacune des poutres, nous avons donc deux forces :

- ▶ R_{1y} ou R_{2y} qui vient l'étirer ou la comprimer dans le plan du magnétomètre.
- ▶ R_{1z} et R_{2z} qui viennent déformer les deux poutres de la même façon. En faisant l'hypothèse que les poutres sont identiques, on peut alors ne pas prendre en compte l'influence de B_z sur la variations en fréquences des poutres.

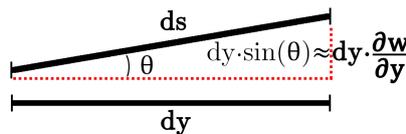
- Pour déterminer la fréquence de résonance des poutres, on fait une analyse énergétique en posant $w(x, t) = \phi(x) \cdot T(t)$ avec $T_n(t) = A \cdot \cos(\omega t) + B \cdot \sin(\omega t)$.

Bilan des contributions énergétiques

- ▶ Énergie cinétique $E_c = \frac{1}{2} \rho S_p \cdot \dot{T}_n(t)^2 \cdot \int_{poutre} \phi_n(s)^2 ds$
- ▶ Énergie potentielle de flexion $E_{p \text{ flexion}} = \frac{1}{2} EI \cdot T_n(t)^2 \cdot \int_{poutre} \left(\frac{\partial^2 \phi_n}{\partial s^2} \right)^2 ds$
- ▶ Énergie potentielle liée à \vec{R}_y $E_{R_y} = \frac{1}{2} R_y \cdot T_n(t)^2 \cdot \int_{poutre} \left(\frac{\partial \phi_n}{\partial s} \right)^2 ds$

En effet, d'après [178], $E_{R_y} = \int_{poutre} \vec{R}_y \cdot \vec{\Delta}y = \int_{poutre} R_y \cdot \underbrace{(ds - dy)}_{\text{élongation}}$

Avec $ds - dy = \sqrt{(dy)^2 + \left(dy \cdot \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2} - dy = dy \cdot \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2} - 1 \right) \approx dy \cdot \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 - 1 \right)$



D'où $E_{R_y} \approx \frac{1}{2} R_y \int_{poutre} \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2$

Conservation de l'énergie mécanique

$$\begin{aligned}
& E_c + E_p \text{ flexion} + E_{R_y} = E_m = \text{cst} \\
\Leftrightarrow & \frac{\partial E_c}{\partial t} + \frac{\partial E_p \text{ flexion}}{\partial t} + \frac{\partial E_{R_y}}{\partial t} = 0 \\
\Leftrightarrow & \frac{1}{2} \rho S_p \cdot 2 \dot{T}_n \ddot{T}_n \cdot \int \phi_n^2 ds \\
& + \frac{1}{2} EI \cdot 2 T_n \dot{T}_n \cdot \int \left(\frac{\partial^2 \phi_n}{\partial s^2} \right)^2 ds \\
& + \frac{1}{2} R_y \cdot 2 T_n \dot{T}_n \cdot \int \left(\frac{\partial \phi_n}{\partial s} \right)^2 ds = 0 \\
\Leftrightarrow & \rho S_p \cdot \ddot{T}_n \cdot \int \phi_n^2 ds + EI \cdot T_n \cdot \int \left(\frac{\partial^2 \phi_n}{\partial s^2} \right)^2 ds + R_y \cdot T_n \cdot \int \left(\frac{\partial \phi_n}{\partial s} \right)^2 ds = 0 \\
\Leftrightarrow & -\rho S_p \cdot \omega_{B,n}^2 \cdot \int \phi_n^2 ds + EI \cdot \int \left(\frac{\partial^2 \phi_n}{\partial s^2} \right)^2 ds + R_y \cdot \int \left(\frac{\partial \phi_n}{\partial s} \right)^2 ds = 0 \\
\Leftrightarrow & \omega_{n,B}^2 = \frac{EI}{\rho S_p} \cdot \frac{\int \left(\frac{\partial^2 \phi_n}{\partial s^2} \right)^2 ds}{\int \phi_n^2 ds} + \frac{R_y}{\rho S_p} \cdot \frac{\int \left(\frac{\partial \phi_n}{\partial s} \right)^2 ds}{\int \phi_n^2 ds} \\
\Leftrightarrow & \omega_{n,B}^2 = \omega_0^2 + \frac{m}{d} \cdot B_y \cdot \frac{1}{\rho b_p h_p} \cdot \frac{\beta_n}{l_p^2} \\
\Leftrightarrow & \omega_{n,B}^2 = \omega_0^2 \cdot \left(1 + \frac{1}{\omega_0^2} \cdot \beta_n \cdot \frac{1}{\rho} \cdot m \cdot \frac{1}{db_p h_p l_p^2} \cdot B_y \right) \\
\Leftrightarrow & \omega_{n,B} = \omega_0 \cdot \sqrt{1 + \frac{1}{\omega_0^2} \cdot \beta_n \cdot \frac{1}{\rho} \cdot m \cdot \frac{1}{db_p h_p l_p^2} \cdot B_y} \\
\Leftrightarrow & \omega_{n,B} \approx \omega_0 \cdot \left(1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\omega_0^2} \cdot \beta_n \cdot \frac{1}{\rho} \cdot m \cdot \frac{1}{db_p h_p l_p^2} \cdot B_y \right) - \text{DL en 0 (Tableau C.6)} \\
\Leftrightarrow & \Delta f = f_{n,B,1} - f_{n,B,2} \\
& \approx f_0 \cdot \left(1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\omega_0^2} \cdot \beta_n \cdot \frac{1}{\rho} \cdot m \cdot \frac{1}{db_p h_p l_p^2} \cdot B_y \right) \\
& - f_0 \cdot \left(1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\omega_0^2} \cdot \beta_n \cdot \frac{1}{\rho} \cdot m \cdot \frac{1}{db_p h_p l_p^2} \cdot B_y \right) \\
\Leftrightarrow & \Delta f \approx f_0 \cdot \frac{1}{\omega_0^2} \cdot \beta_n \cdot \frac{1}{\rho} \cdot m \cdot \frac{1}{db_p h_p l_p^2} \cdot B_y \\
\Leftrightarrow & \Delta f \approx \frac{1}{4\pi^2} \cdot \frac{1}{f_0} \cdot \beta_n \cdot \frac{1}{\rho} \cdot m \cdot \frac{1}{db_p h_p l_p^2} \cdot B_y
\end{aligned}$$

$$\Leftrightarrow \Delta f \approx \frac{1}{4\pi^2} \frac{1}{\frac{1}{2\pi\sqrt{12}} \cdot \alpha_n^2 \cdot \sqrt{\frac{E}{\rho}} \cdot \frac{b_p}{l_p^2}} \cdot \beta_n \cdot \frac{1}{\rho} \cdot m \cdot \frac{1}{db_p h_p l_p^2} \cdot B_y$$

Donc nous avons :

$$K_B = \frac{\sqrt{12}}{2\pi} \cdot \frac{\beta_n}{\alpha_n^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{\rho E}} \cdot m \cdot \frac{1}{db_p^2 h_p}$$



Tableau C.6 – Paramètres classiques utilisés dans les simulations.

Paramètres	Valeurs classiques utilisées
mode de flexion	n°1 - Poutre doublement encastree
α_1	4.730
β_1	12.302
b_p	68 μm
l_p	1750 μm
h_p	30 μm
d	226 μm
n_{FM}	10
e_{FM}	50 nm
S_{magn}	10 mm ²
M_{sat}	2.45 T \leftrightarrow 1.94×10^6 A.m ⁻¹
m	10 $\mu\text{A.m}^2$
f_0	120 kHz
$\frac{\beta_1}{\omega_0^2} \cdot \frac{m}{\rho} \cdot \frac{1}{db_p h_p l_p^2}$	≈ 0.06 T ⁻¹
B_{max}	0.1 mT
$(1+x)^{1/2}$	$x_{max} \approx 6 \times 10^{-6}$

Bibliographie

- [1] A. JOUY, « Concept et développement d'un magnétomètre spintronique : application à la navigation magnéto-inertielle et à la mesure des couples de transfert de spin, » thèse de doct., Université Paris-Saclay, 2019 (cf. p. [1](#), [9](#)).
- [2] D. ETTTEL, P. REY, G. JOURDAN, A. WALTHER, P. ROBERT et J. DELAMARE, « 3D magnetic field sensor concept for use in inertial measurement units (IMUs), » *Journal of Microelectromechanical Systems*, t. 23, n° 2, p. 324-333, 2014 (cf. p. [2](#), [21](#), [28](#), [121](#)).
- [3] T. PERRIER, « Développement d'un micro-magnétomètre vibrant, » thèse de doct., Université Paris-Saclay, 2022 (cf. p. [2](#), [22](#), [23](#), [28](#), [29](#), [38](#), [65](#), [68](#), [72](#), [121](#), [156](#)).
- [4] Y. LAMY et B. VIALA, « Combination of ultimate magnetization and ultrahigh uniaxial anisotropy in CoFe exchange-coupled multilayers, » *Journal of Applied Physics*, t. 97, n° 10, p. 1-4, 2005 (cf. p. [2](#), [68](#)).
- [5] J. E. LENZ, « A Review of Magnetic Sensors, » *Proceedings of the IEEE*, t. 78, n° 6, p. 973-989, 1990 (cf. p. [3](#), [6](#), [143](#)).
- [6] S. TUMANSKI, « Modern magnetic field sensors-a review, » n° 10, p. 1-12, 2013 (cf. p. [3](#), [7](#), [13](#), [14](#), [130](#), [132](#), [143](#)).
- [7] Y. COHEN, K. JADEJA, S. SULA et al., « A cold atom radio-frequency magnetometer, » *Applied Physics Letters*, t. 114, n° 7, 2019 (cf. p. [3](#)).
- [8] J. S. BENNETT, B. E. VYHNALEK, H. GREENALL et al., « Precision magnetometers for aerospace applications : A review, » *Sensors*, t. 21, n° 16, p. 1-27, 2021 (cf. p. [3](#)).
- [9] S. HONG, M. S. GRINOLDS, L. M. PHAM et al., « Nanoscale magnetometry with NV centers in diamond, » *MRS Bulletin*, t. 38, n° 2, p. 155-161, 2013 (cf. p. [3](#)).
- [10] K. KALANTAR-ZADEH, *Sensors : An introductory course*. 2013, t. 9781461450, p. 1-196 (cf. p. [4](#)).
- [11] C. A. HOFFMAN, J. R. MEYER, F. J. BARTOLI et al., « Semimetal-to-semiconductor transition in bismuth thin films, » *Physical Review B*, t. 48, n° 15, p. 11 431-11 434, 1993 (cf. p. [5](#)).
- [12] D. COLLOMB, P. LI et S. BENDING, « Frontiers of graphene-based Hall-effect sensors, » *Journal of Physics Condensed Matter*, t. 33, n° 24, p. 243 002, 2021 (cf. p. [5](#)).
- [13] J. DAUBER, A. A. SAGADE, M. OELLERS et al., « Ultra-sensitive Hall sensors based on graphene encapsulated in hexagonal boron nitride, » *Applied Physics Letters*, t. 106, n° 19, 2015 (cf. p. [5](#)).
- [14] P. RIPKA, « Advances in fluxgate sensors, » *Sensors and Actuators, A : Physical*, t. 106, n° 1-3, p. 8-14, 2003 (cf. p. [6](#), [7](#)).
- [15] J. LENZ et A. S. EDELSTEIN, « Magnetic sensors and their applications, » *IEEE Sensors Journal*, t. 6, n° 3, p. 631-649, 2006 (cf. p. [7](#)).

- [16] M. JANOSEK, M. BUTTA, M. DRESSLER, E. SAUNDERSON, D. NOVOTNY et C. FOURIE, « 1-pT Noise Fluxgate Magnetometer for Geomagnetic Measurements and Unshielded Magnetocardiography, » *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, t. 69, n° 5, p. 2552-2560, 2020 (cf. p. 7).
- [17] K. MOHAMADABADI, « Anisotropic Magnetoresistance Magnetometer for inertial navigation systems, » thèse de doct., Ecole Polytechnique, 2014 (cf. p. 8, 13, 19).
- [18] C. DOLABDJIAN et C. CORDIER, « Capteurs magnétorésistifs - Principes, conditionnement et applications, » *Instrumentation et méthodes de mesure*, t. 33, n° 0, 2017 (cf. p. 8, 9).
- [19] B. WILSCH, « Magnetic field sensor arrays for current determination using spatial harmonics : application to measurements in electrical grids, » thèse de doct., Université de Grenoble, 2016 (cf. p. 9).
- [20] V. MOR, A. GROSZ et L. KLEIN, « Planar Hall Effect (PHE) Magnetometers, » in *Smart Sensors, Measurement and Instrumentation*, t. 19, 2017, p. 201-224 (cf. p. 9, 10).
- [21] C. D. DAMSGAARD, S. C. FREITAS, P. P. FREITAS et M. F. HANSEN, « Exchange-biased planar Hall effect sensor optimized for biosensor applications, » *Journal of Applied Physics*, t. 103, n° 7, p. 5-8, 2008 (cf. p. 10).
- [22] A. ELZWAWY, H. PISKIN, N. AKDOGAN et al., « Current trends in planar Hall effect sensors : Evolution, optimization, and applications, » *Journal of Physics D : Applied Physics*, t. 54, n° 35, 2021 (cf. p. 10).
- [23] A. GROSZ, V. MOR, S. AMRUSI, I. FAIVINOV, E. PAPERNO et L. KLEIN, « A High-Resolution Planar Hall Effect Magnetometer for Ultra-Low Frequencies, » *IEEE Sensors Journal*, t. 16, n° 9, p. 3224-3230, 2016 (cf. p. 10, 11).
- [24] H. NHALIL, T. GIVON, P. T. DAS et al., « Planar Hall Effect Magnetometer with 5 pT Resolution, » *IEEE Sensors Letters*, t. 3, n° 12, p. 10-13, 2019 (cf. p. 10).
- [25] X. SUN, L. JIANG et P. W. PONG, « Magnetic flux concentration at micrometer scale, » *Microelectronic Engineering*, t. 111, p. 77-81, 2013 (cf. p. 11).
- [26] M. N. BAIBICH, J. M. BROTO, A. FERT et al., « Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices, » *Physical Review Letters*, t. 61, n° 21, p. 2472-2475, 1988 (cf. p. 11).
- [27] E. Y. TSYMBAL et D. G. PETTIFOR, « Perspectives of giant magnetoresistance, » *Solid State Physics - Advances in Research and Applications*, t. 56, n° C, p. 113-237, 2001 (cf. p. 11, 12).
- [28] M. D. MICHELENA, W. OELSCHLÄGEL, I. ARRUEGO, R. P. DEL REAL, J. A. D. MATEOS et J. M. MERAYO, « Magnetic giant magnetoresistance commercial off the shelf for space applications, » *Journal of Applied Physics*, t. 103, n° 7, 2008 (cf. p. 12).
- [29] K. M. H. LENSSEN, H. W. VAN KESTEREN, T. G. RIJKS et al., « Giant magnetoresistance and its application in recording heads, » *Sensors and Actuators, A : Physical*, t. 60, n° 1-3, p. 90-97, 1997 (cf. p. 12).
- [30] 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 (Switzerland)*, t. 18, n° 3, p. 1-8, 2018 (cf. p. 12).
- [31] A. P. RAMIREZ, « Colossal magnetoresistance, » *Journal of Physics : Condensed Matter*, t. 9, n° 39, p. 8171-8199, 1997 (cf. p. 13).
- [32] T. H. HEWETT et F. V. KUSMARTSEV, « Geometrically enhanced extraordinary magnetoresistance in semiconductor-metal hybrids, » *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, t. 82, n° 21, p. 3-6, 2010 (cf. p. 14).

- [33] Y. K. LIU, Y. W. YIN et X. G. LI, « Colossal magnetoresistance in manganites and related prototype devices, » *Chinese Physics B*, t. 22, n° 8, 2013 (cf. p. 14).
- [34] G. AMENDOLA, P. POULICHET, L. SEVELY et L. VALBIN, « Capteurs MEMS - Techniques de mesures, » *Techniques de l'Ingénieur*, t. R 431, n° 0, 2011 (cf. p. 15).
- [35] G. AMENDOLA, P. POULICHET, L. VALBIN et L. SEVELY, « Les capteurs MEMS - Principes de fonctionnement, » *Techniques de l'ingénieur*, t. R 430, n° 0, 2011 (cf. p. 15).
- [36] R. LEVY, D. JANIAUD, J. GUERARD, R. TAIBI et O. L. TRAON, « A 50 nano-g resolution quartz Vibrating Beam Accelerometer, » *1st IEEE International Symposium on Inertial Sensors and Systems, ISSS 2014 - Proceedings*, p. 6-9, 2014 (cf. p. 15, 28, 45).
- [37] J. GUÉRARD, R. LEVY, D JANIAUD et O. L. TRAON, « Advances in Quartz Coriolis Vibrating Gyroscope for space applications, » *GNC 2014 : 9th Internation ESA Conference on Guidance, Navigation & Control Systems*, 2014 (cf. p. 15).
- [38] D. OZEVIN, « MEMS acoustic emission sensors, » *Applied Sciences (Switzerland)*, t. 10, n° 24, p. 1-14, 2020 (cf. p. 15).
- [39] W. R. ALI et M. PRASAD, « Piezoelectric MEMS based acoustic sensors : A review, » *Sensors and Actuators, A : Physical*, t. 301, p. 111 756, 2020 (cf. p. 15).
- [40] M. DUQUESNOY, G. AOUST, J. M. MELKONIAN, R. LÉVY, M. RAYBAUT et A. GODARD, « Quartz enhanced photoacoustic spectroscopy based on a custom quartz tuning fork, » *Sensors (Switzerland)*, t. 19, n° 6, p. 1-10, 2019 (cf. p. 15).
- [41] P. VEERAMANI, A. VIMALA JULIET, J. SAM JEBAKUMAR et R. JAGADISH, « Design and fabrication of temperature sensor for weather monitoring system using micro electro mechanical system technology, » *Oriental Journal of Chemistry*, t. 34, n° 5, p. 2510-2516, 2018 (cf. p. 15).
- [42] A. L. HERRERA-MAY, P. J. GARCÍA-RAMÍREZ, L. A. AGUILERA-CORTÉS et al., « A resonant magnetic field microsensor with high quality factor at atmospheric pressure, » *Journal of Micro-mechanics and Microengineering*, t. 19, n° 1, 2009 (cf. p. 16, 17).
- [43] M. LI, S. SONMEZOGLU et D. A. HORSLEY, « Extended bandwidth lorentz force magnetometer based on quadrature frequency modulation, » *Journal of Microelectromechanical Systems*, t. 24, n° 2, p. 333-342, 2015 (cf. p. 16).
- [44] V. KUMAR, A. RAMEZANY, M. MAHDAVI et S. POURKAMALI, « Amplitude modulated Lorentz force MEMS magnetometer with picotesla sensitivity, » *Journal of Micromechanics and Microengineering*, t. 26, n° 10, 2016 (cf. p. 16, 18).
- [45] S. PARK, M. S. AL-GHAMDI, M. E. KHATER et E. ABDEL-RAHMAN, « A Tunable MEMS Magnetic Sensor, » *Journal of Microelectromechanical Systems*, t. 26, n° 1, p. 255-263, 2017 (cf. p. 16).
- [46] S. SONMEZOGLU, I. B. FLADER, Y. CHEN, D. D. SHIN, T. W. KENNY et D. A. HORSLEY, « Dual-resonator MEMS Lorentz force magnetometer based on differential frequency modulation, » *4th IEEE International Symposium on Inertial Sensors and Systems, INERTIAL 2017 - Proceedings*, p. 160-163, 2017 (cf. p. 16, 17).
- [47] B. PARK, M. LI, S. LIYANAGE et C. SHAFAI, « Lorentz force based resonant MEMS magnetic-field sensor with optical readout, » *Sensors and Actuators, A : Physical*, t. 241, p. 12-18, 2016 (cf. p. 16).
- [48] M. LI, V. T. ROUF, M. J. THOMPSON et D. A. HORSLEY, « Three-axis lorentz-force magnetic sensor for electronic compass applications, » *Journal of Microelectromechanical Systems*, t. 21, n° 4, p. 1002-1010, 2012 (cf. p. 16).

- [49] A. L. HERRERA-MAY, M. LARA-CASTRO, F. LÓPEZ-HUERTA, P. GKOTSIS, J. P. RASKIN et E. FIGUERAS, « A MEMS-based magnetic field sensor with simple resonant structure and linear electrical response, » *Microelectronic Engineering*, t. 142, p. 12-21, 2015 (cf. p. 16).
- [50] V. KUMAR, S. MAZROUEI SEBDANI et S. POURKAMALI, « Sensitivity Enhancement of a Lorentz Force MEMS Magnetometer with Frequency Modulated Output, » *Journal of Microelectromechanical Systems*, t. 26, n° 4, p. 870-878, 2017 (cf. p. 16).
- [51] W. ZHANG et J. E. LEE, « Frequency-based magnetic field sensing using Lorentz force axial strain modulation in a double-ended tuning fork, » *Sensors and Actuators, A : Physical*, t. 211, p. 145-152, 2014 (cf. p. 16).
- [52] M. LI, S. SONMEZOGLU, E. J. NG et al., « Lorentz force magnetometer with quadrature frequency modulation, » *Technical Digest - Solid-State Sensors, Actuators, and Microsystems Workshop*, p. 52-55, 2014 (cf. p. 17, 18).
- [53] S. LIU, H. LIANG et B. XIONG, « An out-of-plane electromagnetic induction based resonant MEMS magnetometer, » *Sensors and Actuators A : Physical*, t. 285, p. 248-257, 2019 (cf. p. 17).
- [54] N. ORTEGA, A. KUMAR, J. F. SCOTT et R. S. KATIYAR, « Multifunctional magnetoelectric materials for device applications, » *Journal of Physics Condensed Matter*, t. 27, n° 50, 2015 (cf. p. 18).
- [55] C. M. LEUNG, J. LI, D. VIEHLAND et X. ZHUANG, « A review on applications of magnetoelectric composites : From heterostructural uncooled magnetic sensors, energy harvesters to highly efficient power converters, » *Journal of Physics D : Applied Physics*, t. 51, n° 26, 2018 (cf. p. 18).
- [56] S. MARAUSKA, R. JAHNS, C. KIRCHHOF et al., « Highly sensitive wafer-level packaged MEMS magnetic field sensor based on magnetoelectric composites, » *Sensors and Actuators, A : Physical*, t. 189, p. 321-327, 2013 (cf. p. 18).
- [57] S. DONG, J. ZHAI, F. BAI, J. F. LI et D. VIEHLAND, « Push-pull mode magnetostrictive/piezoelectric laminate composite with an enhanced magnetoelectric voltage coefficient, » *Applied Physics Letters*, t. 87, n° 6, p. 10-13, 2005 (cf. p. 19).
- [58] M. T. YANG, « Etude des performances en bruit de capteurs magneto (élasto) électriques en mode non-linéaire, » thèse de doct., Normandie Université, 2017 (cf. p. 19).
- [59] R. JAHNS, S. ZABEL, S. MARAUSKA et al., « Microelectromechanical magnetic field sensor based on ΔE effect, » *Applied Physics Letters*, t. 105, n° 5, 2014 (cf. p. 20).
- [60] S. ZABEL, C. KIRCHHOF, E. YARAR, D. MEYNER, E. QUANDT et F. FAUPEL, « Phase modulated magnetoelectric delta-E effect sensor for sub-nano tesla magnetic fields, » *Applied Physics Letters*, t. 107, n° 15, 2015 (cf. p. 20).
- [61] C. FANG, J. JIAO, J. MA et al., « Significant reduction of equivalent magnetic noise by in-plane series connection in magnetoelectric Metglas/Mn-doped $\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3$ - PbTiO_3 laminate composites, » *Journal of Physics D : Applied Physics*, t. 48, n° 46, 2015 (cf. p. 20).
- [62] T. NAN, Y. HUI, M. RINALDI et N. X. SUN, « Self-biased 215MHz magnetoelectric NEMS resonator for ultra-sensitive DC magnetic field detection, » *Scientific Reports*, t. 3, p. 1-6, 2013 (cf. p. 20).
- [63] D. BURDIN, D. CHASHIN, N. EKONOMOV, L. FETISOV, Y. FETISOV et M. SHAMONIN, « DC magnetic field sensing based on the nonlinear magnetoelectric effect in magnetic heterostructures, » *Journal of Physics D : Applied Physics*, t. 49, n° 37, p. 375 002, 2016 (cf. p. 20).
- [64] J. GAO, Z. JIANG, S. ZHANG, Z. MAO, Y. SHEN et Z. CHU, « Review of magnetoelectric sensors, » *Actuators*, t. 10, n° 6, p. 1-23, 2021 (cf. p. 20).

- [65] R. OSIANDER, S. A. ECELBERGER, R. B. GIVENS, D. K. WICKENDEN, J. C. MURPHY et T. J. KISTENMACHER, « A microelectromechanical-based magnetostrictive magnetometer, » *Applied Physics Letters*, t. 69, n° 19, p. 2930-2931, 1996 (cf. p. 20).
- [66] L. BIAN, Y. WEN, Y. WU et al., « A Resonant Magnetic Field Sensor with High Quality Factor Based on Quartz Crystal Resonator and Magnetostrictive Stress Coupling, » *IEEE Transactions on Electron Devices*, t. 65, n° 6, p. 2585-2591, 2018 (cf. p. 20, 49).
- [67] H. H. YANG, N. V. MYUNG, J. YEE et al., « Ferromagnetic micromechanical magnetometer, » *Sensors and Actuators, A : Physical*, t. 97-98, p. 88-97, 2002 (cf. p. 21, 28).
- [68] V. BEROULLE, Y. BERTRAND, L. LATORRE et P. NOUET, « Monolithic piezoresistive CMOS magnetic field sensors, » *Sensors and Actuators, A : Physical*, t. 103, n° 1-2, p. 23-32, 2003 (cf. p. 21, 28).
- [69] D. J. VASQUEZ et J. W. JUDY, « Optically-interrogated zero-power MEMS magnetometer, » *Journal of Microelectromechanical Systems*, t. 16, n° 2, p. 336-343, 2007 (cf. p. 21, 27).
- [70] X. YIN, Q. JIAO, L. YUAN et S. H. LIOU, « MEMS torsion oscillator magnetic field sensor, » *IEEE Transactions on Magnetics*, t. 49, n° 7, p. 3890-3892, 2013 (cf. p. 21, 27).
- [71] L. LONG, M. WANG et S. ZHONG, « A torsion MEMS magnetic sensor with permanent magnet and fiber-optic detection, » *IEEE Sensors Journal*, t. 16, n° 23, p. 8426-8433, 2016 (cf. p. 21, 27).
- [72] J. NOGUÉS, J. SORT, V. LANGLAIS et al., « Exchange bias in nanostructures, » *Physics Reports*, t. 422, n° 3, p. 65-117, 2005 (cf. p. 22, 68, 138-140).
- [73] D. ETTTELT, « Conception et fabrication d'un magnétomètre à jauge de contrainte, » thèse de doct., Université de Grenoble, 2012 (cf. p. 22, 65).
- [74] M. TODOROVIC et S. SCHULTZ, « Miniature high-sensitivity quartz tuning fork alternating gradient magnetometry, » *Applied Physics Letters*, t. 73, n° 24, p. 3595-3597, 1998 (cf. p. 22, 28).
- [75] B. C. STIPE, H. J. MAMIN, T. D. STOWE, T. W. KENNY et D. RUGAR, « Magnetic dissipation and fluctuations in individual nanomagnets measured by ultrasensitive cantilever magnetometry, » *Physical Review Letters*, t. 86, n° 13, p. 2874-2877, 2001 (cf. p. 22, 28).
- [76] J. W. van HONCHOTEN, W. W. KOELMANS, S. M. KONINGS, L. ABELMANN et M. ELWENSPOEK, « Nanotesla torque magnetometry using a microcantilever, » *Proceedings of Eurosensors XXII, the European Conference on Solid-State Transducers*, p. 597-600, 2008 (cf. p. 22).
- [77] J. P. DAVIS, D. VICK, D. C. FORTIN, J. A. BURGESS, W. K. HIEBERT et M. R. FREEMAN, « Nanotorsional resonator torque magnetometry, » *Applied Physics Letters*, t. 96, n° 7, p. 1-4, 2010 (cf. p. 22).
- [78] U. GYSIN, S. RAST, A. ASTE, T. SPELIOTIS, C. WERLE et E. MEYER, « Magnetic properties of nanomagnetic and biomagnetic systems analyzed using cantilever magnetometry, » *Nanotechnology*, t. 22, n° 28, 2011 (cf. p. 22).
- [79] R. ADHIKARI, R. KAUNDAL, A. SARKAR, P. RANA et A. K. DAS, « The cantilever beam magnetometer : A simple teaching tool for magnetic characterization, » *American Journal of Physics*, t. 80, n° 3, p. 225-231, 2012 (cf. p. 22).
- [80] A. KAMRA, M. SCHREIER, H. HUEBL et S. T. GOENNENWEIN, « Theoretical model for torque differential magnetometry of single-domain magnets, » *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, t. 89, n° 18, p. 1-11, 2014 (cf. p. 22).
- [81] K. A. MODIC, M. D. BACHMANN, B. J. RAMSHAW et al., « Resonant torsion magnetometry in anisotropic quantum materials, » *Nature Communications*, t. 9, n° 1, 2018 (cf. p. 22).

- [82] T. C. LEICHLÉ, M. VON ARX, S. REIMAN, I. ZANA, W. YE et M. G. ALLEN, « A low-power resonant micromachined compass, » *Journal of Micromechanics and Microengineering*, t. 14, n° 4, p. 462-470, 2004 (cf. p. 22).
- [83] R. LEVY, T. PERRIER, P. KAYSER, B. BOURGETEAU et J. MOULIN, « A micro-resonator based magnetometer, » *Microsystem Technologies*, t. 23, n° 9, p. 3937-3943, 2017 (cf. p. 22, 23, 28).
- [84] T. PERRIER, R. LEVY, P. KAYSER, B. VERLHAC et J. MOULIN, « Modeling of a vibrating MEMS magnetometer partially covered with a ferromagnetic thin film, » *5th IEEE International Symposium on Inertial Sensors and Systems, INERTIAL 2018 - Proceedings*, p. 1-4, 2018 (cf. p. 22, 23, 28).
- [85] Y. SUN et B. J. NELSON, « MEMS capacitive force sensors for cellular and flight biomechanics, » *Biomedical Materials*, t. 2, n° 1, S16-S22, 2007 (cf. p. 28).
- [86] O. LE TRAON, D. JANIAUD, B. LECORRE, M. PERNICE, S. MULLER et J. Y. TRIDERA, « Monolithic differential vibrating beam accelerometer within an isolating system between the two resonators, » *Proceedings of IEEE Sensors*, t. 2005, p. 648-651, 2005 (cf. p. 28, 45, 49).
- [87] G. A. ROMAN et G. J. WIENS, « MEMS Optical Force Sensor Enhancement Via Compliant Mechanism, » in *Volume 8 : 31st Mechanisms and Robotics Conference, Parts A and B*, ASMEDC, 2007, p. 127-135 (cf. p. 28).
- [88] E. J. NG, V. A. HONG, Y. YANG, C. H. AHN, C. L. EVERHART et T. W. KENNY, « Temperature dependence of the elastic constants of doped silicon, » *Journal of Microelectromechanical Systems*, t. 24, n° 3, p. 730-741, 2015 (cf. p. 28).
- [89] D. M. ȘTEFĂNESCU, *Handbook of Force Transducers*. Cham : Springer International Publishing, 2020 (cf. p. 28).
- [90] D. M. ȘTEFĂNESCU, *Handbook of Force Transducers*. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2011, p. 643 (cf. p. 28).
- [91] J. F. BALASCIO et T. LIND, « The growth of piezoelectric alpha quartz crystals, » *Current Opinion in Solid State and Materials Science*, t. 2, n° 5, p. 588-592, 1997 (cf. p. 28).
- [92] D. ROYER et E. DIEULESAINT, *Ondes élastiques dans les solides. Tome 1, Propagation libre et guidée*. Elsevier M. 1996, p. 328 (cf. p. 30).
- [93] IEEE, « Standards on Piezoelectric Crystals, 1949, » *Proceedings of the IRE*, t. 37, n° 12, p. 1378-1395, 1949 (cf. p. 30).
- [94] B. JAMES, « A new measurement of the basic elastic and dielectric constants of quartz, » in *Proceedings of the 42nd Annual Frequency Control Symposium, 1988.*, IEEE, 1988, p. 146-154 (cf. p. 31).
- [95] K. VAN DYKE, « The Piezo-Electric Resonator and Its Equivalent Network, » *Proceedings of the IRE*, t. 16, n° 6, p. 742-764, 1928 (cf. p. 32).
- [96] E. DU TRÉMOLET DE LACHEISSERIE, *Magnetism I - Fondements*, Grenoble S, E. SCIENCES, éd. 1999, p. 496 (cf. p. 34, 128, 130, 132, 133, 142).
- [97] O. LE TRAON, D JANIAUD, S. MULLER et P. BOUNIOL, « The VIA vibrating beam accelerometer : concept and performance, » in *IEEE 1998 Position Location and Navigation Symposium (Cat. No.98CH36153)*, IEEE, 1998, p. 25-29 (cf. p. 35, 45, 98, 117).
- [98] S TIMOSHENKO, *Vibration problems in engineering*. 1937 (cf. p. 36).
- [99] W. E. NEWELL, « Miniaturization of Tuning Forks, » *Science*, t. 161, n° 3848, p. 1320-1326, 1968 (cf. p. 37).

- [100] S. M. HEINRICH et I. DUFOUR, *Resonant MEMS* (Advanced Micro and Nanosystems), O. BRAND, I. DUFOUR, S. M. HEINRICH et F. JOSSE, éd. Weinheim, Germany : Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2015 (cf. p. 37-39).
- [101] C. ZENER, « Internal Friction in Solids. I. Theory of Internal Friction in Reeds, » *Physical Review*, t. 52, n° 3, p. 230-235, 1937 (cf. p. 37, 38).
- [102] R. LIFSHITZ et M. ROUKES, « Thermoelastic damping in micro- and nanomechanical systems, » *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, t. 61, n° 8, p. 5600-5609, 2000 (cf. p. 38).
- [103] C. SEOÁNEZ, F. GUINEA et A. H. CASTRO NETO, « Surface dissipation in nanoelectromechanical systems : Unified description with the standard tunneling model and effects of metallic electrodes, » *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, t. 77, n° 12, 2008 (cf. p. 38).
- [104] S. GHAFFARI, E. J. NG, C. H. AHN et al., « Accurate Modeling of Quality Factor Behavior of Complex Silicon MEMS Resonators, » *Journal of Microelectromechanical Systems*, t. 24, n° 2, p. 276-288, 2015 (cf. p. 39).
- [105] R. LEVY et V. GAUDINEAU, « Phase noise analysis and performance of the Vibrating Beam Accelerometer, » *2010 IEEE International Frequency Control Symposium, FCS 2010*, p. 511-514, 2010 (cf. p. 39, 40).
- [106] M. ZHANG, G. LUIZ, S. SHAH, G. WIEDERHECKER et M. LIPSON, « Eliminating anchor loss in optomechanical resonators using elastic wave interference, » *Applied Physics Letters*, t. 105, n° 5, 2014 (cf. p. 45).
- [107] C. LI, Y. ZHAO, R. CHENG, Z. YU et Y. LIU, « A resonant sensor composed of quartz double ended tuning fork and silicon substrate for digital acceleration measurement, » *Review of Scientific Instruments*, t. 85, n° 3, 2014 (cf. p. 49).
- [108] R. CHENG, C. LI, Y. ZHAO, B. LI et B. TIAN, « A high performance micro-pressure sensor based on a double-ended quartz tuning fork and silicon diaphragm in atmospheric packaging, » *Measurement Science and Technology*, t. 26, n° 6, 2015 (cf. p. 49).
- [109] L. BONNIN, « Exploitation des propriétés piézoélectriques du GaAs et application aux capteurs inertiels de type MEMS, » thèse de doct., Université Paris-Saclay, 2021 (cf. p. 49).
- [110] G. SCHEUNERT, C. WARD, W. R. HENDREN et al., « Influence of strain and polycrystalline ordering on magnetic properties of high moment rare earth metals and alloys, » *Journal of Physics D : Applied Physics*, t. 47, n° 41, 2014 (cf. p. 64).
- [111] F. O. KELLER, R. HAETTEL, T. DEVILLERS et N. M. DEMPSEY, « Batch Fabrication of 50 μm -Thick Anisotropic Nd-Fe-B Micro-Magnets, » *IEEE Transactions on Magnetics*, t. 58, n° 2, p. 18-22, 2022 (cf. p. 64).
- [112] W. H. MEIKLEJOHN, « Exchange Anisotropy—A Review, » *Journal of Applied Physics*, t. 33, n° 3, p. 1328-1335, 1962 (cf. p. 65, 138, 139).
- [113] Y. LAMY et B. VIALA, « NiMn, IrMn, and NiO exchange coupled CoFe multilayers for microwave applications, » *IEEE Transactions on Magnetics*, t. 42, n° 10, p. 3332-3334, 2006 (cf. p. 68, 69).
- [114] R. M. BOZORTH, *Ferromagnetism*. Wiley, 1993 (cf. p. 68, 69, 132, 136).
- [115] B. R. CRAIG, S. MCVITIE, J. N. CHAPMAN, A. B. JOHNSTON et D. O. O'DONNELL, « Transmission electron microscopy study of CoFe films with high saturation magnetization, » *Journal of Applied Physics*, t. 100, n° 5, 2006 (cf. p. 68).

- [116] D. SCHMOOL et D. MARKÓ, « Magnetism in Solids : Hysteresis, » in *Reference Module in Materials Science and Materials Engineering*, Elsevier, 2018 (cf. p. 68).
- [117] R. S. SUNDAR et S. C. DEEVI, « Soft magnetic FeCo alloys : Alloy development, processing, and properties, » *International Materials Reviews*, t. 50, n° 3, p. 157-192, 2005 (cf. p. 68, 69).
- [118] W. NURSIYANTO, L. ROHMAN, M. ALFATUN N. et E. PURWANDARI, « THE EFFECT OF COBALT CONTENT ON MAGNETIC PROPERTIES OF CoFe ALLOYS, » *Spektra : Jurnal Fisika dan Aplikasinya*, t. 5, n° 2, p. 87-96, 2020 (cf. p. 68).
- [119] H. KRONMÜLLER et M. FÄHNLE, *Micromagnetization and the Microstructure of Ferromagnetic Solids*. Cambridge University Press, 2003 (cf. p. 69).
- [120] H. S. SHIN, J. W. HONG, T. JANG et al., « Effect of microstructures on the coercivity of Fe_{1-x}B_x (0<x<0.2) films prepared by dc magnetron sputtering, » *Vacuum*, t. 67, n° 2, p. 185-189, 2002 (cf. p. 69).
- [121] S. TUMANSKI, *Handbook of Magnetic Measurements*. CRC Press, 2011, p. 1-382 (cf. p. 69).
- [122] H. LUO, D. WANG, J. HE et Y. LU, « Magnetic cobalt nanowire thin films, » *Journal of Physical Chemistry B*, t. 109, n° 5, p. 1919-1922, 2005 (cf. p. 69).
- [123] M. S. MILLER, F. E. STAGEBERG, Y. M. CHOW, K. ROOK et L. A. HEUER, « Influence of rf magnetron sputtering conditions on the magnetic, crystalline, and electrical properties of thin nickel films, » *Journal of Applied Physics*, t. 75, n° 10, p. 5779-5781, 1994 (cf. p. 69).
- [124] S. ARAJS, N. AMIN et E. E. ANDERSON, « Magnetic coercivity of Fe₃O₄ particle systems, » *Journal of Applied Physics*, t. 69, n° 8, p. 5122-5123, 1991 (cf. p. 69).
- [125] Q. LI, C. W. KARTIKOWATI, S. HORIE, T. OGI, T. IWAKI et K. OKUYAMA, « Correlation between particle size/domain structure and magnetic properties of highly crystalline Fe₃O₄ nanoparticles, » *Scientific Reports*, t. 7, n° 1, p. 1-4, 2017 (cf. p. 69).
- [126] D. L. ZHAO, X. W. ZENG, Q. S. XIA et J. T. TANG, « Preparation and coercivity and saturation magnetization dependence of inductive heating property of Fe₃O₄ nanoparticles in an alternating current magnetic field for localized hyperthermia, » *Journal of Alloys and Compounds*, t. 469, n° 1-2, p. 215-218, 2009 (cf. p. 69).
- [127] H. KRONMÜLLER et S. PARKIN, éd., *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials*. Wiley, 2007 (cf. p. 69).
- [128] B. BHOI, B. SAHU, N. VENKATARAMANI, R. P. AIYAR et S. PRASAD, « Preparation of Low Microwave Loss YIG Thin Films by Pulsed Laser Deposition, » *IEEE Transactions on Magnetics*, t. 51, n° 11, p. 18-21, 2015 (cf. p. 69).
- [129] S. YAMAMOTO, H. KUNIKI, H. KURISU, M. MATSUURA et P. JANG, « Post-annealing effect of YIG ferrite thin-films epitaxially grown by reactive sputtering, » *Physica Status Solidi (A) Applied Research*, t. 201, n° 8, p. 1810-1814, 2004 (cf. p. 69).
- [130] E. E. ANDERSON, « Molecular field model and the magnetization of YIG, » *Physical Review*, t. 134, n° 6A, 1964 (cf. p. 69).
- [131] Y. SUZUKI, G. HU, R. B. VAN DOVER et R. J. CAVA, « Magnetic anisotropy of epitaxial cobalt ferrite thin films, » *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, t. 191, n° 1-2, p. 1-8, 1999 (cf. p. 69).
- [132] Y. LAMY, « Matériaux magnétiques doux hétérogènes à combinaison d'aimantation élevée et de grande anisotropie utilisant le couplage d'échange, pour des applications microondes, » thèse de doct., Université de Limoges, 2006 (cf. p. 69, 72, 84).

- [133] C. W. KIM, K. H. CHO et H. G. SUK, « A study of the effect of residual stress on magnetic properties of Fe-Ni thin film using a synchrotron X-ray, » *Physics of Metals and Metallography*, t. 115, n° 13, p. 1338-1341, 2014 (cf. p. 69).
- [134] C. DEGER, M. OZDEMIR et F. YILDIZ, « Magnetostatic spin wave resonance in square-patterned Ni_{0.77}Fe_{0.16}Cu_{0.05}Cr_{0.02} (Mu-metal) thinfilms, » *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, t. 408, p. 13-17, 2016 (cf. p. 69).
- [135] H. TAKAHASHI, K. MITSUOKA, M. KOMURO et Y. SUGITA, « Ferromagnetic resonance studies of Fe₁₆N₂ films with a giant magnetic moment, » *Journal of Applied Physics*, t. 73, n° 10, p. 6060-6062, 1993 (cf. p. 69).
- [136] O. AKDOGAN et G. C. HADJIPANAYIS, « Alnico thin films with high coercivities up to 6.9 kOe, » *Journal of Physics : Conference Series*, t. 200, n° SECTION 7, p. 5-9, 2010 (cf. p. 69).
- [137] M. ITAKURA, J. FUKUDA, K. KOIKE, H. ISHIKAWA, D. OGAWA et H. KATO, « Microstructure and coercivity in La-coated Nd₂Fe₁₄B thin films, » *AIP Advances*, t. 7, n° 3, 2017 (cf. p. 69).
- [138] L. N. ZHANG, J. S. CHEN, J. DING et J. F. HU, « High-coercivity SmCo₅ thin films deposited on glass substrates, » *Journal of Applied Physics*, t. 103, n° 11, p. 1-6, 2008 (cf. p. 69).
- [139] J. S. CHEN, L. N. ZHANG, J. F. HU et J. DING, « Highly textured SmCo₅ (001) thin film with high coercivity, » *Journal of Applied Physics*, t. 104, n° 9, p. 1-5, 2008 (cf. p. 69).
- [140] S. K. CHEN, G. Y. WU, J. L. TSAI et T. S. CHIN, « Effect of Cr underlayer on microstructure and magnetic properties of Sm₂Co₁₇ thin films, » *IEEE Transactions on Magnetics*, t. 37, n° 4 I, p. 2593-2595, 2001 (cf. p. 69).
- [141] J. P. NOZIÈRES, S. JAREN, Y. B. ZHANG, A. ZELTSER, K. PENTEK et V. S. SPERIOSU, « Blocking temperature distribution and long-term stability of spin-valve structures with Mn-based antiferromagnets, » *Journal of Applied Physics*, t. 87, n° 8, p. 3920-3925, 2000 (cf. p. 69, 142).
- [142] T. LIN, J. K. HOWARD, C. TSANG et R. E. FONTANA, « Exchange-Coupled Ni-Fe/Fe-Mn, Ni-Fe/Ni-Mn and NiO/Ni-Fe Films for Stabilization of Magnetoresistive Sensors, » *IEEE Transactions on Magnetics*, t. 31, n° 6, p. 2585-2590, 1995 (cf. p. 69).
- [143] B. H. MILLER et E. D. DAHLBERG, « Use of the anisotropic magnetoresistance to measure exchange anisotropy in Co/CoO bilayers, » *Applied Physics Letters*, t. 69, n° 25, p. 3932-3934, 1996 (cf. p. 69).
- [144] T. YANG et W. Y. LAI, « Exchange coupling and thermostability in NiFe/NiMn bilayers, » *Journal of Physics D : Applied Physics*, t. 32, n° 22, p. 2856-2860, 1999 (cf. p. 71).
- [145] P. F. LADWIG, Y. YANG, L. DING et Y. A. CHANG, « Paramagnetic-to-Antiferromagnetic Phase Transformation in Sputter-Deposited Ni-Mn Thin Films, » *Journal of Applied Physics*, t. 94, n° 2, 2003 (cf. p. 71).
- [146] M. HUANG, « Kinetic study on the phase transformations in sputter deposited NiMn thin films, » *Journal of Applied Physics*, t. 97, n° 6, 2005 (cf. p. 71, 76).
- [147] T. LIN, D. MAURI, N. STAUD, C. HWANG, J. K. HOWARD et G. L. GORMAN, « Improved exchange coupling between ferromagnetic Ni-Fe and antiferromagnetic Ni-Mn-based films, » *Applied Physics Letters*, t. 65, n° 9, p. 1183-1185, 1994 (cf. p. 76, 84).
- [148] E. DU TRÉMOLET DE LACHEISSERIE, *Magnetism II - Matériaux et Applications*, Grenoble S, E. SCIENCES, éd. 1999, p. 510 (cf. p. 87, 91, 133, 134, 136).
- [149] B. D. CULLITY et C. D. GRAHAM, *Introduction to Magnetic Materials*. Hoboken, NJ, USA : John Wiley & Sons, Inc., 2008, p. 292-295 (cf. p. 87).

- [150] D. X. CHEN, E. PARDO et A. SANCHEZ, « Demagnetizing factors of rectangular prisms and ellipsoids, » *IEEE Transactions on Magnetics*, t. 38, n° 4 II, p. 1742-1752, 2002 (cf. p. 91).
- [151] P. CHAPPELLIER, « MEMS piézo-électriques pour applications temps-fréquence, » thèse de doct., Université Bourgogne Franche-Comté, 2019 (cf. p. 97, 101).
- [152] J. K. VONDELING, « Fluoride-based etchants for quartz, » *Journal of Materials Science*, t. 18, n° 1, p. 304-314, 1983 (cf. p. 98).
- [153] C HEDLUND, U LINDBERG, U BUCHT et J SODERKVIST, « Anisotropic etching of Z-cut quartz, » *Journal of Micromechanics and Microengineering*, t. 3, n° 2, p. 65-73, 1993 (cf. p. 98).
- [154] P. RANGSTEN, C. HEDLUND, I. V. KATARDJIEV et Y. BÄCKLUND, « Etch rates of crystallographic planes in Z-cut quartz - Experiments and simulation, » *Journal of Micromechanics and Microengineering*, t. 8, n° 1, p. 1-6, 1998 (cf. p. 98).
- [155] B. BOURGETEAU-VERLHAC, R. LEVY, T. PERRIER, P. LAVENUS, J. GUERARD et O. LE TRAON, « Gold thin film viscoelastic losses of a length extension mode resonator, » in *2016 European Frequency and Time Forum (EFTF)*, IEEE, 2016, p. 1-4 (cf. p. 110).
- [156] K. A. GSCHNEIDNER et V. K. PECHARSKY, « Thirty years of near room temperature magnetic cooling : Where we are today and future prospects, » *International Journal of Refrigeration*, t. 31, n° 6, p. 945-961, 2008 (cf. p. 130).
- [157] T. KOSUB, M. KOPTE, R. HÜHNE et al., « Purely antiferromagnetic magnetoelectric random access memory, » *Nature Communications*, t. 8, p. 1-7, 2017 (cf. p. 132).
- [158] T. JUNGWIRTH, J. SINOVA, A. MANCHON, X. MARTI, J. WUNDERLICH et C. FELSER, « The multiple directions of antiferromagnetic spintronics, » *Nature Physics*, t. 14, n° 3, p. 200-203, 2018 (cf. p. 132).
- [159] A. SHADMAN et J. G. J. ZHU, « High-speed STT MRAM incorporating antiferromagnetic layer, » *Applied Physics Letters*, t. 114, n° 2, 2019 (cf. p. 132).
- [160] J. M. D. COEY, *Magnetism and Magnetic Materials*. Cambridge University Press, 2001 (cf. p. 135).
- [161] W. H. MEIKLEJOHN et C. P. BEAN, « New Magnetic Anisotropy, » *Physical Review*, t. 102, n° 5, p. 1413-1414, 1956 (cf. p. 138).
- [162] W. C. CAIN et M. H. KRYDER, « Investigation of the exchange mechanism in NiFe-TbCo bilayers, » *Journal of Applied Physics*, t. 67, n° 9, p. 5722-5724, 1990 (cf. p. 138).
- [163] P. J. van der ZAAG, R. M. WOLF, A. R. BALL, C. BORDEL, L. F. FEINER et R. JUNGBLUT, « A study of the magnitude of exchange biasing in [111] Fe₃O₄/CoO bilayers, » *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, t. 148, n° 1-2, p. 346-348, 1995 (cf. p. 138).
- [164] T. TOKUNAGA, M. TAGUCHI, T. FUKAMI, Y. NAKAKI et K. TSUTSUMI, « Study of interface wall energy in exchange-coupled double-layer film, » *Journal of Applied Physics*, t. 67, n° 9, p. 4417-4419, 1990 (cf. p. 138).
- [165] M. ALI, P. ADIE, C. H. MARROWS, D. GREIG, B. J. HICKEY et R. L. STAMPS, « Exchange bias using a spin glass, » *Nature Materials*, t. 6, n° 1, p. 70-75, 2007 (cf. p. 138).
- [166] K. D. USADEL et U. NOWAK, « Exchange bias for a ferromagnetic film coupled to a spin glass, » *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, t. 80, n° 1, p. 1-5, 2009 (cf. p. 138).
- [167] K. OLEJNIK, P. WADLEY, J. A. HAIGH et al., « Exchange bias in a ferromagnetic semiconductor induced by a ferromagnetic metal : Fe/(Ga,Mn)As bilayer films studied by XMCD measurements and SQUID magnetometry, » *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, t. 81, n° 10, p. 1-5, 2010 (cf. p. 138).

- [168] L. NÉEL, « Étude théorique du couplage ferro-antiferromagnétique dans les couches minces, » *Annales de Physique*, t. 14, n° 2, p. 61-80, 1967 (cf. p. 138).
- [169] D. MAURI, H. C. SIEGMANN, P. S. BAGUS et E. KAY, « Simple model for thin ferromagnetic films exchange coupled to an antiferromagnetic substrate, » *Journal of Applied Physics*, t. 62, n° 7, p. 3047-3049, 1987 (cf. p. 138).
- [170] A. P. MALOZEMOFF, « Random-field model of exchange anisotropy at rough ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces, » *Physical Review B*, t. 35, n° 7, p. 3679-3682, 1987 (cf. p. 138).
- [171] K. TAKANO, R. H. KODAMA, A. E. BERKOWITZ, W. CAO et G. THOMAS, « Interfacial uncompensated antiferromagnetic spins : Role in unidirectional anisotropy in polycrystalline Ni₈₁Fe₁₉/CoO bilayers, » *Physical Review Letters*, t. 79, n° 6, p. 1130-1133, 1997 (cf. p. 138).
- [172] N. C. KOON, « Calculations of Exchange Bias in Thin Films with Ferromagnetic/Antiferromagnetic Interfaces, » *Physical Review Letters*, t. 78, n° 25, p. 4865-4868, 1997 (cf. p. 138).
- [173] U. NOWAK, A. MISRA et K. D. USADEL, « Modeling exchange bias microscopically, » *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, t. 240, n° 1-3, p. 243-247, 2002 (cf. p. 138).
- [174] D. C. HOVDE, M. D. PROUTY, I. HRVOIC et R. E. SLOCUM, « Commercial magnetometers and their application, » in *Optical Magnetometry*, D. BUDKER et D. F. JACKSON KIMBALL, éd., t. 9781107010, Cambridge : Cambridge University Press, 2011, p. 387-405 (cf. p. 143).
- [175] L. DELAHAYE, « Capteurs inertiels vibrants : architecture numérique et étalonnage numérique et étalonnage, » thèse de doct., Université Paris-Saclay, 2021 (cf. p. 146).
- [176] M. DÍAZ-MICHELENA, « Small magnetic sensors for space applications, » *Sensors*, t. 9, n° 4, p. 2271-2288, 2009 (cf. p. 147).
- [177] IEEE, « Publication and proposed revision of ansi/ieee standard, » *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, t. 43, n° 5, p. 717-771, 1996 (cf. p. 157).
- [178] « IEEE Standard Specification Format Guide and Test Procedure for Linear Single-Axis, Non-gyroscopic Accelerometers, » *IEEE Standard 1293-2018*, p. 1-271, 2019 (cf. p. 160).