



HAL
open science

**Etude et mise en oeuvre de capteurs magnétiques à très
haute sensibilité à base d'hétérostructures
Magnéto(Elasto)Electriques**

Xin Zhuang

► **To cite this version:**

Xin Zhuang. Etude et mise en oeuvre de capteurs magnétiques à très haute sensibilité à base d'hétérostructures Magnéto(Elasto)Electriques. Electronique. Université de Caen, 2013. Français. NNT: . tel-01081640

HAL Id: tel-01081640

<https://hal.science/tel-01081640>

Submitted on 10 Nov 2014

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

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



UNIVERSITÉ DE CAEN/BASSE NORMANDIE

U.F.R SCINECES

ÉCOLE DOCTORALE DE SIMEM



ÉCOLE DOCTORALE
SIMEM

THÈSE

Présentée par

M. Xin ZHUANG

et soutenue

Le 21 Février 2013

En vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN

Spécialité : Electronique, Microélectronique et Nanoélectronique

(Arrêté du 7 Août 2006)

**Etude et mise en œuvre de capteurs magnétiques à
très haute sensibilité à base d'hétérostructures
Magnéto(élasto)Electriques**

MEMBRES du JURY

M. Frédéric Bouillault, Professeur des Universités, Université Paris-Sud 11 (**rapporteur**)

M. Jon Gutiérrez, Professeur des Universités, Universidad del País Vasco, Espagne (**rapporteur**)

M. Luc Darrasse, Directeur de recherche, Université Paris-Sud 11 (**examineur**)

M. Christophe Dolabdjian, Professeur des Universités, UCBN (**directeur de thèse**)

M. Marc Lam Chok Sing, Maître de Conférences, UCBN (**examineur**)

Etude et mise en œuvre de capteurs magnétiques à très haute sensibilité à base d'hétérostructures Magnéto(élasto)Electriques

L'objectif de ce travail de thèse est l'étude et l'optimisation des performances en bruit de capteurs magnétiques réalisés à l'aide de composites magnéto(élasto)électrique (ME).

Une première étape a permis de comprendre l'origine des différentes sources de bruit et leurs interactions avec le système de détection. Cette analyse a été effectuée notamment par la mesure de densités spectrales de bruit magnétique équivalent (BME).

Puis, l'étude des équations constitutives du capteur ME, des diverses contributions en bruit et de la chaîne d'amplification, a permis d'établir un modèle électrique et mécanique complet des capteurs étudiés. Des simulations numériques établies à partir de ce modèle ont permis d'apprécier la réalité des phénomènes observés, d'améliorer les performances des capteurs et d'adapter au mieux l'étage de conditionnement électronique.

Ces travaux ont donc permis d'optimiser les dispositifs réalisés tout en tenant compte des géométries et des propriétés des matériaux magnétostrictives et piézoélectriques mis en œuvre. Les meilleurs capteurs réalisés sont l'état de l'art de ce type de développement et affichent des performances en bruit équivalent de $5 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 Hz.

Implementation and optimization of high sensitivity magnetic sensor based on magneto-electric hetero-structures

The purpose of this dissertation was to study and to optimize magnetic sensors based on magnetoelectric (ME) composites and associated detection units for noise reduction.

It is to take those first critical steps of understanding the origins of different noise sources and their interactions with the detection system. The analysis has been made especially by measuring the equivalent magnetic noise spectral density.

Next step, the study on the ME sensor with constitutive equations, contribution of various noise sources and the amplification system allows establishing a complete electro-mechanical model of sensors under research. Various numerical simulations drawn from this model allow estimating the observed phenomena, improving sensor performances and adapting to the electronic implementation for best.

Therefore, this work allows optimizing the achieved device by considering the geometry and the properties of magnetostrictive and piezoelectric materials implemented in ME sensors. The lowest noise performance is $5 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ at 1 Hz for achieved ME sensors.

Discipline : Electronique, Microélectronique, Nanoélectronique

Mots-clés : Magnétomètres, Magnétoélasticité, Bruit électromagnétique, Piézoélectricité, Circuit équivalent, Modulation d'amplitude

Laboratoire : GREYC-ENSICAEN (CNRS UMR 6072), Equipe Electronique

Introduction générale.....	4
Chapitre 1	
L'effet magnétoélectrique	6
1.1) Introduction	6
1.2) Etat de l'art	7
1.3) Matériaux multiferroïques et effets magnétoélectriques	11
1.4) Modélisations des effets magnétoélectriques	18
1.5) Conclusion.....	41
Références du Chapitre 1 :	42
Chapitre 2	
Modélisation de l'effet ME, en sensibilité, bruit et BME	53
2.1) Introduction	53
2.2) Modélisation de l'effet Magnéto(élasto)Electrique.....	54
2.3) Modèle bidimensionnel (2D) de l'effet ME	56
2.4) Modèle unidimensionnel (1D) de l'effet ME	69
2.5) Modèle de bruit intrinsèque d'un capteur ME-1D	74
2.6) Conclusion du chapitre 2	83
Références du Chapitre 2 :	85
Chapitre 3	
Caractérisation des dispositifs	88
3.1) Environnement et dispositifs de mesure.....	89
3.2) Caractérisations des dispositifs ME	93
3.3) Optimisation de la performance	102
3.4) Magnéto(Elasto)électricité à base de technique de modulation non-linéaire.....	116
3.5) Conclusion du chapitre 3	122
Références du Chapitre 3 :	124
Conclusion générale	125

Introduction générale

Ces travaux de recherche que j'ai effectués durant cette thèse ont été financés dans le cadre d'un projet nommé « Heterostructural Uncooled Magnetic Sensors » (HUMs) et porté par la DARPA (Defense Advanced Research Projects Agency - USA). L'objectif de ce projet était de développer des capteurs magnétiques multiferroïques à base de composites magnétostrictif-piézoélectrique permettant d'atteindre une très haute sensibilité à la température ambiante.

Ce travail a été effectué au sein du GREYC (équipe électronique) et en collaboration avec des équipes ou instituts aux Etats-Unis tels que le « Department of Materials Science and Engineering, Virginia Tech. 24061, USA », « Physics Department, Oakland University Rochester, MI 48309 USA », « Department of Electrical and Computer Engineering, Center for Microwave Magnetic Materials and Integrated Circuits, Northeastern University, Boston, Massachusetts 02115, USA », « US Army Research Laboratory, Adelphi, Maryland 20783, USA », Passive Sensor, SAE. L'équipe électronique a concentré son travail sur la caractérisation et la réduction du bruit de ces dispositifs afin d'en améliorer les performances.

L'objectif de ces recherches peut se résumer en deux mots : 'compréhension' et 'optimisation'. Lors de l'étape de 'compréhension', il a fallu tout d'abord classifier l'origine des différentes sources de bruit et leurs interactions avec le système de détection. Cette première étape a permis d'évaluer les principales sources de bruit limitant la résolution du capteur MEs. Cette analyse a été effectuée notamment par la mesure de densités spectrales de bruit équivalent en champ magnétique. Parallèlement, les niveaux de densité spectrale de bruit théorique ont été évalués afin de les comparer aux données expérimentales. Lors de l'étape 'd'optimisation', il a fallu analyser d'une façon approfondie les phénomènes observés. En étudiant les équations constitutives du capteur ME, les diverses contributions de sources de bruit et le circuit d'amplification, une modélisation et des simulations numériques établies à partir des modèles ont permis d'apprécier la réalité des phénomènes observés et d'adapter l'étage d'amplification au capteur étudié. Ces deux étapes ont alors permis d'optimiser les dispositifs réalisés tout en tenant compte des géométries et des propriétés des matériaux magnétostrictifs et piézoélectriques mis en œuvre.

Cette thèse est divisée en 3 chapitres suivis d'une conclusion.

Le chapitre 1 décrit l'état de l'art des performances des capteurs magnétiques à base de matériaux ME, les diverses technologies existantes et les approches mathématiques et théoriques permettant d'évaluer les sensibilités de ces dispositifs. Il est à noter que les nombreuses équations mentionnées dans le chapitre 1 respectent, scrupuleusement, les symboles/notations utilisées par les divers auteurs.

Le chapitre 2 présente une modélisation du capteur ME à l'aide des propriétés des matériaux composites et des équations constitutives piézoélectrique et magnétique. Les capteurs composites lamellaires mis en œuvre sont décrits en deux dimensions (2D) à l'aide d'un circuit électrique équivalent basé sur le modèle de Mason.

Par la suite, ce modèle est réduit à une dimension (1D). En tenant compte des principales sources de bruit du dispositif ME, un modèle de bruit magnétique équivalent est présenté afin d'approcher au mieux les performances ultimes de ces dispositifs.

Le chapitre 3 est consacré à l'évaluation de la sensibilité, du bruit de capteurs instrumentés en termes de densité spectrale de bruit équivalent en champ. L'environnement expérimental et les dispositifs servant à la mesure (circuit électrique d'amplification à faible bruit) sont analysés. Enfin, les résultats théoriques et expérimentaux sont comparés. Puis, une ébauche des méthodes de modulation de dispositifs MEs permettant, en théorie, de rejeter certain bruit à basse fréquence et de mesurer un champ magnétique statique est présentée.

Chapitre 1

L'effet magnétoélectrique

1.1) Introduction

De cristaux monophasés et homogènes dits « intrinsèques » aux matériaux composites dits « extrinsèques », de structures massives aux couches minces, les effets Magnéto(*Elasto*)électriques (MEs) sont diversement étudiés afin d'évaluer les performances de dispositifs ou de capteurs (transducteurs, capteurs magnétiques, résonateurs, filtres, dispositifs à mémoire, etc...) mettant en œuvre ces propriétés. Dans le cadre de ces recherches, les capteurs magnétiques à base de l'effet ME sont très étudiés [1-6]. En effet, ils offrent l'avantage d'être passifs, de fonctionner à température ambiante, d'être extrêmement sensibles et peu onéreux [3, 7-11].

D'un point de vue pratique, il est indispensable de caractériser les dispositifs MEs afin d'évaluer leurs performances réelles et d'envisager l'apport et l'intérêt de cette technologie. L'étude des performances d'un capteur magnétique s'effectue à partir de l'analyse de principaux paramètres tels que : la sensibilité, le bruit équivalent en champ magnétique, la bande passante, la linéarité, la résolution, la stabilité en température, le vieillissement, etc... Parmi ces derniers, la résolution et/ou le bruit du capteur conditionné constituent les caractéristiques principales permettant la réalisation de capteur magnétique à très haute sensibilité. Ils sont, respectivement, définis par le Rapport Signal à Bruit (RSB) exprimé en dB et par le bruit magnétique équivalent en champ (usuellement exprimé en $T/\sqrt{\text{Hz}}$) [12-14]. Les capteurs MEs présentant un RSB élevé et/ou un faible niveau de bruit pourront être considérés comme de potentiels capteurs magnétiques à très haute sensibilité. Dans ce cadre, mon travail de thèse a porté sur l'étude, la mesure et la caractérisation de dispositifs ME afin d'évaluer leurs performances ultimes en terme de bruit magnétique équivalent en champ et de donner des pistes d'optimisation.

Ce premier chapitre a pour objectif de présenter les différents types des matériaux offrant des effets MEs, les performances actuelles des dispositifs MEs et les principaux modèles mathématiques permettant de quantifier l'amplitude des effets MEs pour les divers dispositifs.

Je présenterai, après un bref rappel historique de l'effet ME, l'état de l'art dans ce domaine. Une synthèse des recherches effectuées ces dernières années présentera notamment les sensibilités obtenues avec des dispositifs ME réalisés avec plusieurs matériaux et selon différentes structures.

Ensuite, l'effet ME apparaissant dans différents matériaux ou différentes structures, telles que les matériaux MEs (ou multiferroïques) monophasés, les composites et les nanocomposites hétérostructurés seront décrits.

Des modèles mathématiques permettant d'appréhender la sensibilité de ces dispositifs seront présentés à la fin de ce chapitre. Ces six principaux modèles permettent de dégager des pistes de progrès dans l'élaboration des matériaux ME.

1.2) Etat de l'art

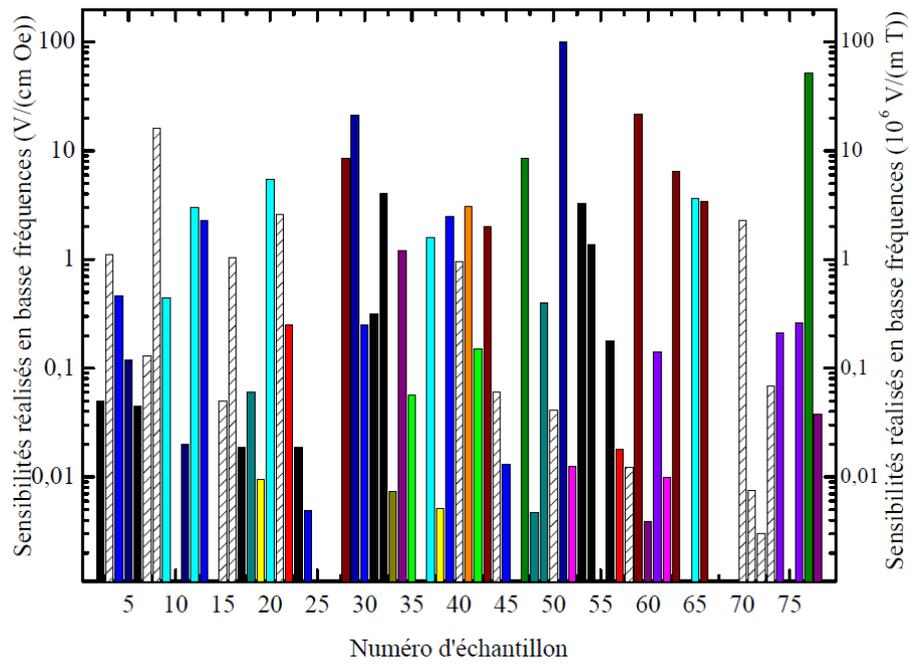
Le couplage magnétoélectrique dans les matériaux multiferroïques associe des phénomènes d'aimantation et de polarisation. Suite de la découverte d'un effet ME important dans des matériaux composites multiferroïques, tel le Terfenol-D/PZT en 2000, un regain d'intérêt a été porté pour ces développements [15]. Afin de réaliser des dispositifs performants, les matériaux composites MEs doivent être optimisés. Cependant, cette démarche implique une analyse complexe au regard de la multiplicité des paramètres et de leurs interactions [16-30] (couplage, phase magnétostrictive, phase piézoélectrique, géométrie, électrode, etc...). La figure 1.1 présente l'état de l'art récent des performances des dispositifs MEs.

Depuis le début du 19^{ème} siècle, les équations de Maxwell traduisent sous forme locale les différents théorèmes qui régissent l'électromagnétisme. Ces équations lient, notamment, les phénomènes magnétiques et le mouvement des charges dans les matériaux intrinsèques. Généralement, les ordres magnétiques et électriques dans les solides étaient traités indépendamment. En effet, il était admis que les ordres magnétiques étaient induits par des moments magnétiques, alors que les ordres électriques étaient déterminés par le déplacement des charges [31]. Plus tard, la coexistence de ces phénomènes dans un même matériau a pu être montrée [31-35]. En 1888, W. Röntgen observe pour la première fois cet effet [36]. Un objet diélectrique se magnétise lorsqu'il se déplace dans un champ électrique. Par la suite, un effet réciproque est observé : un élément diélectrique en mouvement dans un champ magnétique développe une polarisation électrique [36]. En 1894, P. Curie prédit l'existence de l'effet MEs dans des cristaux non-symétriques [37]. En 1972, J. van Suchtelen présente des effets MEs dans des matériaux composites par la combinaison de phases magnétostrictives et piézoélectriques [38]. Il est à noter que ces propriétés sont renforcées lors de déformations mécaniques dites intermédiaires (eg. conception d'échantillons comportant deux phases aux propriétés différentes). En 1972, J. van Suchtelen et ses collègues du laboratoire Philips fabriquent des échantillons comportant deux phases et développant des effets MEs [39]. Cependant, le processus de fabrication est complexe. Les effets MEs obtenus sont trop faibles et ne répondent pas aux attentes. Dans les années 1990, le groupe Newnham et une équipe russe obtiennent des échantillons MEs à l'aide d'un processus classique de frittage [40]. Malheureusement, les réponses MEs sont toujours aussi faibles. Jusqu'alors, tous ces matériaux composites étaient fabriqués à l'aide de poudre comportant des grains de taille micrométrique. En 1993, G. Harshe [40] présente une première approximation théorique de l'effet ME dans des matériaux composites lamellaires. Parallèlement, des calculs développés à l'aide des fonctions de Green pour les matériaux composites sont proposés. Ils permettent de prédire l'existence d'un effet ME géant dans les matériaux composites de type Terfenol-D et poly-cristallin [41-42]. Dans les années 2000, J. Ryu [15] présente des matériaux composites ME réalisés à l'aide de macro-lamelles de Terfenol-D et de PZT assemblés à

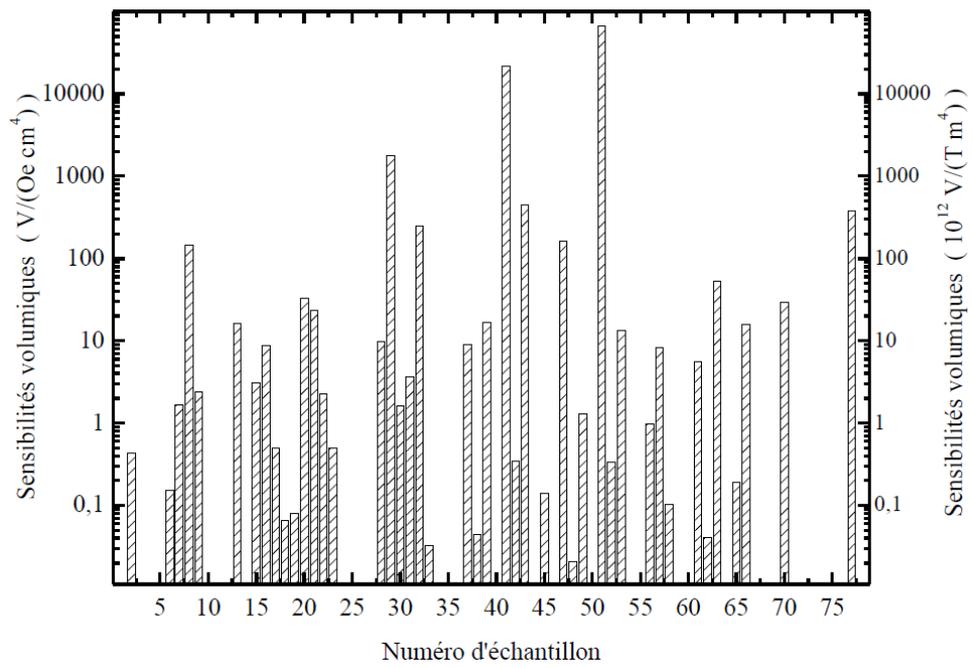
l'aide d'une colle à base d'époxy chargé d'argent. Cette nouvelle technique a permis de surmonter les difficultés inhérentes aux matériaux composites à base de poudre (réactions chimiques lors du frittage, fuites électriques, etc...). À l'échelle macroscopique, ces problèmes sont occultés par une séparation franche des deux phases des matériaux mis en œuvre. En 2002, des échantillons MEs fabriqués par la technique de 'tape-casting'¹ sont réalisés et étudiés par le groupe de G. Grinivasan [43].

En 2003, S. Dong et D. Viehland [18, 44, 45] étudient différents protocoles de fabrications d'échantillons MEs pour des matériaux de type Terfenol-D et PZT. Ils effectuent également une analyse théorique des sensibilités attendues en utilisant le modèle de Mason (ou modèle électrique équivalent) unidimensionnel [45]. En 2004, le groupe de R. Ramesh [46] présente d'autres types de matériaux (BiFeO_3) développant des effets MEs. Ces travaux sur les matériaux composites nanostructurés attirent l'attention de la communauté et sont publiés dans diverses revues reconnues telles que 'Nature' [47] et 'Science' [48]. Il est à noter que les effets magnétoélectriques des matériaux massifs multiferroïques de type BiFeO_3 sont relativement faibles. Cependant, sous la forme de couches minces, ces effets s'accroissent considérablement. Toutefois, des problèmes technologiques subsistent. En 2005, le développement de fibres piézoélectriques engendre de nouvelles perspectives de recherche dans le développement de dispositifs MEs [11, 49]. Elles sont rapidement utilisées dans la fabrication de capteurs MEs dès 2006. Les groupes de S. Dong et D. Viehland développent alors des capteurs MEs de type 'multi-push-pull' à l'aide de couches minces en Metglas, de fibres piézoélectriques et d'électrodes interdigitées. À l'heure actuelle, ces dispositifs possèdent les meilleures performances MEs en termes de bruit magnétique équivalent en champ par l'emploi notamment de très forts coefficients piézoélectriques. À titre d'exemple, l'association de structures 'multi-couches-multi-pushpull' de matériau monocristallin piézoélectrique PMN-PT et d'un alliage ferromagnétique Metglas dans le cadre du développement de capteur magnétique, objet de mes travaux de thèse, permet d'atteindre, actuellement, un niveau de bruit magnétique équivalent en champ d'environ $5 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 Hz pour un dispositif de forme lamellaire ($8 \times 1 \times 0,02 \text{ cm}^3$), avec une sensibilité en champ d'environ $25,8 \text{ } \mu\text{C}/\text{T}$, $78 \text{ } 000 \text{ V}/\text{T}$, $5,16 \text{ nC}/(\text{Oe cm}^2)$ ou $52 \text{ V}/(\text{Oe cm})$. Cette performance en bruit est la meilleure publiée à ce jour pour des matériaux composites MEs.

¹ C'est un procédé de moulage utilisé pour la fabrication de bandes minces en céramique à partir de matériau brut.



(a)



(b)

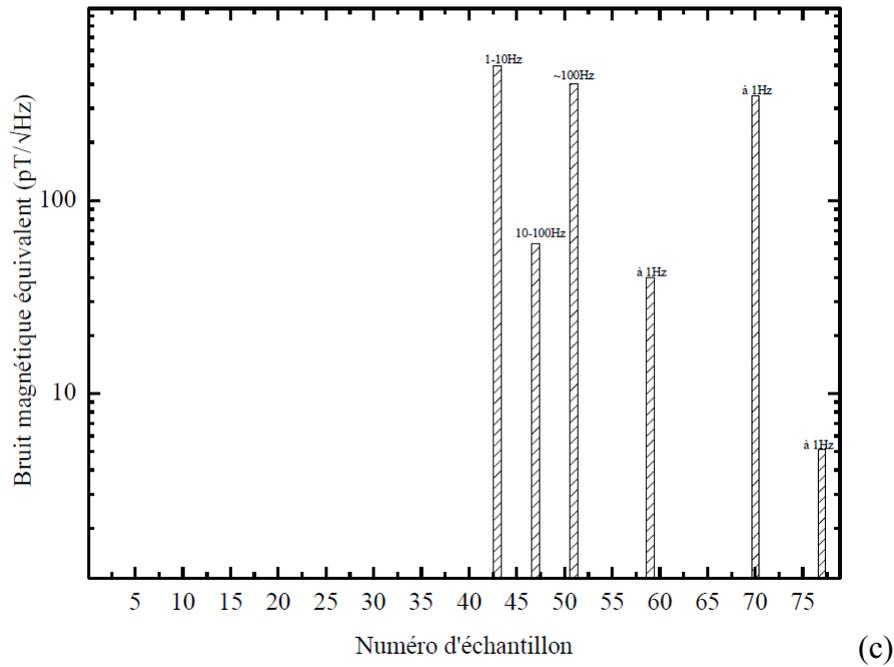


Figure 1.1 : État de l'art (à compter de 2008) de sensibilités a) et de sensibilités volumiques b), mesuré à basse fréquence. Niveaux de bruit magnétique équivalent de matériaux composites MEs c). Des informations complémentaires détaillant les propriétés des échantillons sont données en annexe 1.1.

1.3) Matériaux multiferroïques et effets magnétoélectriques

Le terme 'multiferroïque' est utilisé pour définir une classe de matériaux qui possèdent simultanément plusieurs propriétés dites ferroïques (ferromagnétisme, ferroélectricité et/ou ferroélasticité) et dont le couplage dépend de la mise en forme, de la structure cristallographique et de l'arrangement des spins magnétiques [31]. Il n'existe que de très rares matériaux comportant spontanément les propriétés de ferromagnétisme et de ferroélectricité. Cette rareté est liée aux différentes origines d'apparition des mécanismes induisant la ferroélectricité et l'aimantation à l'échelle microscopique [31, 47, 50]. En terme d'applications, les matériaux composites réalisés à l'aide des phases magnétiques et électriques sont préférés [8, 12, 41, 51-59]. Généralement, ces deux phases (ferromagnétique et ferroélectrique) sont combinées par diverses techniques (e.g. frittage, collage, 'hot-pressing', etc...) [12, 24, 55, 62-64]. Ainsi, le couplage magnétique/électrique est engendré par des contraintes induites dans les matériaux et correspond à une déformation moyenne des phases constitutives.

Le ferromagnétisme

Le magnétisme est une des propriétés fondamentales des matériaux. En appliquant un champ magnétique extérieur, tous les matériaux portent un effet magnétique. Parmi ces effets, le 'ferromagnétisme' ou 'ferrimagnétisme' caractérise la propriété qu'ont certains corps de s'aimanter très fortement sous l'effet d'un champ magnétique extérieur. Les matériaux ferromagnétiques ont donc intrinsèquement une forte perméabilité. Il est à noter qu'il est possible de saturer le matériau par l'application d'un champ magnétique de faible amplitude. La signature d'un matériau ferromagnétique est donnée par son cycle d'hystérésis magnétique. Il traduit la variation de son aimantation en fonction du champ magnétique appliqué.

La ferroélectricité

La ferroélectricité est la propriété qu'ont certains matériaux de posséder une polarisation électrique à l'état spontané, polarisation qui peut être renversée par l'application d'un champ électrique extérieur. La signature d'un matériau ferroélectrique est donnée par son cycle d'hystérésis. Il traduit la variation de sa polarisation en fonction du champ électrique appliqué. Le déplacement des éléments qui portent les charges électriques dans les matériaux diélectriques induit cette polarisation [65, 66]. Il est à noter que certains cristaux diélectriques se polarisent via des effets mécaniques [67, 68]. Ainsi, des charges électriques apparaissent à la surface du matériau. La densité de charges induite est proportionnelle à la contrainte extérieure. Ce phénomène classique est appelé l'effet piézoélectrique [69]. Il n'existe qu'une dizaine de cristaux possédant un effet piézoélectricité important [16, 57, 60, 62-64, 67, 70, 71], tels le BTO, PZT, PMN, etc... Les semi-conducteurs présentent également des effets piézoélectriques, tel le ZnO. Parmi ces matériaux, les cristaux possèdent non seulement des polarisations propres mais l'orientation des polarisations peuvent s'inverser en fonction de l'orientation du champ électrique extérieur.

La magnétoélectricité

Au sens large, le terme 'magnétoélectricité' est défini par la coexistence des effets ferromagnétique et ferroélectrique dans un matériau [6], les ordres magnétiques et électriques dépendant alors du champ électrique ou magnétique externe. Pour les matériaux multiferroïques [3, 6], une définition plus simple peut être donnée : une polarisation électrique est induite dans le matériau par l'application d'un champ magnétique (effet ME direct) ou inversement une aimantation est induite par un champ électrique externe (effet ME opposé). Elle rappelle pour ces matériaux qu'un couplage existe entre l'aimantation et la polarisation. Il existe une polarisation électrique pour un champ magnétique extérieur appliqué ou une valeur d'aimantation pour un champ électrique extérieur appliqué. Malheureusement, cet effet dans les matériaux monophasés est généralement trop faible et ne permet pas d'envisager le développement de dispositif ou capteur.

1.3.1) Les matériaux multiferroïques monophasés

La découverte de l'effet ME dans l'oxyde de chrome Cr_2O_3 a constitué un pas important dans le développement de nouveaux matériaux multiferroïques. Cependant, cet effet est relativement faible [72]. La rareté des matériaux ferromagnétiques et ferroélectriques intrinsèques est liée à leurs propriétés magnétiques et électriques [33, 35, 73]. En effet, la présence de l'effet ferroélectrique requiert le manque d'orbital d induisant un décentrage mécanique des cations. Cependant, l'orbital d partiellement rempli engendre un effet ferromagnétique. Ainsi, pour les matériaux multiferroïques ayant une seule phase, les atomes créant des dipôles électriques excentrés devraient être différents de ceux portant les moments magnétiques. À titre d'exemple, pour les matériaux de type pérovskite (ABO_3), telle la ferrite de bismuth BiFeO_3 , la ferroélectricité est induite par les couples d'électrons solitaires sur la position du cation A, les cations de la position B portant l'aimantation [4].

Un effet ME peut également être engendré par les variations de la géométrie structurelle et spatiale des matériaux lorsque la polarisation électrique est compatible avec une aimantation du matériau. Les matériaux ferroélectriques et antiferromagnétiques YMnO_3 et BaNiF_4 appartiennent à cette catégorie de matériau [33]. Par exemple, pour le matériau TbMnO_3 , la ferroélectricité est induite par la formation de spins spiraux magnétiques qui n'a pas la symétrie d'opposition spatiale (cette asymétrie induit la piézoélectricité) comme présenté en figure 1.2. Bien que la polarisation induite soit relativement faible, de forts effets MEs sont attendus. En effet, la polarisation est ici directement induite par les ordres magnétiques. Il est à noter que ces matériaux doivent être isolants afin qu'ils puissent conserver en surface les charges générées. Cette contrainte supplémentaire élimine donc tous les matériaux ayant des propriétés métalliques [74, 75].

Les propriétés des couches minces sont fondamentalement différentes de celles des échantillons massifs [76, 77]. Ces différences sont principalement liées aux déformations épitaxiales apparaissant aux interfaces des couches minces et aux courants de fuites engendrés

par des défauts des structures cristallines [78]. Les techniques de fabrication des couches minces permettent de faire varier notablement ces propriétés [79].

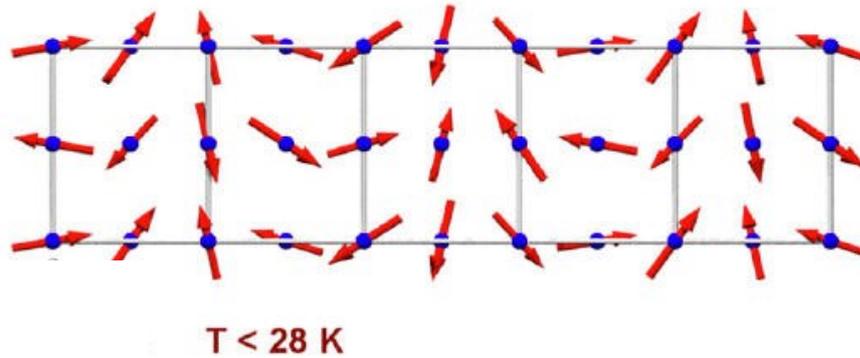


Figure 1.2 : Exemple d'ordre magnétique dans un matériau multiferroïque de type TbMnO_3 .

1.3.2) Les matériaux composites

Les propriétés physiques d'un dispositif constitué de deux ou plusieurs phases, sont généralement déterminées par les propriétés des composés ou couches utilisées et de leurs interactions. Il existe principalement pour ces matériaux composites trois catégories d'interactions. Elles se caractérisent par des propriétés [6, 38] :

- d'additivité : Cette propriété traduit un effet cumulatif des contributions apparaissant dans les différentes phases des matériaux composites. La contribution de chacune des phases est généralement proportionnelle au volume considéré dans le matériau composite. Typiquement, la densité et la résistivité obéissent à cette règle.
- d'échelle : Cette propriété traduit un effet proportionnel au rapport des différentes phases du matériau composite. Le phénomène observé peut alors être notablement plus fort ou plus faible que celui de chacune d'elle.
- de couplage : Cette propriété désigne un effet qui résulte de l'association des phases. Il est donc uniquement observable dans le matériau composite et n'apparaît pas indépendamment dans chacune des phases mises en œuvre.

Les propriétés d'additivité et d'échelle décrivent un comportement moyen ou un renforcement d'effets existants. Par contre, la propriété de couplage traduit un phénomène induit. Il est créé par l'interaction des phases du matériau composite [42, 56, 76, 80, 81, 82]. Un exemple simple peut être donnée : un champ magnétique appliqué sur le composite induit une déformation de la phase magnétostrictive qui est alors appliquée mécaniquement à la phase piézoélectrique. Il s'en suit une polarisation électrique. Des relations simples qui traduisent un tel effet dans un matériau ME composite peuvent être données par les formules présentées dans le tableau 1.1 dans le cadre du développement d'un capteur magnétique ME.

Tableau 1.1 : Définitions des coefficients MEs

$\alpha_{ME}^V = \frac{\partial V}{\partial S} \times \frac{\partial S}{\partial H}$	$\alpha_{ME}^Q = \frac{\partial Q}{\partial S} \times \frac{\partial S}{\partial H}$
$\alpha_{ME}^E = \frac{\partial E}{\partial S} \times \frac{\partial S}{\partial H}$	$\alpha_{ME}^D = \frac{\partial D}{\partial S} \times \frac{\partial S}{\partial H}$

α_{ME}^V , α_{ME}^Q , α_{ME}^E et α_{ME}^D traduisent, respectivement, les coefficients MEs en tension (exprimé en V/T ou en V/Oe), en charge (en C/T ou C/Oe), de champ électrique (en V/(T m) ou V/(Oe cm)) et de déplacement électrique (en C/(T m²) ou C/(Oe cm²)). H , V , Q , E , D et S sont, respectivement, le champ magnétique, la tension, la charge, le champ électrique, le déplacement électrique et la déformation mécanique. Les quatre coefficients MEs peuvent liés par les relations suivantes :

$$\alpha_{ME}^V = t_p \alpha_{ME}^E, \quad (1.1)$$

$$\alpha_{ME}^Q = A_p \alpha_{ME}^D, \quad (1.2)$$

$$\alpha_{ME}^Q = C \alpha_{ME}^V \quad (1.3)$$

pour une géométrie de capteur simple, où t_p , A_p et C sont, respectivement, l'épaisseur, la section et la capacité du matériau piézoélectrique.

1.3.2.1) Matériaux composites structurés à l'échelle macroscopique

1.3.2.1 a) Composés en couche épaisse

Les premiers composés en couches épaisses ont été réalisés par le groupe Philips [38], les constituants piézoélectriques et magnétostrictives étant préparés à l'aide de liquides eutectiques² et mettant en œuvre une technique de solidification unidirectionnelle (technique de Bridgeman' ou 'zone de fusion'). Cependant, il est difficile de contrôler la composition ou la température dans ce processus de fabrication et lors du refroidissement [3]. Pour pallier à ces difficultés, une alternative consiste à utiliser une technique de frittage. Elle est plus simple à mettre en œuvre et moins onéreuse. Ces composites frittés doivent permettre de combiner des composants ayant des structures très différentes contrairement aux structures cristallines [6]. Ces dernières années, plusieurs composées céramiques ayant des phases piézoélectriques et magnétiques ont été fabriquées par ces techniques et étudiées [8, 23, 42, 53, 54, 57, 63, 80,

² La méthode eutectique correspondant à mélange de deux corps purs qui fondent et se solidifie à température constante, contrairement aux mélanges usuels. Ils se comportent en fait comme un corps pur en termes de la fusion.

83, 84]. À titre d'exemple, deux différents schémas de matériaux composites de type 1-3 et 2-2³ sont présentés dans la figure 1.3. Ces matériaux composites sont préparés à l'aide de techniques de frittage conventionnelles à haute température. De faibles coefficients ME, ~1 mV/cm Oe [21, 84] ont été observés.

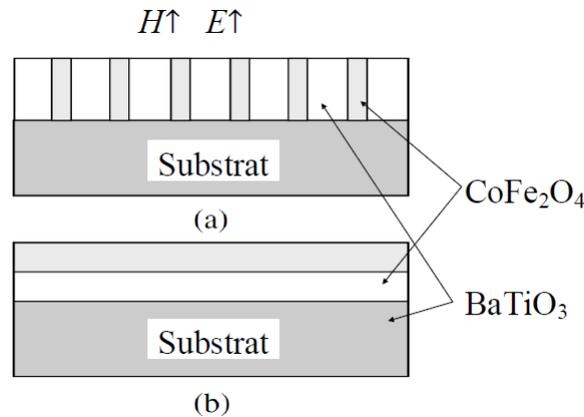


Figure 1.3 : Exemple de structure composite de matériau ME (structures 1-3 (a) et 2-2 (b)) [41].

Les coefficients MEs à basse fréquence pour les composites céramiques frittés varient généralement de 10 à 100 mV/(Oe cm). Cette sensibilité dépend de la composition des poudres utilisés et du processus de fabrication. Elle avoisine le V/(Oe cm) à la fréquence de résonance du matériau composite [13, 21, 23, 59, 83, 85-89]. Jusqu'à présent, les coefficients MEs mesurés étaient très faibles contrairement aux attentes théoriques [90]. En effet, un bon nombre de paramètres technologiques et physiques limitent la sensibilité de ces composites [43, 82, 92].

Les matériaux composites à base de grain-céramiques (0-3) possèdent théoriquement des sensibilités géantes induites par une forte concentration des phases magnétiques. Cependant, en pratique, cette concentration (le plus souvent de ferrite) est néfaste à la polarisation électrique des composites. En effet, elle induit des fuites électriques. Pour réaliser des matériaux composites en grain-céramiques ayant une haute sensibilité, des techniques de 'hot pressing' [3] et de 'spark plasma sintering' [3] ont été utilisées, afin de remplacer la technique classique de frittage.

Pour conclure, le mélange de phases piézoélectriques et magnétiques ont abouti à la fabrication des premiers dispositifs MEs. Le couplage de ces phases apparaît à des dimensions microscopiques or mésoscopiques. La réponse des matériaux composites grain-céramiques est alors principalement limitée par la faible résistivité des poudres magnétiques utilisées, par des phénomènes de diffusions et les réactions chimiques. Il est possible de résoudre ces

³ Les chiffres 0, 1, 2 et 3 définissent la structure en grain, en fibre, en couche et en céramique massif, eg. « 1-3 » signifie fibre incluse dans le céramique massif, « 2-2 » signifie les couches magnétostrictives et piézoélectriques en lamine.

problèmes par la fabrication de matériaux composites lamellaires. Ces derniers sont réalisés par l'empilement de couches piézoélectriques et magnétiques. Ainsi, les courants de fuite sont limités par la très faible conduction des couches piézoélectriques [15].

1.3.2.1 b) Structures lamellaires collées

Par principe, les déformations et les contraintes mécaniques apparaissant dans les phases du matériau composite doivent être transmises entre les couches piézoélectriques et magnétiques avec un minimum de perte. Afin d'étudier l'effet ME d'une telle structure, les effets des différents processus de frittage, de la taille des grains et de la concentration des phases ont été analysés [80]. Cependant, les coefficients MEs observés pour ces matériaux composites restent de l'ordre de 10 mV/(Oe cm). Ces sensibilités sont inférieures d'une ou de deux ordres de grandeurs de celles données par la théorie [41, 91]. Diverses raisons expliquent cette réduction de la sensibilité : les réactions chimiques dans le matériau, les problèmes de diffusion, la faible résistivité des phases magnétostrictives induisant des courants de Foucault, le faible couplage mécanique, etc... Dans les années 2000, pour surmonter les difficultés mentionnées, un matériau composite MEs basé sur des macro-couches magnétostrictives et piézoélectriques (Terfenol-D/PZT) a été développé. Il s'agit de matériaux composites MEs formés à l'aide de disques piézoélectriques et magnétiques. Dans ce cas particulier, une couche de PZT est prise en sandwich entre deux disques de Terfenol-D et collée par de l'époxy chargé d'argent [92].

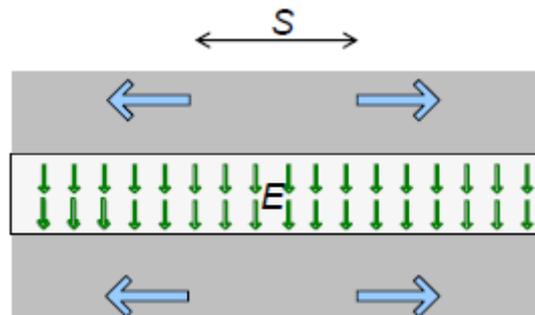


Figure 1.4 : Vue en coupe d'un matériau composite ME en structure lamellaire collée et symétrique. Les flèches indiquent le sens des phénomènes physiques induits (contrainte T , déformation S et polarisation E)

Les épaisseurs de la phase piézoélectrique et de phase magnétostrictive sont, respectivement, de 0,5 - 0,7 mm et 1 mm. Pour ce matériau composite, les réactions chimiques et le problème de percolation des constituants sont limités par l'indépendance des phases [8, 60, 80, 94]. De plus, l'orientation des axes de polarisations et des aimantations est contrôlée. D'autres recherches portent sur la réponse en température des échantillons MEs [127, 128]. Un exemple en 2D du fonctionnement d'un matériau composite ME en structure lamellaire collée et symétrique est présenté en figure 1.4.

Ainsi, pour les matériaux composites fabriquées par collage de macro-couches piézoélectriques et magnétiques, la qualité des réponses MEs dépend principalement :

- des propriétés magnétiques, électriques et mécaniques des matériaux. Elles déterminent la combinaison géométrique des phases [95, 96, 97]. Le principe est additif. Elle limite intrinsèquement le coefficient ME de ces matériaux composites.
- du ratio des épaisseurs des phases piézoélectriques et magnétiques [57, 80, 98]. Il existe généralement un rapport optimal.
- du mode de collage des constituants. Il apparait crucial dans le processus de fabrication [25].

Un exemple de matériau composite en structure nommé « multi-pushpull » est présenté en figure 1.5.

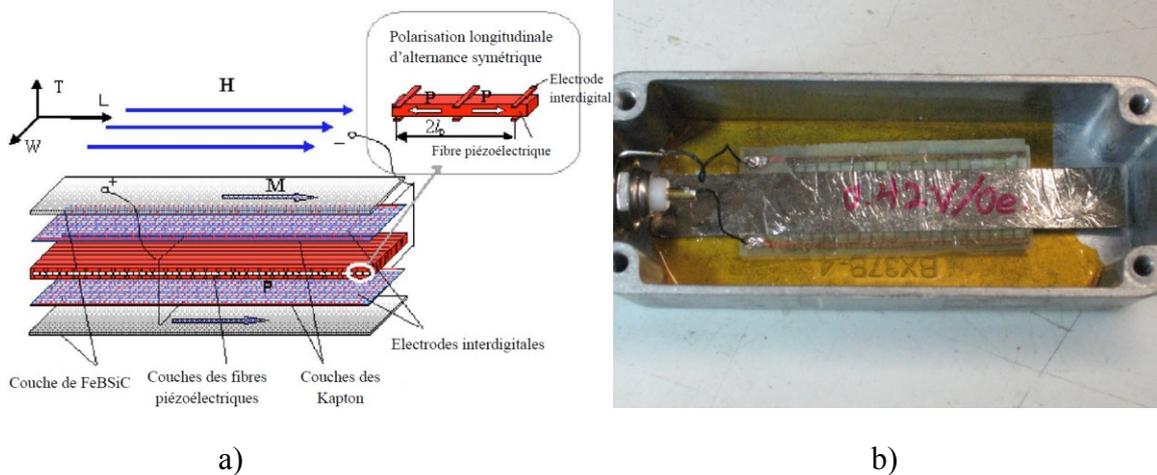


Figure 1.5 : a) Vue schématique d'un matériau composite ME (FeNSiC/PZT-fibre du type 2-1 en structure de multi-pushpull [28]. Il correspond à un empilement de 5 couches (2 magnétostrictives, 2 isolantes portant les électrodes et une piézoélectrique). b) Photographie d'une telle réalisation [99].

1.3.3) Composites nano-structurés

Le développement des techniques de couche mince (eg. PLD) a permis de réaliser des matériaux composites d'échelle nanoscopique [51, 57, 61, 62]. Des effets magnétoélectriques nouveaux basés sur le comportement des interfaces ont été proposés, étudiés en théorie et confrontés à des développements expérimentaux [60, 100, 101]. Les calculs *ab initio* (qui seront introduits dans la section 1.4.4) montre que les effets MEs attendus dans ces hétérostructures sont induits par des mécanismes électroniques. L'utilisation d'un modèle de treillis horizontal de type Fe/BaTiO₃ permet également de montrer que la diffusion des atomes entre l'inter-surface change le chevauchement des orbitales. Ce phénomène influence l'aimantation de la couche et induit alors un effet ME [101]. Par ailleurs, les calculs *ab initio* montrent aussi qu'une hétérostructure de type isolant-conducteur génère une polarisation dans le matériau adjacent. Si ce matériau est ferromagnétique, la coexistence entre la polarisation électrique et magnétique aura lieu à l'interface des phases [60, 101]. Ainsi, les recherches sur les matériaux composites ferroélectrique/magnétique révèlent que ces hétérostructures

comportent des effets MEs (soient multiferroïques) induits aux plans des interfaces. Par exemple, cet effet apparaît dans l'hétérostructure de type TiO_2/PZT dopé par du Co et de type LaCaMn/PZT . Ici, sous l'action d'un champ électrique, le matériau piézoélectrique PZT influence les propriétés des phases magnétiques en modulant la densité de porteurs [102].

Les nano-composants verticaux déposés sur une couche mince constituent les hétérostructures verticales à l'échelle nanoscopique. Cette hétérostructure comporte plusieurs avantages tels qu'un fort couplage entre les phases magnétiques et électriques. Les plans aux interfaces sont relativement larges par rapport aux structures horizontales et permettent d'accroître le couplage entre les différentes phases. De plus, la minimisation des inter-surfaces (entre les matériaux et le substrat) réduit les effets de décalage cristallin qui réduisent les couplages piézoélectriques et magnétoélectriques induits par les déformations mécaniques entre les treillis des couches (*cf.* figure 1.6). Il existe différents types d'hétérostructures incluant des phases magnétiques de type CFO, NFO, Fe_3O_4 dans des phases ferroélectriques de type BTO, PTO, BFO et STO [4].

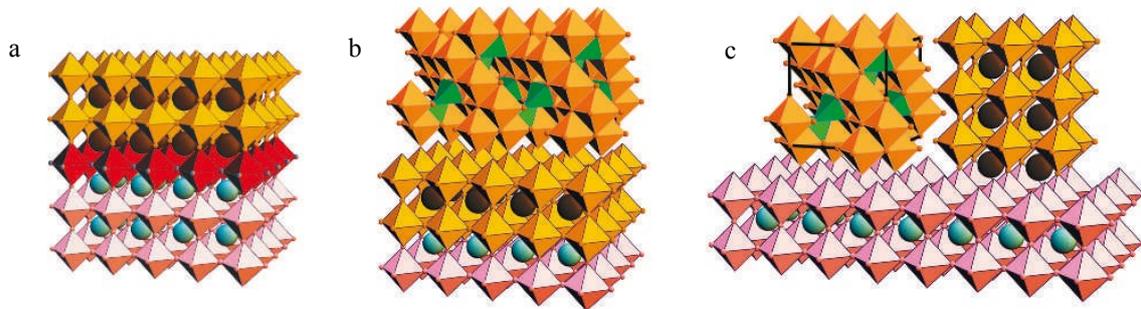


Figure 1.6 : Vue schématique de trois types d'hétérostructures en couches minces, a) matériau monophasé déposé sur un substrat monocristallin, b) structure horizontale avec une phase magnétique déposée sur une couche ferroélectrique ou piézoélectrique et c) structure verticale avec des nano-piliers de phases magnétique ou électrique déposés sur une matrice [4].

1.4) Modélisations des effets magnétoélectriques

Il existe diverses méthodes permettant d'étudier les effets MEs dans les matériaux composites ou monophasés, notamment :

- la méthode de champ moyen qui permet de résoudre et de prédire les effets MEs dans les matériaux nano-structurés [2, 42, 91]. le modèle de la mécanique des milieux continus ainsi que le modèle de circuit équivalent permettent de calculer les effets MEs dans les composites lamelles collés [103-106]. le calcul *ab initio*⁴ dérivant les effets MEs [107].

⁴ En science, un calcul est qualifié de calcul *ab initio* (ou « depuis les premiers principes ») s'il repose sur les lois physiques de base et établies sans postulats additionnels ou modèles spéciaux.

Réf : <http://perso.neel.cnrs.fr/xavier.blase/CalculsAbInitio.pdf>

- la méthode de champ de phase qui utilise les paramètres des champs (polarisation, aimantation, ordre, etc...) pour décrire les relations et les interactions entre les différentes phases [108,109].
- la méthode des éléments finis qui permet de résoudre les équations constitutives piézoélectriques et magnétiques en régime dynamique [81, 110-112].

Ces modèles permettent de décrire un ou plusieurs cas spécifique(s) de matériaux ou de dispositifs MEs présentés en préambule.

1.4.1) Méthode de champ moyen

Des techniques utilisant les fonctions de Green ont été développées pour résoudre les équations constitutives des matériaux composites MEs [41, 42, 91, 113]. Les propriétés effectives des matériaux composites peuvent être évaluées par cette méthode. Ces propriétés s'expriment par des termes de champ moyen. Afin d'obtenir les propriétés effectives des matériaux composites, les paramètres des différentes phases sont approchés à l'aide des équations de Green. Ces dernières permettent d'étudier les effets magnéto-élasto-électriques pour des interactions linéaires (interactions magnétoélastiques) et non-linéaires (interactions piézoélectriques) dans des composites multiferroïques. Il est à noter qu'une réponse ME importante est attendue dans les matériaux composites granulaires (ayant une phase piézoélectrique de type P(VDF-TrFE) et une phase magnétostrictive de type TbFe₂ ou Terfenol-D).

Les équations constitutives [91] qui décrivent les couplages dans les différents matériaux composites sont données par :

$$\begin{cases} \sigma = c\varepsilon - \chi^T HH \\ B = \mu H + \chi\varepsilon H \end{cases} \quad (1.4)$$

et

$$\begin{cases} \sigma = c\varepsilon - e^T E \\ D = e\varepsilon + \kappa E \end{cases} \quad (1.5)$$

où σ , ε , B et H sont, respectivement, le tenseur de contraintes, le tenseur de déformation, l'induction magnétique et le champ magnétique. χ est le coefficient magnétostrictif, c et μ sont, respectivement, la rigidité pour un champ constant et la perméabilité pour une déformation constante. D et E sont, respectivement, les tenseurs de déplacement et de champ électrique. e est le coefficient piézoélectrique, et κ le tenseur de la constante diélectrique pour une déformation constante.

En combinant ces équations constitutives (magnétostrictives et piézoélectriques), les relations entre les paramètres magnétiques, électriques et élastiques peuvent être alors décrites par :

$$\begin{cases} \sigma = c\varepsilon - e^T E - c\varepsilon^{ms} \\ D = e\varepsilon + \kappa E + \alpha H \\ B = \mu(\varepsilon, E, H)H \end{cases} \quad (1.6)$$

où la perméabilité μ dépend des paramètres ε , E et H . α est le coefficient ME de déplacement électrique du matériau composite, ε^{ms} est la déformation de la couche magnétostrictive. Il est à noter que tous les tenseurs possèdent des grandeurs de paramètres locaux (qui sont appelés 'quantités de champ locale' et permettent de décrire la position d'une zone magnétique ou piézoélectrique dans le matériau composite). Par la méthode de champs moyen, les propriétés effectives des composites peuvent être définies par

$$\begin{cases} \langle \sigma \rangle = c^* \langle \varepsilon \rangle - e^{T*} \langle E \rangle - c^* \varepsilon^{ms*} \\ \langle D \rangle = e^* \langle \varepsilon \rangle + \kappa^* \langle E \rangle + \alpha^* \langle H \rangle \\ \langle B \rangle = \mu^* (\langle \varepsilon \rangle, \langle E \rangle, \langle H \rangle) \langle H \rangle \end{cases} \quad (1.7)$$

Les étoiles désignent les paramètres effectifs. Les quantités et les moyennes des paramètres à l'échelle microscopique sont notées entre crochets. Les réponses effectives des matériaux composites peuvent être alors déterminées par des performances moyennées dans certaines conditions apparaissant aux frontières.

Les coefficients constitutifs locaux peuvent être écrits comme une variation des valeurs moyennes correspondant aux variations spatiales des zones dans les composites. Par exemple, le tenseur de rigidité $c(x)$, le tenseur diélectrique $\kappa(x)$ et le tenseur de perméabilité $\mu(x)$ sont écrits sous les formes suivantes :

$$c(x) = c^0 + c'(x), \quad (1.8)$$

$$\kappa(x) = \kappa^0 + \kappa'(x), \quad (1.9)$$

$$\mu(x) = \mu^0 + \mu'(x) \quad (1.10)$$

où le premier terme représente les constantes constitutives des moyennes des références homogènes et le second terme expriment les fluctuations spatiales (variance spatiales).

En considérant un état d'équilibre et en l'absence de force, les charges électriques libres sont données par :

$$\partial \sigma_{ij}(x) / \partial x_j = 0, \quad (1.11)$$

$$\partial D_i(x) / \partial x_i = 0, \quad (1.12)$$

$$\partial B_i(x) / \partial x_i = 0. \quad (1.13)$$

Ainsi, la valeur des champs locaux dans les matériaux composites peut être obtenue par une dérivation des équations d'équilibre. En prenant les valeurs moyennes des solutions

pour les quantités des champs locaux et en respectant la condition $e(e^T) = 0$ (sans effet piézoélectrique) pour la phase Terfenol-D, $\varepsilon^{ms} = 0$ (sans effet magnétostrictif) pour la phase P(VDF-TrFE), $\alpha = 0$ pour les deux phases, les propriétés effectives globales des matériaux composites sont alors données par [42] :

$$\left\{ \begin{array}{l} c^* = \langle cT^{66} - e^T T^{36} \rangle A + \langle cT^{63} - e^T T^{33e} \rangle B \\ e^{T*} = \langle (c - c^*)T^{63} + e^T T^{33e} \rangle \langle T^{33e} \rangle^{-1} \\ \kappa^* = \langle (e - e^*)T^{63} + \kappa T^{33e} \rangle \langle T^{33e} \rangle^{-1} \\ \mu^* = \langle \mu T^{33m} \rangle \langle T^{33m} \rangle^{-1} \\ \varepsilon^{ms*} = (c^*)^{-1} \langle [(c - c^*)T^{66} G^u + I] c \varepsilon^{ms} \rangle \\ \alpha^* \langle H \rangle = e^* \langle T^{66} G^u c \varepsilon^{ms} \rangle \end{array} \right. \quad (1.14)$$

avec $A = \left[\langle T^{66} \rangle + \langle T^{63} \rangle \langle T^{33e} \rangle^{-1} \langle T^{36} \rangle \right]^{-1}$ et $B = \langle T^{33e} \rangle^{-1} \langle T^{36} \rangle A$, où les tenseurs $\langle T \rangle$ qui couplent les paramètres s , E , H homogènes et locaux et G^u est le déplacement élastique modifié. Les formulations par des matrices sont généralement adaptées aux calculs numériques et tiennent compte des propriétés effectives des matériaux composites. En choisissant différentes valeurs initiales moyennes c^0 , κ^0 ou μ^0 , deux schémas sont obtenus à partir de la solution générale (1.14). Le premier schéma est décrit comme une approximation non auto-cohérente (NSCA⁵) et le second comme une approximation auto-cohérente (SCA⁶). Dans le premier cas, la phase du polymère est évaluée à partir de valeurs moyennes de la référence. Dans le second, les phases des constituants sont incluses dans un médium. Elles correspondent aux valeurs propres du matériau composite et doivent être déterminées par l'expression de l'auto-cohérence [42].

La méthode du champ moyen a aussi été utilisée pour prédire l'effet ME dans les structures à fibre-céramique. De façon analogue, le tenseur ME, α , peut être obtenu pour des grains magnétiques inclus dans une céramique piézoélectrique et inversement. Soit le cas où des grains piézoélectriques inclus dans un volume magnétostrictif. Les deux expressions des coefficients MEs donnent les formules ci-dessous :

$$\alpha_{33}^* = - \frac{2f(1-f) e_{31}^e q_{31}^m}{e^e k + m^m - f(e^e k - m^m k)}, \quad (1.15)$$

⁵ NSCA : Non Self Coherent Approximation

⁶ SCA : Self Coherent Approximation

$$\alpha_{33}^* = -\frac{2f(1-f)^e e_{31}^m q_{31}^m}{{}^m k + {}^e m - f({}^m k - {}^e k)}. \quad (1.16)$$

Ces deux équations sont valides pour la première approximation « NSCA ». De même, le coefficient ME de champ électrique adapté à la seconde approximation dite SCA s'écrit comme :

$$\alpha_{33}^* = -\frac{2f(1-f)^e e_{31}^m q_{31}^m (k^* + m^*)}{({}^e k + m^*)({}^m k - m^*)} \quad (1.17)$$

où k^* et m^* sont déterminés par des calculs auto-corrélés. Les tenseurs ${}^e e_{31}$ et ${}^m q_{31}$ représentent, respectivement, les constants piézoélectrique et piézomagnétique. Les termes ${}^e k$ et ${}^m m$ peuvent être calculés à partir des coefficients de rigidité des matériaux. Les résultats des simulations numériques montrent qu'il existe une valeur maximale des coefficients ME en fonction d'un facteur f exprimant la concentration des constituants piézoélectriques et magnétiques. Il est à noter qu'un fort coefficient ME résulte d'une forte concentration de particules magnétiques apparaissant dans la phase piézoélectrique. Cependant, en pratique, une trop forte concentration des phases magnétiques introduit une réduction des propriétés diélectriques des matériaux composites, induisant une baisse significative du coefficient ME.

1.4.2) Modèle de la mécanique des milieux continus

Le premier modèle de la mécanique des milieux continus pour les multicouches MEs a été proposé et développé par G. Harshe [40]. Il visait à prédire les coefficients de tension MEs. Les liaisons mécaniques entre les couches (aux interfaces) sont supposés parfaites. Un second modèle plus avancé intégrant des paramètres physiques a été développé [103, 104, 114] pour des structures à trois couches symétriques en forme de sandwich ou bicouche asymétrique. Il est noté qu'un facteur d'atténuation est ajouté dans ce modèle afin de tenir compte d'un couplage imparfait entre les couches et du champ démagnétisant. Cette approximation prend pour l'hypothèse que les interfaces sont continues et que les couches sont indépendantes et homogènes. En respectant ces hypothèses, les coefficients effectifs des matériaux composites peuvent être déterminés par la résolution des équations constitutives en régime linéaire et dynamique. Une vue schématique d'un matériau composite ME utilisant ce modèle physique est donnée dans la figure 1.7.

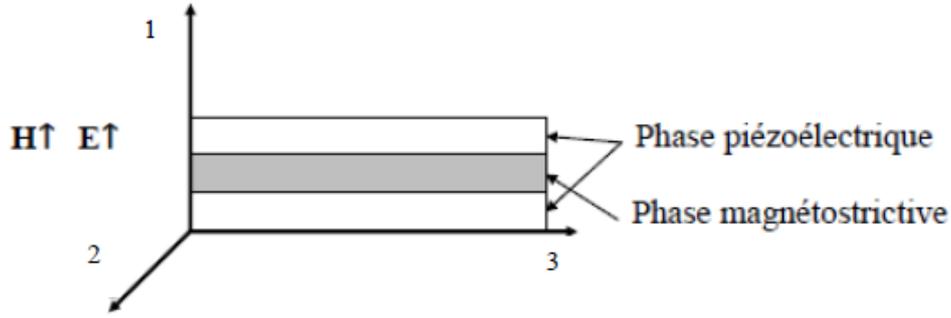


Figure 1.7 : Représentation schématique d'un matériau composite ME [104].

Tout d'abord, le matériau composite est considéré comme une structure ayant des phases magnétostrictive(s) et piézoélectrique(s) distinctes et séparables. La présence des 2 couches magnétiques et électriques caractérisent les propriétés et les interactions dans et entre les phases. Les équations constitutives pour les effets magnétostrictives et piézoélectriques s'écrivent alors par :

$$\begin{aligned} {}^pS_i &= {}^pS_{ij} {}^pT_j + {}^pd_{ki} {}^pE_k \\ {}^pD_k &= {}^pd_{ki} {}^pT_i + {}^p\varepsilon_{kn} {}^pE_n \end{aligned} \quad (1.18)$$

et

$$\begin{aligned} {}^mS_i &= {}^mS_{ij} {}^mT_j + {}^mq_{ki} {}^mH_k \\ {}^mB_k &= {}^mq_{ki} {}^mT_i + {}^m\mu_{kn} {}^mH_n \end{aligned} \quad (1.19)$$

où pS_i et mS_i sont, respectivement, les tenseurs des déformations des phases piézoélectrique et magnétostrictive ; pT_j et mT_j sont, respectivement, les tenseurs des contraintes des phases magnétostrictive et piézoélectrique ; pE_k et mH_k sont, respectivement, les vecteurs des champs électrique et magnétique ; pD_k et mB_k sont, respectivement, les vecteurs du déplacement électrique et de l'induction magnétique ; ${}^pS_{ij}$ et ${}^mS_{ij}$ sont, respectivement, les coefficients des flexibilités des phases piézoélectrique et magnétostrictive ; ${}^pd_{ki}$ et ${}^mq_{ki}$ sont, respectivement, les coefficients piézoélectrique et magnétique ; ${}^p\varepsilon_{kn}$ et ${}^m\mu_{kn}$ sont, respectivement, les matrices des permittivité et perméabilité des phases piézoélectrique et magnétique. Un paramètre de couplage, $k = \left({}^pS_i - {}^pS_{i0} \right) / \left({}^mS_i - {}^pS_{i0} \right)$ ($i = 1, 2$) est défini pour expliciter le couplage non-idéal aux interfaces entre les couches, où ${}^pS_{i0}$ est un tenseur de déformations sans friction entre les couches. Ce dernier dépend de la qualité de l'interface. Par exemple, $k = 1$ signifie un couplage idéal et $k = 0$ un couplage inexistant. Les couches des matériaux composites sont considérées comme des solides homogènes, continus et anisotropes. Leurs couplages peuvent alors être décrits à l'aide d'équations linéaires suivantes :

$$\begin{aligned}
 S_i &= s_{ij}T_j + d_{ki}E_k + q_{ki}H_k \\
 D_k &= d_{ki}T_i + \varepsilon_{kn}E_n + \alpha_{kn}H_n \\
 B_k &= q_{ki}T_i + \alpha_{kn}E_n + \mu_{kn}H_n
 \end{aligned}
 \tag{1.20}$$

où S_i est un tenseur de déformations, T_i un tenseur de contraintes, E_k un vecteur du champ électrique, D_k un vecteur du déplacement électrique, H_k un vecteur du champ magnétique, B_k un vecteur de l'induction magnétique, s_{ij} est un coefficient effectif de la flexibilité, d_{ki} un coefficient piézoélectrique, q_{ki} un coefficient piézomagnétique, ε_{kn} une permittivité effective, μ_{kn} un coefficient de la perméabilité et α_{kn} un coefficient ME.

Afin d'évaluer l'expression des coefficients MEs, les conditions aux limites mécaniques, ci-après, sont utilisées :

$$\begin{aligned}
 {}^pS_i &= k^m S_i + (1-k) {}^pS_{i0} \quad (i=1,2), \\
 {}^pT_i &= -\frac{{}^mT_i(1-\nu)}{\nu} \quad (i=1,2)
 \end{aligned}
 \tag{1.21}$$

où $\nu = {}^p\nu / ({}^p\nu + {}^m\nu)$, ${}^p\nu$ et ${}^m\nu$ représentent, respectivement, les coefficient de Poisson des phases piézoélectrique et magnétique ; ${}^pS_{10}$ et ${}^pS_{20}$ sont les tenseurs des déplacements pour le cas $k=0$. Lorsqu'un champ magnétique est appliqué dans la direction de l'épaisseur et dans le cas où ${}^m\mu_{33} / \mu_0 = 1$ et $k=1$, alors le coefficient ME en champ électrique au champ magnétique est donné par :

$$\begin{aligned}
 \alpha_{E,33} &= \frac{E_3}{H_3} = \frac{\mu_0 k f (1-f) {}^p d_{31} {}^m q_{31}}{2({}^p d_{31})^2 (1-\nu) + {}^p \varepsilon_{33}^T ({}^p s_{11} + {}^p s_{12})(f-1) - f({}^m s_{11} + {}^m s_{12})} \\
 &\quad \times \frac{({}^p s_{11} + {}^p s_{12})(f-1) - k f ({}^m s_{11} + {}^m s_{12})}{[\mu_0 (f-1) - {}^m \mu_{33} f][k f ({}^m s_{11} + {}^m s_{12}) - ({}^p s_{11} + {}^p s_{12})(f-1)] + 2 {}^m q_{31}^2 k f^2}
 \end{aligned}
 \tag{1.22}$$

Cette équation aboutit à une approximation du couplage longitudinal ME et permet de faire des estimations en fonction de la géométrie des deux phases, de la perméabilité et du couplage de l'interface, etc... Le facteur f exprime le rapport entre les constituants piézoélectrique et magnétiques de l'échantillon. De façon analogue, le coefficient ME du mode transverse peut également être résolu. Son expression est donnée par :

$$\alpha_{E,31} = \frac{E_3}{H_1} = \frac{-k f (1-f) ({}^m q_{11} + {}^m q_{21}) {}^p d_{31}}{{}^p \varepsilon_{33}^T ({}^m s_{11} + {}^m s_{12}) k f + {}^p \varepsilon_{33}^T ({}^p s_{11} + {}^p s_{12})(1-f) - 2k ({}^p d_{31})^2 (1-\nu)}. \tag{1.23}$$

Pour $k=1$, les deux équations se réduisent, évidemment, au cas idéal. Inversement, l'effet ME disparaît pour le cas $k=0$. Une simulation des coefficients ME de tension en fonction de la

fraction volumique piézoélectrique et magnétique est présentée en figure 1.8 pour trois configurations géométriques [103].

Un modèle physique pour l'effet ME apparaissant à la résonance électromécanique, ferromagnétique ou magnéto-acoustique de matériaux composites a aussi été développé. Ici, les effets MEs dans le matériau composite (dûs à un excellent couplage mécanique entre les phases piézoélectrique et magnétique) sont considérablement renforcés lors d'une résonance électromécanique. Afin de décrire la dépendance en fréquence pour l'effet ME, l'équation élasto-dynamique est ajoutée dans les équations constitutives. Elle s'écrit classiquement par :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \quad (1.24)$$

où u_i est la $i^{\text{ème}}$ projection du vecteur de déplacement et T_{ij} représentent les tenseurs de contraintes.

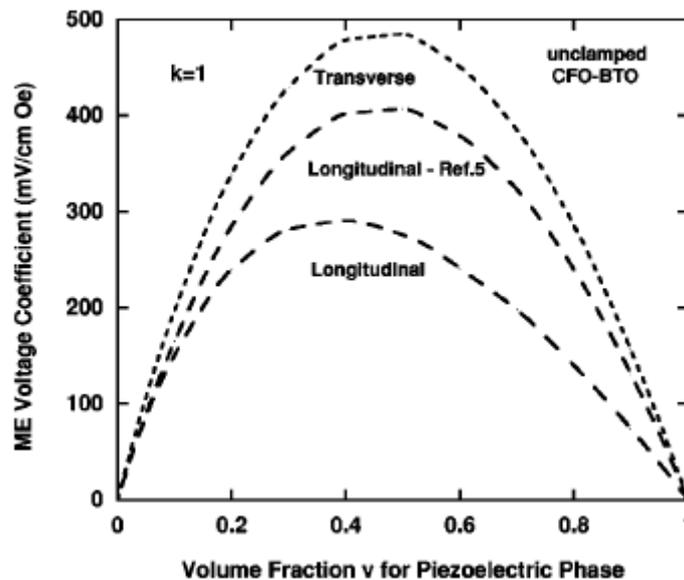


Figure 1.8 : Évaluation du coefficient de tension ME en fonction de la fraction volumique à l'aide du modèle de mécanique des milieux continus pour trois configurations géométriques [104].

En recombinaison, les équations constitutives et les équations élasto-dynamiques, les coefficients ME de champ électrique autour de la résonance électromécanique sont obtenus par :

$$\alpha_{E,L} = \frac{d_{31}q_{31}N - \alpha_{33}s_{11}}{\varepsilon_{33}s_{11} - d_{31}^2N}, \quad (1.25)$$

$$\alpha_{E,T} = \frac{d_{31}q_{11}N - \alpha_{31}s_{11}}{\varepsilon_{33}s_{11} - d_{31}^2N}$$

avec $N = 1 - (2/kL)\tan(kL/2)$. Ici, tous les paramètres des diverses propriétés sont effectifs.

A la fréquence de résonance électromécanique ($\varepsilon_{33}s_{11} - Nd_{31}^2 = 0$), les coefficients MEs tendent vers l'infini. En pratique, l'amortissement mécanique provoque une limite du coefficient ME. Cette fréquence de résonance dépend alors des paramètres effectifs des matériaux composites et de la géométrie du dispositif ME. Les différentes conditions aux limites mécaniques ont aussi été analysées pour le mode transversal par M. Bichurin et G. Srinivasan [104]. Les résultats de ces travaux sont présentés en figure 1.9.

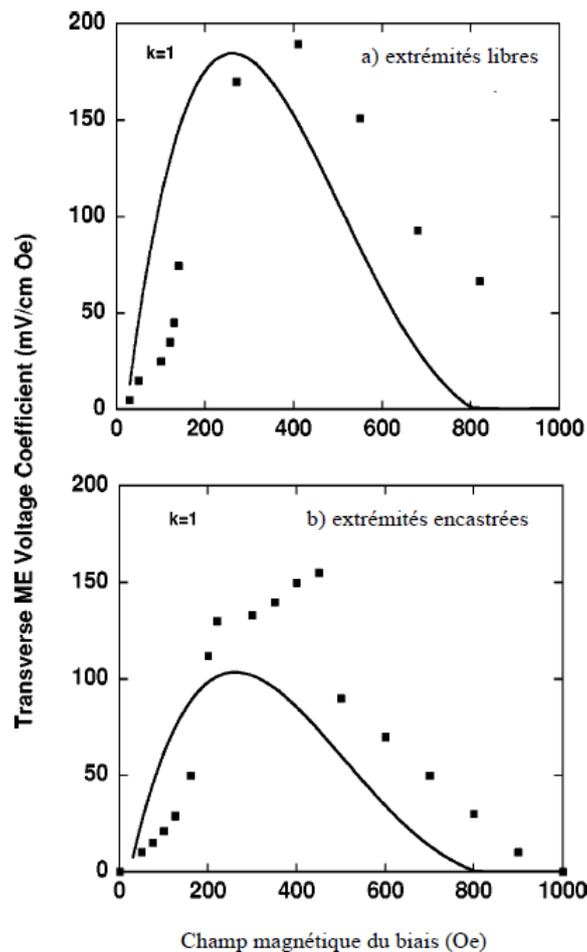


Figure 1.9 : Exemples des coefficients de tension mesurés (points) et simulés (courbes) en fonction du champ statique pour différentes conditions mécaniques pour des composites de NFO-PZT (extrémités libres (a) et extrémités encastées (b)) [104].

1.4.3) Modèle électrique équivalent

La méthode d'approximation à l'aide de circuits équivalents a été développée pour étudier les matériaux composites lamellaires (de type 2-2) en régime linéaire et dynamique [11, 45, 105, 106, 115]. Ce modèle est basé sur les équations constitutives. Comme pour le modèle précédent, les couches magnétostrictives et piézoélectriques sont mécaniquement couplées au travers d'une équation de mouvement où le champ magnétique H représente la source d'excitation en régime harmonique. Les couches magnétostrictives et piézoélectriques sont supposées continues, homogènes et isotropes et être polarisées dans la direction de l'épaisseur ou de la longueur. Les déformations et les contraintes s'appliquent dans la direction de la longueur et sont considérées comme des paramètres mécaniques effectifs. A titre d'exemple, les équations constitutives piézoélectriques unidimensionnelles, linéaires sont alors données par :

$$\begin{aligned} S_{1,p} &= s_{11}^E T_{1,p} + d_{31,p} E_3 \\ D_3 &= d_{31,p} T_{1,p} + \varepsilon_{33}^T E_3 \end{aligned} \quad (1.26)$$

pour une polarisation électrique dans l'épaisseur du matériau, et par

$$\begin{aligned} S_{3,p} &= s_{33}^E T_{3,p} + d_{33,p} E_3 \\ D_3 &= d_{33,p} T_{3,p} + \varepsilon_{33}^T E_3 \end{aligned} \quad (1.27)$$

pour une polarisation électrique apparaissant dans la direction de longueur. D_3 est le déplacement électrique, ε_{33}^T est la permittivité sous une contrainte constante ; $T_{i,p}$, s_{11}^E et s_{33}^E sont les flexibilités élastiques des phases piézoélectriques sous un champ électrique constant, E_3 ; $d_{31,p}$ et $d_{33,p}$ sont, respectivement, les constantes piézoélectriques transversales et longitudinales ; $T_{1,p}$, $T_{3,p}$ et $S_{1,p}$, $S_{3,p}$ sont, respectivement, les contraintes et les déformations des couches piézoélectriques.

Lors de l'application d'un champ magnétique H parallèle à la direction longitudinale du matériau, une contrainte T est générée dans cette même direction. Les équations constitutives pour le matériau magnétique sont alors données par :

$$\begin{aligned} S_{3,m} &= s_{33}^H T_{3,m} + d_{33,m} H_3 \\ B_3 &= d_{33,m} T_{3,m} + \mu_{33}^T H_3 \end{aligned} \quad (1.28)$$

où B_3 est l'induction magnétique apparaissant suivant la direction longitudinale, μ_{33}^T la perméabilité pour une contrainte constante, s_{33}^H la flexibilité de la phase magnétostrictive sous le champ magnétique constant H , $d_{33,m}$ est la constante piézo magnétique effective longitudinale, μ_{33}^T la perméabilité pour une contrainte constante, et $T_{3,m}$ et $S_{3,m}$ sont la

contrainte et la déformation dans la direction longitudinale de la phase magnétostrictive. Ces équations constitutives sont supposées être linéaires et le matériau sans perte.

En considérant des vibrations en régime harmonique pour une direction donnée, les équations du mouvement, qui couplent les équations constitutives piézoélectriques et magnétiques, s'écrivent :

$$\bar{\rho} \frac{\partial^2 u(z)}{\partial t^2} = n \frac{\partial T_{3,m}}{\partial z} + (1-n) \frac{\partial T_{i,m}}{\partial z} \quad (0 < n < 1, i=1 \text{ or } 3) \quad (1.29)$$

où $\bar{\rho} = (\rho_p A_p + \rho_m A_m) / A_{lam}$ est la densité de la masse moyenne des composites et $n = A_m / A_{lam} = t_m / t_{lam}$ est un facteur géométrique. $A_{lam} = A_m + A_p$ est la surface des extrémités avec A_p et A_m les surfaces latérales des couches piézoélectrique et magnétique. L'épaisseur totale est la somme des épaisseurs $t_{lam} = t_m + t_p$ avec t_p et t_m les épaisseurs, respectivement, des couches piézoélectriques et magnétiques. Une vue schématique de cette structure et son modèle électrique équivalent est présenté en figure 1.10.

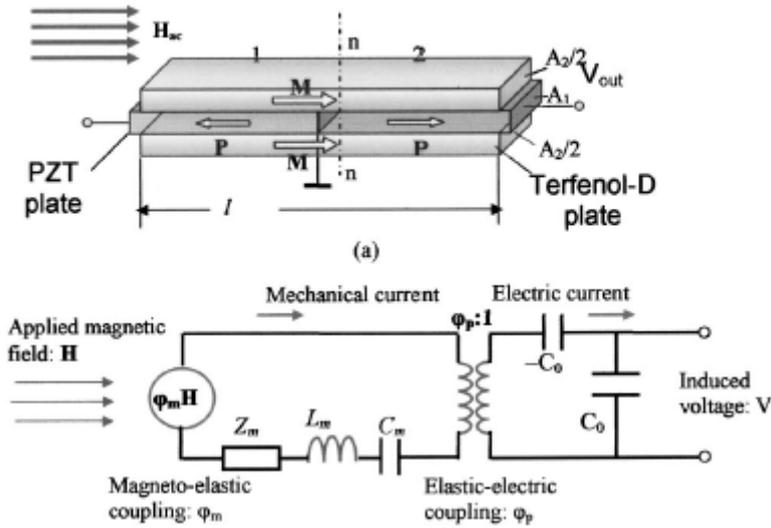


Figure 1.10 : Vue schématique d'une structure lamellaire et de son modèle électrique équivalent [18].

En combinant les équations constitutives piézoélectriques et magnétiques avec l'équation de mouvement, les coefficients MEs de champ électriques des modes longitudinal-transversal ($L-T$) et longitudinal-longitudinal ($L-L$) s'expriment par :

$$\alpha_{L-T} = \left| \frac{dE}{dH} \right| = \frac{nd_{33,m}g_{31,p}}{ns_{11}^E(1-k_{31,p}^2) + (1-n)s_{33}^H} \quad (1.30)$$

$$\alpha_{L-L} = \left| \frac{dE}{dH} \right| = \frac{nd_{33,m}g_{33,p}}{ns_{33}^E(1-k_{33,p}^2) + (1-n)s_{33}^H} \quad (1.31)$$

pour des fréquences d'excitation en champ inférieures à la fréquence de résonance du système et dans l'hypothèse où le circuit n'est pas chargé.

Afin d'évaluer les coefficients MEs à basse fréquence, le matériau composite lamellaires est considéré comme un résonateur. Il vibre selon la direction de la longueur et a une fréquence de résonance angulaire $\omega_s (= \pi \bar{v} / l)$ où l la longueur du composite et \bar{v} la vitesse moyenne de la vibration de l'onde dans le matériau. A la fréquence de résonance, le facteur de la qualité Q_{mech} du dispositif est limité par l'effet de la dissipation mécanique. La valeur de Q_{mech} aboutit à l'évaluation d'une résistance effective mécanique de mouvement $R_{mech} = \pi Z_0 / 8 Q_{mech}$. Z_0 est l'impédance mécanique propre. A la résonance électromécanique, il est à noter que le coefficient ME est à sa valeur maximale.

1.4.4) Calcul *ab initio*

Un calcul est qualifié de calcul *ab initio* s'il repose sur les lois physiques de base et établies sans postulats additionnels ou de modèles spécifiques. Les calculs *ab initio* ont été utilisés pour prédire les propriétés des effets MEs dans les matériaux. Cette théorie se concentre sur les réponses MEs linéaires, particulièrement sur les structures en couches minces [107, 113, 116]. Une autre branche de cette théorie est basée sur l'analyse des énergies libres [108].

Il existe au moins deux types d'énergies libres dans les matériaux multiferroïques : l'une est proportionnelle au produit entre les aimantations, polarisations et les vecteurs antiferromagnétiques, l'autre est utilisée pour étudier le produit quadratique entre les aimantations et polarisations. En première approche, les coefficients MEs quadratiques et linéaires peuvent analysés à l'aide d'un modèle classique. Les coefficients MEs linéaires et quadratiques sont donnés [107], respectivement, par :

$$\alpha_{ij} = \frac{\partial P_i}{\partial H_j} = - \frac{\partial^2 \Phi}{\partial E_i \partial H_j} \quad (1.32)$$

$$\beta_{ijk} = \frac{\partial^2 P_i}{\partial H_j \partial H_k} = - \frac{\partial^3 \Phi}{\partial E_i \partial H_j \partial H_k} \quad (1.33)$$

où Φ est l'énergie libre, P_i and E_i sont, respectivement, le $i^{\text{ième}}$ composant de la polarisation et du champ électrique, H_j représente le $j^{\text{ième}}$ composant du champ magnétique. Les termes des énergies libres sont déterminés à partir des équations (1.32) et (1.33). Elles s'écrivent :

$$\begin{aligned}\Phi^{(1)} &= \sum_{pq} \lambda_{pq} P_p P_p M_q M_q \\ \Phi^{(2)} &= \sum_{pqr} g_{pqr} M_p L_q P_r\end{aligned}\quad (1.34)$$

Ces sommes tiennent compte des composantes d'aimantation M , du vecteur antiferromagnétique (AFM) L , et de la polarisation électrique P . Les paramètres λ_{pq} et g_{pqr} sont, respectivement, les deuxième et troisième classes des tenseurs. Ils dépendent de la symétrie des cristaux et des matériaux. En combinant les équations (1.32), (1.33) et (1.34), nous obtenons [107] :

$$\begin{aligned}\alpha_{ij} &= \alpha_{ij}^{(1)} + \alpha_{ij}^{(2)}, \\ \text{avec} \quad \alpha_{ij}^{(1)} &= -4\varepsilon_0 \sum_{pq} \lambda_{pq} P_p \chi_{pi}^P M_q \chi_{qj}^M \quad \text{et} \\ \alpha_{ij}^{(2)} &= -\sum_{pqr} g_{pqr} \chi_{ri}^P L_q \chi_{pj}^M\end{aligned}\quad (1.35)$$

et

$$\beta_{ijk} = \beta_{ijk}^{(1)} = -4\varepsilon_0 \sum_{pq} \lambda_{pq} P_p \chi_{pi}^P \chi_{qj}^M \chi_{qk}^M \quad (1.36)$$

où les indices (1) et (2) correspondent aux coefficients des énergies libres, respectivement, $\Phi^{(1)}$ et $\Phi^{(2)}$, ε_0 est la permittivité diélectrique dans le vide, χ^P et χ^M représentent respectivement le tenseur de la susceptibilité diélectrique avec $\chi_{pi}^P = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\partial P_p}{\partial E_i}$ et le tenseur de la

susceptibilité magnétique avec $\chi_{qj}^M = \frac{\partial M_q}{\partial H_j}$. Pour les couche minces de BFO,

S. Prosandeev [107] prédit que χ_{33}^P et χ_{11}^M sont, respectivement, les plus grands éléments des tenseurs de la susceptibilité diélectrique et magnétique. Dans ce cas, les coefficients MEs dans les équations (1.35) et (1.36) se réécrivent comme :

$$\beta_{311} = \beta_{311}^{(1)} = -4\varepsilon_0 \lambda_{31} P_3 \chi_{33}^P \chi_{11}^M \chi_{11}^M \quad (1.37)$$

$$\alpha_{31} = \alpha_{31}^{(1)} + \alpha_{31}^{(2)} \quad (1.38)$$

$$\text{avec} \quad \alpha_{31}^{(1)} = -4\varepsilon_0 \lambda_{31} P_3 \chi_{33}^P M_1 \chi_{11}^M \quad \text{et} \quad \alpha_{31}^{(2)} = -g_{123} \chi_{33}^P L_2 \chi_{11}^M \quad (1.39)$$

Ces équations sont utilisées pour prédire les propriétés des matériaux multiferroïques. A titre d'exemple, des résultats de mesures et de simulations à base de ces calculs *ab-initio* sont donnés dans la figure 1.11.

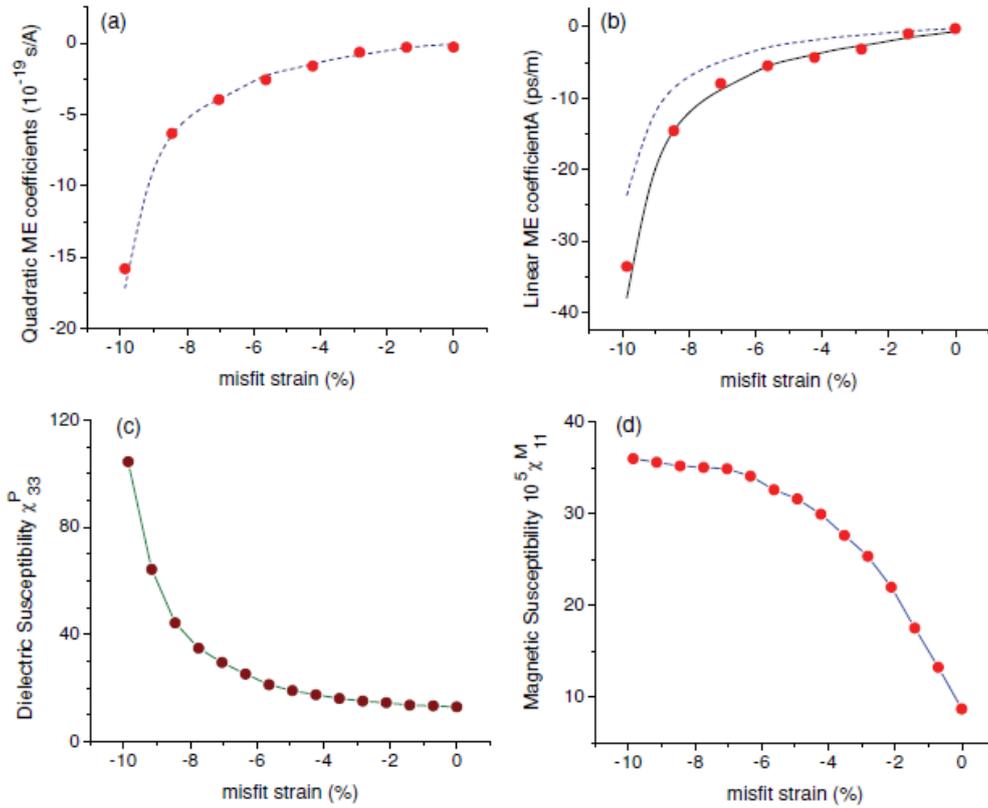


Figure 1.11 : Comparaisons de mesures (points) et de simulations effectuées (lignes pointillées) à l'aide de la méthode de calcul dite *ab initio* [107].

Par ailleurs, les calculs *ab initio*, en fonction de la température, ont aussi été utilisés pour estimer les effets MEs, en comparant avec les méthodes de champ moyen pour les effets MEs. A partir des simulations de type Monte Carlo, les coefficients MEs en fonction de la température s'écrivent [113] :

$$\alpha_{//} = \left. \frac{\partial \langle P^z \rangle}{\partial H^z} \right|_{H^z=0} = \frac{2\mu_B}{k_B T} \left\langle P^z \sum_{\alpha,j} S_{\alpha,j}^z \right\rangle \quad (1.40)$$

où les parenthèses $\langle \rangle$ exprime la moyenne thermique à une certaine température T , k_B est la constante de Boltzmann et μ_B le magnéton de Bohr, S sont les aimantations des sites.

A l'aide de la méthode de champ moyen [109, 113], les approximations conduisent à :

$$\alpha_{//} = \frac{\lambda \nu_0 G^z \chi_{||}}{8\mu_B} \quad (1.41)$$

où v_0 est le volume de maille élémentaire, λ une contrainte de couplage, G^z les paramètres des ordres et $\chi_{||}$ la susceptibilité magnétique. Une comparaison des coefficients MEs établis selon les méthodes de calcul *ab initio* et de champ moyen sont présentées en figure 1.12.

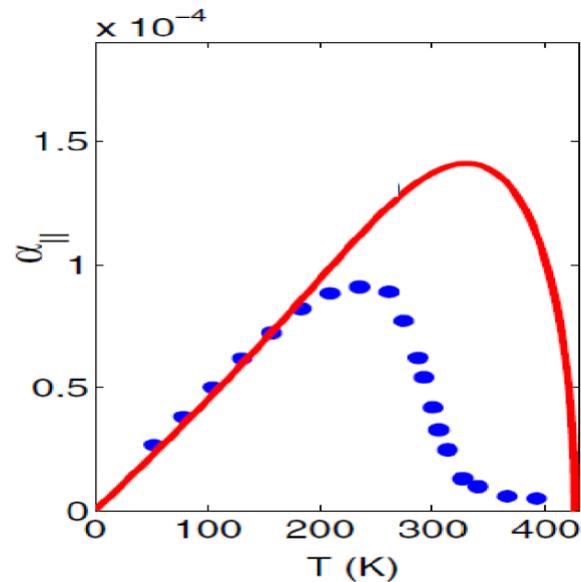


Figure 1.12 : Comparaison du coefficient ME par la méthode de calcul *ab initio* (bleu) et du champ moyen (rouge) [109, 113].

L'ensemble de ces résultats montrent que les effets MEs linéaires et les effets multiferroïques sont induits par les mêmes mécanismes et peuvent être décrits de façon similaire. Comme le montre la figure 1.12, à plus haute température, les effets MEs décrits à l'aide de la méthode du champ moyen sont généralement moins précis et d'un ordre de grandeur plus élevé que ceux donnés par les calculs *ab initio*.

1.4.5) Méthode de champ de phase

La méthode de champ de phase est une technique récente et élégante permettant de simuler les évolutions des microstructures à l'échelle mésoscopique. Grâce à l'approximation de la diffusion entre les interfaces des différentes phases, elle permet d'étudier l'évolution des grains compliqués et arbitrairement distribués sans présager de leur forme ou de leur distribution [117, 118, 119]. Ces dernières années, elle a permis d'étudier le couplage ME dans des nanocomposites ferroélectriques et magnétiques en couches minces épitaxiées [120, 121, 122]. Elle prend en compte, simultanément, les structures des domaines ferroélectriques et magnétiques, les effets magnétostrictifs et piézoélectriques, le substrat, ainsi que les diverses interactions magnétiques, électriques et élastiques. Dans ce modèle, l'évolution des microstructures est analysée à partir des valeurs moyennes d'une série de variables définies comme le champ de phase. Ces valeurs moyennes sont utilisées pour indiquer la présence et la position particulière de ces microstructures.

Dans un modèle de champ des phases utilisé pour les nanocomposites épitaxiées ferroélectriques et magnétiques proposé par J. X. Zhang en 2007 [121], l'état d'une microstructure est décrite via trois champs : un champ d'aimantation locale, $M = M_s m = M_s (m_1, m_2, m_3)$, un champ de polarisation locale $P = (P_1, P_2, P_3)$ et un paramètre de champ des ordres η . Ce dernier décrit les distributions spatiales des phases c-à-d la fraction des phases magnétiques et électriques ($\eta = 1$ phase magnétique pure et $\eta = 0$ phase ferroélectrique pure). M_s représente l'aimantation de saturation. L'énergie totale F d'un matériau composite ferroélectrique et magnétique s'écrit alors :

$$F = F_{anis}(M) + F_{exch}(M) + F_{ms}(M) + F_{external}(M, H) + F_{bulk}(P) + F_{wall}(P) + F_{elec}(P) + F_{elas}(P, M) \quad (1.42)$$

où $F_{anis}, F_{exch}, F_{ms}, F_{external}, F_{bulk}, F_{wall}, F_{elec}, F_{elas}$ sont, respectivement, les énergies d'anisotropie, magnétique d'échange, magnétostatique, du champ magnétique extérieur, ferroélectrique libre du volume, des parois des domaines, électrostatique et statique. H est le champ magnétique externe appliqué. L'énergie d'anisotropie magnéto-cristalline d'un cristal cubique s'écrit comme une intégrale de volume. Soit :

$$F_{anis} = \int \left[K_1 (m_1^2 m_2^2 + m_1^2 m_3^2 + m_2^2 m_3^2) + K_2 m_1^2 m_2^2 m_3^2 \right] dV \quad (1.43)$$

où m_i sont les composantes des vecteurs unitaires portant l'aimantation $m = M / M_s$ et K_2 sont les constantes d'anisotropies. L'énergie d'échange est déterminée par la variation spatiale des orientations des aimantations et peut être écrite comme :

$$F_{exch} = A \int (m_{1,1}^2 + m_{1,2}^2 + m_{1,3}^2 + m_{2,1}^2 + m_{2,2}^2 + m_{2,3}^2 + m_{3,1}^2 + m_{3,2}^2 + m_{3,3}^2) dV \quad (1.44)$$

où A est une constante d'échange de la rigidité. Il est à noter que la virgule dans cette équation signifie une dérivation spatiale (ex : $m_{1,2} = \partial m_1 / \partial x_2$ où x_2 est le vecteur de la direction dans les coordonnées cartésiennes). L'énergie magnétostatique d'un système s'écrit comme :

$$F_{ms} = -\frac{1}{2} \mu_0 M_s \int H_d \cdot m dV \quad (1.45)$$

où H_d est le champ de dispersion magnétique. Il est déterminé par des interactions magnétiques parmi les moments magnétiques à longue distance dans le système. Ce champ dispersé est gouverné par la relation :

$$H_{d1,1} + H_{d2,2} + H_{d3,3} = -M_s (m_{1,1} + m_{1,2} + m_{1,3}) \quad (1.46)$$

où H_{di} sont les composants de H_d . L'effet du champ magnétique externe appliqué H_{ex} sur l'énergie du système est prise en compte via les interactions entre l'aimantation et le champ extérieur. Soit :

$$F_{external} = -\mu_0 M_s \int H_{ex} \cdot m dV \quad (1.47)$$

La densité d'énergie libre du volume pour des extrémités libres est décrite via un polynôme d'ordre huit (polynôme de Landau Devonshire) [117] :

$$\begin{aligned} F_{external} = & \alpha_1 (P_1^2 + P_2^2 + P_3^2) + \alpha_{11} (P_1^4 + P_2^4 + P_3^4) + \alpha_{12} (P_1^2 P_2^2 + P_2^2 P_3^2 + P_1^2 P_3^2) \\ & + \alpha_{111} (P_1^6 + P_2^6 + P_3^6) + \alpha_{112} [P_1^2 (P_2^4 + P_3^4) + P_2^2 (P_1^4 + P_3^4) + P_3^2 (P_1^4 + P_2^4)] \\ & + \alpha_{123} P_1^2 P_2^2 P_3^2 + \alpha_{1111} (P_1^8 + P_2^8 + P_3^8) + \alpha_{1112} [P_1^6 (P_2^2 + P_3^2) + P_2^6 (P_1^2 + P_3^2) + P_3^6 (P_1^2 + P_2^2)] \\ & + \alpha_{1122} (P_1^4 P_2^4 + P_2^4 P_3^4 + P_1^4 P_3^4) + \alpha_{1123} (P_1^4 P_2^2 P_3^2 + P_2^4 P_3^2 P_1^2 + P_3^4 P_1^2 P_2^2) \end{aligned} \quad (1.48)$$

où les différents coefficients α sont liés aux propriétés du cristal.

L'énergie élastique qui couple l'aimantation M et la polarisation P est évaluée par :

$$F_{elas} = \frac{1}{2} \int c_{ijkl} e_{ij} e_{kl} dV = \frac{1}{2} \int c_{ijkl} (\varepsilon_{ij} - \varepsilon_{ij}^0) (\varepsilon_{kl} - \varepsilon_{kl}^0) dV \quad (1.49)$$

où e_{ij} est la contrainte élastique, ε_{ij} la contrainte totale et c_{ijkl} le tenseur de la rigidité. ε_{ij}^0 est la déformation sous contrainte nulle. Cette dernière est donnée par la formule :

$$\varepsilon_{ij}^0 = \begin{cases} \eta \left[\frac{3}{2} \lambda_{100} \left(m_i m_j - \frac{1}{3} \right) \right] + (1-\eta) (Q_{ijkl} P_k P_l) & (i = j) \\ \eta \left(\frac{3}{2} \lambda_{111} m_i m_j \right) + (1-\eta) Q_{ijkl} P_k P_l & (i \neq j) \end{cases} \quad (1.50)$$

où Q_{ijkl} sont les coefficients électrostrictifs et λ_{100} and λ_{111} sont les coefficients magnétostrictifs. L'énergie électrostatique de la structure des domaines est :

$$F_{elec} = -\frac{1}{2} E_i P_i \quad (1.51)$$

où le champ électrique dépend de la distribution de la polarisation et les conditions aux limites électriques. L'énergie des parois des domaines est introduite via le champ de polarisation. Pour un système anisotrope, la densité d'énergie du champ s'exprime par :

$$F_{wall} = \frac{1}{2} G_{ijkl} P_{i,j} P_{k,l} \quad (1.52)$$

où $P_{i,j} = \partial P_i / \partial x_j$ et G_{ijkl} sont les coefficients de gradient d'énergie (par exemple l'énergie gradient par atome) avec la symétrie $G_{ijkl} = G_{klij}$. Pour un système isotrope, elle s'écrit :

$$F_{wall} = \frac{1}{2} G_{11} (P_{1,1}^2 + P_{1,2}^2 + P_{1,3}^2 + P_{2,1}^2 + P_{2,2}^2 + P_{2,3}^2 + P_{3,1}^2 + P_{3,2}^2 + P_{3,3}^2) \quad (1.53)$$

Dans un modèle du matériau magnétique à l'échelle mésoscopique, les structures en domaine sont décrites par les distributions spatiales des aimantations locales M . L'évolution temporelle des vecteurs d'aimantation M est donnée par les équations Landau-Lifshits-Gilbert [121]. Soit :

$$(1 + \alpha^2) \frac{\partial M}{\partial t} = -\gamma_0 M \times H_{eff} - \frac{\gamma_0 \alpha}{M_s} M \times (M \times H_{eff}) \quad (1.54)$$

où γ_0 est le ratio gyromagnétique, α un terme de perte et H_{eff} le champ magnétique effectif. Ce dernier est évalué par la dérivation de l'énergie totale du système tout en respectant la formule : $H_{eff} = -(1 / \mu_0) (\partial F / \partial m)$.

L'évolution temporelle du champ polarisé est décrite par les équations de Ginburg-Landau :

$$\frac{\partial P_i}{\partial t} = -L \frac{\partial F}{\partial P_i} \quad (1.55)$$

où L est le coefficient d'énergie et F l'énergie libre totale du système. $\partial F / \partial P_i$ est l'expression temporelle et spatiale de la force d'excitation thermodynamique de la polarisation P_i .

A titre d'exemple, en utilisant le modèle de champ de phase, les simulations numériques ont été réalisées pour déterminer, par exemple, les performances des nanocomposites en couches minces de BTO/CFO [46]. Les polarisations introduites par le champ magnétique dépendent considérablement des épaisseurs des couches, de la morphologie des nanocomposites et de la contrainte du substrat.

1.4.6 Méthode des éléments finis

Parmi les méthodes numériques pour étudier l'effet ME ayant de multiples phases, la méthode des éléments finis (MEF) a été appliquée dans les matériaux composites lamellaires MEs [110, 111]. Par exemple, un calcul par la MEF auto-corrélée tridimensionnel a été développé par E. Pan [112] pour résoudre les problèmes généraux des structures des composites multiferroïques ayant une dimension limitée et des conditions mécaniques aux extrémités libres.

Les équations constitutives pour les matériaux composites lamellaires MEs sont données par :

$$\bar{\sigma} = \bar{D}\bar{\gamma} \quad (1.56)$$

où

$$\bar{\sigma} = [\sigma \quad D \quad B]^T, \bar{\gamma} = [\gamma \quad -E \quad -H]^T \quad (1.57)$$

et

$$\bar{D} = \begin{bmatrix} C & e & q \\ e^T & -\varepsilon & -\alpha \\ q^T & -\alpha^T & -\mu \end{bmatrix}$$

Les couplages et les orientations des paramètres sont présentés dans la figure 1.13.

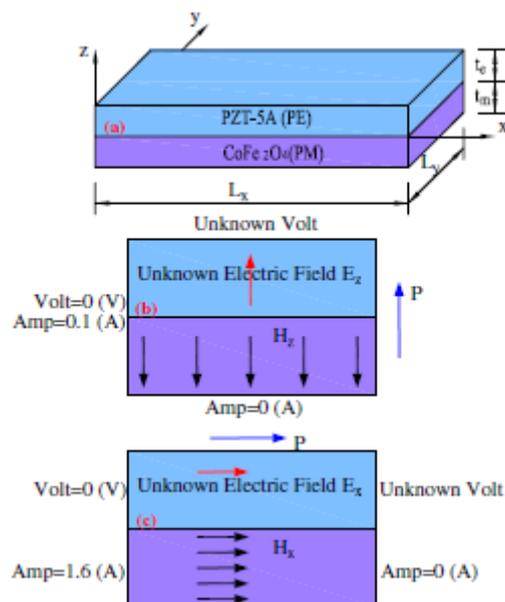


Figure 1.13 : Exemple d'une structure lamellaire ME utilisée pour des simulations par la méthode des éléments finis [112].

Dans ces précédentes expressions, σ , D et B sont, respectivement, les vecteurs des contraintes élastiques, les déplacements électriques et les inductions magnétiques ; γ , E et H sont, respectivement, le vecteur des déformations élastiques, le champ électrique et magnétique ; c , e , q , ε , α et μ sont, respectivement, les matrices de rigidité élastique, des coefficients piézoélectriques, des coefficients piézomagnétiques, des coefficients de permittivités diélectriques, des coefficients magnétoélectriques et des coefficients de perméabilités.

La matrice de rigidité développée, pour un matériau composite piézoélectrique-magnétique, se réduit, respectivement, à :

$$\bar{D}_{PE} = \begin{bmatrix} C & e & 0 \\ e^T & -\varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & -\mu \end{bmatrix}, \quad (1.58)$$

$$\bar{D}_{PM} = \begin{bmatrix} C & 0 & q \\ 0 & -\varepsilon & 0 \\ q^T & 0 & -\mu \end{bmatrix} \quad (1.59)$$

Pour la MEF tridimensionnelle utilisée dans cet exemple (*cf.* figure 1.13, huit nœuds pour chaque élément et cinq degrés de liberté pour chaque nœud), les équations développées des contraintes et des déformations peuvent être données par :

$$\bar{\gamma} = \bar{B}\bar{u} \quad (1.60)$$

avec $\bar{u} = (u_1 \ v_1 \ w_1 \ \phi_1 \ \psi_1 \ \dots \ u_8 \ w_8 \ \phi_8 \ \psi_8)^T$ et $\bar{B} = [B_1 \ B_2 \ B_3 \ B_4 \ B_5 \ B_6 \ B_7 \ B_8]$.

\bar{u} est un vecteur de déplacement qui est développé en (40×1) nœuds, et chaque sous-matrice dans \bar{B} s'écrit comme :

$$[B_i] = \begin{bmatrix} \frac{\partial N_i}{\partial x} & 0 & 0 & 0 & \frac{\partial N_i}{\partial z} & \frac{\partial N_i}{\partial y} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\partial N_i}{\partial y} & 0 & \frac{\partial N_i}{\partial z} & 0 & \frac{\partial N_i}{\partial x} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\partial N_i}{\partial z} & \frac{\partial N_i}{\partial y} & \frac{\partial N_i}{\partial x} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{\partial N_i}{\partial x} & \frac{\partial N_i}{\partial y} & \frac{\partial N_i}{\partial z} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{\partial N_i}{\partial x} & \frac{\partial N_i}{\partial y} & \frac{\partial N_i}{\partial z} \end{bmatrix} \quad (1.61)$$

où $N_i (i = 1, 8)$ sont des fonctions dépendant du profil de chacun des domaines. Ces fonctions sont construites dans des coordonnées élémentaires et isopérimétriques. Elles se transforment en coordonnées globales dans les matériaux composites à l'aide des matrices Jacobiennes [123].

En considérant les équations présentées ci-dessus et un régime de fonctionnement sans perte, $\int_V \bar{\sigma}^T \partial \bar{\gamma} dv = \partial \bar{u}^T F_e$, les équations linéaires et discrètes pour les forces et les déformations entre les nœuds sont obtenues par :

$$F_e = K_e \bar{u} \quad (1.62)$$

où K_e sont les matrices développées de la rigidité. Soit,

$$K_e = \int_V \bar{B}^T \bar{D} \bar{B} dv. \quad (1.63)$$

Les coefficients de tension MEs sont obtenus, pour plusieurs conditions aux limites et en fonction du rapport volumique des couches piézoélectrique(s) et magnétique(s). Un exemple de résultat de simulations pour un composite bicouche de CFO/PZT, pour différentes conditions aux limites (mécaniques), est présenté en figure 1.14 [112].

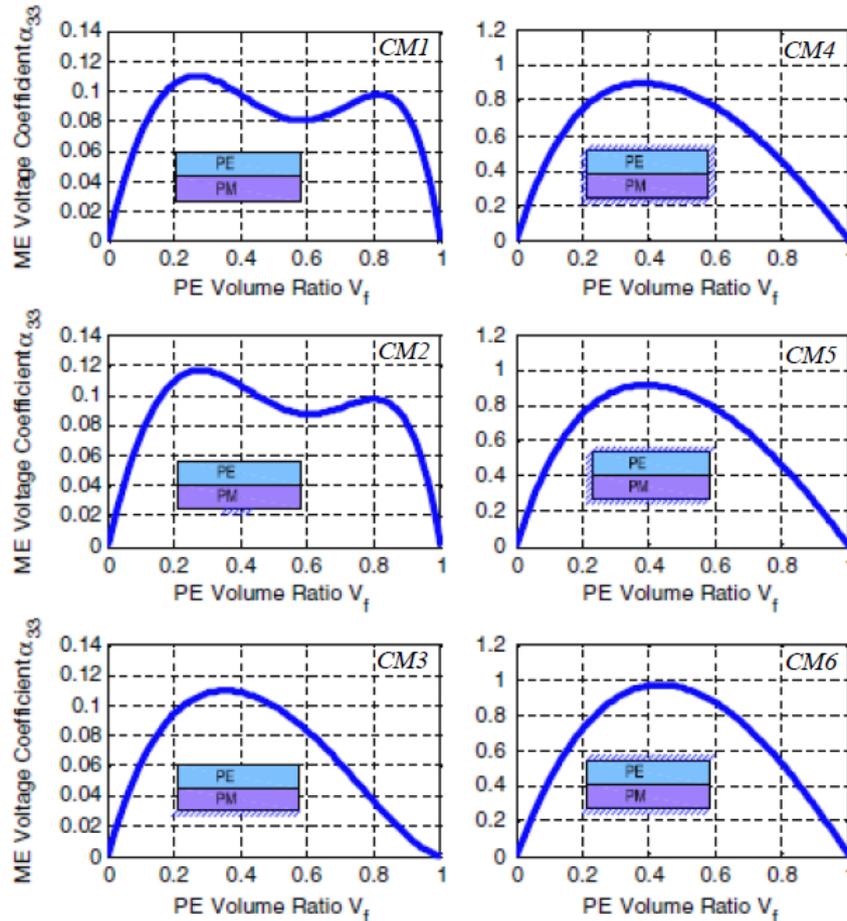


Figure 1.14 : Coefficients MEs de tension pour différentes conditions de limites mécaniques (*Toutes les surfaces sont libres (CM1) ; toutes les surfaces, sauf une petite aire, sont fixées au support (CM2) ; la surface du bas est fixée et toutes les autres surfaces sont libres (CM3) ; toutes les surfaces sont fixées (CM4) ; toutes les surfaces sont fixées sauf le côté droit (CM5) ; les surfaces du haut et du bas sont fixées et les autres sont libres (CM6)*) aux extrémités en fonction de la fraction volumique des couches piézoélectrique(s) et magnétique(s).

Les résultats présentés en figure 1.14 permettent de dégager quatre principales conclusions :

- les coefficients de tensions sont plus faibles pour un régime de fonctionnement ayant des conditions aux limites d'extrémités plutôt libres. (CM1-CM3)
- les différentes conditions aux limites et mécaniques induisent des contributions différentes sur les surfaces des couches de l'élément piézoélectriques (Par exemple : augmentation de la réponse ME du cas CM2).
- si une surface est libérée, toutes les autres surfaces étant fixées, la réponse en tension, transverse à la direction de cette surface, augmente. (CM4-CM5)
- lorsque les surfaces du haut et bas sont fixées, le coefficient ME de tension est plus important que dans les autre cas. (CM6)

La première partie de ce chapitre 1 présente succinctement l'état de l'art des connaissances sur les effets ME. Il est à noter que les effets MEs dans les matériaux monophasés et composites sont généralement présentés dans une forme simple et comparable. Dans la seconde partie, divers modèles théoriques sont présentés. Ils s'associent aux différents types de matériaux composites induisant un effet ME. La condition d'emploi et l'utilisation de chacun des modèles sont présentées. Ces derniers sont principalement utilisés pour prédire l'amplitude des effets MEs ou les propriétés requises des matériaux (monophasés ou composites). Une synthèse de cette présentation est donnée en tableau 1.2.

Tableau 1.2 : Présentation des différentes méthodes de simulation pour les effets MEs, de leur applications et de leur apports.

Modèle	Object	Taille	Résultat	Description de la géométrie requise	Application à la résonance ME	Calcul du bruit équivalent en champ
Méthode de champ moyen	Composite céramique	Mésoscopie	Paramètres	Oui	Oui	Possible
Modèle de la mécanique des milieux continus	Composite lamellaire	Massif	Coefficients MEs	Oui	Oui	Possible
Modèle électrique équivalent	Composite lamellaire	Massif	Coefficients MEs	Oui	Oui	Oui
Calcul <i>ab initio</i>	Matériau monphasé ou composite	Nano- ou mésoscopie	Propriété et paramètres	Non	Non	Possible
Méthode du champ de phase	Composite	Mésoscopie	Paramètres	Non	Non	Possible
Méthode des éléments finis	Composite	Massif	Coefficients MEs	Oui	Oui	Possible

1.5) Conclusion

Le chapitre 1 introduit les effets magnétoélectriques pour divers matériaux composites et divers modèles décrivant les divers mécanismes associés. Un état de l'art du développement des effets magnétoélectriques est présenté. Des principaux modèles sont introduits pour comparer les différents champs d'applications. Le modèle électrique équivalent sera utilisé par la suite afin de modéliser la sensibilité, le bruit et la performance des capteurs magnétoélectriques, objet de ces travaux de recherche.

Références du Chapitre 1 :

- [1] R. C. Kambale, D.-Y. Jeong and J. Ryu, «Current Status of Magnetoelectric Composite Thin/Thick Films», *Adv. Cond. Matter Phys.*, vol. 2012, p. 824643, 2012.
- [2] J. Zhai, Z. Xing, S. Dong, J. Li and D. Viehland, «Magnetoelectric Laminate Composites: An Overview», *J. Am. Vera. Soc.*, vol. 91, p. 351, 2008.
- [3] C. Nan, M. I. Bichurin, S. Dong, D. Viehland and G. Srinivasan, «Multiferroic magnetoelectric composites Historical perspective, status, and future directions», *J. Appl. Phys.*, vol. 103, p. 031101, 2008.
- [4] R. Ramesh and N. A. Spaldin, «Multiferroics: progress and prospects in thin films», *Nature Materials*, vol. 6, p. 21, 2007.
- [5] S. Priya, R. Islam, S. Dong and D. Viehland, «Recent advancements in magnetoelectric particulate and laminate composites», *J. Electroceram*, vol. 19, pp. 147-164, 2007.
- [6] M. Fiebig, «Revival of the magnetoelectric effect», *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 38, pp. R123-R152, 2005.
- [7] J.-M. Hu, Z. Li, J. Wang, J. Ma, Y. H. Lin and C. W. Nan, «A simple bilayered magnetoelectric random access memory cell based on electric-field controllable domain structure», *J. Appl. Phys.*, vol. 108, p. 043909, 2010.
- [8] J. Das, M. Li, S. S. Kalarickal, S. Altmannshofer, K. S. Buchanan, J. F. Li and D. Viehland, «Control of magnetic and electric responses with electric and magnetic fields in magnetoelectric heterostructures», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, p. 222508, 2010.
- [9] J.-M. Hu, Z. Li, J. Wang and C. W. Nan, «Electric-field control of strain-mediated magnetoelectric random access memory», *J. Appl. Phys.*, vol. 107, p. 093912, 2010.
- [10] J. Zhai, S. Dong, Z. Xing, J. Li and D. Viehland, «Geomagnetic sensor based on giant magnetoelectric effect», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, p. 123513, 2007.
- [11] S. Dong, J. Zhai, J. F. Li and D. Viehland, «Magnetoelectric gyration effect in $Tb_{1-x}Dy_xFe_{2-y}/Pb(Zr,Ti)O_3$ laminated composites at the electromechanical resonance», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, p. 243512, 2006.
- [12] J. Zhai, Z. Xing, S. Dong, J. Li and D. Viehland, «Detection of pico-Tesla magnetic fields using magneto-electric sensors at room temperature», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, p. 062510, 2006.
- [13] Z. Xing, J. Li and D. Viehland, «Modeling and the signal-to-noise ratio research of magnetoelectric sensors at low frequency», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, p. 142905, 2007.

- [14] Z. Xing, J. Li and D. Viehland, «Noise and scale effects on the signal-to-noise ratio in magnetolectric laminate sensor/detection units», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, p. 182902, 2007.
- [15] J. Ryu, A. V. Carazo, K. Uchino and H.-E. Kim, «Magnetolectric properties in piezoelectric and magnetostrictive laminate composites», *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 40, pp. 4948-4951, 2001.
- [16] C.-S. Park, C.-W. Ahn, J. Ryu, W.-H. Yoon, D.-s. Park, H.-E. Kim and S. Priya, «Design and characterization of broadband magnetolectric sensor», *J. Appl. Phys.*, vol. 105, p. 094111, 2009.
- [17] Y. Yang, J. Gao, Z. Wang, M. Li, J.-F. Li, J. Das and D. Viehland, «Effect of heat treatment on the properties of Metglas foils, and laminated magnetolectric composites made thereof», *Mater. Res. Bull.*, vol. 46, pp. 266-270, 2011.
- [18] S. Dong, J. Cheng, J. F. Li and D. Viehland, «Enhanced magnetolectric effects in laminate composites of Terfenol-D-Pb(Zr,Ti)O₃ under resonant drive», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83, p. 4812, 2003.
- [19] Z. Fang, S. G. Lu, S. Datta, Q. M. Zhang and M. E. Tahchi, «Enhancing the magnetolectric response of Metglas/polyvinylidene fluoride laminates by exploiting the flux concentration effect», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 95, p. 112903, 2009.
- [20] J. Petrie, D. Viehland, D. Gray, S. Mandal, G. Sreenivasulu, G. Srinivasan and A. S. Edelstein, «Enhancing the sensitivity of magnetolectric sensors by increasing the operating frequency», *J. Appl. Phys.*, vol. 110, p. 124506, 2011.
- [21] K. H. Lam, C. Y. Lo and H. L. W. Chan, «Frequency response of magnetolectric 1–3-type composites», *J. Appl. Phys.*, vol. 107, p. 093901, 2010.
- [22] H. Greve, E. Woltermann, H.-J. Quenzer, B. Wagner and Q. Eckhard, «Giant magnetolectric coefficients in (Fe₉₀Co₁₀)₇₈Si₁₂B₁₀-AlN thin film composites», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, p. 182501, 2010.
- [23] J. Zhai, S. Dong, Z. Xing, J. Li and D. Viehland, «Giant magnetolectric effect in Metglas/polyvinylidene-fluoride laminates», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, p. 083507, 2006.
- [24] S. Dong, J. Zhai, Z. Xing, J. Li and D. Viehland, «Giant magnetolectric effect (under a dc magnetic bias of 2 Oe) in laminate composites of FeBSiC alloy ribbons and Pb(Zn_{1/3},Nb_{2/3})O₃-7%PbTiO₃ fibers», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, p. 022915, 2007.
- [25] Y. Wang, D. Gray, D. Berry, M. Li, J. Gao, J. Li and D. Viehland, «Influence of interfacial bonding condition on magnetolectric properties in piezofiber/Metglas

- heterostructures», *Journal of Alloys and Compounds*, vol. 513, pp. 242-244, 2012.
- [26] H. Greve, E. Woltermann, R. Jahns, S. Marauska, B. Wagner, R. Knochel, M. Wutting and E. Quandt, «Low damping resonant magnetoelectric sensors», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, p. 152503, 2010.
- [27] C. Y. Lo, S. H. Choy, S. W. Or and H. L. W. Chan, «Magnetoelectric effect in lead-free BNKLBT ceramic/terfenol-D continue fiber composite laminates», *J. Appl. Phys.*, vol. 107, p. 093907, 2010.
- [28] S. Dong, J. Zhai, J. Li and D. Viehland, «Near-ideal magnetoelectricity in high-permeability magnetostrictive/piezofiber laminates with a (2-1) connectivity», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, p. 252904, 2006.
- [29] G. Sreenivasulu, L. Y. Fetisov, Y. K. Fetisov and G. Srinivasan, «Piezoelectric single crystal langatate and ferromagnetic composites: Studies on low-frequency and resonance magnetoelectric effects», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 100, p. 052901, 2012.
- [30] S. Dong, J. Zhai, J.-F. Li and D. Viehland, «Strong magnetoelectric charge coupling in stress-biased multilayer-piezoelectric/magnetostrictive composites», *J. Appl. Phys.*, vol. 101, p. 124102, 2007.
- [31] D. Khomskii, «Classifying multiferroics: Mechanisms and effects», *Physics*, vol. 2, p. 20, 2009.
- [32] P. Toledano, V. Carolus, M. Hudl, T. Lottermoser, D. D. Khalyavin, S. A. Ivanov and M. Fiebig, «First-order multi-k phase transitions and magnetoelectric Co_3TeO_6 », *Phys. Rev. B*, vol. 85, p. 214439, 2012.
- [33] T. Lottermose, D. Meier, R. V. Pisarev and M. Fiebig, «Giant coupling of second-harmonic generation to a multiferroic polarization», *Phys. Rev. B*, vol. 80, p. 100101, 2009.
- [34] R. E. Newnham, J. J. Kramer, W. A. Schulze and L. E. Cross, «Magnetoferroelectricity in Cr_2BeO_4 », *J. Appl. Phys.*, vol. 49, p. 6088, 1978.
- [35] N. A. Hill, «Why Are There so Few Magnetic Ferroelectrics?», *J. Phys. Chem. B*, vol. 104, pp. 6694-6709, 2000.
- [36] W. C. Röntgen, «über die durch bewegung eines im homogenen elektrischen felde bendlichen dielektrikums hervorgerufene elektrodynamische kraft», *Ann. Phys.*, vol. 35, p. 264, 1888.
- [37] P. Curie, «Symétrie d'un champ électrique d'un champ magnétique», *J. Phys.*, vol. 3, p. 393, 1894.

- [38] J. van Suchtelen, «Product properties: a new application of composite materials», *Philips research report*, vol. 27, p. 28, 1972.
- [39] J. v. van den Boomgaard, A. M. J. G. van Run and J. van Suchtelen, «Magnetoelectricity in piezoelectric-magnetostrictive composites», *Ferroelectrics*, vol. 10, p. 295, 1976.
- [40] G. Harshe, J. P. Dougherty and R. E. Newnham, «Theoretical modeling of 3-0/0-3 magnetoelectric composites», *Int. J. Appl. Electromagn. Mater.*, vol. 4, p. 161, 1993.
- [41] C.-W. Nan, G. Liu, Y. Lin and H. Chen, «Magnetic-Field-Induced Electric Polarization in Multiferroic Nanostructures», *Phys. Rev. Lett.*, vol. 94, p. 197203, 2005.
- [42] C.-W. Nan, «Magnetoelectric effect in composites of piezoelectric and piezomagnetic phases», *Phys. Rev. B*, vol. 50, p. 6082, 1994.
- [43] G. Srinivasan, E. T. Rasmussen, B. J. Levin and R. Hayes, «Magnetoelectric effects in bilayers and multilayers of magnetostrictive and piezoelectric perovskite oxides», *Phys. Rev. B*, vol. 65, p. 134402, 2002.
- [44] S. Dong, J.-F. Li and D. Viehland, «Characterization of magnetoelectric laminate composites operated in longitudinal-transverse and transverse–transverse modes», *J. Appl. Phys.*, vol. 95, p. 2625, 2004.
- [45] S. Dong, J.-F. Li and D. Viehland, «Longitudinal and Transverse Magnetoelectric Voltage Coefficients of Magnetostrictive/Piezoelectric Laminate Composite: Experiments», *IEEE Trans. on ultrasonics Ferr. and Freq. Control*, vol. 51, p. 79, 2004.
- [46] Y. S. Oh, S. Crane, H. Zheng, Y. H. Chu and R. Ramesh, «Quantitative determination of anisotropic magnetoelectric coupling in BiFeO₃–CoFe₂O₄ nanostructures», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, p. 052902, 2010.
- [47] W. Eerenstein, N. D. Mathur and J. F. Scott, «Multiferroic and magnetoelectric materials», *Nature*, vol. 442, p. 759, 2006.
- [48] N. A. Spaldin and M. Fiebig, «The Renaissance of Magnetoelectric Multiferroics», *Science*, vol. 309, p. 391, 2005.
- [49] Y. Wang, D. Gray, D. Berry, J. Gao, M. Li, J. Li and D. Viehland, «An Extremely Low Equivalent Magnetic Noise Magnetoelectric Sensor», *Advanced Materials*, vol. 23, pp. 4111-4114, 2011.
- [50] S.-W. Cheong and M. Mostovoy, «Multiferroics: a magnetic twist for ferroelectricity», *Nature Materials*, vol. 6, p. 12, 2007.

- [51] Y. Zhang, J. Liu, Y. Lin and C.-W. Nan, «Domain structures of BaTiO₃ in epitaxial BaTiO₃/(NiFe₂O₄/BaTiO₃)_m/SrTiO₃ multilayer films», *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 42, p. 135413, 2009.
- [52] A. D. Sheikh and V. L. Mathe, «Effect of the piezomagnetic NiFe₂O₄ phase on the piezoelectric Pb(Mg_{1/3}Nb_{2/3})_{0.67}Ti_{0.33}O₃ phase in magnetoelectric composites», *Smart Mater. Struct.*, vol. 18, p. 065014, 2009.
- [53] Y. Chen, T. Fitchorov, Z. Cai, K. S. Ziemer, C. Vittoria and V. G. Harris, «Electric field controlled magnetic hysteresis loops in a Metglas[®]/PMN–PT heterostructure», *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 43, p. 155001, 2010.
- [54] Y. Chen, T. Fitchorov, C. Vittoria and V. G. Harris, «Electrically controlled magnetization switching in a multiferroic heterostructure», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, p. 052502, 2010.
- [55] S. K. Mandal, G. Sreenivasulu, V. M. Petrov and G. Srinivasan, «Flexural deformation in a compositionally stepped ferrite and magnetoelectric effects in a composite with piezoelectrics», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, p. 192502, 2010.
- [56] C.-S. Park, K.-H. Cho, A. M. Arat, J. Evey and S. Priya, «High magnetic field sensitivity in Pb(Zr,Ti)O₃–Pb(Mg_{1/3}Nb_{2/3})O₃ single crystal/Terfenol-D/Metglas magnetoelectric laminate composites», *J. Appl. Phys.*, vol. 107, p. 094109, 2010.
- [57] H.-C. He, J. Ma, Y. Lin and C. W. Nan, «Influence of relative thickness on multiferroic properties of bilayered Pb(Zr_{0.52}Ti_{0.48})O₃–CoFe₂O₄ thin films», *J. Appl. Phys.*, vol. 104, p. 114114, 2008.
- [58] G. Lawes and G. Srinivasan, «Introduction to magnetoelectric coupling and multiferroic films», *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 44, p. 243001, 2011.
- [59] D. A. Fillippov, V. M. Laletin and G. Srinivasan, «Low Frequency and Resonance Magnetoelectric Effects in Nickel Ferrite–PZT Bulk Composites», *Technical Physics*, vol. 57, pp. 44-47, 2012.
- [60] C. Deng, Y. Zhang, J. Ma, Y. Lin and C.-W. Nan, «Magnetic-electric properties of epitaxial multiferroic NiFe₂O₄–BaTiO₃ heterostructure», *J. Appl. Phys.*, vol. 102, p. 074114, 2007.
- [61] J. Wang, Y. Zhang, J. Ma, Y. Lin and C. W. Nan, «Magnetoelectric behavior of BaTiO₃ films directly grown on CoFe₂O₄ ceramics», *J. Appl. Phys.*, vol. 104, p. 014101, 2008.
- [62] Z. Wang, L. Yan, Y. Yang, J.-F. Li, J. Das, A. L. Geiler, A. Yang, Y. Chen, V. G. Harris and D. Viehland, «Magnetoelectric effect in crystallographically textured BaTiO₃ films deposited on ferromagnetic metallic glass foils», *J. Appl. Lett.*, vol. 109,

- p. 034102, 2011.
- [63] J. G. Wan, J.-M. Liu, G. H. Wang and C. W. Nan, «Electric-field-induced magnetization in $\text{Pb}(\text{Zr,Ti})\text{O}_3/\text{Terfenol-D}$ composite structure», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, p. 182502, 2006.
- [64] J. Gao, L. Shen, Y. Wang, D. Grey, J. Li and D. Viehland, «Enhanced sensitivity to direct current magnetic field changes in $\text{Metglas}/\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3\text{-PbTiO}_3$ laminates», *J. Appl. Phys.*, vol. 109, p. 07457, 2011.
- [65] V. D. Kugel and L. E. Cross, «Behavior of soft piezoelectric ceramics under high sinusoidal electric fields», *J. Appl. Phys.*, vol. 84, p. 2815, 1998.
- [66] F. Xu, S. Trolier-McKinstry, W. Ren, B. Xu, Z.-L. Xie and K. J. Hemker, «Domain wall motion and its contribution to the dielectric and piezoelectric properties of lead zirconate titanate films», *J. Appl. Phys.*, vol. 89, p. 1336, 2001.
- [67] F. Wang, L. Luo, Z. Dan, X. Zhao and H. Luo, «Complete set of elastic, dielectric, and piezoelectric constants of orthorhombic $0.71\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3\text{-}0.29\text{PbTiO}_3$ single crystal», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, p. 212903, 2007.
- [68] E. Sun, S. Zhang, J. Luo, T. R. ShROUT and W. Cao, «Elastic, dielectric, and piezoelectric constants of $\text{Pb}(\text{In}_{1/2}\text{Nb}_{1/2})\text{O}_3\text{-Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3\text{-PbTiO}_3$ single crystal poled along $[011]_c$ », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, p. 032902, 2010.
- [69] <http://en.wikipedia.org/wiki/Piezoelectricity>
- [70] K. H. Lam, C. Y. Lo, J. Y. Dai, H. L. W. Chan and H. S. Luo, «Enhanced magnetoelectric effect in a stress-biased lead magnesium niobate-lead titanate single crystal/Terfenol-D alloy magnetoelectric sensor», *J. Appl. Phys.*, vol. 109, p. 024505, 2011.
- [71] S. Dong, J. Zhai, F. Bai, J.-F. Li and D. Viehland, «Push-pull mode magnetostrictive/piezoelectric laminate composite with an enhanced magnetoelectric voltage coefficient», vol. 87, p. 062502, 2005.
- [72] D. N. Astrov, «Magnetoelectric effect in antiferromagnetic Cr_2O_3 », *Sov. Phys. JETP*, vol. 13, p. 729, 1961.
- [73] B. B. Van Aken and T. T. M. Palstra, «Influence of magnetic on ferroelectric ordering in LuMnO_3 », *Phys. Rev. B*, vol. 69, p. 134113, 2004.
- [74] L. C. Lew Yan Voon and M. Willatzen, «Electromechanical phenomena in semiconductor nanostructures», *J. Appl. Phys.*, vol. 109, p. 031101, 2011.

- [75] Y. C. Chen, C. L. Cheng, S. C. Liou and Y. F. Chen, «The magnetoelectric effect in Ni-Fe alloy/ZnO nanorod array composites», *Nanotechnology*, vol. 19, p. 485709, 2008.
- [76] J. Wang, J. Hu, N. Wang, H. Jiang, Z. Wu, J. Ma, X. Wang, Y. Lin and C. W. Nan, «Electric-field modulation of magnetic properties of Fe films directly grown», *J. Appl. Phys.*, vol. 107, p. 083901, 2010.
- [77] S. Lisenkov, K. Igor A. and L. Bellaiche, «Properties of multiferroic BiFeO₃ under high magnetic fields from first principles», *Phys. Rev. B*, vol. 79, p. 012101, 2009.
- [78] L. Chen, X. M. Xiong, H. Meng, P. Lv and J. X. Zhang, «Migration and redistribution of oxygen vacancy in barium titanate ceramics», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, p. 071916, 2006.
- [79] M. D. Biegalski, D. H. Kim, S. Choudhury, L. Q. Chen, H. M. Christen and K. Dorr, «Strong strain dependence of ferroelectric coercivity in a BiFeO₃ film», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 98, p. 142902, 2011.
- [80] J.-P. Zhou, H.-C. He, Z. Shi, G. Liu and C.-W. Nan, «Dielectric, magnetic, and magnetoelectric properties of laminated PbZr_{0.52}Ti_{0.48}O₃/CoFe₂O₄ composite ceramics», *J. Appl. Phys.*, vol. 100, p. 094106, 2006.
- [81] T. T. Nguyen, F. Bouillault, L. Daniel and X. Mininger, «Finite element modeling of magnetic field sensors based on nonlinear», *J. Appl. Phys.*, vol. 109, p. 084904, 2011.
- [82] G. Srinivasan, E. T. Rasmussen and R. Hayes, «Magnetoelectric effects in ferrite-lead zirconate titanate layered composites: The influence of zinc substitution in ferrites», *Phys. Rev. B*, vol. 67, p. 014418, 2003.
- [83] G. Sreenivasulu, S. K. Mandal, S. Bandekar, V. M. Petrov and G. Srinivasan, «Low-frequency and resonance magnetoelectric effects in piezoelectric and functionally stepped ferromagnetic layered composites», *Phys. Rev. B*, vol. 84, p. 144426, 2011.
- [84] Z. Shi, C.-W. Nan, J. Zhang, J. Ma and J.-F. Li, «Magnetoelectric properties of multiferroic composites with pseudo-1-3-type structure», *J. Appl. Phys.*, vol. 99, p. 124108, 2006.
- [85] S. Dong, J. Zhai, Z. Xing, J.-F. Li and D. Viehland, «Extremely low frequency response of magnetoelectric», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, p. 102901, 2005.
- [86] K. E. Kamentsev, Y. K. Fetisov and G. Srinivasan, «Low-frequency nonlinear magnetoelectric effects in a ferrite-piezoelectric multilayer», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, p. 142510, 2006.
- [87] F. Li, F. Zhao, Q. M. Zhang and S. Datta, «Low-frequency voltage mode sensing of

- magnetolectric sensor in package», *Electronics Letters*, vol. 46, num. 116, 2010.
- [88] Z. Xing, J. Zhai, S. Dong, J. Li, D. Viehland and W. G. Odendaal, «Modeling and detection of quasi-static nanotesla magnetic field variations using magnetolectric laminate sensors», *Meas. Sci. Technol.*, vol. 103, p. 033903, 2008.
- [89] S. Dong, J. Zhai, J. Li and D. Viehland, «Small dc magnetic field response of magnetolectric laminate composites», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, p. 082907, 2006.
- [90] X. Cui and S. Dong, «Theoretical analyses on effective magnetolectric coupling coefficients in piezoelectric/piezomagnetic laminates», *J. Appl. Phys.*, vol. 109, p. 083903, 2011.
- [91] C. W. Nan and M. Li, «Calculations of giant magnetolectric effects in ferroic composites of rare-earth-iron alloys and ferroelectric polymers», *Phys. Rev. B*, vol. 63, p. 144415, 2001.
- [92] J. Ryu, S. Priya, K. Uchino and H.-E. Kim, «Magnetolectric Effect in Composites of Magnetostrictive and Piezoelectric Materials», *J. Electroceramics*, vol. 8, pp. 107-119, 2002.
- [93] J. Gao, J. Das, Z. Xing, J. Li and D. Viehland, *J. Appl. Phys.*, vol. 108, p. 084509, 2010.
- [94] J. Gao, D. Gray, Y. Shen, J. Li and D. Viehland, «Enhanced dc magnetic field sensitivity by improved flux concentration in magnetolectric laminates», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, p. 153502, 2011.
- [95] F. Claeysen, N. Lhermet, R. Le Letty and P. Bouchilloux, «Actuators, transducers and motors based on giant magnetostrictive materials», *Journal of Alloys and Compounds*, vol. 258, p. 61, 1997.
- [96] T. Ueno and T. Higuchi, «Novel composite of magnetostrictive material and piezoelectric actuator for coil-free magnetic force control», *Sens. Actuators A-Phys.*, vol. 129, p. 251, 2006.
- [97] C. Zhang, T. Ma and M. Yan, «Domain rotation simulation of anisotropic magnetostrictions in giant magnetostrictive materials», *J. Appl. Phys.*, vol. 110, p. 063901, 2011.
- [98] J. Liu, Y. Zhang, Y. Lin and C. W. Nan, «Magnetolectric coupling in BaTiO₃/(NiFe₂O₄/BaTiO₃)_n (n=1,2,3,4) multilayered thin films», *J. Appl. Phys.*, vol. 105, p. 083915, 2009.
- [99] Un capteur magnétoélectrique en mode multi-push-pull (de Virginia Tech.)

- [100] J. X. Zhang, J. Y. Dai and H. L. W. Chan, «Interfacial engineering and coupling of electric and magnetic properties in $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.53}\text{Ti}_{0.47})\text{O}_3/\text{CoFe}_2\text{O}_4$ multiferroic epitaxial multilayers», *J. Appl. Phys.*, vol. 107, p. 104105, 2010.
- [101] C.-G. Duan, J. P. Velez, R. F. Sabirianov, Z. Zhu, J. Chu, S. S. Jaswal and E. Y. Tsymlal, «Surface Magnetoelectric Effect in Ferromagnetic Metal Films», *Phys. Rev. Lett.*, vol. 101, p. 137201, 2008.
- [102] C. A. F. Vaz, Y. Segal, J. Hoffman, R. D. Grober, F. J. Walker and C. H. Ahn, «Temperature dependence of the magnetoelectric effect in $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.2}\text{Ti}_{0.8})\text{O}_3/\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ multiferroic heterostructures», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, p. 042506, 2010.
- [103] M. I. Bichurin, V. M. Petrov and G. Srinivasan, «Theory of low-frequency magnetoelectric effects in ferromagnetic-ferroelectric layered composites», *J. Appl. Phys.*, vol. 92, p. 7681, 2002.
- [104] M. I. Bichurin, V. M. Petrov and G. Srinivasan, «Theory of low-frequency magnetoelectric coupling in magnetostrictive-piezoelectric bilayers», *Phys. Rev. B*, vol. 68, p. 054402, 2003.
- [105] S. Dong and J. Zhai, «Equivalent circuit method for static and dynamic analysis of magnetoelectric laminated composites», *Chinese Science Bulletin*, vol. 53, p. 2113, 2008.
- [106] H.-M. Zhou, C. Li, L.-M. Xuan, J. Wei and J.-X. Zhao, «Equivalent circuit method research of resonant magnetoelectric characteristic in magnetoelectric laminate composites using nonlinear magnetostrictive constitutive model», *Smart Mater. Struct.*, vol. 20, p. 035001, 2011.
- [107] S. Prosandeev, I. A. Kornev and L. Bellaiche, «Magnetoelectricity in BiFeO_3 films: First-principles-based computations and phenomenology», *Phys. Rev. B*, vol. 83, p. 020102, 2011.
- [108] D. Albrecht, S. Lisenkov, W. Ren, D. Rahmedov, I. A. Kornev and L. Bellaiche, «Ferromagnetism in multiferroic BiFeO_3 films: A first-principles-based study», *Phys. Rev. B*, vol. 81, p. 140401, 2010.
- [109] X. Lu and H. Li, «Size effect on magnetoelectric coupling in multiferroic heterostructures», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 109, p. 074112, 2011.
- [110] T. T. Nguyen, X. Mininger, F. Bouillault and L. Daniel, «Finite Element Harmonic Modeling of Magnetoelectric Effect», *IEEE Trans. Mag.*, vol. 47, p. 1142, 2011.
- [111] N. Galopin, X. Mininger, F. Bouillault and L. Daniel, «Finite Element Modeling of

- Magnetolectric Sensors», *IEEE Trans. Mag.*, vol. 44, p. 834, 2008.
- [112] E. Pan and R. Wang, «Effects of geometric size and mechanical boundary conditions on magnetolectric coupling in multiferroic composites», *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 42, p. 25503, 2009.
- [113] «Supplementary Material for "Temperature-dependent magnetolectric effect from first-principles, vol. 105, pp. 087202"», 2010.
- [114] A. Idahosa and R. G. Rojas, «Theoretical model for the magnetolectric effect in magnetostrictive/piezoelectric composites», *Phys. Rev. B*, vol. 82, p. 174415, 2010.
- [115] S. Dong, J.-F. Li and D. Viehland, «Magnetolectric coupling efficiency and voltage gain effect in piezoelectric piezomagnetic laminate composites», *J. Mat. Sci.*, vol. 41, pp. 97-106, 2006.
- [116] K. T. Delaney, E. Bousquet and N. A. Spaldin, «The importance of the electronic contribution to linear magnetolectricity», 2010.
- [117] Y. L. Li, S. Y. Hu, Z. K. Liu and L. Q. Chen, «Phase-field model of domain structures in ferroelectric thin films», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 78, p. 3878, 2001.
- [118] Y. L. Li, S. Y. Hu, D. Tenne, A. Soukiassian, D. G. Schlom, X. X. Xi, K. J. Choi, C. B. Eom, A. Saxena, T. Lookman, Q. X. Jia and L. Q. Chen, «Prediction of ferroelectricity in BaTiO₃/SrTiO₃ superlattices with domains», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, p. 112914, 2007.
- [119] J. X. Zhang, R. Wu, S. Choudhury, Y. L. Li, S. Y. Hu and L. Q. Chen, «Three-dimensional phase-field simulation of domain structures», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, p. 122906, 2008.
- [120] Y. Ni, L. He and G. Khachatryan, «Equivalency principle for magnetoelctroelastic multiferroics with arbitrary microstructure: The phase field approach», *J. Appl. Phys.*, vol. 108, p. 023504, 2010.
- [121] J. X. Zhang, Y. L. Li, D. G. Schlom, L. Q. Chen and F. Zavaliche, «Phase-field model for epitaxial ferroelectric and magnetic nanocomposite thin films», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, p. 052909, 2007.
- [122] B. Winchester, P. Wu and L. Q. Chen, «Phase-field simulation of domain structures in epitaxial BiFeO₃ films on vicinal substrates», *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, p. 052903, 2011.
- [123] D. K. Arrowsmith and C. M. Place, «Dynamical System, Section 3.3», *Chapman & Hall London*, 1992.

- [124] D. Royer and E. Dieulesaint, «Ondes élastiques dans les solides», *Propagation libre and guidées. Masson*, vol. Tome 1, 1996.
- [125] D. Royer and E. Dieulesaint, «Propagation and génération des ondes élastiques», *Techniques de l'Ingénieur*, vol. E3210, 2001.
- [126] M. Brissaud, «Matériaux piézoélectriques», *Presses polytechniques and universitaires Romandes*, 2007.
- [127] J. Gutierrez, A. Lasheras, J. Manuel Barandiaran, J. Luis Vilas, M. San Sebastian et L. M. Leon, «Temperature Response of Magnetostrictive/Piezoelectric Polymer Magnetolectric Laminates», *Key Eng. mater.*, vol. 495, pp. 351-354, 2012.
- [128] J. Zhai, Z. Xing, S. Dong, J. Li et D. Viehland, «Thermal noise cancellation in symmetric magnetoelectric bimorph laminates,» *Appl. Phys. Lett.* , vol. 93, p. 072906, 2008.

Chapitre 2

Modélisation de l'effet ME, en sensibilité, bruit et BME

2.1) Introduction

Le chapitre 1 a présenté l'état de l'art des matériaux magnétoélectriques et des modèles de matériaux ou de dispositifs MEs. L'avantage des matériaux composés aboutit naturellement à la fabrication de capteurs MEs. Les performances de ces capteurs sont déterminées principalement par les propriétés des matériaux, les formes géométriques et le couplage entre les différentes phases. Afin d'étudier les performances des capteurs magnétiques, de nombreux modèles analytiques et numériques à base des paramètres physiques ou des énergies libres ont été introduits. Ils permettent de prédire les effets MEs comme nous l'avons mentionné dans le chapitre 1. Cependant, ces modèles ne sont pas pleinement adaptés à une évaluation des sensibilités des capteurs MEs.

Pour cette raison, ce deuxième chapitre porte sur la modélisation physique développée durant ces travaux de recherche afin de déterminer les sensibilités, le bruit magnétique équivalent en champ et les performances de capteurs magnétoélectriques. Ces paramètres caractérisent les principales performances des capteurs magnétiques à base de matériaux composites MEs. Ils seront évalués à l'aide de coefficients de tension (V/T ou V/Oe) ou de charge (C/T ou C/Oe), de densités spectrales de bruit en tension et de bruit magnétique équivalent en champ. Les coefficients MEs des capteurs seront déterminés à l'aide des équations constitutives piézoélectriques et magnétiques en régime linéaire [1-5]. Les différentes sources de bruit seront également étudiées à l'aide notamment du théorème de « fluctuation-dissipation ». Enfin, les formules de sensibilité et de bruit seront combinées pour évaluer le bruit magnétique équivalent et intrinsèque au capteur [6-8]. Cette formulation permettra d'évaluer les performances ultimes en bruit d'un capteur ME de composites lamellaires pour des matériaux anisotropes, homogènes et ayant des mécaniques couplages continus.

Afin de construire un modèle d'étude permettant d'évaluer les performances ultimes des matériaux composites MEs étudiés, la démarche a consisté à décomposer cette analyse en quatre étapes :

- i) une modélisation à l'aide des équations constitutives des couches piézoélectriques et magnétostrictives,
- ii) une modélisation de l'effet ME bidimensionnelle (2D) en combinant les phases magnétostrictives et piézoélectriques,
- iii) une simplification du modèle 2D à un modèle 1D,

iv) une modélisation du bruit équivalent en champ magnétique à partir des modèles unidimensionnels et des modèles de bruit intrinsèque. Parallèlement, nous expliciterons le modèle du circuit équivalent (ou pseudo-modèle de Mason) du capteur magnétique ME permettant de simplifier l'analyse.

2.2) Modélisation de l'effet Magnéto(élasto)Electrique

Un capteur magnétoélectrique à base de matériaux composites lamellaires ayant des phases magnétiques et piézoélectriques peut être vu classiquement comme un sandwich de plusieurs couches. Ces dernières sont usuellement associées par un simple collage. La transformation des signaux magnétiques en signaux électriques est réalisée à l'aide des contraintes et déplacements intermédiaires appliqués aux corps d'épreuve. Elles apparaissent aux inter-surfaces entre les phases piézoélectriques et magnétiques lorsqu'un champ magnétique extérieur est appliqué au dispositif, préférentiellement, dans sa direction sensible. Un modèle du circuit électrique équivalent a été développé pour déterminer les performances en bruit du capteur. Le modèle explicite clairement les couplages entre les paramètres magnétiques, élastiques et électriques. Il est pleinement adapté aux types de capteurs MEs que nous étudions [9]. Ce modèle découle des équations constitutives piézoélectriques et magnétiques (décrivant l'état des deux phases) et de l'équation de mouvement (traduisant les interactions entre les couches) provenant de la loi de Newton.

Éléments piézoélectriques

Les éléments piézoélectriques sont particulièrement utilisés comme transducteurs. Ils permettent généralement la mesure de pression et servent également d'actuateurs pour le contrôle de micro-déplacements. Dans le cadre de nos travaux, les éléments piézoélectriques subissent des contraintes mécaniques et génèrent des signaux électriques. Il est à noter qu'il existe deux types de comportement pour ces dispositifs. Ils sont liés à l'axe portant les principales contraintes. Ils peuvent donc être symétriques ou non-symétriques par rapport à la ligne neutre de mouvement, soient respectivement, les déformations longitudinales ou les déformations de flexion. Plus généralement, le mode longitudinal est pris en compte pour construire les modèles. En effet, celui-ci apparaît plus adapté aux capteurs MEs que nous étudions.

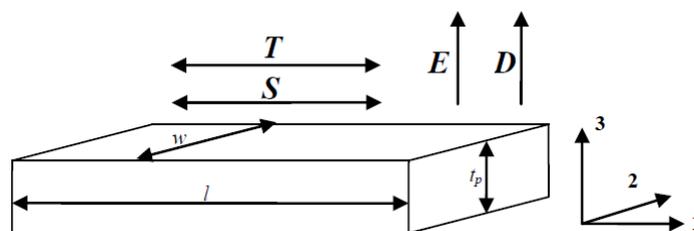


Figure 2.1 : Présentation de l'élément piézoélectrique élémentaire et des axes portant les paramètres élastiques, mécaniques et électriques.

Modélisation de l'effet ME, en sensibilité, bruit et BME

Cette analyse s'appuie sur la description du comportement d'un élément piézoélectrique élémentaire et rectangulaire de dimensions géométriques $l \times w \times t_p$. La longueur l , la largeur w et l'épaisseur t_p sont portées, respectivement, par les directions 1, 2 et 3 (cf. figure 2.1). Les propriétés mécaniques et électriques de cet élément sont gouvernées par certains paramètres physiques tels que la contrainte T , la déformation S , le champ électrique E et l'induction électrique D . Ces paramètres ainsi que les dimensions de l'élément piézoélectrique sont illustrés en figure 2.1. Les paramètres décrivant le comportement physique du capteur T , S , E et D sont liés par différents coefficients : la flexibilité s (Pa^{-1} ou m^2N^{-1}), la constante piézoélectrique d (CN^{-1} ou mV^{-1}) et la permittivité diélectrique ε (Fm^{-1}).

La forme matricielle des équations fondamentales de la piézoélectricité [10] s'écrit :

$$\begin{cases} S = s^E T + d_p^t E \\ D = d_p T + \varepsilon^T E \end{cases} \quad (2.1)$$

La matrice de flexibilités s^E est écrite à l'aide de l'exposant E . Ils indiquent que les coefficients de la matrice sont donnés pour un champ électrique constant ou nul. De la même façon, le tenseur des permittivités ε^T est donné pour une contrainte T constante. Dans ce cas, il indique que la contrainte intervient dans l'expression de l'induction électrique. d_p représente le tenseur piézoélectrique (d_p^t est la transposée de d_p). Il est possible d'inverser ces équations afin d'obtenir d'autres équations constitutives exprimant les contraintes T et l'induction électrique D . Soit,

$$\begin{cases} T = c^E S - e^t E \\ D = e S + \varepsilon^S E \end{cases} \quad (2.2)$$

Les matrices c^E (Nm^{-2}), e ($\text{NV}^{-1}\text{m}^{-1}$ ou Cm^{-2}) et ε^S (Fm^{-1}) correspondent, respectivement, aux coefficients de rigidités pour un champ électrique constant ou nul, aux constantes piézoélectriques et aux permittivités pour une déformation constante ou nulle.

De façon similaire, nous avons les expressions de S et E :

$$\begin{cases} S = s^D T - g^t D \\ E = -g T + \beta^T D \end{cases} \quad (2.3)$$

où les coefficients s^D et β^T (mF^{-1}) sont, respectivement, les coefficients de flexibilités pour une induction électrique constante et les constantes d'imperméabilité pour une contrainte constante.

Si T et E sont considérés indépendants, les équations se simplifient par :

$$\begin{cases} T = c^D S - h^t D \\ E = -h S + \beta^S D \end{cases} \quad (2.4)$$

où c^D (Nm^{-2}) et h (NC^{-1} ou Vm^{-1}) sont appelés les coefficients, respectivement, de rigidité et piézoélectrique.

Éléments magnétostrictifs

Les éléments magnétostrictifs utilisés dans les capteurs MEs sont des matériaux ferromagnétiques ayant des domaines magnétiques orientés. Sans champ extérieur, ces orientations se distribuent généralement de façon aléatoire. L'application d'un champ magnétique extérieure réorganise l'orientation de ces domaines. Le changement macroscopique engendré est appelé la magnétostriction. Ces couches magnétostrictives peuvent être alors considérées comme des actionneurs magnétiques à micro-déplacements. Il est à noter que la réponse magnétostrictive n'est pas linéaire en fonction du champ extérieur ; le champ magnétique statique (champ de polarisation) joue donc un rôle important, permettant de maximiser la sensibilité de l'élément magnétoélectrique. Le comportement du capteur sera linéaire en régime de faible amplitude autour du point de fonctionnement en champ.

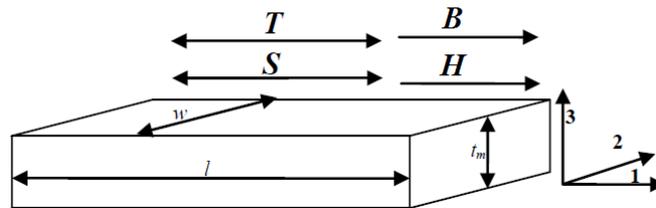


Figure 2.2 : Schéma d'un élément magnétostrictif et représentation des axes portant les paramètres élastiques et magnétiques.

En prenant en compte les conditions aux limites d'un élément magnétostrictif (cf. figure 2.2), la forme matricielle des équations fondamentales, de la magnétostriction s'écrit :

$$\begin{cases} S_m = s^H T_m + d_m^t H \\ B = d_m T_m + \mu^T H \end{cases} \quad (2.5)$$

Pour se distinguer des paramètres piézoélectriques, les indices m sont introduits pour les matériaux magnétiques. En outre, les indices p seront utilisés par la suite pour définir les paramètres piézoélectriques. Les paramètres S , d seront ainsi remplacés, respectivement, par S_p et d_p .

2.3) Modèle bidimensionnel (2D) de l'effet ME

Pour les matériaux composites MEs lamellaires, l'épaisseur dans la direction perpendiculaire à la surface des composites est si petite que les effets des matériaux composites (par exemple, les effets des contraintes magnétiques ou électriques) peuvent être

négligés dans cette direction. Par contre, les dimensions des matériaux composites suivant la direction de la largeur et de la longueur possèdent, intrinsèquement, des effets magnétique, électrique ou mécanique non négligeables. À titre d'exemple, il est à noter que l'amplitude de l'effet de démagnétisation apparaissant dans tout matériau magnétique est liée au rapport entre la section et la longueur d'une couche ferromagnétique [11, 12].

Dans les paragraphes suivants, les conditions aux limites des éléments magnétostrictifs et piézoélectriques en 2D sont prises en compte afin de modéliser les capteurs MEs lamellaires. Ici, la longueur du dispositif n'est pas suffisamment grande devant la largeur. Cependant, l'épaisseur est considérée négligeable devant ces deux autres dimensions. Par la suite, les équations constitutives seront dérivées par rapport au temps afin d'obtenir les expressions des coefficients de tension ou de charge du dispositif en régime harmonique. La structure d'un capteur ME de type sandwich en mode L - L est présentée en figure 2.3. Ce capteur est sensible au champ magnétique appliqué selon l'axe longitudinal et génère une réponse en champ (ou induction) électrique dans la direction longitudinale. Les contraintes et les déformations longitudinales ou transversales sont définies par T_3 , T_1 , S_3 et S_1 . Les indices, 3 et 1 représentent respectivement, les axes longitudinal et transversal. Un potentiel V , et/ou un courant électrique I , sont induits suivant la direction longitudinale de polarisation des couches piézoélectriques.

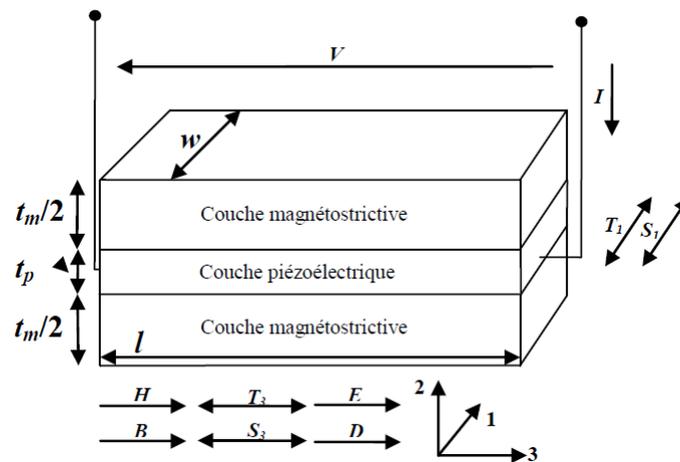


Figure 2.3 : Schéma 2D d'un capteur ME à multiples couches de type L - L .

2.3.1) Hypothèses 2D et conditions aux limites

En prenant en compte les hypothèses et les conditions aux limites du modèle 2D pour le mode L - L , nous pouvons exprimer tous les paramètres magnétiques, élastiques et électriques (H_3 , T_3 , T_1 et E_3) utiles. Il existe cinq types de couplages entre ces différents paramètres : H_3 - S_3 , H_3 - S_1 , S_3 - S_1 , S_3 - E_3 et S_1 - E_3 . Le terme '2D' signifie que tous les couplages sont pris en compte dans la modélisation (couplages magnétostrictif (2D) - élastique (2D) - piézoélectrique (2D) - cf. figure 2.4).

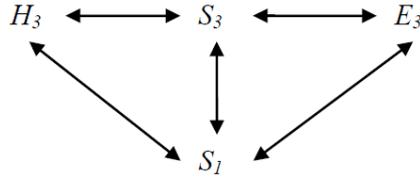


Figure 2.4 : Relations entre les paramètres magnétostrictif (2D), élastique (2D) et piézoélectrique (2D) dans un capteur ME

Les paramètres piézoélectriques permettent d'écrire les équations :

$$\begin{cases} T_{1,p} = c_{13}^E S_{3,p} + c_{11}^E S_{1,p} - e_{31,p} E_3 \\ T_{3,p} = c_{33}^E S_{3,p} + c_{13}^E S_{1,p} - e_{33,p} E_3 \\ D_3 = e_{31,p} S_{1,p} + e_{33,p} S_{3,p} + \epsilon_{33}^S E_3 \end{cases} \quad (2.6)$$

De même, les équations portant les paramètres magnétostrictifs deviennent :

$$\begin{cases} T_{1,m} = c_{13}^H S_{3,m} + c_{11}^H S_{1,m} - e_{31,m} H_3 \\ T_{3,m} = c_{33}^H S_{3,m} + c_{13}^H S_{1,m} - e_{33,m} H_3 \end{cases} \quad (2.7)$$

En considérant les équations constitutives piézoélectrique et magnétique bidimensionnelles, il est alors possible d'exprimer les équations de base en 2D d'un capteur ME. Soit :

$$\begin{cases} T_{1,p} = c_{13}^E S_{3,p} + c_{11}^E S_{1,p} - e_{31,p} E_3 \\ T_{3,p} = c_{33}^E S_{3,p} + c_{13}^E S_{1,p} - e_{33,p} E_3 \\ D_3 = e_{31,p} S_{1,p} + e_{33,p} S_{3,p} + \epsilon_{33}^S E_3 \\ T_{1,m} = c_{13}^H S_{3,m} + c_{11}^H S_{1,m} - e_{31,m} H_3 \\ T_{3,m} = c_{33}^H S_{3,m} + c_{13}^H S_{1,m} - e_{33,m} H_3 \\ A_1 T_1 = A_{1,m} T_{1,m} + A_{1,p} T_{1,p} \\ A_3 T_3 = A_{3,m} T_{3,m} + A_{3,p} T_{3,p} \\ S_1 = S_{1,m} = S_{1,p} \\ S_3 = S_{3,m} = S_{3,p} \end{cases} \quad (2.8)$$

À partir l'équation (2.8), il est possible d'établir les relations entre les paramètres physiques, tels que les forces aux extrémités suivant la direction de la longueur et de la largeur, la tension et le courant électrique, etc... Soit :

$$\left\{ \begin{array}{l}
 F_{3l} = \frac{-t_{lam} w ((1-n)c_{33}^E + nc_{33}^H)}{j\omega} k_3 \left[v_{3l} \left(-\tan \frac{k_3 l}{2} \right) + (v_{3l} + v_{3r}) \frac{1}{\sin k_3 l} \right] \\
 \quad - \frac{t_{lam} [(1-n)c_{13}^E + nc_{13}^H] (v_{1l} + v_{1r})}{j\omega} - \frac{t_p w}{l} e_{33,p} V_3 + t_m w e_{33,m} H_3 \\
 F_{3r} = \frac{-t_{lam} w ((1-n)c_{33}^E + nc_{33}^H)}{j\omega} k_3 \left[v_{3r} \left(-\tan \frac{k_3 l}{2} \right) + (v_{3l} + v_{3r}) \frac{1}{\sin k_3 l} \right] \\
 \quad - \frac{t_{lam} [(1-n)c_{13}^E + nc_{13}^H] (v_{1l} + v_{1r})}{j\omega} - \frac{t_p w}{l} e_{33,p} V_3 + t_m w e_{33,m} H_3 \\
 F_{1l} = \frac{-t_{lam} l ((1-n)c_{11}^E + nc_{11}^H)}{j\omega} k_1 \left[v_{1l} \left(-\tan \frac{k_1 w}{2} \right) + (v_{1l} + v_{1r}) \frac{1}{\sin k_1 w} \right] \\
 \quad - \frac{t_{lam} [(1-n)c_{13}^E + nc_{13}^H] (v_{3l} + v_{3r})}{j\omega} - t_p e_{31,p} V_3 + t_m l e_{31,m} H_3 \\
 F_{1r} = \frac{-t_{lam} w ((1-n)c_{11}^E + nc_{11}^H)}{j\omega} k_1 \left[v_{1r} \left(-\tan \frac{k_1 w}{2} \right) + (v_{1l} + v_{1r}) \frac{1}{\sin k_1 w} \right] \\
 \quad - \frac{t_{lam} [(1-n)c_{13}^E + nc_{13}^H] (v_{3l} + v_{3r})}{j\omega} - t_p e_{31,p} V_3 + t_m l e_{31,m} H_3 \\
 I = t_p e_{31,p} (v_{1r} + v_{1l}) + \frac{t_p w}{l} e_{33,p} (v_{3r} + v_{3l}) - j\omega CV
 \end{array} \right. \quad (2.9)$$

Dans le cas d'un mode de vibration transversale, les impédances mécaniques sont notées :

$$Z_{1_trans} = \frac{-t_{lam} l ((1-n)c_{11}^E + nc_{11}^H)}{j\omega} \frac{k_1}{\sin k_1 w} \quad (2.10)$$

et

$$Z_{2_trans} = \frac{-t_{lam} l ((1-n)c_{11}^E + nc_{11}^H)}{j\omega} \left(-\tan \frac{k_1 w}{2} \right) k_1 . \quad (2.11)$$

Il apparait également une impédance mécanique croisée entre les paramètres élastiques longitudinale et transversale. Elle est défini par :

$$Z_N = \frac{-t_{lam} ((1-n)c_{13}^E + nc_{13}^H)}{j\omega} . \quad (2.12)$$

Cette impédance mécanique lie, par hypothèse, le mode de vibration longitudinale à la direction transversale. Les couplages magnéto-élastique et élasto-électrique, dans la direction transversale, s'écrivent, respectivement :

$$\varphi_{m_trans} = t_m l e_{31,m} \quad (2.13)$$

et
$$\varphi_{p_trans} = -t_p e_{31,p}. \quad (2.14)$$

De façon analogue, il est possible d'exprimer des impédances mécaniques, pour le mode de vibration longitudinale. Elles sont notées :

$$Z_{1_long} = \frac{-t_{lam} w \left((1-n)c_{33}^E + n c_{33}^H \right) k_3}{j\omega \sin k_3 l} \quad (2.15)$$

et
$$Z_{2_long} = \frac{-t_{lam} w \left((1-n)c_{33}^E + n c_{33}^H \right) \left(-\tan \frac{k_3 l}{2} \right) k_3}{j\omega}. \quad (2.16)$$

De même, l'impédance mécanique croisée, qui lie le mode de vibration transversale à la direction longitudinale est donnée par :

$$Z_N = \frac{-t_{lam} \left((1-n)c_{13}^E + n c_{13}^H \right)}{j\omega}. \quad (2.17)$$

Cette équation est identique à l'équation (2.12). Les couplages magnéto-élastique et élasto-électrique, dans la direction longitudinale, s'écrivent, respectivement :

$$\varphi_{m_long} = t_m w e_{33,m} \quad \text{et} \quad \varphi_{p_long} = \frac{w t_p}{l} e_{33,p}. \quad (2.18)$$

En considérant les extrémités libres ($F_{il} = F_{ir} = 0$), les impédances mécaniques dans la direction transversale et longitudinale s'expriment, respectivement, par :

$$Z_{trans} = Z_{1_trans} + \frac{Z_{2_trans}}{2} = -\frac{1}{2} t_{lam} l k_1 \frac{(1-n)c_{11}^E + n c_{11}^H}{j\omega} \text{ctg} \frac{k_1 w}{2} \quad (2.19)$$

et
$$Z_{long} = Z_{1_long} + \frac{Z_{2_long}}{2} = -\frac{1}{2} t_{lam} w k_3 \frac{(1-n)c_{33}^E + n c_{33}^H}{j\omega} \text{ctg} \frac{k_3 l}{2}. \quad (2.20)$$

Les équations (2.9) se simplifient alors par :

$$\begin{cases} F_{3l} = Z_N (v_{1l} + v_{1r}) + Z_{2_long} v_{3l} + Z_{1_long} (v_{3l} + v_{3r}) + \varphi_{p_long} V + \varphi_{m_long} H \\ F_{3r} = Z_N (v_{1l} + v_{1r}) + Z_{2_long} v_{3r} + Z_{1_long} (v_{3l} + v_{3r}) + \varphi_{p_long} V + \varphi_{m_long} H \\ F_{1l} = Z_N (v_{3l} + v_{3r}) + Z_{2_trans} v_{1l} + Z_{1_trans} (v_{1l} + v_{1r}) + \varphi_{p_trans} V + \varphi_{m_trans} H \\ F_{1r} = Z_N (v_{3l} + v_{3r}) + Z_{2_trans} v_{1r} + Z_{1_trans} (v_{1l} + v_{1r}) + \varphi_{p_trans} V + \varphi_{m_trans} H \\ I = -\varphi_{p_trans} (v_{1r} + v_{1l}) - \varphi_{p_long} (v_{3r} + v_{3l}) - j\omega CV \end{cases} \quad (2.21)$$

2.3.2) Circuit équivalent 2D du capteur ME

En assimilant les impédances mécaniques précédemment évaluées à des impédances électriques, le schéma de la figure 2.5 (a) représente un schéma équivalent de la structure et une solution du système d'équations (2.21). Les branches longitudinale et transversale sont présentes dans le schéma. La superposition des vitesses, forces, courants et tensions décrit parfaitement les relations entre les éléments du circuit. Il est à noter qu'il est possible de simplifier ce modèle en tenant compte des conditions mécaniques (extrémités libres). Le schéma peut être alors simplifié et il est donné en figure 2.5 (b).

Modélisation de l'effet ME, en sensibilité, bruit et BME

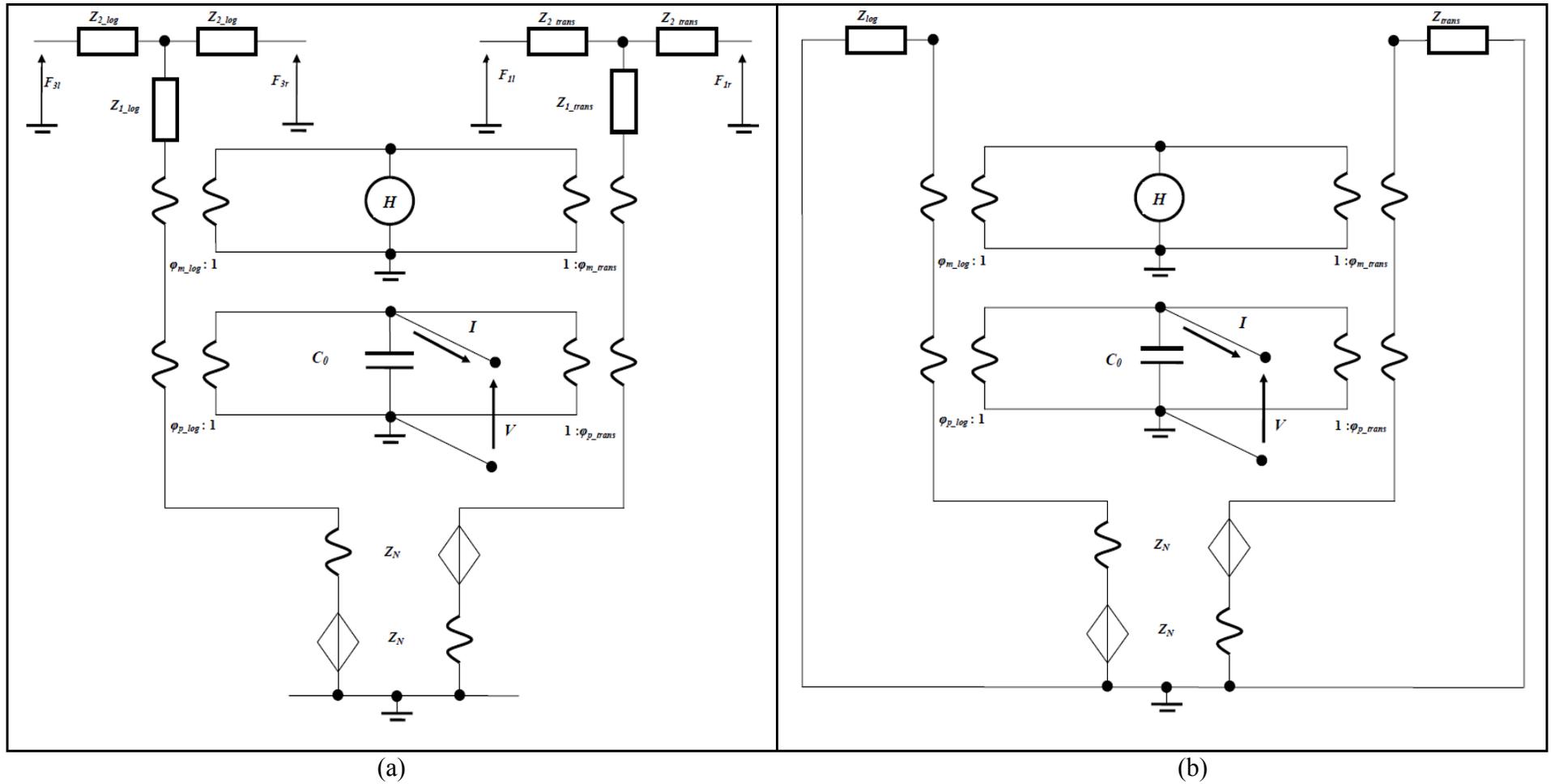


Figure 2.5 : Circuits équivalents 2D (a) originaux, (b) tenant compte des conditions mécaniques aux limites (extrémités libres).

Afin de résoudre le système présenté en figure 2.5, nous appliquerons une résolution matricielle des équations. Nous obtenons :

$$\begin{cases} (v_{1l} + v_{1r})Z_N + (v_{3l} + v_{3r})Z_{long} + \varphi_{m_long}H + \varphi_{p_long}V = 0 \\ (v_{1l} + v_{1r})Z_{trans} + (v_{3l} + v_{3r})Z_N + \varphi_{m_trans}H + \varphi_{p_trans}V = 0 \\ (v_{1l} + v_{1r})\varphi_{p_trans} + (v_{3l} + v_{3r})\varphi_{p_long} + j\omega CV + I = 0 \end{cases} \quad (2.22)$$

Soit :

$$\begin{cases} \begin{pmatrix} Z_N & Z_{long} \\ Z_{trans} & Z_N \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_{1l} + v_{1r} \\ v_{3l} + v_{3r} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \varphi_{m_long} & \varphi_{p_long} \\ \varphi_{m_trans} & \varphi_{p_trans} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H \\ V \end{pmatrix} = 0 \\ -(j\omega CV + I) = \begin{pmatrix} \varphi_{p_trans} & \varphi_{p_long} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_{1r} + v_{1l} \\ v_{3r} + v_{3l} \end{pmatrix} \end{cases} \quad (2.23)$$

Nous posons :

$$\mathbf{Z} = \begin{pmatrix} Z_N & Z_{long} \\ Z_{trans} & Z_N \end{pmatrix}, \quad (2.24)$$

$$\mathbf{v} = \begin{pmatrix} v_{1l} + v_{1r} \\ v_{3l} + v_{3r} \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

et

$$\boldsymbol{\varphi} = \begin{pmatrix} \varphi_{m_long} & \varphi_{p_long} \\ \varphi_{m_trans} & \varphi_{p_trans} \end{pmatrix}. \quad (2.26)$$

La résolution de l'équation (2.23) s'écrit alors :

$$\begin{pmatrix} \varphi_{p_trans} & \varphi_{p_long} \end{pmatrix} \mathbf{Z}^{-1} \cdot \boldsymbol{\varphi} \cdot \begin{pmatrix} H \\ V \end{pmatrix} = j\omega CV + I \quad (2.27)$$

où \mathbf{Z}^{-1} est l'inverse de la matrice \mathbf{Z} . L'équation (2.27) s'exprime alors par :

$$\begin{aligned} & \left(\varphi_{m_long} (\varphi_{p_trans} Z_N - \varphi_{p_long} Z_{trans}) + \varphi_{m_trans} (-\varphi_{p_trans} Z_{long} + \varphi_{p_long} Z_N) \right) H \\ & + \left(\varphi_{p_long} (\varphi_{p_trans} Z_N - \varphi_{p_long} Z_{trans}) + \varphi_{p_trans} (-\varphi_{p_trans} Z_{long} + \varphi_{p_long} Z_N) + j\omega C_0 (Z_N^2 - Z_{long} Z_{trans}) \right) V \\ & + (Z_N^2 - Z_{long} Z_{trans}) I = 0 \end{aligned} \quad (2.28)$$

Il est à noter que pour une sortie en circuit-ouvert (CO), le courant électrique I en sortie est nul ($I = 0$) et lorsque la sortie en court-circuit (CC), la tension V en sortie est nulle ($V = 0$).

Caractérisations des dispositifs

Il est possible de simplifier cette équation en exprimant la tension, le courant et les charges en fonction du champ appliqué par :

$$\frac{V}{H} = -\frac{(\varphi_{m_long}(\varphi_{p_trans}Z_N - \varphi_{p_long}Z_{trans}) + \varphi_{m_trans}(-\varphi_{p_trans}Z_{long} + \varphi_{p_long}Z_N))}{(\varphi_{p_long}(\varphi_{p_trans}Z_N - \varphi_{p_long}Z_{trans}) + \varphi_{p_trans}(-\varphi_{p_trans}Z_{long} + \varphi_{p_long}Z_N) + j\omega C(Z_N^2 - Z_{long}Z_{trans}))}, \quad (2.29)$$

$$\frac{I}{H} = -\frac{(\varphi_{m_long}(\varphi_{p_trans}Z_N - \varphi_{p_long}Z_{trans}) + \varphi_{m_trans}(-\varphi_{p_trans}Z_{long} + \varphi_{p_long}Z_N))}{(Z_N^2 - Z_{long}Z_{trans})} \quad (2.30)$$

et

$$\frac{Q}{H} = -\frac{(\varphi_{m_long}(\varphi_{p_trans}Z_N - \varphi_{p_long}Z_{trans}) + \varphi_{m_trans}(-\varphi_{p_trans}Z_{long} + \varphi_{p_long}Z_N))}{j\omega(Z_N^2 - Z_{long}Z_{trans})}. \quad (2.31)$$

Par la suite, un certain nombre de simplifications sont présentées. Elles tiennent compte des dimensions des trois éléments : magnétostrictif, élastique et piézoélectrique. Plusieurs cas particuliers sont proposés afin de décrire le comportement du capteur ME en deux dimensions (2D).

1^{er} cas : la déformation transversale liée au champ magnétique longitudinal n'est pas négligeable. Cependant, la déformation transversale et la polarisation transversale liées à la déformation longitudinale sont négligeables (couplages magnétostrictive (2D)-élastique (2D)-piézoélectrique (1D)). Cette hypothèse est proche du cas réel, si le coefficient piézoélectrique $d_{33,p}$ est suffisamment grand devant le coefficient $d_{31,p}$. La figure 2.6 présente le couplage entre les différents paramètres.

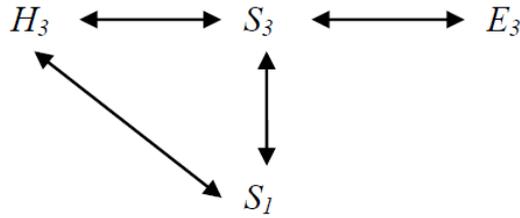


Figure 2.6 : Relations entre les paramètres magnétostrictif, élastique (2D) et piézoélectrique électrique (1D) dans un capteur ME.

D'après les hypothèses de la figure 2.6, nous pouvons négliger le couplage piézoélectrique transversal. Soit $\varphi_{p_trans} = 0$. Les coefficients de tension et de charge deviennent, respectivement :

$$\frac{V}{H} = \frac{-\varphi_{m_long}\varphi_{p_long}Z_{trans} + \varphi_{m_trans}\varphi_{p_long}Z_N}{\varphi_{p_long}\varphi_{p_long}Z_{trans} - j\omega C(Z_N^2 - Z_{long}Z_{trans})} \quad (2.32)$$

et

$$\frac{Q}{H} = -\frac{-\varphi_{m_long}\varphi_{p_long}Z_{trans} + \varphi_{m_trans}\varphi_{p_long}Z_N}{j\omega(Z_N^2 - Z_{long}Z_{trans})}. \quad (2.33)$$

2^{ème} cas : la déformation transversale liée au champ magnétique longitudinal est négligeable. Cependant, la déformation transversale et la polarisation transversale liées à la déformation longitudinale ne sont pas négligeables. Soit : ‘magnétostrictive (1D)-élastique (2D)-piézoélectrique (2D)’. Cette hypothèse est proche du cas réel, si le coefficient piézomagnétique $d_{31,m}$ est petit devant le coefficient $d_{33,m}$. La figure 2.7 présente le couplage entre les différents paramètres.

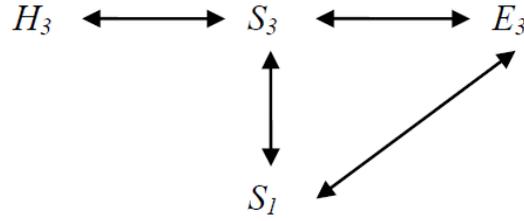


Figure 2.7 : Relations entre les paramètres magnétostrictif (1D), élastique (2D) et piézoélectrique (2D) dans un capteur ME.

D’après les hypothèses de la figure 2.7, nous pouvons négliger le couplage piézoélectrique transversal. Soit $\varphi_{m_trans} = 0$. Les coefficients de tension et de charge deviennent, respectivement :

$$\frac{V}{H} = -\frac{\varphi_{m_long}(\varphi_{p_trans}Z_N - \varphi_{p_long}Z_{trans})}{(\varphi_{p_long}(\varphi_{p_trans}Z_N - \varphi_{p_long}Z_{trans}) + \varphi_{p_trans}(-\varphi_{p_trans}Z_{long} + \varphi_{p_long}Z_N) + j\omega C(Z_N^2 - Z_{long}Z_{trans}))} \quad (2.34)$$

et

$$\frac{Q}{H} = -\frac{\varphi_{m_long}(\varphi_{p_trans}Z_N - \varphi_{p_long}Z_{trans})}{j\omega(Z_N^2 - Z_{long}Z_{trans})}. \quad (2.35)$$

3^{ème} cas : la déformation transversale liée au champ magnétique longitudinal et la polarisation transversale liée à la déformation longitudinale sont négligeables. Cependant, la déformation transversale n’est pas négligeable (couplage magnétostrictive (1D)-élastique (2D)-piézoélectrique (1D)). Cette hypothèse est proche du cas réel, si le coefficient piézomagnétique $d_{31,m}$ est petit devant le coefficient $d_{33,m}$ et que le coefficient piézoélectrique $d_{31,p}$ est petit devant le coefficient $d_{33,p}$. La figure 2.8 présente le couplage entre les différents paramètres.

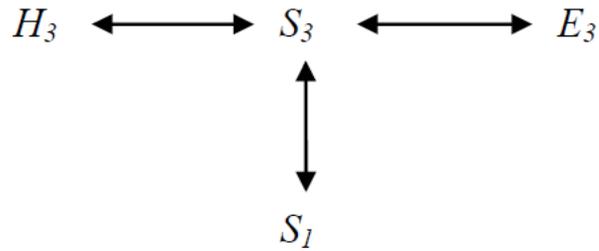


Figure 2.8 : Relations entre les paramètres magnétostrictif (1D), élastique (2D) et piézoélectrique (1D) dans un capteur ME.

D'après les hypothèses de la figure 2.8, nous pouvons négliger le couplage piézoélectrique transversal. Soit $\varphi_{m_trans} = 0$ et $\varphi_{p_trans} = 0$. Les coefficients de tension et de charge deviennent, respectivement :

$$\frac{V}{H} = - \frac{\varphi_{m_long} \varphi_{p_long}}{\varphi_{p_long} \varphi_{p_long} + j\omega C \left(Z_{long} - \frac{Z_N^2}{Z_{trans}} \right)} \quad (2.36)$$

et

$$\frac{Q}{H} = \frac{-\varphi_{m_long} \varphi_{p_long}}{j\omega \left(Z_{long} - \frac{Z_N^2}{Z_{trans}} \right)} \quad (2.37)$$

4^{ème} cas : la déformation transversale liée au champ magnétique longitudinal, la polarisation transversale liée à la déformation longitudinale et la déformation transversale sont négligeables (couplages magnétostrictive (1D)-élastique (1D)-piézoélectrique (1D)). Cette hypothèse est proche du cas réel, si le coefficient piézomagnétique $d_{31,m}$ est petit devant le coefficient $d_{33,m}$, que le coefficient piézoélectrique $d_{31,p}$ est également petit devant le coefficient $d_{33,p}$ et que le coefficient de Poisson, qui représente le rapport entre les déformations transversale et longitudinale, est nul. La figure 2.9 présente le couplage entre les différents paramètres.

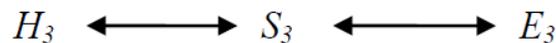


Figure 2.9 : Relations entre les paramètres magnétostrictif (1D), élastique (1D) et piézoélectrique (1D) dans un capteur ME.

D'après les hypothèses de la figure 2.9, nous pouvons négliger le couplage piézoélectrique transversal. Soit $\varphi_{m_trans} = 0$, $\varphi_{p_trans} = 0$ et $Z_N = 0$. Les coefficients de tension et de charge deviennent, respectivement :

Caractérisations des dispositifs

$$\frac{V}{H} = - \frac{\varphi_{m_long} \varphi_{p_long}}{\varphi_{p_long} \varphi_{p_long} + j\omega CZ_{long}} \quad (2.38)$$

et

$$\frac{Q}{H} = \frac{-\varphi_{m_long} \varphi_{p_long}}{j\omega Z_{long}} \quad (2.39)$$

2.3.3) Coefficients MEs 2Ds

Pour simplifier les équations précédentes, il est possible de définir 3 coefficients :

$$c_{11} = (1-n)c_{11}^E + nc_{11}^H, \quad (2.40)$$

$$c_{13} = (1-n)c_{13}^E + nc_{13}^H \quad (2.41)$$

et

$$c_{33} = (1-n)c_{33}^E + nc_{33}^H. \quad (2.42)$$

Soit, après simplification,

$$\boxed{\frac{V}{H} = \frac{nl(e_{33,m}e_{31,p}c_{13} - e_{33,m}e_{33,p}c_{11} - e_{31,m}e_{31,p}c_{33} + e_{31,m}e_{33,p}c_{13})}{(1-n)(2e_{33,p}e_{31,p}c_{13} - e_{33,p}^2c_{11} - e_{31,p}^2c_{33}) - \varepsilon_{33}^S(c_{13}^2 - c_{33}c_{11})}} \quad (2.43)$$

Avec l'aide de (2.40), (2.41) et (2.42), il est possible d'exprimer le coefficient de charge par :

$$\boxed{\frac{Q}{H} = - \frac{nwt_p(e_{33,m}e_{31,p}c_{13} + e_{33,m}e_{33,p}c_{11} + e_{31,m}e_{31,p}c_{33} + e_{31,m}e_{33,p}c_{13})}{c_{13}^2 - c_{33}c_{11}}} \quad (2.44)$$

En tenant compte des hypothèses du cas n° 3, les coefficients de tension et de charge deviennent, respectivement :

$$\boxed{\frac{V}{H} = \frac{nl e_{33,m} e_{33,p}}{(1-n)e_{33,p}^2 + \varepsilon_{33}^S(c_{33} - c_{13}^2 / c_{11})}} \quad (2.45)$$

et

$$\boxed{\frac{Q}{H} = - \frac{nwt_p e_{33,m} e_{33,p}}{(c_{33} - c_{13}^2 / c_{11})}} \quad (2.46)$$

Si, nous considérons maintenant qu'il n'y a pas de déplacement croisé (cas n° 4). Les coefficients de tension et de charge s'écrivent, respectivement :

$$\boxed{\frac{V}{H} = \frac{nl e_{33,m} e_{33,p}}{(1-n)e_{33,p}^2 + \varepsilon_{33}^S c_{33}}} \quad (2.47)$$

et

$$\boxed{\frac{Q}{H} = -\frac{nw t_p e_{33,m} e_{33,p}}{c_{33}}}. \quad (2.48)$$

Ces derniers représentent les coefficients de tension et de charge pour un modèle à une dimension (1D).

2.3.4) Conclusion

Un modèle 2D de l'effet ME, basé sur les équations constitutives magnétostrictives et piézoélectriques a été développé à l'aide des hypothèses et des conditions aux limites pour le capteur ME étudié (*cf.* figure 2.3). Un circuit électrique équivalent est proposé ; il regroupe les couplages magnétique, élastique et électrique et les impédances mécaniques du capteur. À partir de ce modèle électrique, la sensibilité des capteurs MEs est évaluée directement et simplement en fonction des paramètres physiques des phases magnétostrictive et piézoélectrique des matériaux considérés. Afin de simplifier ces expressions en un modèle 1D, les conditions aux limites spécifiques ont été prises en compte. Ce modèle à une dimension servira par la suite à étudier et à évaluer les performances, notamment, en bruit équivalent en champ des capteurs MEs.

2.4) Modèle unidimensionnel (1D) de l'effet ME

Dans la section précédente, un modèle 2D a été proposé afin d'évaluer la réponse du capteur ME à l'aide du coefficient de tension ou de charge. Les hypothèses proposées et les diverses simplifications ont permis de réduire cette description. Il est à noter qu'il est aussi possible de construire un modèle 1D directement à l'aide des équations constitutives unidimensionnelles [9, 27-29]. À l'aide des calculs présentés dans le précédent paragraphe, nous pouvons observer qu'il existe deux termes distincts qui permettent d'exprimer une relation entre la polarisation électrique et le champ magnétique appliqué. Cependant, la complexité des équations ME nous amène à en réduire l'ordre afin d'approcher au mieux la réalité des phénomènes observés et de simplifier l'analyse. Par la suite, nous considérerons que la longueur du matériau composite est assez grande devant sa largeur et son épaisseur ($l \gg w \gg t_p$). Ces hypothèses assurent que $d_{33,m} > d_{31,m}$ et $d_{33,p} > d_{31,p}$ et réduisent alors le système étudié à une dimension (1D). Ainsi, pour étudier la problématique de vibration 1D, nous ne prendrons en compte que les équations constitutives. Les grandeurs des déformations S et de l'induction électrique D sont alors des paramètres indépendants. La polarisation électrique est orientée selon l'axe 3 du champ électrique. Les conditions aux limites (mécanique et électrique) imposent que les contraintes et les déformations soient portées par l'axe 3. De plus, les contraintes à la surface $IO2$ ne sont pas nulles. Soit : $T_{13} \neq 0$ et $S_{13} \neq 0$. L'indice 13 signifie que les contraintes ou les déformations s'appliquent sur la surface $IO2$ vers la direction 1 . Les électrodes sont portées par la surface $IO2$ afin de capter les charges ou de mesurer le champ électrique induit dans l'axe 3, soit $\epsilon_{33} \neq 0$. À l'aide de ces hypothèses, les équations générales simplifiées sont données par :

$$\begin{cases} S_{13} = s_{1313}^E T_{13} + d_{3313}^t E_{33} \\ D_{33} = d_{3313} T_{13} + \epsilon_{3333}^T E_{33} \end{cases} \quad (2.49)$$

ou par

$$\begin{cases} S_1 = s_{11}^E T_1 + d_{31}^t E_3 \\ D_3 = d_{31} T_1 + \epsilon_{33}^T E_3 \end{cases} \quad (2.50)$$

lorsque l'indice 3 est négligé. Il est également possible de développer ces équations à l'aide des indices compressés ($11 = 1, 22 = 2, 33 = 3, 23 = 32 = 4, 13 = 31 = 5, 12 = 21 = 6$) [10]. Soit :

$$\begin{cases} S_5 = s_{55}^E T_5 + d_{35}^t E_3 \\ D_3 = d_{35} T_5 + \epsilon_{33}^T E_3 \end{cases} \quad (2.51)$$

Les équations (2.50) seront utilisées par la suite.

Les capteurs MEs combinent des matériaux piézoélectriques et magnétostrictifs, la combinaison de leurs modèles à l'aide des équations simplifiées permet alors de réaliser un modèle du capteur ME. Il est à noter que les différentes couches sont considérées parfaitement collées ou couplées. Cette hypothèse reste raisonnable à la vue de la faible épaisseur des

Caractérisations des dispositifs

couches de colle devant celle des couches des matériaux piézoélectriques et magnétostrictifs. Dans cette hypothèse, les forces induites et les déplacements mécaniques sont transférés sans retard et sans perte. La figure 2.10 illustre le schéma d'un capteur ME ayant une couche piézoélectrique disposée entre deux couches magnétostrictives. Cette structure est considérée parfaitement symétrique par rapport au centre du capteur. Les deux couches magnétostrictives sont semblables et ont le même axe de sensibilité. De plus, la couche piézoélectrique est symétrique par rapport à l'axe de symétrie longitudinal.

Les couches magnétostrictives et piézoélectriques ont leurs axes propres pour les paramètres magnétiques, élastiques et électriques (cf. figure 2.10). Les directions de polarisations principales sont définies par l'axe 3 et les directions de mouvements suivent l'axe longitudinal du capteur. Ainsi, les capteurs ME multicouches peuvent être classés en quatre catégories fondamentales dites *L-L*, *L-T*, *T-L* et *T-T* pour, respectivement, l'application d'un champ magnétique longitudinal *L*, ou transversal *T* et une sensibilité au champ électrique longitudinal *L*, ou transversal *T*.

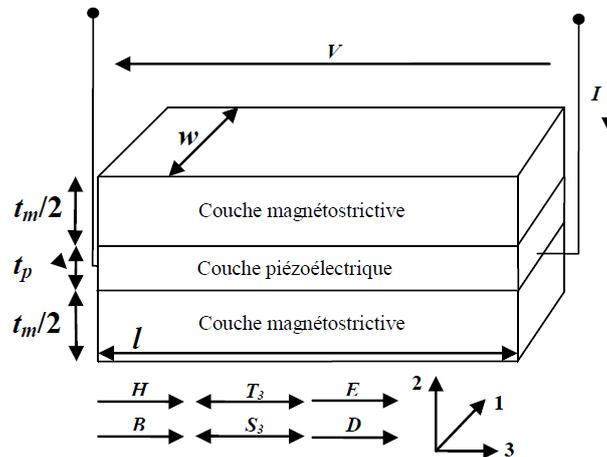


Figure 2.10 : Schéma 1D d'un capteur ME à multiples couches de type *L-L*.

Les couches étant considérées parfaitement collées et couplées, la somme des forces aux extrémités est nulle :

$$\begin{cases} F_l = F_{3l,m} + F_{3l,p} = 0 \\ F_r = F_{3r,m} + F_{3r,p} = 0 \end{cases} \quad (2.52)$$

Les indices *l* et *r* signifient, respectivement, les extrémités de gauche et de droite. Par analogie, le déplacement des couches magnétostrictives et piézoélectriques est identique aux extrémités. Soit :

$$\begin{cases} S_l = S_{3l,m} = S_{3l,p} \\ S_r = S_{3r,m} = S_{3r,p} \end{cases} \quad (2.53)$$

2.4.1) Équations fondamentales 1D

Comme cela a été montré, les relations entre les différents paramètres sont données à l'aide des équations constitutives magnétostrictives et piézoélectriques. Ainsi, les équations des quatre modes fondamentaux sont semblables et diffèrent simplement par leurs indices. Les quatre paires d'équations fondamentales pour les modes $L-L$, $L-T$, $T-L$ et $T-T$ sont alors données, respectivement, par :

$$\begin{cases} S_{3,m} = s_{33}^H T_{3,m} + d_{33,m}^t H_3 \\ B_3 = d_{33,m} T_{3,m} + \mu_{33}^T H_3 \end{cases} \text{ et } \begin{cases} S_{3,p} = s_{33}^E T_{3,p} + d_{33,p}^t E_3 \\ D_3 = d_{33,p} T_{3,p} + \varepsilon_{33}^T E_3 \end{cases},$$

$$\begin{cases} S_{3,m} = s_{33}^H T_{3,m} + d_{33,m}^t H_3 \\ B_3 = d_{33,m} T_{3,m} + \mu_{33}^T H_3 \end{cases} \text{ et } \begin{cases} S_{1,p} = s_{11}^E T_{1,p} + d_{31,p}^t E_3 \\ D_3 = d_{31,p} T_{1,p} + \varepsilon_{33}^T E_3 \end{cases},$$

$$\begin{cases} S_{1,m} = s_{11}^H T_{1,m} + d_{31,m}^t H_3 \\ B_3 = d_{31,m} T_{1,m} + \mu_{33}^T H_3 \end{cases} \text{ et } \begin{cases} S_{3,p} = s_{33}^E T_{3,p} + d_{33,p}^t E_3 \\ D_3 = d_{33,p} T_{3,p} + \varepsilon_{33}^T E_3 \end{cases},$$

$$\begin{cases} S_{1,m} = s_{11}^H T_{1,m} + d_{31,m}^t H_3 \\ B_3 = d_{31,m} T_{1,m} + \mu_{33}^T H_3 \end{cases} \text{ et } \begin{cases} S_{1,p} = s_{11}^E T_{1,p} + d_{31,p}^t E_3 \\ D_3 = d_{31,p} T_{1,p} + \varepsilon_{33}^T E_3 \end{cases}.$$

Ces équations seront utilisées pour les calculs présentés par la suite.

2.4.2) Circuit équivalent 1D du capteur ME

Ces dernières années, des progrès significatifs ont été réalisés dans le développement de capteurs laminés MEs par l'utilisation de matériaux magnétostrictifs et piézoélectriques de haute sensibilité. Cependant, il est important d'évaluer en théorie, à partir des propriétés des matériaux utilisés, la sensibilité magnétique des capteurs lamellaires fabriqués. Les électrodes captent les signaux électriques générés par les matériaux piézoélectriques suivant la direction de la polarisation. À cause de la non-linéarité magnétique des matériaux magnétostrictifs, un champ magnétique optimal dc appliqué permet de renforcer la sensibilité en dynamique du capteur d'un facteur 10 à plus d'une centaine. À partir des équations fondamentales, nous pouvons déterminer un modèle équivalent 1D du capteur ME en régime harmonique. Il est alors possible d'écrire que :

$$\begin{cases} F_l = [v_1 Z_{1_mech} + (v_1 + v_2) Z_{2_mech}] + \phi_p V + \phi_m H_3 \\ F_r = [v_2 Z_{1_mech} + (v_1 + v_2) Z_{2_mech}] + \phi_p V + \phi_m H_3 \\ V = \phi_p (v_1 + v_2) - \frac{I}{j\omega C} \end{cases} \quad (2.54)$$

Caractérisations des dispositifs

où v_1 et v_2 sont, respectivement, les vitesses de vibrations des deux extrémités du capteur, $\varphi_p = \frac{d_{33,p}W}{S_{33,p}}$ est le coefficient du couplage élasto-électrique et $\varphi_m = \frac{d_{33,m}A_m}{S_{33,m}}$ le coefficient du couplage magnéto-élastique. Les impédances mécaniques sont données par $Z_{1_mech} = (\zeta_p + \zeta_m)jtg \frac{kl}{2}$ et $Z_{2_mech} = (\zeta_p + \zeta_m) \frac{1}{j \sin kl}$ avec $\zeta_m = \frac{k_m A_m}{\omega S_{33,m}}$ et $\zeta_p = \frac{k_p A_p}{S_{11,p} \omega}$, où k est le nombre d'onde mécanique dans le matériau composite (capteur), A_m et A_p sont les sections des surfaces latérales du capteur, H_3 est le champ magnétique à détecter et V la tension générée aux bornes des électrodes de la couche piézoélectrique.

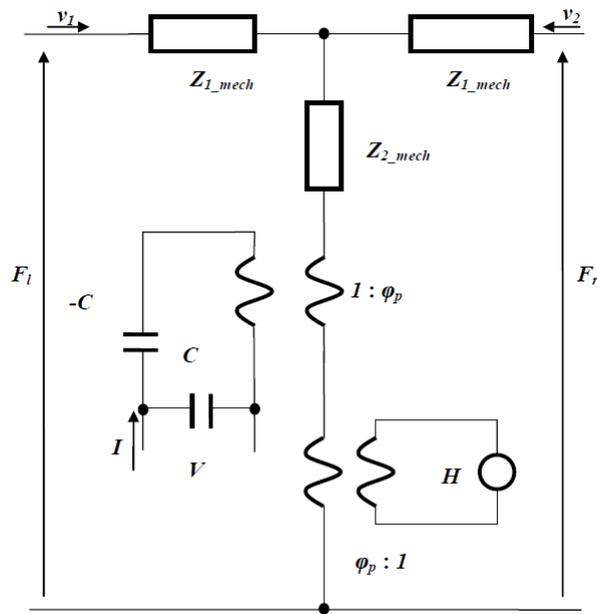


Figure 2.11 : Schéma équivalent du capteur électromécanique. Il détaille les impédances mécaniques et les paramètres associés aux différents couplages (magnétique, électrique et mécanique).

Les relations entre les forces et les vitesses de vibrations sont définies par les impédances mécaniques. Néanmoins, les forces et les vitesses aux deux extrémités du capteur peuvent être vues dans ce modèle comme, respectivement des tensions et des courants mécaniques (*cf.* figure 2.11). Les relations entre les grandeurs mécaniques et électriques sont quant à elles semblables à celles d'un transformateur parfait. Il est alors possible de simplifier le schéma en tenant compte des conditions mécaniques aux extrémités libres. Soit, la somme des forces est nulle. Le schéma simplifié est alors donné en figure 2.12.

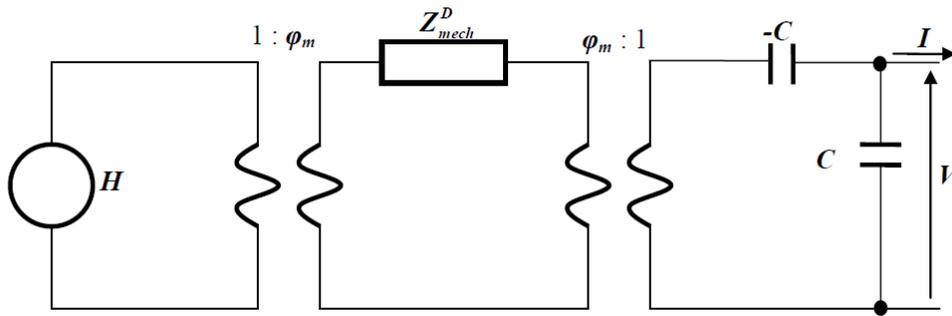


Figure 2.12 : Circuit équivalent simplifié du capteur ME tenant compte des conditions mécaniques aux extrémités libres et de Z_{mech}^D .

Il est possible d'obtenir une autre forme de circuit équivalent semblable à celui présenté en figure 2.13, en utilisant les variables à induction constante (s^D) à la place des variables à champ constant (s^E). Dans ce cas, l'impédance mécanique s'écrit comme Z_{mech}^E . La capacité négative disparaît dans ce nouveau schéma. Néanmoins, les deux représentations aboutissent logiquement aux mêmes résultats !

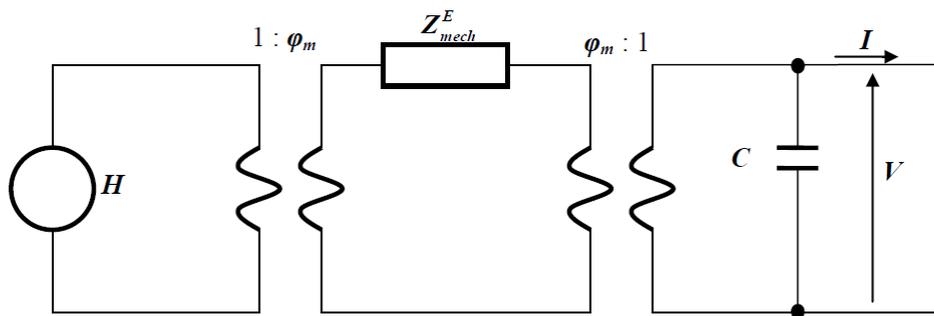


Figure 2.13 : Circuit équivalent simplifié du capteur ME tenant compte des conditions mécaniques aux extrémités libres et de Z_{mech}^E .

Il est à noter que toutes les définitions et démonstrations sont considérées dans un mode non-résonant. En effet, le gain en sensibilité du capteur s'accroît notablement à la résonance mécanique du système. Cette fréquence est fixée par la géométrie et les coefficients de flexibilités des matériaux. Afin d'estimer le fonctionnement du capteur autour de cette résonance mécanique, l'impédance Z_{mech}^E est décomposée en la somme d'une résistance, d'une capacité et d'une inductance qualifiées de mécanique. Le nouveau schéma est donné en figure 2.14. A la pulsation de résonance ω_0 , les éléments réactifs vérifient la relation : $L_{mech} C_{mech} \omega_0^2 = 1$.

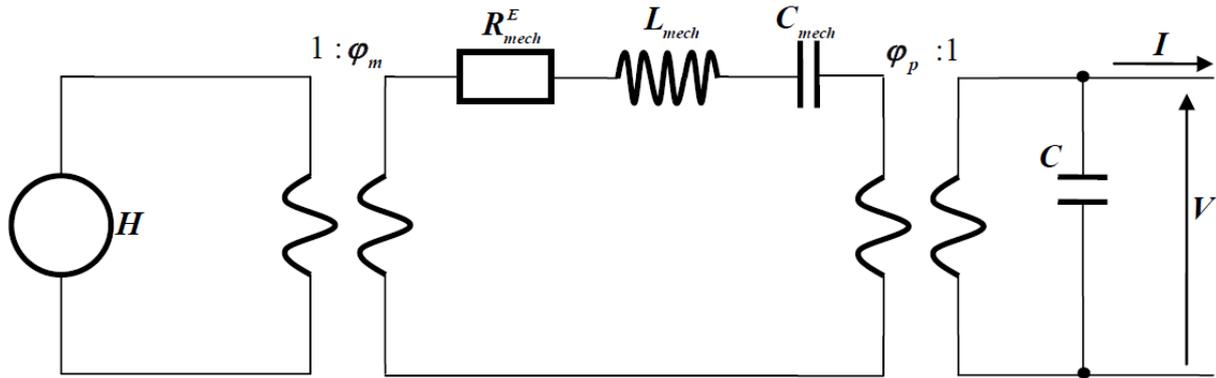


Figure 2.14 : Circuit équivalent simplifié tenant compte des conditions mécaniques aux extrémités à la résonance électromécanique.

2.4.3) Coefficients MEs 1Ds

À partir des schémas simplifiés des circuits équivalents 1D, il est possible d'exprimer les coefficients magnétoélectriques

$$\alpha_{ME}^Q = \frac{1}{\mu_0} \frac{nt_p wd_{33,m} d_{33,p}}{(1-n)s_{33}^H + ns_{33}^E} \quad (2.55)$$

et

$$\alpha_{ME}^V = \frac{1}{\mu_0} \frac{nld_{33,m} g_{33,p}}{(1-n)s_{33}^H + ns_{33}^E (1-k_{33}^2)} \quad (2.56)$$

Les unités de ces coefficients de charge et de tension sont, respectivement, données en C/T et en V/T.⁷

2.4.4) Conclusion

A partir des équations constitutives à 1D, les coefficients MEs-1D peuvent être déterminés à l'aide des couplages magnétique, électrique et élastique dans le matériau. Dans les cas limites satisfaisant les conditions 1D, cette méthode permet d'évaluer rapidement les coefficients MEs. Ce modèle 1D, identique à celui obtenu à partir du modèle 2D, servira par la suite à étudier et évaluer les performances, notamment le bruit équivalent en champ des capteurs MEs.

2.5) Modèle de bruit intrinsèque d'un capteur ME-1D

Il est usuel lors de la mise en œuvre de capteur d'en évaluer les performances ultimes. Les capteurs MEs possède intrinsèquement de bonnes sensibilités. Cependant, comme tout dispositif, ces matériaux comportent des sources de bruit intrinsèques. Ces sources de bruit peuvent être variées et induites par :

⁷ Un tableau contenant les coefficients MEs pour tous les modes (L-L L-T T-L et T-T) est donné en annexe 2.1.

Caractérisations des dispositifs

- des mouvements (vibrations) mécaniques du capteur. Ils donnent lieu à diverses sources de bruit intrinsèques [15, 20],
- des déplacements aléatoires des domaines électriques. Ils induisent un bruit diélectrique, principalement aux basses fréquences [13-15],
- la migration de vacances d'oxygène dans les matériaux piézoélectriques. Elle dégrade alors la valeur de la résistivité introduisant un bruit de Johnson dans les très basses fréquences [16-17].

Les capteurs miniatures sont également sensibles au bruit thermomécanique entraîné par l'agitation de molécules [15, 18-20, 30].

Le terme de 'Bruit Magnétique Equivalent' (BME) emprunte la définition du bruit magnétique pour présenter la résolution ultime d'un tel capteur en tenant compte de toutes les contributions. Soit : $BME = en / Tr$ où en est le bruit apparaissant en sortie de la chaîne d'amplification et Tr la fonction de transfert globale liée aux coefficients MEs du capteur et de l'amplification la chaîne de détection.

Le coefficient magnétoélectrique est défini par le rapport des variations du signal électrique généré et du signal magnétique appliqué en régime de petits signaux. Par exemple, le coefficient de charge $\alpha_{ME}^Q = \partial Q / \partial H$ et le coefficient de tension $\alpha_{ME}^V = \partial V / \partial H$ sont les coefficients MEs les plus couramment utilisés. Ces paramètres sont importants, mais ne sont pas prépondérants dans l'optimisation des dispositifs. En effet, les performances ultimes d'un capteur magnétique dépendent à la fois de sa sensibilité et de son niveau de bruit intrinsèque !

En pratique, les dimensions d'un capteur sont généralement fixées par des contraintes de réalisation et des applications envisagées. Seul le rapport entre la phase magnétostrictive et piézoélectrique offre une marge de variabilité. Il est défini par un facteur dépendant du rapport $n = t_m / t_{lam}$ où t_m est l'épaisseur de la phase magnétique et t_{lam} est l'épaisseur totale. Pour un n donné, le coefficient ME a une valeur maximale [1, 21, 22]. Ce rapport dépend non seulement des matériaux mais aussi du mode d'opération. Cependant, une figure de mérite doit être utilisée pour caractériser la réelle performance d'un capteur. Ainsi, l'évaluation du bruit magnétique équivalent permet de classer simplement les différents types de capteurs MEs.

Le bruit apparaissant en sortie de la chaîne est engendré par de nombreuses contributions. Il joue un rôle important dans la mesure de signaux faibles. Il est possible de classer les sources de bruit en trois catégories [15, 23, 24, 25] :

- i) le bruit provenant du capteur, défini comme le bruit intrinsèque de l'élément sensible,
- ii) le bruit provenant de la chaîne de détection et d'amplification, défini comme le bruit extrinsèque du capteur,

iii) et le bruit provenant de l'environnement (électromagnétique, mécanique...) et à la chaîne de mesure.

Afin d'exprimer le BME, il est nécessaire d'évaluer les sources de bruit intrinsèques au capteur ME, soient, les sources de bruit induites par les pertes diélectrique et mécanique et les fluctuations thermiques. Le bruit intrinsèque détermine la limite de détection d'un capteur. Chacune des sources de bruit correspond à une source de dissipation et s'évalue très généralement à l'aide du théorème « fluctuation - dissipation ».

Le bruit thermoélectrique (appelé bruit de perte électrique) et le bruit thermomécanique (appelé bruit mécanique) sont induits, respectivement, par les pertes électrique et mécanique apparaissant dans la phase piézoélectrique et magnétique dans la structure hétérogène. Elles représentent les deux principales sources de bruit intrinsèques des capteurs MEs.

2.5.1) Sources de bruit intrinsèques

Le théorème de **Fluctuation - Dissipation** relie les fluctuations spontanées d'un système physique à l'équilibre à sa réaction à une brève perturbation externe. Usuellement, la relation de Nyquist permet d'établir la formule de la densité spectrale de bruit à l'aide des termes réels d'une impédance (ou admittance) liée aux termes d'énergie (par exemple : la résistance électrique R pour le courant I et la tension V).

Un capteur ME composite met en œuvre trois principales propriétés : la propriété électrique portée par la phase piézoélectrique, la propriété magnétique portée la phase magnétique et la propriété élastique commune aux deux phases. Chacune de ces phases (propriétés) est accompagnée d'un ou plusieurs termes dissipatifs. Ils s'expriment alors à travers des sources de bruit intrinsèques au capteur.

Les matériaux piézoélectriques se modélisent usuellement par un condensateur C (*propriétés diélectriques*) et une résistance R (*charges libres résiduelles*) en parallèle. Afin d'étudier les sources de bruit électriques à l'aide de la relation de Nyquist, l'admittance électrique liée à cette couche s'écrit alors comme :

$$Y_{elec} = 1 / Z_{elec} = 1 / R + j\omega C \quad (2.57)$$

où $1/R$ et ωC sont, respectivement, la conductance et la susceptance électriques du dipôle électrique. Sa susceptance peut être développée en deux termes. Ils correspondent, respectivement, à la partie réelle et à la partie imaginaire. Ils traduisent alors les pertes induites. Soit :

$$Y_{susc} = 1 / Z_{susc} = j\omega C = j\omega(\varepsilon' + j\varepsilon'') \frac{t_p W_p}{l_p} = -\omega\varepsilon'' \frac{t_p W_p}{l_p} + j\omega\varepsilon' \frac{t_p W_p}{l_p}.$$

Caractérisations des dispositifs

A l'aide des hypothèses précédentes, le bruit équivalent en tension $u_n(\omega)$ induit par Y_{susc} s'écrit alors :

$$\boxed{u_n(\omega) = \sqrt{4k_B T \operatorname{Re}\{Z_{susc}\}} = \sqrt{4k_B T \frac{\tan(\delta_{elec})}{\omega \varepsilon^s \frac{w_p t_p}{l_p}}} = \sqrt{4k_B T \frac{\tan(\delta_{elec})}{\omega C}} \quad (2.58)}$$

où k_B est la constante de Boltzmann, T la température en Kelvin, ω la pulsation, C la capacité de la couche piézoélectrique et $\tan(\delta_{elec}) = \varepsilon'' / \varepsilon'$ est le facteur de perte du matériau piézoélectrique. Ce dernier dépend généralement de la fréquence et permet de caractériser les imperfections du matériau diélectrique.

De façon analogue, le bruit équivalent en courant électrique $i_n(\omega)$ ou en charge $q_n(\omega)$ est donné par :

$$i_n(\omega) = \sqrt{4k_B T \operatorname{Re}\{1/Z_{susc}\}} = \sqrt{4k_B T \omega \varepsilon'' \frac{t_p w_p}{l_p}} = \sqrt{4k_B T \tan(\delta_{elec}) \omega C} \quad (2.59)$$

et

$$\boxed{q_n(\omega) = i_n / \omega = \sqrt{4k_B T \varepsilon'' \frac{t_p w_p}{\omega l_p}} = \sqrt{4k_B T \tan(\delta_{elec}) C / \omega} \quad (2.60)}$$

De même, le bruit équivalent en tension ou en courant induit par la résistance R , dans la couche piézoélectrique s'écrit :

$$u_n = \sqrt{4k_B T R}, \quad (2.61)$$

$$i_n = \sqrt{4k_B T / R}. \quad (2.62)$$

Le bruit total équivalent en courant ou en charge induit par cette impédance est alors la somme quadratique des diverses contributions (2.59) et (2.62), et s'écrit :

$$\boxed{i_n(\omega) = \sqrt{4k_B T (\tan(\delta_{elec}) \omega C + 1/R)} \quad (2.63)}$$

$$\boxed{q_n(\omega) = i_n / \omega = \sqrt{\frac{4k_B T}{\omega^2} (\tan(\delta_{elec}) \omega C + 1/R)} \quad (2.64)}$$

De façon analogue, le bruit mécanique induit le même type de comportement. L'impédance mécanique donnée par le modèle 1D et basée sur les équations constitutives s'écrit :

Caractérisations des dispositifs

$$Z_{mech} = -\frac{1}{2} t_{lam} \omega k_3 \frac{(1-n)c_{33}^E + n c_{33}^H}{j\omega} \operatorname{ctg} \frac{k_3 l}{2} = \frac{-t_{lam} \omega c_{33}}{j\omega l} = \frac{t_{lam} \omega c_{33}''}{\omega l} + j \frac{t_{lam} \omega c_{33}'}{\omega l}. \quad (2.65)$$

La partie réelle de l'impédance mécanique Z_{mech} est égale à :

$$\operatorname{Re}\{Z_{mech}\} = \frac{t_{lam} \omega c_{33}''}{\omega l} = \frac{t_{lam} \omega c_{33}''}{\omega l} \quad (2.66)$$

D'après le théorème 'Fluctuation – Dissipation' la partie réelle de $Z_{mech}^{E,H}$ génère une source de bruit de force s'exprimant à l'aide de la relation de Nyquist par :

$$f_n(\omega) = \sqrt{4k_B T \operatorname{Re}\{Z_{mech}\}} = \sqrt{4k_B T \frac{\omega t_{lam}}{\omega l} c_{33} \tan(\delta_{mech})}. \quad (2.67)$$

La capacité mécanique C_{mech} est donnée par :

$$C_{mech} = \frac{l}{c_{33} \omega t_{lam}}. \quad (2.68)$$

Soit :

$$f_n(\omega) = \sqrt{\frac{4k_B T \tan(\delta_{mech})}{C_{mech} \omega}} \quad (2.69)$$

Le bruit de vitesse de vibration $v_n(\omega)$ devient alors :

$$v_n(\omega) = \sqrt{4k_B T \operatorname{Re}\{1/Z_{mech}\}} = \sqrt{4k_B T \frac{\omega l c_{33}''}{t_{lam} \omega c_{33}^2}} \quad (2.70)$$

d'où

$$v_n(\omega) = \sqrt{4k_B T \omega C_{mech} \tan(\delta_{mech})}. \quad (2.71)$$

De même, le bruit de déplacement $x_n(\omega)$ devient :

$$x_n(\omega) = v_n(\omega) / \omega = \sqrt{4k_B T C_{mech} \tan(\delta_{mech}) / \omega} \quad (2.72)$$

La résistance mécanique R_{mech} établit une relation entre la force et la vitesse de vibration, traduisant un phénomène d'amortissement. Elle est égale au rapport entre la force appliquée et la vitesse de vibration dans le matériau. En pratique, le coefficient d'amortissement associé est déduit de la mesure de la vitesse de vibration en fonction de forces appliquées en régime dynamique et statique ($\partial v / \partial f \sim F_{statique}$). Soit $R_{mech} = m\omega_0 / Q_{mech}$

Caractérisations des dispositifs

où $1/Q_{mech}$ définit la perte mécanique associée à la viscosité du capteur. Le bruit de force s'écrit alors :

$$f_n = \sqrt{4k_B T R_{mech}} = \sqrt{4k_B T m \omega_0 / Q_{mech}} \quad (2.73)$$

Le bruit de la vitesse de vibration et le bruit de déplacement se réduisent alors, respectivement, à :

$$v_n = \sqrt{4k_B T / R_{mech}} = \sqrt{4k_B T Q_{mech} / m \omega_0} \quad (2.74)$$

et

$$x_n(\omega) = \frac{v_n}{\omega} = \frac{1}{\omega} \sqrt{4k_B T / R_{mech}} = \frac{1}{\omega} \sqrt{4k_B T Q_{mech} / m \omega_0} \quad (2.75)$$

L'expression du bruit mécanique de la force à basse fréquence s'exprime par :

$$f_n(\omega) = \sqrt{\frac{4k_B T \tan(\delta_{mech})}{C_{mech} \omega} + 4k_B T R_{mech}} \quad (2.76)$$

Aux basses fréquences, le bruit mécanique de la vitesse de vibration et le bruit mécanique de déformation deviennent, respectivement :

$$v_n = \frac{f_n}{|Z_{mech}|} = \sqrt{4k_B T \omega C_{mech} \tan(\delta_{mech}) + 4k_B T R_{mech} \omega^2 C_{mech}^2} \quad (2.77)$$

et

$$x_n(\omega) = \frac{v_n(\omega)}{\omega} = \sqrt{4k_B T R_{mech} C_{mech}^2 + 4k_B T C_{mech} \tan(\delta_{mech})} / \omega \quad (2.78)$$

À l'aide du couplage piézoélectrique, un bruit de charge q_n , apparait en sortie du capteur. Ce dernier s'écrit :

$$q_n = x_n \varphi_p \quad (2.79)$$

Soit :

$$q_n(\omega) = l e_{33,p} \sqrt{4k_B T R_{mech} C_{mech}^2 + 4k_B T C_{mech} \tan(\delta_{mech})} / \omega \quad (2.80)$$

Le bruit de charge total d'une couche piézoélectrique s'exprime alors par :

$$q_n(\omega) = \sqrt{4k_B T \left(R_{mech} C_{mech}^2 (l e_{33,p})^2 + \frac{C_{mech} \tan(\delta_{mech}) (l e_{33,p})^2}{\omega} + \frac{\tan(\delta_{elec}) C}{\omega} + \frac{1}{\omega^2 R} \right)} \quad (2.81)$$

Le circuit électrique équivalent du capteur ME - 1D comportant les diverses sources de bruit « électriques et mécaniques » est présenté en figure 2.15.

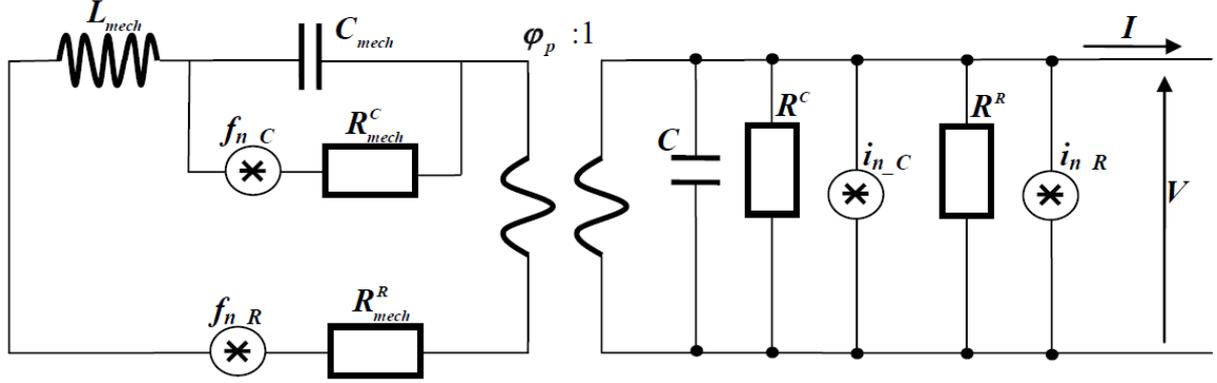


Figure 2.15 : Schéma équivalent du capteur ME comportant différentes sources de bruit mécanique et électrique associées.

2.5.2) Bruit magnétique équivalent (BME)

Toutes ces contributions de sources de bruit apparaissant dans la structure peuvent être globalisées en sortie ou ramenées à l'entrée de la chaîne de détection. Cette approche permet de définir un bruit magnétique équivalent en champ (BME) du capteur associé à son conditionneur. La densité spectrale du bruit magnétique équivalent caractérise les performances des capteurs magnétiques et/ou des magnétomètres. Afin de trouver l'expression du BME total du capteur et de sa chaîne de conditionnement, les contributions en bruit des pertes piézoélectrique, i_{n_piezo} , et thermomécanique, f_{n_mech} , doivent être prises en compte comme les sources principales de bruit dans cette analyse. Pour rappel, la sensibilité⁸ 1D du capteur en mode $L-L$ est donnée par (cf. équation (2.55)) :

$$\alpha_{ME}^O = \frac{1}{\mu_0} \frac{nt_p wd_{33,m} d_{33,p}}{(1-n)s_{33}^H + ns_{33}^E} \quad (2.82)$$

À partir de la définition du bruit magnétique équivalent d'un capteur ME, fonctionnant en mode $L-L$ est limité par les pertes piézoélectriques. Soit

$$b_{n_c}(f) = \left(\mu_0 \frac{n s_{33,p}^E + (1-n) s_{33,m}^H}{n d_{33,m} d_{33,p}} \right) \sqrt{\frac{4k_B T}{2\pi f l w t_p} \varepsilon_{33}^S \tan(\delta_{elec})} \quad (2.83)$$

où $b_{n_c}(f)$ est la densité spectrale du bruit magnétique équivalent, μ_0 est la perméabilité magnétique, n est le rapport entre l'épaisseur des couches magnétostrictive à piézoélectrique.

Pour la partie en résistive, $b_{n_R}(f)$ s'écrit:

⁸ Un tableau contenant le BME pour tous les modes ($L-L$, $L-T$, $T-L$ et $T-T$) est donné en annexe 2.2.

Caractérisations des dispositifs

$$b_{n_R} = \frac{q_n}{\alpha_{ME}^Q} = \mu_0 \frac{(1-n)s_{33}^H + ns_{33}^E}{nt_p wd_{33,m} d_{33,p}} \sqrt{\frac{4k_B T}{(2\pi f)^2 R}} \quad (2.84)$$

En prenant en compte le bruit de charge lié à la source de bruit mécanique (Eq. 2.76), le BME $b_{n_C_{mech}}(f)$ s'écrit alors comme :

$$b_{n_C_{mech}} = \mu_0 \frac{(1-n)s_{33}^H + ns_{33}^E}{nt_p wd_{33,m} d_{33,p}} \sqrt{l \frac{4k_B T}{\omega} \left(\frac{ld_{33,p}}{s_{33,p}} \right)^2 \frac{(1-n)s_{33}^H + ns_{33}^E}{(1-n)t_p w} \tan(\delta_{mech})} \quad (2.85)$$

$$b_{n_C_{mech}} = \mu_0 l \frac{(1-n)s_{33}^H + ns_{33}^E}{nt_p wd_{33,m} s_{33,p}} \sqrt{l \frac{4k_B T}{\omega} \frac{(1-n)s_{33}^H + ns_{33}^E}{(1-n)t_p w} \tan(\delta_{mech})} \quad (2.86)$$

Le BME résistif s'écrit comme :

$$b_{n_R_{mech}} = \mu_0 l \frac{(1-n)s_{33}^H + ns_{33}^E}{nt_p wd_{33,m} s_{33,p}} \sqrt{\frac{4k_B T}{\omega^2} \frac{Q_{mech}}{m\omega_0}} \quad (2.87)$$

À partir des expressions précédentes (2.83), (2.84), (2.85) et (2.87), nous pouvons évaluer le bruit équivalent en champ induit par ces diverses contributions. Soit :

$$b_n(f) = \left(\mu_0 \frac{n s_{33,p}^E + (1-n) s_{33,m}^H}{nt_p wd_{33,m} d_{33,p}} \right) \sqrt{\frac{4k_B T}{2\pi f} \left(\frac{wt_p}{l} \varepsilon_{33}^S \tan(\delta_{piezo}) + \frac{1}{2\pi f R} + l \left(\frac{ld_{33,p}}{s_{33,p}} \right)^2 \frac{(1-n)s_{33}^H + ns_{33}^E}{(1-n)t_p w} \tan(\delta_{mech}) + \frac{1}{2\pi f} \frac{Q_{mech}}{m\omega_0} \right)} \quad (2.88)$$

En considérant l'origine des sources de bruit, l'équation (2.88) se décompose en quatre parties après simplifications (cf. annexe 2.3) :

1° le BME dû à la perte diélectrique :

$$b_{n_C} = \frac{\mu_0 s_{33,m} s_{33,p}}{nd_{33,m} d_{33,p} s} \sqrt{\frac{4k_B T \varepsilon_{33}^S \tan(\delta_{elec})}{\omega V_p}} \quad (2.89)$$

2° le BME dû à la perte résistive électrique :

$$b_{n_R} = \frac{\mu_0 s_{33,m} s_{33,p}}{n\omega d_{33,m} d_{33,p} s_{33}} \sqrt{\frac{4k_B T}{\rho_{elec} V_p}} \quad (2.90)$$

3° le BME dû à la perte mécanique

$$b_{n_C_{mech}} = \frac{\mu_0 s_{33,m}}{n d_{33,m}} \sqrt{\frac{4k_B T \tan(\delta_{mech})}{s_{33} \omega V}} \quad (2.91)$$

4° le BME dû à la perte mécanique visqueuse

$$b_{n_R_{mech}} = \frac{\mu_0 s_{33,m}}{n d_{33,m}} \sqrt{\frac{4k_B T \pi \sqrt{\rho / s_{33}}}{w t Q_{mech}}} \quad (2.92)$$

À partir de l'équation (2.92), il est possible d'exprimer le bruit magnétique équivalent induit par le bruit mécanique du capteur. Soit :

$$b_{n_mech} = \frac{1}{\alpha_{ME}^Q} \frac{d_{33,p}}{\left(1 - \frac{s_{33,p}^E}{s_{33,m}^H}\right) n^2 - \left(2 - \frac{s_{33,p}^E}{s_{33,m}^H}\right) n + 1} \sqrt{4k_B T \omega_0 m_{mass} / Q_{mech}} \quad (2.93)$$

En ne prenant en compte que le coefficient de charge ($\alpha_{ME}^Q = \frac{1}{\mu_0} \frac{t_p w d_{33,m} d_{33,p}}{n s_{33}^E + (1-n) s_{33}^H}$), le bruit magnétique équivalent du capteur⁹ se réduit à :

$$b_{n_mech} = \frac{\mu_0 s_{33,m}^H}{w t_p n (1-n) d_{33,m}} \sqrt{4k_B T \omega_0 m_{mass} / Q_{mech}} \quad (2.94)$$

Il est à noter que l'équation (2.94) est indépendante de la fréquence. La figure 2.16 représente le comportement en fréquence des différentes densités spectrales de BME intrinsèque d'un capteur ME lamellaire.

⁹ Un tableau regroupant les contributions des sources de bruit dans un capteur ME lamellaires est donné en annexe 2.3.

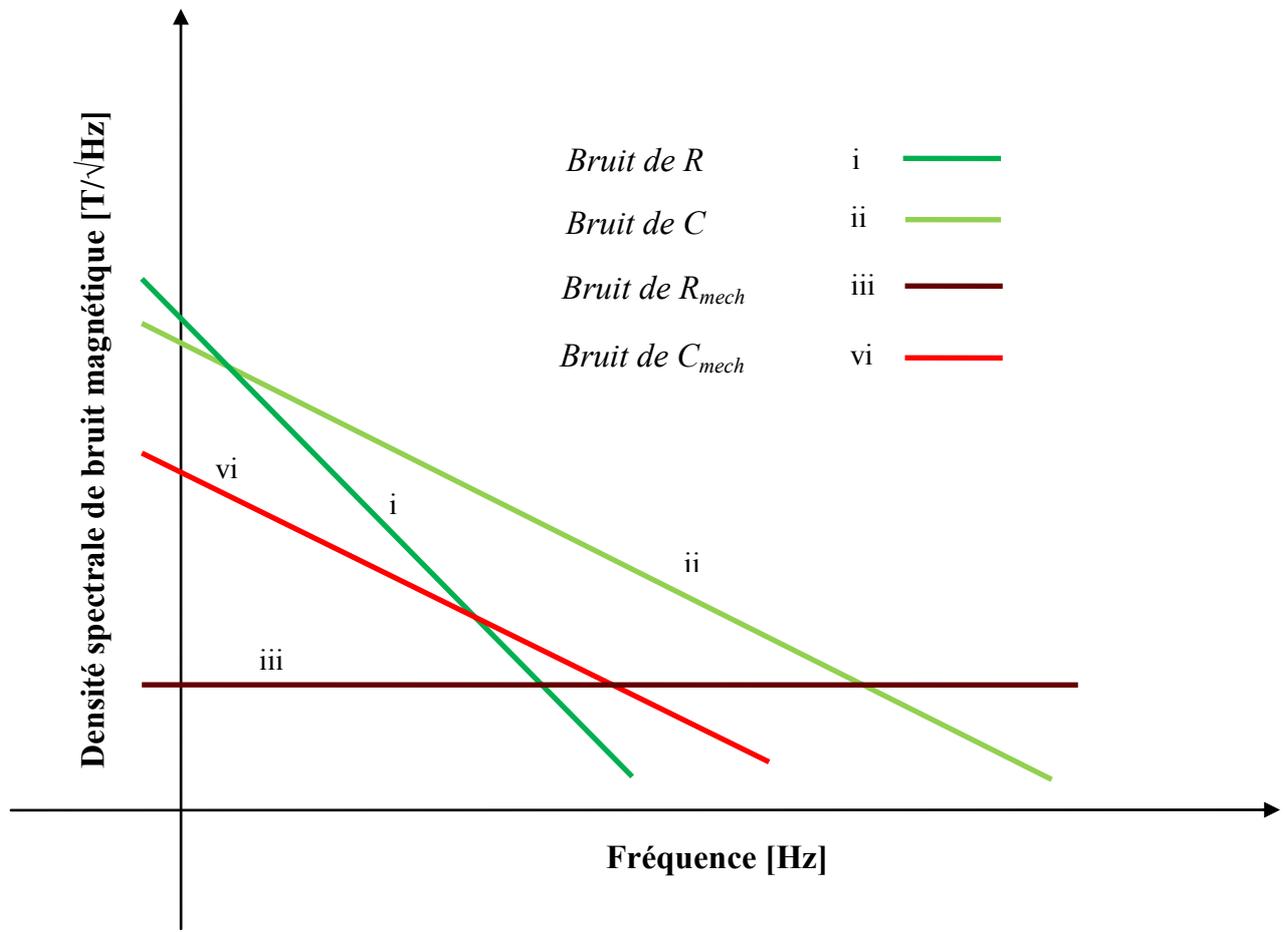


Figure 2.16 : Allures des densités spectrales de bruit magnétique équivalent intrinsèque et induites, respectivement, par les pertes (*cf.* figure 2.15) électriques induites par R et C , et les pertes mécaniques induites par R_{mech} et C_{mech} (courbes verte foncé (i), verte (ii), rouge foncé (iii), rouge (iv)) pour un capteur ME.

2.5.3) Conclusion

Les sources de bruit dans un capteur ME lamellaire en termes de bruit intrinsèque équivalent en champ ont été analysées. Les contributions de bruit de chacune des sources possèdent des dépendances en fréquence propre. La densité spectrale de bruit équivalent en champ induite par la perte diélectrique présente une dépendance $1/\sqrt{f}$; elle domine aux basses fréquences. Par contre, le bruit provenant de la perte mécanique domine aux fréquences plus élevées et il est indépendant de la fréquence (bruit blanc).

2.6) Conclusion du chapitre 2

Une modélisation en 1D et 2D d'un capteur ME en mode $L-L$ a été effectuée dans ce chapitre. Les expressions des formules de BME en T/\sqrt{Hz} ont été introduites à partir des différentes contributions théoriques de bruit apparaissant dans le dispositif. Ces sources de bruit sont principalement induites par les diverses pertes du matériau hétérogène (pertes dans

Caractérisations des dispositifs

le matériau piézoélectrique et pertes mécaniques). A l'aide de ces analyses, les sources de bruit intrinsèques sont analysées et modélisées. Par la suite, les sources de bruit extrinsèques associées à la chaîne d'amplification sont intégrées afin de développer un modèle global permettant d'évaluer le bruit magnétique équivalent en champ du système instrumenté. Le modèle développé servira par la suite à confronter les résultats expérimentaux à la théorie et à définir les pistes d'optimisation de ces dispositifs.

Références du Chapitre 2 :

- [1] H.-C. He, J. Ma, Y. Lin et C. W. Nan, «Influence of relative thickness on multiferroic properties of bilayered $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.52}\text{Ti}_{0.48})\text{O}_3\text{-CoFe}_2\text{O}_4$ thin films,» *J. Appl. Phys.*, vol. 104, p. 114114, 2008.
- [2] C. Y. Lo, S. H. Choy, S. W. Or et H. L. W. Chan, «Magnetolectric effect in lead-free BNKLT ceramic/terfenol-D continue fiber composite laminates,» *J. Appl. Phys.*, vol. 107, p. 093907, 2010.
- [3] J. Ryu, A. V. Carazo, K. Uchino et H.-E. Kim, «Magnetolectric properties in piezoelectric and magnetostrictive laminate composites,» *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 40, pp. 4948-4951, 2001.
- [4] J. Jiao, L. Li, B. Ren, H. Guo, H. Deng, W. Di, X. Zhao, W. Jing et H. Luo, «Parallel multilayer magnetolectric composite based on $(12x)\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})_2\text{-xPbTiO}_3$ and Terfenol-D coupled with charge mode amplifier,» *J. Appl. Phys.*, vol. 111, p. 043909, 2012.
- [5] M. I. Bichurin, V. M. Petrov et G. Srinivasan, «Theory of low-frequency magnetolectric effects in ferromagnetic-ferroelectric layered composites,» *J. Appl. Phys.*, vol. 92, p. 7681, 2002.
- [6] S. Dong, J.-F. Li et D. Viehland, «Longitudinal and Transverse Magnetolectric Voltage Coefficients of Magnetostrictive/Piezoelectric Laminate Composite:Experiments,» *IEEE Trans. on ultrasonics Ferr. and Freq. Control*, vol. 51, p. 79, 2004.
- [7] A. Idahosa et R. G. Rojas, «Theoretical model for the magnetolectric effect in magnetostrictive/piezoelectric composites,» *Phys. Rev. B*, vol. 82, p. 174415, 2010.
- [8] M. I. Bichurin, V. M. Petrov et G. Srinivasan, «Theory of low-frequency magnetolectric coupling in magnetostrictive-piezoelectric bilayers,» *Phys. Rev. B*, vol. 68, p. 054402, 2003.
- [9] S. Dong et J. Zhai, «Equivalent circuit method for static and dynamic analysis of magnetolectric laminated composites,» *Chinese Science Bulletin*, vol. 53, p. 2113, 2008.
- [10] M. Brissaud, «Matériaux piézoélectriques,» *Presses polytechniques et universitaires Romandes*, 2007.
- [11] E. Liverts, A. Grosz, B. Zadov, M. I. Bichurin, Y. J. Pukinskiy, S. Priya, D. Viehland et E. Paperno, «Demagnetizing factors for two parallel ferromagnetic plates and their applications to magnetolectric laminated sensors,» *J. Appl. Phys.*, vol. 109, p. 07D703, 2011.
- [12] X. Cui et S. Dong, «Theoretical analyses on effective magnetolectric coupling

- coefficients in piezoelectric/piezomagnetic laminates,» *J. Appl. Phys.*, vol. 109, p. 083903, 2011.
- [13] Z. Wang, R. Zhang, E. Sun et W. Cao, «Contributions of domain wall motion to complex electromechanical coefficients of $0.62\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3-0.38\text{PbTiO}_3$ crystals,» *J. Appl. Phys.*, vol. 107, p. 014110, 2010.
- [14] S. A. Gridnev, A. N. Tsotsorin et A. V. Kalgin, «Low-frequency $1/f$ noise in relaxor ferroelectric PMN–PZT,» *Phys. Stat. Sol.*, vol. 245, p. 224, 2008.
- [15] F. A. Levinzon, «Noise of Piezoelectric Accelerometer With Integral FET Amplifier,» *IEEE Sensors J.*, vol. 5, p. 1235, 2005.
- [16] L. Chen, X. M. Xiong, H. Meng, P. Lv et J. X. Zhang, «Migration and redistribution of oxygen vacancy in barium titanate ceramics,» *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, p. 071916, 2006.
- [17] W. P. Chen, H. L. W. Chan, F. C. H. Yiu, K. M. W. Ng et P. C. K. Liu, «Water-induced degradation in lead zirconate titanate piezoelectric ceramics,» *Appl. Phys. Lett.*, vol. 80, p. 3587, 2002.
- [18] T. H. Stievater, W. S. Rabinovich, N. A. Papanicolaou, R. Bass et J. B. Boos, «Measured limits of detection based on thermal-mechanical frequency noise in micromechanical sensors,» *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, p. 051114, 2007.
- [19] T. B. Gabrielson, «Mechanical-Thermal Noise in Micromachined Acoustic and Vibration sensors,» *IEEE Trans. Electron. Dev.*, vol. 40, p. 903, 1993.
- [20] A. N. Cleland, «Thermomechanical noise limits on parametric sensing with nanomechanical resonators,» *New Journal of Physics*, vol. 7, p. 235, 2005.
- [21] J.-p. Zhou, H.-c. He, Z. Shi, G. Liu et C.-W. Nan, «Dielectric, magnetic, and magnetoelectric properties of laminated $\text{PbZr}_{0.52}\text{Ti}_{0.48}\text{O}_3/\text{CoFe}_2\text{O}_4$ composite ceramics,» *J. Appl. Phys.*, vol. 100, p. 094106, 2006.
- [22] J. Liu, Y. Zhang, Y. Lin et C. W. Nan, «Magnetoelectric coupling in $\text{BaTiO}_3 / \text{NiFe}_2\text{O}_4 / \text{BaTiO}_3$ ($n=1,2,3,4$) multilayered thin films,» *J. Appl. Phys.*, vol. 105, p. 083915, 2009.
- [23] Z. Xing, J. Li et D. Viehland, «Noise and scale effects on the signal-to-noise ratio in magnetoelectric laminate sensor/detection units,» *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, p. 182902, 2007.
- [24] B. Howe, «Low frequency noise and infrasound associated with wind turbine generator systems a literature review,» *HGC Engineering*, 1010.
- [25] G. Leventhall, P. Pelmeur et s. Benton, «A Review of Published Research on Low

Frequency Noise and its Effects,» *Defra website*, 2003.

- [26] L. Chen, P. Li, Y. Wen et J. Qiu, «The magnetostrictive material effects on magnetic field sensitivity for magnetoelectric sensor,» *J. Appl. Phys.*, vol. 111, p. 07E503, 2012.
- [27] H.-M. Zhou, C. Li, L.-M. Xuan, J. Wei et J.-X. Zhao, «Equivalent circuit method research of resonant magnetoelectric characteristic in magnetoelectric laminate composites using nonlinear magnetostrictive constitutive model,» *Smart mater. Struct.*, vol. 20, p. 035001, 2011.
- [28] X. Zhuang, M. Lam Chok Sing, S. Saez, C. Cordier, C. Dolabdjian, J. Gao, J. Li et D. Viehland, «Theoretical analysis of the intrinsic magnetic noise spectral density of magnetostrictive-piezoelectric laminated composites,» *J. Appl. Phys.*, vol. 109, p. 124512, 2011.
- [29] B. Bao et Y. Luo, «Theory of magnetoelectric effect in laminate composites considering two-dimensional internal stresses and equivalent circuit,» *J. Appl. Phys.*, vol. 109, p. 094503, 2011.
- [30] P. R. Saulson, «Thermal noise in mechanical experiments,» *Phys. rev. D*, vol. 42, p. 2437, 1990.

Chapitre 3

Caractérisation des dispositifs

Il existe plusieurs critères permettant de décrire les performances d'un capteur magnétique telles que le bruit magnétique équivalent, le volume, le poids, la température de fonctionnement, la puissance consommée, la réponse spatiale, le coût, etc... [1]. La densité spectrale de bruit magnétique équivalent caractérise la résolution d'un capteur magnétique dans une bande passante de 1 Hz (en $T/\sqrt{\text{Hz}}$, $A/m/\sqrt{\text{Hz}}$, $G/\sqrt{\text{Hz}}$...). Le SQUID, un capteur de flux magnétique ultra-sensible, présente un niveau de bruit qui avoisine les quelques $fT/\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 Hz. D'autres capteurs magnétiques tels que les fluxgates et les sondes de Hall ont, quant à eux, des niveaux de bruit de l'ordre du $pT/\sqrt{\text{Hz}}$ et du $nT/\sqrt{\text{Hz}}$.

La limite de détection d'un capteur magnétique est déterminée, principalement, par sa sensibilité et les sources de bruit intrinsèques ou extrinsèques au dispositif. Pour un capteur ME la sensibilité dépend des propriétés telles que la magnétostriction et la piézoélectricité. Les sources de bruit liées aux phénomènes désordonnés provoquent diverses fluctuations. Ces dernières masquent l'amplitude des signaux magnétiques observables. L'analyse des performances du capteur requiert donc une bonne connaissance des contributions en bruit et des équations physiques (décrivant le fonctionnement du dispositif) mais également une mise en œuvre optimale tant en terme d'instrumentation que des conditions de mesure !

La première partie de ce chapitre présente donc l'environnement de mesure dans lequel nous avons mené nos expériences, notamment, la chambre magnétiquement blindée du laboratoire. Ensuite, les chaînes d'instrumentation utilisées, sous forme d'amplificateur de charge ou d'amplificateur de tension, seront décrites et analysées. Leur impact sur le niveau de bruit magnétique équivalent observable sera donné.

Par la suite, les principaux résultats de caractérisations (sensibilité, bruit intrinsèque, ...) des capteurs étudiés seront présentés. Ces résultats ayant conduit à des progrès majeurs, les voies d'optimisation qui en ont découlé seront explicitées et détaillées.

Enfin, l'état de l'art des performances des capteurs réalisées sera présenté et analysé au regard du niveau de bruit des amplificateurs utilisés. L'impact des électrodes interdigitées et de l'environnement expérimental de la mesure sur les performances observées sera également discuté. Pour conclure, des techniques de modulation utilisant le comportement non linéaire du capteur et permettant d'améliorer, en théorie, le niveau de bruit et la détection de signaux aux très basses fréquences seront exposées.

3.1) Environnement et dispositifs de mesure

Les mesures de bruit d'un capteur dépendent de l'environnement, de la chaîne d'amplification et des conditions de mesure. Afin d'optimiser l'environnement électromagnétique de la mesure, il est généralement nécessaire de réaliser un très bon blindage vis-à-vis des perturbations présentes dans le laboratoire.

3.1.1) La chambre blindée amagnétique

Le blindage magnétique est indispensable à la bonne caractérisation en bruit des capteurs magnétiques. La majeure partie de nos expériences a été menée dans la chambre amagnétique dont dispose le laboratoire. L'efficacité d'une chambre blindée est décrite par deux facteurs principaux : l'atténuation du champ magnétique extérieur et l'uniformité du champ résiduel à l'intérieur de la chambre. Ceux-ci dépendent de la géométrie, de l'épaisseur et de la perméabilité des couches de matériaux constituant la chambre blindée [2].



Figure 3.1 : Chambre blindée du laboratoire utilisée pour nos caractérisations.

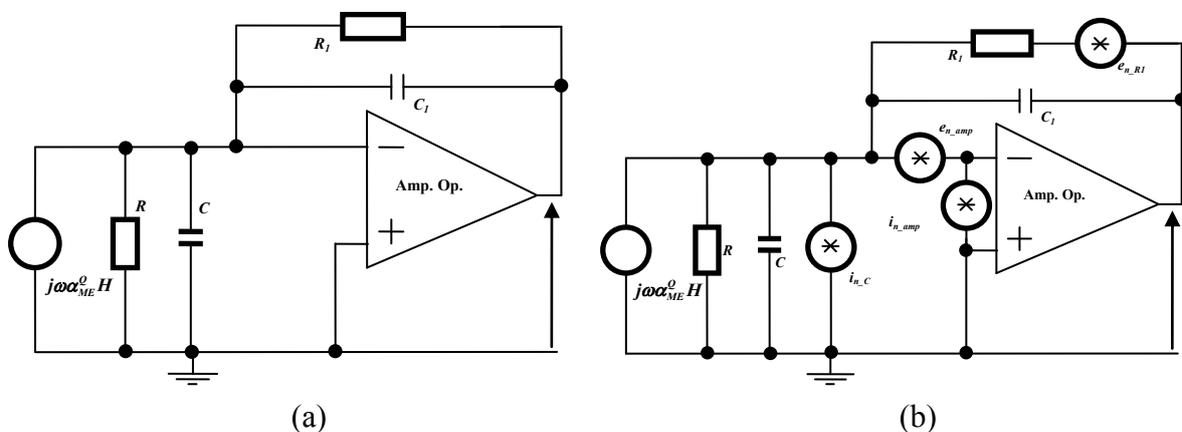
Nos mesures ont été effectuées dans la chambre blindée amagnétique du laboratoire ($2\text{ m} \times 1,6\text{ m} \times 1,9\text{ m}$). Elle est constituée de 6 couches de différents métaux (successivement une couche de fer doux de 2 mm, deux couches de Mu-métal de 1,5 mm, une couche d'aluminium de 10 mm et deux couches de Mu-métal de 1,5 mm). Elles sont espacées d'environ 8 cm. Cette chambre blindée possède une atténuation variable en fréquence (atténuation minimale d'une centaine pour $f < 10\text{ Hz}$), avec un facteur d'atténuation de 1700 en statique. Le bruit blanc magnétique résiduel dans cette chambre blindée est inférieur à $17\text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ en zone de bruit blanc, pour des fréquences supérieures à 1 kHz.

3.1.2) Amplification à faible bruit : préamplificateurs

Un capteur ME peut être considéré comme un générateur de tension ou un générateur de charge contrôlé par le champ magnétique à détecter. L'utilisation d'un simple amplificateur de tension ou de charge doit permettre d'amplifier le signal utile. Néanmoins, nous ne pourrions pas séparer le capteur ME de son circuit d'amplification dans l'étude des performances du système. Pour analyser un tel système, nous associerons la sensibilité du capteur à la fonction de transfert du système et évaluerons le bruit à partir du bruit de tension apparaissant en sortie de chaîne. L'amplificateur de charge sert à convertir en tension et à amplifier les faibles charges électriques générées sur les surfaces de la phase piézoélectrique et captées par les électrodes. Le facteur de conversion de ce montage dépend de la capacité d'intégration du circuit amplificateur. En ce qui concerne l'amplificateur de tension, il est simplement utilisé pour amplifier la tension induite aux bornes de la phase piézoélectrique et apparaissant aux bornes des électrodes. Les sources de bruit de ces montages dépendent principalement des résistances utilisées et des sources de bruit internes à l'amplificateur opérationnel mis en oeuvre. Un bon amplificateur (dit faible bruit) contribuera à minima au bruit global de la chaîne.

3.1.2.1) Amplificateur de charge

L'expression du bruit magnétique équivalent (BME) du capteur ME s'établit à partir du modèle de bruit du circuit de charge présenté en figure 3.2. Ici, le capteur ME est modélisé comme un générateur de charge contrôlé par H , le champ magnétique appliqué, en parallèle avec une capacité C et une résistance R . Cette résistance et cette capacité représentent les paramètres équivalents du capteur. Il est à noter que ces paramètres varient en fonction de la fréquence. Lors de nos premières caractérisations, nous avons utilisé une résistance R_I de $10\text{ G}\Omega$ et une capacité C_I de 100 pF (considérée sans perte) afin d'amplifier suffisamment le signal utile. Nous avons utilisé comme amplificateur à faible bruit un LTC6240 de 'Linear Technology'. Ce dernier possède un bruit équivalent en tension ramené à ses entrées, noté e_{n_amp} , de $7\text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ et un niveau de bruit en courant ramené à l'entrée, noté i_{n_amp} , de $0,6\text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$.



Caractérisations des dispositifs

Figure 3.2 : Schéma de l'amplificateur de charge mis en œuvre et associé à l'élément ME (a) et son schéma incluant les diverses sources de bruit (b). ($R_I = 10 \text{ G}\Omega$, $C_I = 100 \text{ pF}$, $e_n = 7 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ ($f_c = 10 \text{ Hz}$), $i_n = 0,6 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$.)

La fonction de transfert $T_r^O(f)$ (en V/T) de cette chaîne de mesure est fonction du coefficient de charge $\alpha_{ME}^O(f)$. Elle est donnée par :

$$T_r^O(f) = \frac{\alpha_{ME}^O(f)}{C_I} \cdot \left(\frac{j(2\pi f)R_I C_I}{1 + j(2\pi f)R_I C_I} \right). \quad (3.1)$$

Cette fonction de transfert peut être simplifiée pour des fréquences $f \gg 1/(2\pi R_I C_I)$, ce qui correspond à nos mesures, par :

$$T_r^O(f) = \frac{\alpha_{ME}^O(f)}{C_I}. \quad (3.2)$$

Il est à noter que cette fonction de transfert dépend principalement du coefficient de charge du capteur ME et de la capacité C_I du circuit. Idéalement, une capacité de faible valeur augmente le transfert de la chaîne de mesure.

Les sources de bruit associées à l'amplificateur de charge contribuent à la densité spectrale de bruit en tension, $e_{n_elec_O}(f)$, apparaissant en sortie de chaîne. Elle s'écrit :

$$e_{n_elec_O}(f) = \left\{ \left(\frac{R_I}{\sqrt{(2\pi f R_I C_I)^2 + 1}} \sqrt{\frac{4k_B T}{R_I}} \right)^2 + \left(\frac{R + R_I}{R} \frac{\sqrt{(2\pi f R_p C_p)^2 + 1}}{\sqrt{(2\pi f R_I C_I)^2 + 1}} e_{n_amp} \right)^2 + \left(\frac{R_I}{\sqrt{(2\pi f R_I C_I)^2 + 1}} i_{n_amp} \right)^2 \right\}^{1/2} \quad (3.3)$$

où R est la résistance équivalente des couches piézoélectriques, $R_p = R/R_I$ et $C_p = C/C_I$. Le matériau piézoélectrique n'est pas un isolant parfait. Néanmoins, nous admettons que $R \gg R_I$.

Les contributions du bruit thermique de la résistance R_I et du bruit en courant i_n de l'amplificateur sont, respectivement, le premier et le troisième terme dans la partie droite de l'équation (3.3). Tous deux présentent une densité spectrale de bruit qui varie en $1/f$ dans notre plage de mesure. La contribution en bruit due à la source de tension de bruit e_{n_amp} de l'amplificateur correspond, quant à elle, à un bruit 'blanc'. La densité spectrale de BME ramenée au niveau du capteur est alors donnée par :

$$b_n^O(f) = \frac{1}{\alpha_{ME}^O} \sqrt{\frac{1}{(2\pi f)^2} \left(i_{n_amp}^2(f) + \frac{4k_B T}{R_I} \right) + (C_I + C)^2 e_{n_amp}^2(f)}. \quad (3.4)$$

À partir de cette expression, il est possible d'évaluer le BME du système induit par les sources de bruit de la chaîne de conditionnement. Nous pouvons noter que la contribution en bruit de la résistance R_I et de la source de bruit en courant i_n de l'amplificateur domine aux basses fréquences contrairement à la contribution de bruit en tension e_n qui domine à haute fréquence.

Caractérisations des dispositifs

Si la valeur de la capacité du capteur, C , est plus grande que celle de C_1 , le niveau du bruit blanc dépendra directement du produit de $e_{n_amp} \times (C/C_1)$.

3.1.2.2) Amplification de tension

De façon analogue, le circuit de tension amplifie les signaux générés par le capteur ME. Le modèle de bruit équivalent est évalué pour le circuit d'amplification en tension présenté en figure 3.3. Le capteur ME est modélisé par une source de tension contrôlée par le champ magnétique appliqué, H . Elle apparaît en série avec une paire de résistances R et une capacité C . Ces deux éléments sont, respectivement, la résistance et la capacité équivalente du capteur ME. La source de bruit intrinsèque du capteur est liée principalement à la dissipation électrique de la phase piézoélectrique. La résistance R_x , qui possède une grande valeur ($10 \text{ G}\Omega$), sert à la polarisation de l'amplificateur. Les résistances R_1 et R_2 établissent le gain en tension de l'étage d'amplification : $Gain = 1 + \frac{R_2}{R_1}$. Les différentes sources de bruit sont présentées en figure 3.3. Usuellement, nous utilisons un amplificateur opérationnel 'LTC6240'.

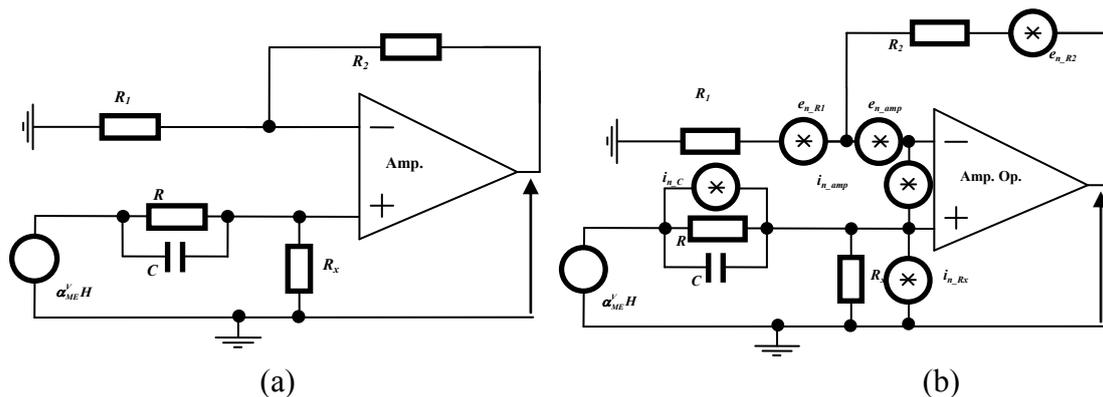


Figure 3.3 : Schéma de l'amplificateur de tension LTC6240 mis en œuvre et associé à l'élément ME (a) et son schéma incluant les diverses sources de bruit (b). ($R_x = 10 \text{ G}\Omega$, $R_2 = 3,3 \text{ k}\Omega$, $R_1 = 100 \text{ }\Omega$, $e_{n_amp} = 7 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ ($f_c = 10 \text{ Hz}$), $i_{n_amp} = 0,6 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$.)

La fonction de transfert (en V/T) de cette chaîne de mesure et en fonction du coefficient de tension est donnée par :

$$T_r^V(f) = \alpha_{ME}^V(f) \left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right) \left(\frac{R_x}{R_x + R}\right) \left(\frac{1 + j\omega RC}{1 + j\omega \frac{RR_x}{R_x + R} C}\right) \quad (3.5)$$

En pratique, $R \gg R_x$ et cette expression se réduit alors à :

Caractérisations des dispositifs

$$T_r^V(f) = \alpha_{ME}^V(f) \left(1 + \frac{R_2}{R_1} \right) \left(\frac{j\omega R_x C}{1 + j\omega R_x C} \right). \quad (3.6)$$

Il est à noter que si la résistance R_x est trop faible, une fréquence de coupure apparaîtra à basse fréquence. Cette dernière dépend de la capacité, C , modélisant le capteur ME et de la résistance, R_x .

Dans la bande passante du système, la fonction de transfert se réduit à :

$$T_r^V(f) = \left(1 + \frac{R_2}{R_1} \right) \alpha_{ME}^V(f). \quad (3.7)$$

Les sources de bruit associées à l'amplificateur de tension contribuent à la densité spectrale de bruit en tension, $e_{n_elec_V}(f)$, apparaissant en sortie de chaîne. Elle s'écrit :

$$e_{n_elec_V}(f) = \left(1 + \frac{R_2}{R_1} \right) \left(\left(e_{n_amp}^2 + (R_1 // R_2)^2 i_{n_amp}^2 + \left(\frac{RR_x}{R + R_x} \right)^2 \frac{1}{1 + \left(\frac{RR_x}{R + R_x} C\omega \right)^2} (i_{n_amp}^2 + i_{n_R_x}^2 + i_{n_R}^2) \right) \right)^{1/2}. \quad (3.8)$$

La densité spectrale de BME ramenée en entrée est alors donnée par :

$$b_n^V(f) = \frac{1}{\alpha_{ME}^V} \sqrt{ \frac{i_{n_amp}^2(f)}{(2\pi f)^2} + \frac{e_{n_amp}^2}{R_x^2 (2\pi f)^2} + \frac{e_{n_amp}^2}{RR_x (2\pi f)^2} + \frac{4k_B T}{R_x (2\pi f)^2} }. \quad (3.9)$$

3.1.3) Conclusion

Qu'il soit utilisé un amplificateur de charge ou de tension, la source de bruit de courant de l'amplificateur opérationnel, i_{n_amp} , domine le bruit de fond à basse fréquence et présente une dépendance en $1/f$ en termes de densité spectrale. Aux basses fréquences, une stratégie d'optimisation de bruit du circuit d'amplification porte sur deux principaux points :

- i) la réduction du bruit en courant de l'amplificateur,
- ii) la recherche d'une résistance, R_l , de forte valeur si le circuit de charge possède une faible capacité C_l . De plus, cette valeur de résistance permet d'augmenter le gain de la fonction de transfert.

3.2) Caractérisations des dispositifs ME

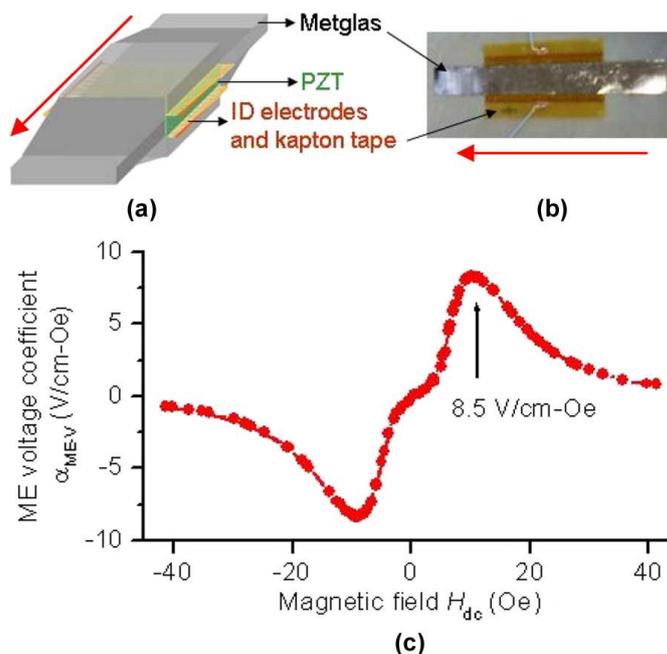
Dans la section précédente, nous avons évalué les contributions des sources de bruit des circuits d'amplification. Il est à noter que ces sources de bruit peuvent être non négligeables ! Par la suite, nous utiliserons ce modèle lors de l'analyse des résultats expérimentaux. Les prochains paragraphes présenteront les capteurs ME étudiés et la méthode de caractérisation de ces dispositifs jusqu'à l'évaluation du BME.

3.2.1) Échantillons et configuration expérimentale

Au regard de sa forte magnétostriction, le Terfenol-D [3] est souvent utilisé comme phase magnétostrictive pour réaliser l'effet ME. Cependant, ce matériau est difficile à mettre en œuvre, présente une faible résistivité (proche des matériaux métalliques) et sont donc sujet à des courants de Foucault à hautes fréquences, induisant des pertes non négligeables. Afin de pallier à ces problèmes technologiques, nos capteurs ont été fabriqués à l'aide d'un matériau ferromagnétique, le Metglas [4] qui offre également de bonnes propriétés magnétiques.

Les échantillons MEs que nous avons caractérisés sont fabriqués par l'empilement et le collage de couches magnétostrictives Metglas et piézoélectriques en PZT (ou PMN-PT) [5].

Les couches isolantes sont réalisées en 'Kapton' et portent des électrodes interdigitées en cuivre. Ces dernières sont collées à l'aide d'une résine d'époxy sur les surfaces opposées d'une couche comportant 5 fibres de PZT de 200 μm d'épaisseur. Nous obtenons ainsi une structure dite multi-push-pull. La dimension de chacune des fibres de PZT est de 40 mm \times 2 mm \times 0,2 mm. La distance entre les électrodes interdigitées varie de 850 μm à 1,5 mm selon les capteurs. Les couches magnétostrictives (6 couches), Metglas à base de fer (2605SA1), ont une épaisseur de 25 μm , une largeur de 10 mm et une longueur de 80 mm, avec une valeur de magnétostriction à saturation de 27 ppm et un champ d'induction à saturation de 1,56 T. Afin d'obtenir une certaine épaisseur de la phase magnétostrictive, plusieurs rubans de Metglas sont collés à l'aide d'une résine époxy sous une presse hydraulique. Puis, elles sont assemblées aux couches de Metglas afin d'obtenir la structure multicouche finale. La figure 3.4 (a) et (b) présentent, respectivement, la structure complète et la photo d'un capteur ME de type multi-push-pull. La flèche en rouge indique l'axe de sensibilité.



Caractérisations des dispositifs

Figure 3.4 : (a) Vue schématique et (b) présentation d'un capteur de type 'multi-push-pull'. Sa sensibilité en tension α_{ME}^V en fonction du champ magnétique statique appliqué, H_{dc} , est donnée en (c). [6]

La réponse MEs des dispositifs étudiés est établie par la mesure de la tension induite aux bornes des électrodes interdigitées à l'aide d'un détecteur synchrone et ce, en fonction du champ statique H_{dc} . Le champ de référence détecté et généré par une bobine de Helmholtz a une amplitude d'environ 1 Oe et une fréquence de 1 kHz. Les champs statique et alternatif sont appliqués dans la direction de l'axe de sensibilité. La figure 3.4 (c) présente une courbe de mesure du coefficient ME de tension en fonction du champ statique H_{dc} pour une structure de six couches de Metglas sur les couches des fibres de PZT [7-9]. Il est à noter que le coefficient ME augmente en fonction de H_{dc} et atteint un maximum pour une valeur d'environ 8 Oe. En pratique, le point de polarisation en champ est induit par deux aimants afin d'optimiser la sensibilité du dispositif.

La figure 3.5 présente la configuration de mesure utilisée dans notre chambre blindée. Le capteur ME est excité par un signal magnétique généré par une paire de bobines de Helmholtz. Un analyseur de spectre (HP 3562A) permet d'évaluer la sensibilité, les densités spectrales de bruit en tension et équivalentes en champ du dispositif sous test.

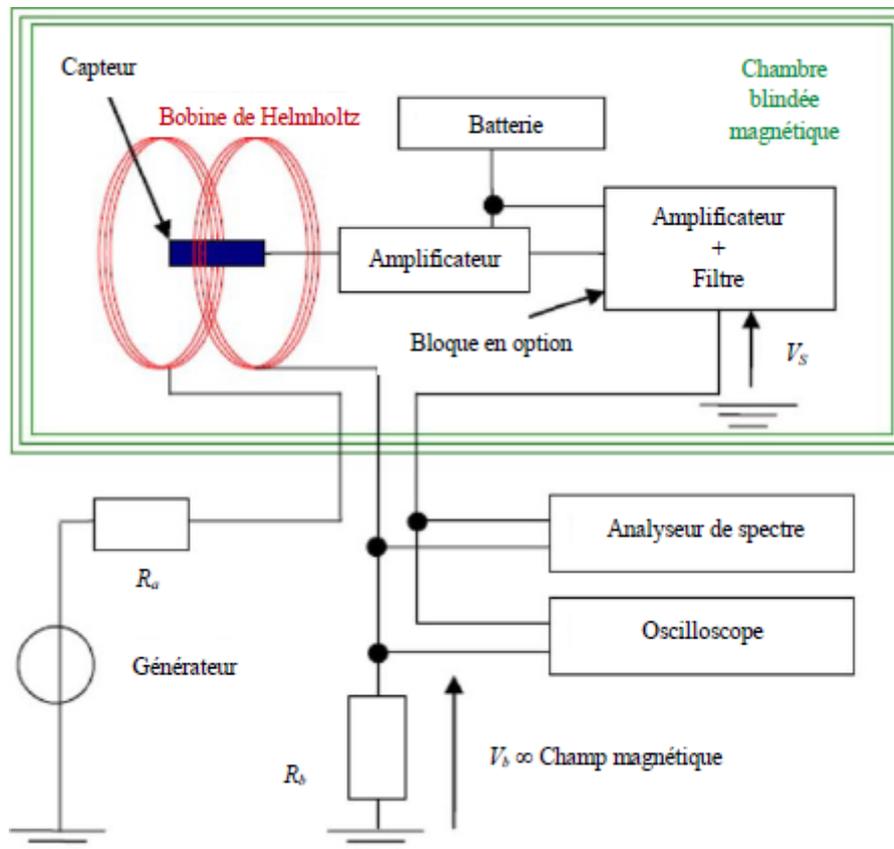


Figure 3.5 : Synoptique du banc de caractérisation des échantillons MEs.

3.2.2) Analyses théoriques du bruit

En tenant compte de l'analyse précédente de la section 3.1.2), il est possible de regrouper toutes les contributions de sources de bruit (capteur ME + circuit d'amplification). Les expressions complètes des densités spectrales de bruit équivalent en tension et en champ sont alors données, respectivement, par :

$$\begin{aligned}
 e_n^2(f) = Gain \times & \left\{ \left(\frac{2\pi f R_1}{\sqrt{(2\pi f R_1 C_1)^2 + 1}} \frac{d_{33,p}}{\left(1 - \frac{s_{33,p}^E}{s_{33,m}^H}\right) n^2 - \left(2 - \frac{s_{33,p}^E}{s_{33,m}^H}\right) n + 1} \sqrt{4k_B T \omega_{res} m_{mass}/Q_{mech}} \right)^2 \right. \\
 & + \left(\frac{R_1}{\sqrt{(2\pi f R_1 C_1)^2 + 1}} \sqrt{4k_B T C 2\pi f \tan(\delta_{elec})} \right)^2 + \left(\frac{R_1}{\sqrt{(2\pi f R_1 C_1)^2 + 1}} \sqrt{\frac{4k_B T}{R_1}} \right)^2 \\
 & + \left(\frac{R+R_1}{R} \frac{\sqrt{(2\pi f R_p C_p)^2 + 1}}{\sqrt{(2\pi f R_1 C_1)^2 + 1}} e_{n_amp} \sqrt{1 + \frac{f_{e_n}}{f}} \right)^2 \\
 & \left. + \left(\frac{R_1}{\sqrt{(2\pi f R_1 C_1)^2 + 1}} i_{n_amp} \sqrt{1 + \frac{f}{f_{i_n}}} \right)^2 \right\}
 \end{aligned} \tag{3.10}$$

et

$$\begin{aligned}
 b_n^2(f) = \frac{1}{m^2} & \left(\mu_0 \frac{n s_{33,p}^E + (1-n) s_{33,m}^H}{n t_p w d_{33,m} d_{33,p}} \right)^2 \left[\frac{1}{(2\pi f)^2} \left(i_{n_amp}^2(f) + \frac{4k_B T}{R_1} \right) \right] \\
 & + \left(\mu_0 \frac{n s_{33,p}^E + (1-n) s_{33,m}^H}{n d_{33,m} d_{33,p}} \right)^2 \frac{4k_B T}{2\pi f \epsilon_{33}^S l w t_p} \tan(\delta_{elec}) \\
 & + \left(\mu_0 \frac{s_{33,m}^H}{t_p w n (1-n) d_{33,m}} \right)^2 4k_B T \omega_{res} m_{mass}/Q_{mech} \\
 & + \frac{1}{m^2} \left(\mu_0 \frac{n s_{33,p}^E + (1-n) s_{33,m}^H}{n t_p w d_{33,m} d_{33,p}} \right)^2 e_{n_amp}^2(f)
 \end{aligned} \tag{3.11}$$

où m est le nombre de segments piézoélectriques entre les les électrodes interdigitées pour un capteur du type 'L-L push-pull'.

L'analyse de l'équation (3.11) montre que les quatre principaux termes contribuent diversement en fréquence. En effet, cette densité spectrale de bruit équivalent en champ est portée par cinq sources de bruit comme nous l'avons vu précédemment. Nous noterons que la dépendance des contributions du bruit de courant dans l'amplificateur i_{n_amp} et du bruit thermique de la résistance R_1 sont en $1/f$. La contribution de la source de bruit de perte

diélectrique est en $1/\sqrt{f}$. Le bruit mécanique et le bruit en tension de l'amplificateur sont indépendants de f . D'après ces expressions théoriques, nous anticipons que le bruit du courant de l'amplificateur et la perte de bruit diélectrique domine aux basses fréquences contrairement au bruit mécanique et en tension qui domine à haute fréquence. Il est important de noter que le nombre de segments contribue au niveau de bruit magnétique équivalent en champ de l'élément sensible.

3.2.3) Résultats et discussions

En utilisant la configuration de mesure précédemment décrite, nous avons caractérisé en bruit différents capteurs MEs de type $L-L$, multi push-pull. Ces derniers ont été fabriqués à partir de matériaux de type PZT ou PMN-PT et de Metglas.

Les fonctions de transfert en champ des capteurs sont mesurées à l'aide d'un analyseur de spectre [6] par l'application d'un signal de référence en champ. En prenant en compte l'expression de la fonction de transfert η de la bobine de Helmholtz utilisée (5,37 G/A) et de la résistance R_b ($\approx 10 \text{ k}\Omega$) (cf. figure 3.5), la fonction de transfert du capteur ME s'écrit :

$$T_r = \frac{R_b T_{r_sys}}{\eta} \quad (3.12)$$

où T_r et T_{r_sys} sont, respectivement, la fonction de transfert du capteur ME conditionné à l'aide d'un amplificateur de charge et la fonction de transfert du système de mesure globale. Le coefficient de charge du capteur ME est alors donné par :

$$\alpha_{ME}^Q = T_r C_1. \quad (3.13)$$

Il est à noter que tous les coefficients de charge mesurés sont calculés à l'aide de cette formule.

Les mesures de bruit sont effectuées dans les mêmes conditions. Elles diffèrent simplement par l'application d'un signal de référence de quelques Hz. Ceci permet de s'assurer que le système fonctionne correctement. Toutes ces données (courbes de fonction de transfert et de densité spectrale de bruit) sont transférées de l'analyseur à un PC à l'aide d'un programme rédigé sous LabVIEW. Les données sont traitées de façon semblable dans les intervalles de 0,1 Hz à 100 Hz et de 1 Hz à 100 kHz afin d'apprécier la réponse du capteur sur une large gamme de fréquences. Le niveau de BME est évalué simplement par le calcul suivant : $b_n = e_n(f) / T_r(f)$.

La figure 3.6 (a) présente les fonctions de transfert de quatre capteurs (deux de type PZT-Metglas (nommés $F4$, $F5$), deux de type PMN-PT/Metglas (nommés $F6$, $F7$). Elles sont présentées, respectivement, par des courbes noire, rouge, vert et bleue pour les dispositifs $F4$, $F5$, $F6$ et $F7$. Les fréquences de coupure à basse fréquence observées avoisinent la centaine de mHz. Les fonctions de transfert des capteurs de type PMN-PT sont légèrement plus élevées que celles des capteurs de type PZT. Un pic de résonance mécanique du capteur est observé.

Caractérisations des dispositifs

Cette fréquence de résonance est mesurée à environ 26-27 kHz. Cette valeur dépend notablement de la flexibilité et la géométrie du capteur.

Les valeurs de capacité et le facteur de perte diélectrique pour les différents échantillons sont donnés dans le tableau 3.1 pour 5 fréquences de référence. Ces mesures ont été effectuées à l'aide d'un 'LCR Meter MT 4090' de la société MOTTECH.

Tableau 3.1 : Capacité et facteur de perte électrique pour différents échantillons

f (Hz)	100	120	1k	10k	100k
<i>F4</i>					
C (pF)	966	960	903	860	718
$\tan\delta$ (%)	6	5,7	4,5	4,5	5,6
<i>F5</i>					
C (pF)	955	947	896	864	717
$\tan\delta$ (%)	6,2	4,3	3,6	4,3	6,2
<i>F6</i>					
C (pF)	1075	1073	1037	1100	853
$\tan\delta$ (%)	3	3	2,7	14,6	4,8
<i>F7</i>					
C (pF)	1079	1070	1012	989	814
$\tan\delta$ (%)	6,8	6,4	3,8	3,7	4,5

L'analyse du tableau montre que les capteurs *F6* et *F7* possèdent des valeurs de capacités plus grandes que les capteurs *F4* et *F5*. Comme attendu, les capacités et les facteurs de perte varient en fonction de la fréquence.

La figure 3.6 (b) présente les courbes de niveau de bruit en tension pour les quatre capteurs. Les densités spectrales de bruit présentent un bruit excédentaire pour des fréquences inférieures à quelques Hz. Ces quatre courbes présentent un niveau de bruit en tension semblable. Des pics de résonance apparaissent autour de la fréquence de résonance.

À partir de ces mesures, les niveaux de BME sont présentés dans la figure 3.6 (c). Ces courbes possèdent différents niveaux de bruit magnétique équivalent en champ. Cette légère différence est induite par les différentes sensibilités en champ de ces dispositifs. Les niveaux de bruit observés sont inférieurs au $\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour des fréquences supérieures à quelques

Caractérisations des dispositifs

centaines de Hz. Le niveau de bruit minimal est observé logiquement à la résonance mécanique.

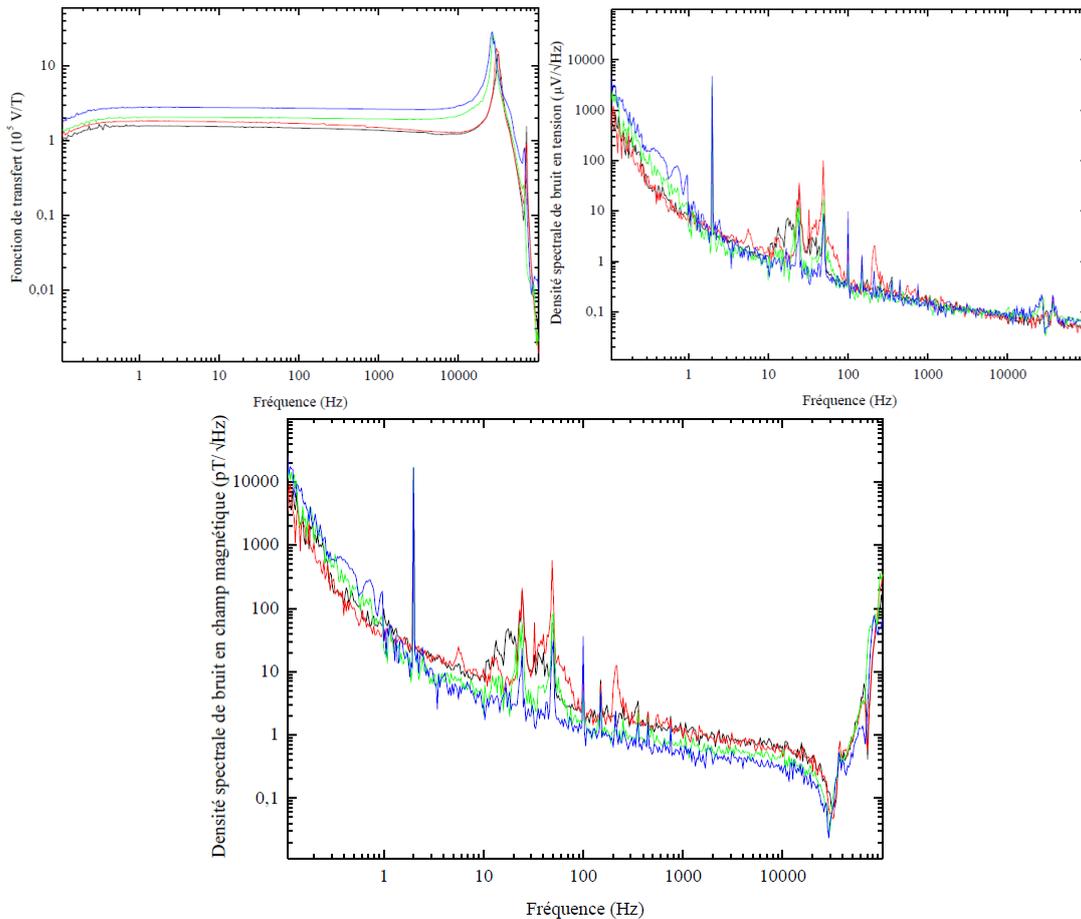


Figure 3.6 : Fonctions de transfert (a), densité spectrale de bruit en tension (b) et densité spectrale de bruit équivalent en champ (c) en fonction de fréquence pour les capteurs $F4$ (en noir), $F5$ (en rouge), $F6$ (en vert) et $F7$ (en bleu).

Bien que les valeurs des fonctions de transfert et les niveaux de bruit soient observables autour de la fréquence de résonance mécanique, il est indispensable à la vue de la résolution logarithmique de l'analyseur de faire un zoom autour de cette fréquence caractéristique. De façon analogue la figure 3.7 présente les fonctions de transfert (a), niveaux de bruit en tension (b) et niveaux de bruit magnétiques équivalents (c) de ces dispositifs en fonction de fréquence. Les signaux de références se trouvent ici à la fréquence de 2,2 kHz. Il est à noter que les valeurs de densité spectrale de bruit équivalente en champ atteignent les 20 à 50 fT/√Hz.

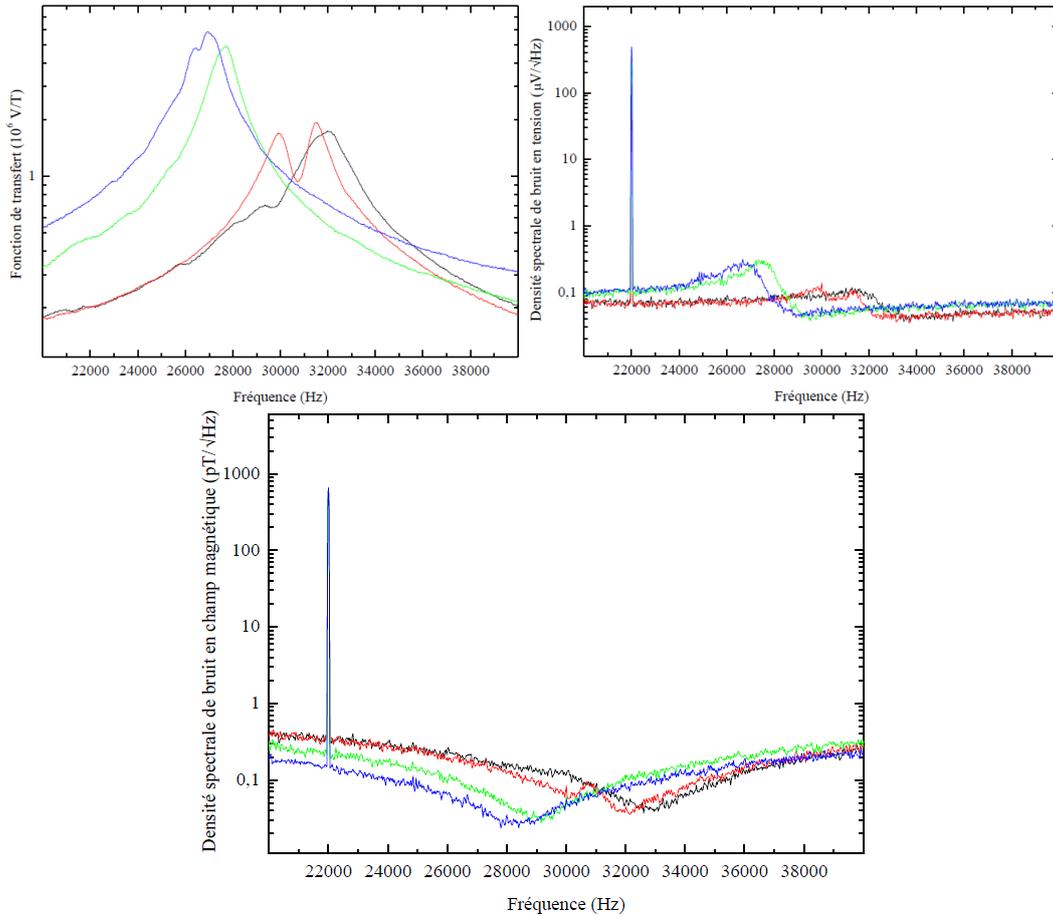


Figure 3.7 : Fonctions de transferts (a), niveaux de bruit en tension (b) et niveaux de bruit magnétiques équivalents (c) en fonction de fréquence pour les capteurs $F4$ (en noir), $F5$ (en rouge), $F6$ (en vert) et $F7$ (en bleu) apparaissant autour de leur résonance mécanique longitudinale.

Afin de comparer les performances de ces quatre capteurs, le tableau 3.2 synthétise leurs performances et caractéristiques pour 3 fréquences (1 Hz, 1 kHz et à la fréquence de résonance).

Les relations entre les coefficients magnétoélectriques de charge α_{ME}^O , de tension α_{ME}^V , de champ électrique α_{ME}^E et d'induction électrique α_{ME}^D sont respectivement définies par $\alpha_{ME}^D = \alpha_{ME}^O / A_p$, $\alpha_{ME}^V = \alpha_{ME}^O / C$ et $\alpha_{ME}^E = \alpha_{ME}^V / l_p$.

Caractérisations des dispositifs

Tableau 3.2 : Coefficient, performance de capteurs ME et paramètres des électrodes (*F4, F5, F6, F7*).

	<i>FT</i> à 1 Hz (10 ⁵ V/T)	<i>e_n</i> à 1 Hz (μV/√Hz)	<i>b_n</i> à 1 Hz (pT/√Hz)	<i>FT</i> à 1 kHz (10 ⁵ V/T)	<i>e_n</i> à 1 kHz (μV/√Hz)	<i>b_n</i> à 1 kHz (pT/√Hz)	<i>FT</i> en rés (10 ⁶ V/T)	<i>e_n</i> en rés (μV/√Hz)	<i>b_n</i> en rés (pT/√Hz)
<i>F4</i>	1,54	20	100	1,37	0,15	1,1	1,6	0,08	0,04
<i>F5</i>	1,83	13	90	1,49	0,15	1,1	1,9	0,07	0,035
<i>F6</i>	2,05	80	300	1,96	0,15	0,7	4,9	0,25	0,3
<i>F7</i>	2,81	90	300	2,63	0,15	0,5	5,8	0,25	0,028
	α_{ME}^Q (C/(A/m))	α_{ME}^D (10 ³ (C/m ²)/(A/m))	<i>A_p</i> (mm ²)	α_{ME}^V (10 ⁹ V/(A/m))	α_{ME}^E (10 ¹² (V/m)/(A/m))	<i>l_p</i> (mm)	<i>C</i> (pF)	<i>N</i>	<i>tan(δ)</i> %
<i>F4</i>	12,3	408,0	30	13,6	16,0	0,85	903	41	4,5
<i>F5</i>	14,5	427,6	30	16,2	19,0	0,85	896	41	3,6
<i>F6</i>	16,3	544,0	30	15,7	18,5	0,85	1037	41	2,7
<i>F7</i>	22,4	746,0	30	22,1	26,0	0,85	1012	41	3,8

3.2.4) Conclusion

Nous avons présenté une structure de capteur ME en mode multi-push-pull. Ces derniers ont été fabriqués à l'aide de couche de Metglas, fibres piézoélectriques de PZT ou PMN-PT et de couches en Kapton portant les électrodes. Le calcul des contributions des sources de bruit montre que le bruit provenant du circuit d'amplification n'était pas totalement négligeable et devrait être minimisé. Les premiers résultats des mesures ont été comparés aux valeurs attendues. Leur analyse a conduit durant ma thèse à amorcer une phase d'optimisation décrite ci-après.

3.3) Optimisation de la performance

L'optimisation des performances de ces capteurs comporte plusieurs aspects, telle que l'amélioration des matériaux, de l'électronique de conditionnement et de l'environnement de mesure. Afin d'améliorer la performance d'un capteur ME, les matériaux utilisés doivent posséder un couplage optimal entre les phases magnétostrictive et piézoélectrique et avoir de faibles pertes (phase piézoélectrique). En effet, ces pertes provoquent un bruit dominant aux basses fréquences. Pour l'électronique d'amplification, les contributions majeures en bruit doivent être réduites à leur plus bas niveau afin que le bruit du capteur prédomine en sortie. L'environnement électromagnétique et acoustique doit être optimisé afin qu'ils ne perturbent pas les mesures.

3.3.1) Approximation du niveau bruit

Il est possible d'approcher le niveau de bruit de la chaîne d'amplification par l'utilisation d'une capacité ayant une valeur proche de celle du (des) capteur(s) ME étudié(s). Le tableau 3.3 compare les paramètres (mesurés à l'aide d'un 'LCR Meter MT 4090 de MOTECH') du capteur *F7* et d'une capacité de 800 pF. Les paramètres du circuit d'amplification de charge sont récapitulés en 3.2.2.1).

Tableau 3.3 : Capacité et facteur de perte diélectrique mesurés à différentes fréquences, f , pour le capteur *F7* et un condensateur de 800 pF.

f (Hz)	100	120	1 k	10 k	100 k
<i>F7</i>					
C (pF)	1079	1070	1012	989	814
$\tan(\delta)$ (%)	6,8	6,4	3,8	3,7	4,5
$C = 800$ pF					
C (pF)	806	806	805	803,5	818,1
$\tan(\delta)$ (%)	3,2	1,2	0,15	0,13	0,17

Il est à noter que le facteur de perte de cette capacité est négligeable devant la perte propre du capteur *F7*. En figure 3.8, les niveaux de bruit calculés à l'aide des paramètres de ce dernier et

des paramètres de la capacité, C , et simulés à l'aide de l'équation (3.10) sont présentés, respectivement, par les courbes pointillées noire et rouge. Il est évident qu'aux basses et hautes fréquences la contribution de bruit de courant et de tension de l'amplificateur domine le bruit de fond. Dans la plage de fréquences intermédiaires, le bruit du capteur domine. La courbe de densité spectrale de bruit en tension mesurée à l'aide l'analyseur dynamique s'accorde parfaitement avec le modèle (courbe pointillé en noire). Sous 1 Hz, un niveau de bruit excédentaire apparaît, il est induit par l'environnement extérieur.

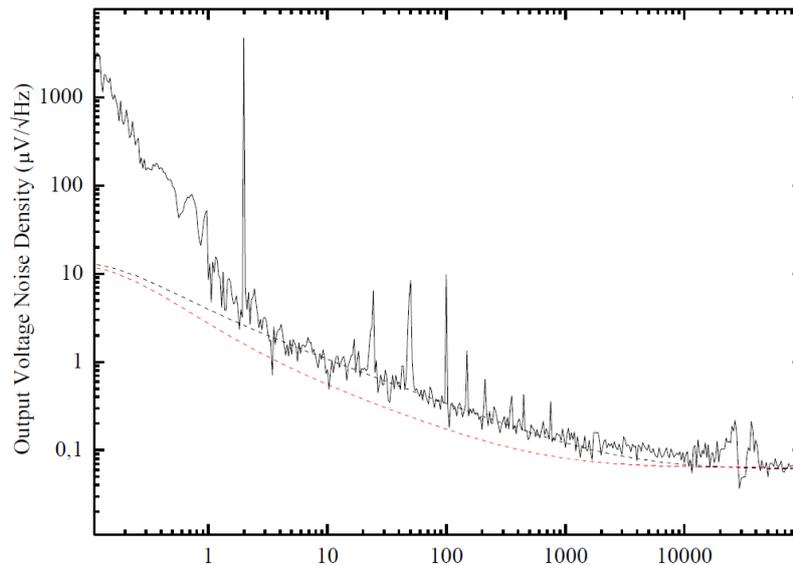


Figure 3.8 : Niveau de bruit en tension apparaissant en sortie de chaîne (capteur $F7$ connecté à l'amplificateur de charge : le LTC_6240) courbe noire. Les courbes en pointillés sont les courbes théoriques données par l'équation (3.10) pour les deux jeux de paramètres ($C \approx 1000$ pF ; $\tan(\delta_{elec}) = 0,055$ (courbe noire) $C = 800$ pF ; $\tan(\delta_{elec}) = 0,012$ (courbe rouge), négligeant la source de bruit mécanique).

3.3.2) Optimisation du matériau et du circuit

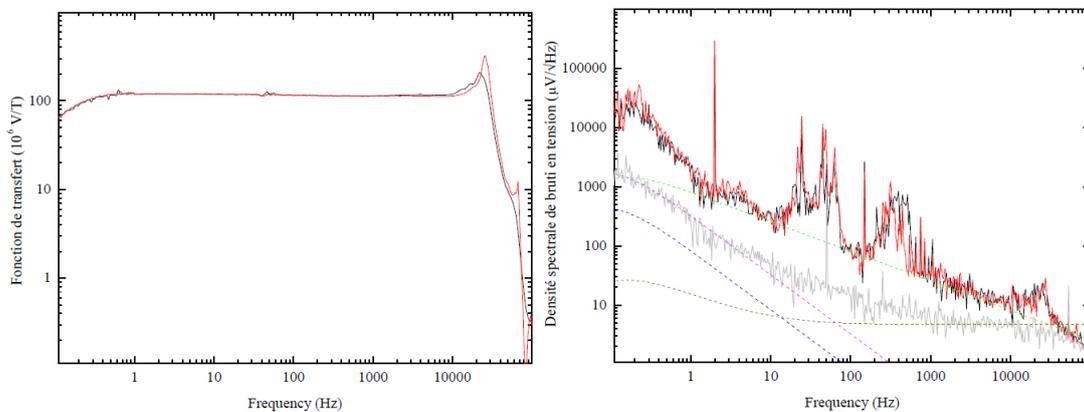
En utilisant un amplificateur de charge ayant des contributions de bruit plus faibles, il est possible d'accéder, dans une certaine mesure, au niveau de bruit du capteur, tels les capteurs à base de fibres de type PMN-PT ($F6$, $F7$). Les paramètres de ces deux capteurs ($F19$ et $F20$) ayant un facteur de perte plus faible sont présentés dans le tableau 3.4.

Caractérisations des dispositifs

Tableau 3.4 : Capacitance et facteur de perte électrique des capteurs *F19* et *F20*.

f (Hz)	100	120	1k	10k	100k
<i>F19</i>					
C (pF)	631	630	618	615	545
$\tan\delta$ (%)	1,7	1,7	1,6	2,4	3,7
<i>F20</i>					
C (pF)	618	622	610	606	536
$\tan\delta$ (%)	2,0	1,8	1,7	2,3	2,5

Les figures 3.9 (a), (b) et (c) présentent, respectivement, les fonctions de transfert des capteurs *F19* et *F20* mesurées à l'aide d'un amplificateur de charge à faible bruit, les densités spectrales de bruit tension, e_n , apparaissant en sortie de chaîne et le BME. A ces dernières courbes sont associées les contributions théoriques en bruit. Nous pouvons noter que le modèle de bruit développé permet d'évaluer les performances des capteurs. Seul, aux basses fréquences, le niveau de bruit intrinsèque du capteur ME présente un bruit excédentaire. La courbe grise de la figure 3.9 (b) est le bruit au fond de l'amplificateur de charge pour la mesure d'une capacité de valeur équivalente. Le tableau 3.5 synthétise ces résultats.



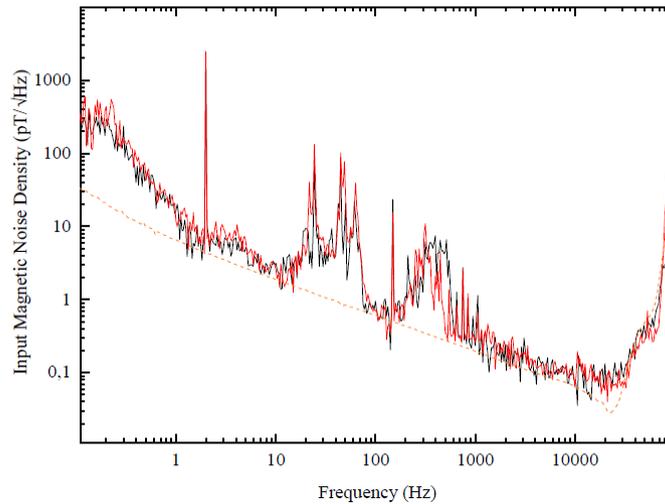


Figure 3.9 : Fonction de transfert en champ T_r (a), densité spectrale de bruit en tension apparaissant en sortie de chaîne, e_n , (b) et densité spectrale de BME (c) des capteurs $F19$ (courbe noire) & $F20$ (courbe rouge). Les courbes pointillées de couleur (verte, rose, jaune, et bleue) de la figure 3.9(b) correspondent, respectivement, au bruit de perte diélectrique, bruit de courant et de tension de l'amplificateur de charge et le bruit de résistance de R_I .

Caractérisations des dispositifs

Tableau 3.5 : Coefficient, performance du capteur et paramètre géométrique des électrodes

	FT à 1 Hz (10^6 V/T)	e_n à 1 Hz (μ V/ $\sqrt{\text{Hz}}$)	b_n à 1 Hz (pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$)	FT à 1 kHz (10^6 V/T)	e_n à 1 kHz (μ V/ $\sqrt{\text{Hz}}$)	b_n à 1 kHz (pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$)	FT en rés (10^6 V/T)	e_n en rés (μ V/ $\sqrt{\text{Hz}}$ z)	b_n en rés (pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$)
<i>F19</i>	119	2000	17	114	30	0,26	207	16	0,08
<i>F20</i>	117	2000	17	113	30	0,7	322	20	0,062
	α_{ME}^Q (C/(A/m))	α_{ME}^D (10^3 (C/m ²)/(A/m))	A_p (mm ²)	α_{ME}^V (10^9 V/(A/m))	α_{ME}^E (10^{12} (V/m)/(A/m))	l_p (mm)	C (pF)	N	$\tan(\delta)$ %
<i>F19</i>	18,9	638	30	31,5	37,1	0,85	618	41	1,6
<i>F20</i>	18,6	620	30	31,0	36,5	0,85	610	41	1,6

Nous pouvons conclure que :

1° A l'aide du nouveau circuit d'amplification, le bruit apparaissant en sortie de chaîne est dominé par le bruit capteur.

2° Les courbes expérimentales suivent le niveau de **bruit théorique induit par les pertes** sauf à des fréquences inférieures au Hz ou les contributions des sources de bruit de l'environnement magnétique/mécanique apparaissent.

3.3.3) Optimisation de l'environnement de mesure

Nous avons cherché à minimiser les perturbations de l'environnement, notamment aux basses fréquences, au regard de la sensibilité, également, acoustique du capteur ME. Afin de réduire ces perturbations mécaniques et phoniques, nous avons alors placé les capteurs caractérisés dans une cloche à vide. Cette cloche a un diamètre de 40 cm et une hauteur de 25 cm. Elle permet de faire varier la pression de 1013 mbar à environ 700 mbar. L'efficacité de cette mise en œuvre a été immédiate.

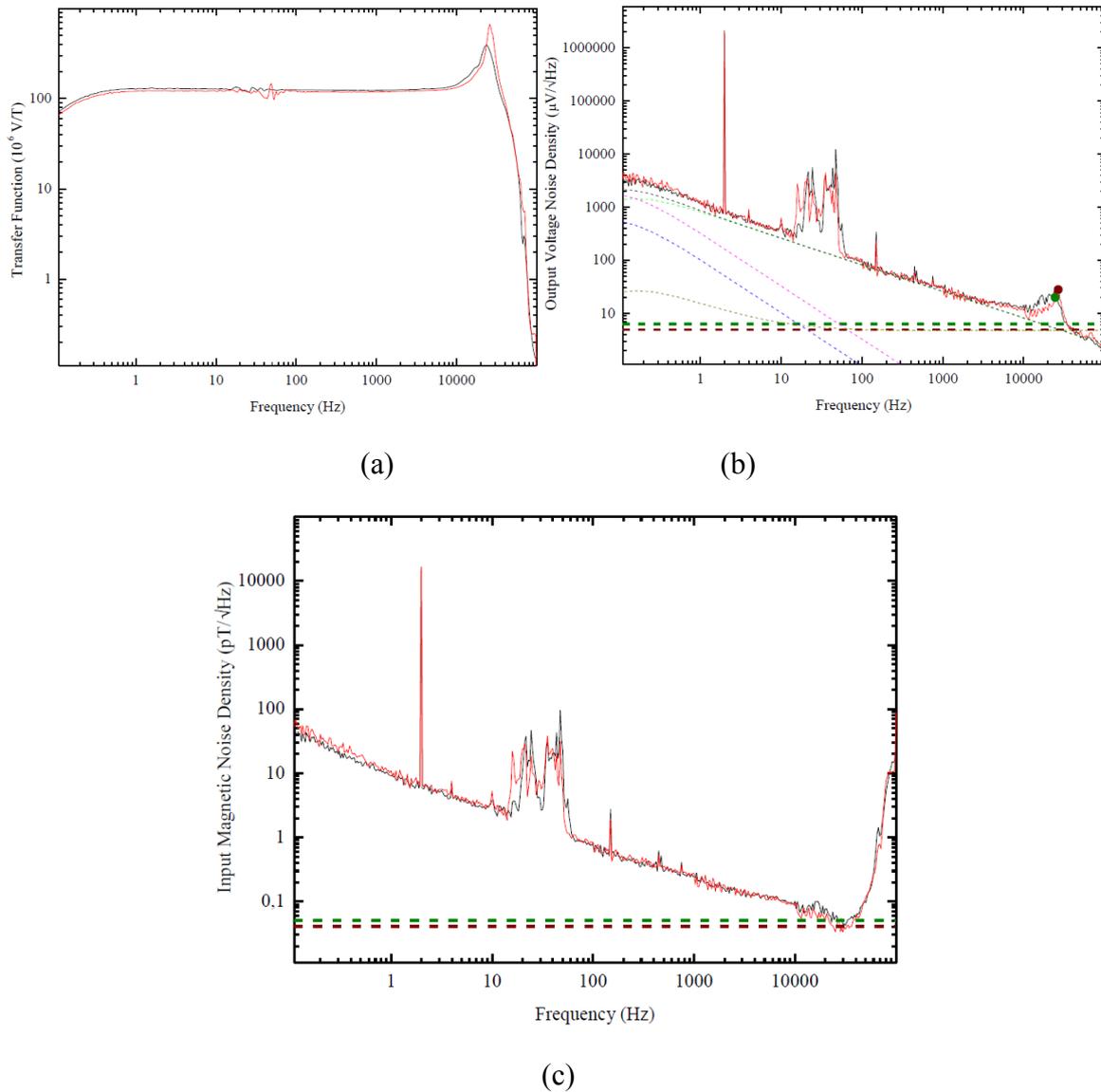


Figure 3.10 : Fonction de transfert magnétique T_r (a), densité spectrale de bruit en tension en sortie, e_n (b) et densité spectrale de BME en entrée du capteur (c). Les courbes noires et rouges correspondent à deux échantillons différents. Les courbes en pointillées (vert, rose, jaune, et bleu) apparaissant dans la figure 3.10 (b) correspondent, respectivement, au bruit de perte diélectrique, bruit de courant et de tension de l'amplificateur de charge et le bruit de résistance de R_I . Les courbes en pointillés en vert foncé et rouge foncé représentent les niveaux de bruit mécanique attendus, associés aux courbes noire et rouge pour les deux échantillons.

Caractérisations des dispositifs

Tableau 3.6 : Performance mesurée sous pression normale et à vide

	FT à 1 Hz (10^6 V/T)	e_n à 1 Hz ($\mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$)	b_n à 1 Hz (pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$)
<i>F19</i>	119	2000	17
<i>F20</i>	117	2000	17
vide	FT à 1 Hz (106 V/T)	en à 1 Hz ($\mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$)	bn à 1 Hz (pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$)
<i>F19</i>	119	1200	10
<i>F20</i>	117	1200	10

La mesure du BME des capteurs ME (*F19* et *F20*) utilisant l'amplificateur de charge à faible niveau de bruit est difficile en présence de perturbations. Un environnement calme est primordial afin de minimiser les perturbations induites par les vibrations durant les mesures. Comme précédemment, les courbes de fonction de transfert et de densité spectrale de bruit ont mesurées en sortie de chaîne à l'aide de l'analyseur de spectre HP 3562A. Les deux échantillons MEs *F19* (*F20*) utilisés pour ces mesures possèdent les paramètres suivantes : $\alpha_{ME}^0 = 23,8 \mu\text{C/T}$ ($23,4 \mu\text{C/T}$) à 1 Hz, $C = 600$ pF, $f_{res} = \omega_{res} / 2\pi = 24,5$ kHz ($26,7$ kHz), $Q_{mech}^{-1} = 0,256$ ($0,07$), $\tan(\delta_{elec}) = 0,016$. L'amplificateur de charge faible bruit utilisé lors de ces mesures a, quant à lui, les paramètres suivants : une fonction de transfert de 10^{11} V/C, $R_I = 1$ T Ω , $i_{n_amp} = 0,4$ fA/ $\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 Hz, $e_{n_amp} = 1,57$ nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$ en zone de bruit blanc.

La sensibilité des capteurs MEs de Metglas-PMN est d'environ $120 \cdot 10^6$ V/T avec l'amplificateur de charge à faible bruit. Soit un coefficient ME de $\approx 24 \mu\text{C/T}$ dans la bande passante du système. Il est à noter que les fréquences de coupure à basse fréquence sont induites par l'électronique de conditionnement.

La figure 3.10 (b) présente la densité spectrale de bruit mesurée. Le bruit mesuré est principalement dominé par le bruit intrinsèque du capteur ME attendu (cf. équations 3.10). La figure 3.10 (c) représente le BME ramené en entrée en fonction de la fréquence. Les courbes horizontales correspondent au seuil de bruit induit par le bruit mécanique (cf. équations 3.10). Ce dernier détermine le bruit de fond attendu. Une comparaison entre les mesures à pression atmosphérique et à vide est exposée dans le tableau 3.6.

Caractérisations des dispositifs

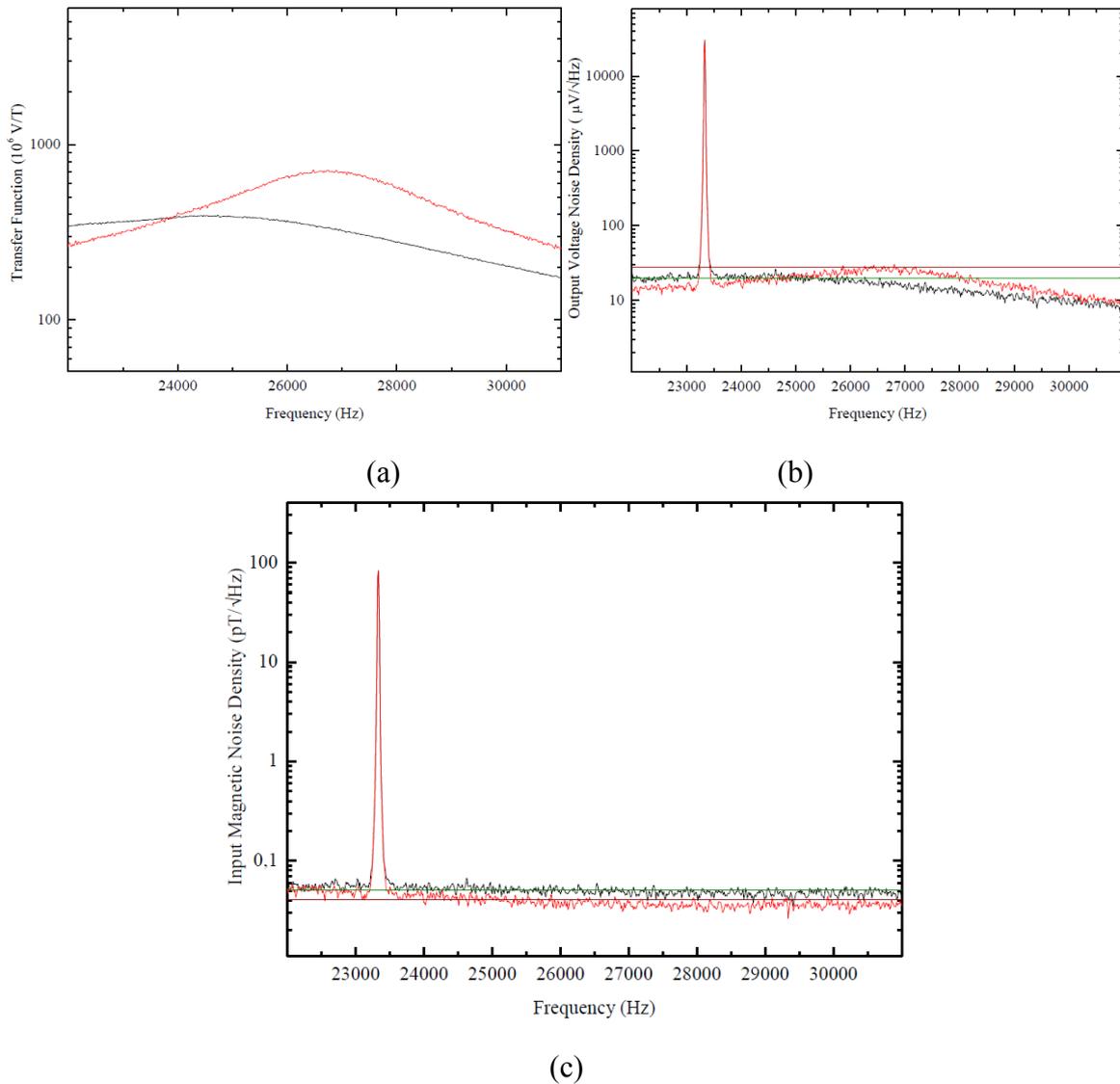


Figure 3.11 : Fonction de transfert du signal magnétique (a), densité spectrale de bruit en tension de la sortie (b) et densité spectrale du BME (c) des échantillons *F19* (noir) et *F20* (rouge) autour de leur fréquence de résonance. Les courbes apparaissant en vert et rouge foncés sont les niveaux de bruit mécanique attendus.

Afin de détailler les mesures autour de la fréquence de résonance, les sensibilités et les courbes de bruit ont été mesurées plus précisément dans cette gamme de fréquences. La fonction de transfert du système, le bruit de tension en sortie et le BME sont représentés dans la figure 3.11 (a), (b) et (c). Les courbes rouge foncée et verte foncée sont les niveaux de bruit théoriquement attendus associés aux sources de bruit. Toutes les simulations sont effectuées avec les paramètres donnés dans le tableau 3.7 :

Tableau 3.7 : Paramètres pour la simulation de bruit mécanique

K	$1,38065 \cdot 10^{-23}$	T	298 K
R_I	$1000 \cdot 10^9 \text{ Ohm}$	C	600 pF

Caractérisations des dispositifs

$\tan(\delta)$	0,017	f_{res}	24,5 (26,7) 10^3 Hz
*Mass	$2,5 \cdot 10^{-3}$ kg	Q_{mech}	3,9 (7)
$k_{33,p}$	0,92	$d_{33,p}$	$2,1 \cdot 10^{-9}$
* $d_{33,m}$	$2,6 \times 11 \cdot 10^{-9}$	$s_{33,p}$	$73,8 \cdot 10^{-12}$
$s_{33,m}$	$10 \cdot 10^{-12}$	l	0,08 m
W	0,01 m	t_m	$150 \cdot 10^{-6}$ m
t_p	$180 \cdot 10^{-6}$ m	T_r	$120 (125) \cdot 10^6$ V/T

*Valeurs de fit.

Ici, le coefficient piézoélectrique $d_{33,p}$ est pris égal à $2,1 \cdot 10^{-9}$ (C/N) afin de tenir compte des phénomènes de la résonance propre de la bobine.

3.3.4) Optimisation des électrodes interdigitées

Afin de récupérer les charges induites par les contraintes piézoélectriques, des électrodes sont indispensables. Le coefficient de charge et le coefficient de tension dépendent respectivement de la surface et la distance entre les électrodes, elles peuvent être optimisées afin de maximiser le couplage magnétique/électrique et donc de minimiser la puissance du bruit magnétique équivalent.

Le capteur ME doit avoir la plus faible puissance équivalente de bruit en champ magnétique, notamment, à basse fréquence. En prenant en compte la formule de bruit de perte diélectrique, qui domine aux basses fréquences ($i_n^2 = 4k_B T \omega C \tan(\delta_{elec})$) et la relation entre la charge et la tension ($Q = C V$), la puissance de bruit de perte diélectrique est alors donnée par : $P_n = i_n v_n = \omega q_n v_n = 4k_B T \tan(\delta_{elec})$. La fonction de transfert en puissance du signal magnétique s'écrit :

$$T_{r_P} = \frac{\partial i}{\partial H} \frac{\partial v}{\partial H} = \omega V \alpha_{ME}^D \alpha_{ME}^E \quad (3.14)$$

La puissance de bruit en champ magnétique est alors donnée par :

$$P_{n_equi} = \frac{P_n}{T_{r_P}} = \frac{4k_B T \tan(\delta)}{\omega V \alpha_{ME}^D \alpha_{ME}^E} \quad (3.15)$$

où V est le volume efficace (vu par les électrodes). V est défini par $l_p \times A_p$ où l_p et A_p sont, respectivement, l'interdistance et la surface des électrodes. Les coefficients d'induction α_{ME}^D et de champ électrique α_{ME}^E dépendent des coefficients physiques des matériaux

Caractérisations des dispositifs

piézoélectrique et magnétique, des flexibilités, etc... Pour les matériaux choisis ces paramètres changent peu et par conséquent, les deux coefficients sont quasi-constants. D'après l'équation (2.91), il est possible de diminuer la puissance de bruit équivalent en champ par, au moins, deux méthodes :

- i) réduire le facteur de perte dans la phase piézoélectrique,
- ii) maximiser le terme $l_p \times A_p$.

Le tableau 3.8 présente les valeurs de capacité et les facteurs de perte pour les deux capteurs (*F21* et *F22*) en fonction de la fréquence.

Tableau 3.8 : Capacité et facteur de perte diélectrique des capteurs F21 et F22.

f (Hz)	100	120	1k	10k	100k
<i>F21</i>					
C (pF)	332	332	329	322	269,3
$\tan \delta$ (%)	1,5	1,0	0,8	2,4	1,9
<i>F22</i>					
C (pF)	295	295	292	292	242
$\tan \delta$ (%)	1,6	1,1	1,1	1,7	3,3

Les capacités de ces capteurs avoisinent, respectivement, 330 pF et 290 pF pour des facteurs de perte de 1%.

Les fonctions de transfert, les niveaux de bruit et les niveaux de BME sont présentés en figures 3.12.

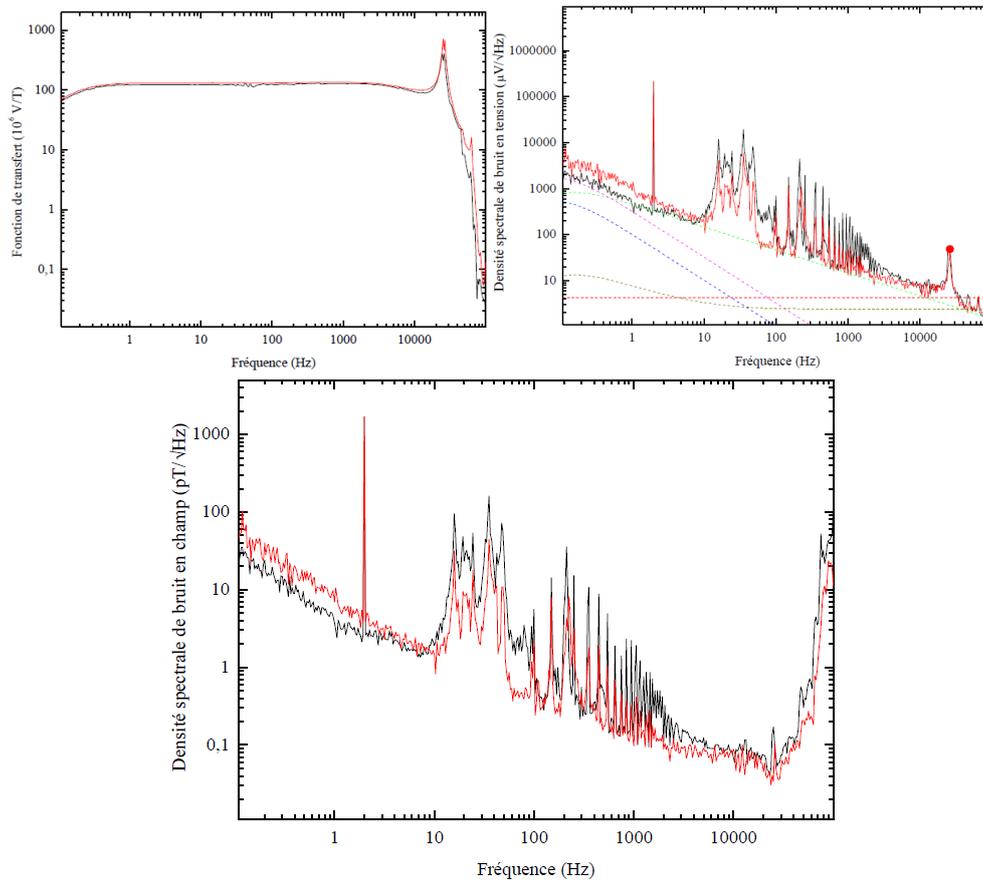


Figure 3.12 : Fonction de transfert magnétique T_r (a), densité spectrale de bruit en tension en sortie e_n (b) et densité spectrale de BME ramenée en entrée (c). Les courbes noires et rouges correspondent aux deux échantillons différents ($F21$ et $F22$). Les courbes en pointillés (verte, rose, jaune, et bleue) dans la figure (b) correspondent, respectivement, au bruit de perte diélectrique, bruit de courant et de tension de l'amplificateur de charge et le bruit de résistance de R_l . La courbe en pointillé en rouge représente le niveau de bruit mécanique théorique et semblable pour les deux échantillons.

Les figures 3.12 (a) (b) (c) présentent, respectivement, les fonctions de transfert des capteurs $F21$ et $F22$ mesurées à l'aide d'un amplificateur de charge à faible bruit, les densités spectrales de bruit tension, e_n , apparaissant en sortie de chaîne et le BME. À ces dernières courbes sont associées les contributions théoriques en bruit. Nous pouvons noter que le modèle de bruit développé permet d'évaluer pleinement les performances des capteurs. Le tableau 3.9 synthétise ces résultats. Les performances obtenues avec ces capteurs représentent l'état de l'art, notamment, aux basses fréquences. Soit un bruit équivalent en champ de $5 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 Hz .

Caractérisations des dispositifs

Tableau 3.9 : Sensibilité, bruit performance du capteur et paramètres géométriques des électrodes

	FT à 1 Hz (10^6 V/T)	e_n à 1 Hz ($\mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$)	b_n à 1 Hz (pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$)	FT à 1 kHz (10^6 V/T)	e_n à 1 kHz ($\mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$)	b_n à 1 kHz (pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$)	FT en rés (10^6 V/T)	e_n en rés ($\mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$)	b_n en rés (pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$)
<i>F21</i>	123	498	4	128	24	0,19	870	50	0,059
<i>F22</i>	129	862	6.7	134	17	0,13	1435	52	0,035
	α_{ME}^Q (C/(A/m))	α_{ME}^D (10^3 (C/m ²)/(A/m))	A_p (mm ²)	α_{ME}^V (10^9 V/(A/m))	α_{ME}^E (10^{12} (V/m)/(A/m))	l_p (mm)	C (pF)	N	$\tan(\delta)$ %
<i>F21</i>	19,6	392	50	67,1	44,7	1,5	292	21	1,1
<i>F22</i>	20,5	410	50	62,3	41,5	1,5	329	21	0,8

Caractérisations des dispositifs

Comme le montrent ces résultats et l'équation (3.10), les performances en bruit équivalent en champ de ces capteurs sont actuellement limitées par 3 contributions majeures :

- le facteur de perte de la phase piézoélectrique $\tan(\delta_{elec})$. Il doit être le plus faible possible.
- le produit $\alpha_{ME}^D \times \alpha_{ME}^E$. Ce terme définit l'efficacité de la conversion du signal magnétique en signal électrique
- le volume efficace V du capteur. Soit : $l_p \times A_p$.

En pratique, le facteur $\tan(\delta_{elec})$ et le produit $\alpha_{ME}^D \times \alpha_{ME}^E$ dépendent principalement du matériau piézoélectrique utilisé. Nous traiterions toujours ces deux termes communément. En effet, il est important que nous puissions optimiser le terme du volume sans modifier la géométrie des électrodes. Suite à ces travaux et analyse, le tableau 3.10 récapitule l'optimisation des performances des capteurs ME réalisés par l'équipe de Virginia Tech durant ces travaux.

Tableau 3.10 : Évolution des paramètres majeurs entre les capteurs $F19, F20$ et $F21, F22$

	$F19, F20$	$F21, F22$	Changement
$\tan(\delta)$ (%)	1,6	\Rightarrow 0,8	réduit à 50%
$\alpha_{ME}^D \times \alpha_{ME}^E$ (10^{15})	23630	\Rightarrow 17015	réduit à 76%
V (mm^3)	25,5	\Rightarrow 75	augmente à 294%
$P_{n_équi}$			réduit à 22,4%

La puissance de bruit en champ magnétique, $P_{n_équi}$, a été réduite de 22,4 %. Par conséquent, la densité spectrale de bruit magnétique équivalent attendue doit être réduite d'environ 47% ($\sqrt{22,4\%}$). Les mesures vérifient ces hypothèses. À titre d'exemple, à 1 Hz, le niveau de BME était de 10 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ pour le capteur $F20$, il atteint 5 pT/ $\sqrt{\text{Hz}}$ pour le capteur $F22$. Cela correspond à une réduction d'environ 50%.

3.3.5) Conclusion

L'optimisation des capteurs ME dans une structure de multi-push-pull a été faite en termes de matériau piézoélectrique et d'électrodes. Il peut être envisagé d'accroître le volume de la phase piézoélectrique afin de réduire la puissance de bruit en champ magnétique ou la densité spectrale de BME. Les meilleures performances actuellement obtenues ont été présentées dans le tableau 3.9.

3.4) Magnéto(Elasto)électricité à base de technique de modulation non-linéaire

La réponse des capteurs magnétoélectriques est intrinsèquement non-linéaire. Ces non-linéarités peuvent être utilisées, en théorie, pour améliorer les performances notamment aux basses fréquences de ces capteurs. Comme toute technique de modulation d'amplitude, le signal à détecter est transféré spectralement autour d'une porteuse, par l'utilisation des non-linéarités du système, puis détecté. Dans cette section, les principaux types de modulations envisageables sont présentés et étudiés au regard des modes d'excitation et de détection (magnétique ou électrique). Les performances de 3 types de modulations sont évaluées et présentées.

3.4.1) Méthodes de modulation

Il est possible de définir deux modes de modulation : la modulation en champ magnétique qui se traduit par une déformation mécanique de la phase magnétostrictive $\partial\lambda / \partial H$ et la modulation de la polarisation électrique qui se traduit par une déformation de la phase piézoélectrique et par deux modes de détection : la détection de l'aimantation et la détection de la polarisation électrique. Au regard des propriétés des capteurs ME et des relations entre les différents paramètres, il est possible d'envisager quatre techniques de modulation du champ magnétique :

i) Modulation et détection magnétique

La figure 3.13 présente le fonctionnement de cette modulation. Le champ magnétique d'excitation, H_{ex} , est modulé en amplitude par le champ à détecter, H_{ac} . Cette modulation apparaît par la non-linéarité de l'expression du coefficient magnétostrictif, d_m (et le coefficient piézomagnétique d_m^*). Elle induit une déformation du capteur qui module également l'aimantation M . Cette dernière est détectée la mesure de l'induction à l'aide d'une bobine enroulée sur le corps du capteur via la modulation de la susceptibilité magnétique χ .

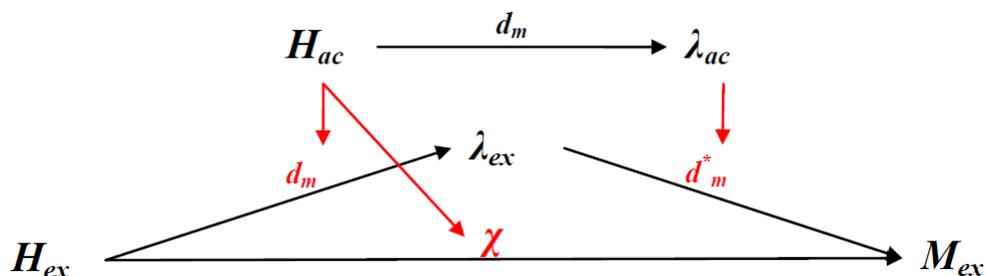


Figure 3.13 : Modulation à l'aide d'une excitation magnétique et d'une détection magnétique.

ii) Modulation magnétostrictive et détection piézoélectrique.

Caractérisations des dispositifs

La figure 3.14 présente le fonctionnement de cette modulation. Le champ magnétique d'excitation, H_{ex} , est modulé en amplitude par le champ à détecter, H_{ac} . Cette modulation apparaît par la non-linéarité de l'expression du coefficient magnétostrictif d_m . Elle induit une déformation du capteur qui module également la polarisation électrique P_{ex} . Cette dernière est détectée à l'aide d'un simple amplificateur de charge.

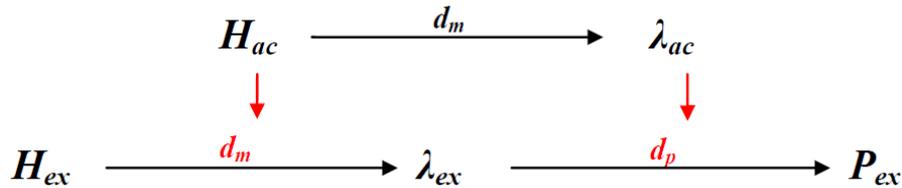


Figure 3.14 : Modulation à l'aide d'une excitation magnétique et d'une détection électrique.

iii) Modulation électrostrictive et détection magnétique.

La figure 3.15 présente le fonctionnement de cette modulation. Le champ électrique d'excitation, appliqué sur les électrodes E_{ex} , est modulé en amplitude par le champ à détecter H_{ac} . Cette modulation apparaît par la non-linéarité de l'expression du coefficient piézoélectrique d_p . Elle induit une déformation du capteur qui module alors l'aimantation M . Cette dernière est détectée par induction à l'aide d'une bobine enroulée sur le corps du capteur.

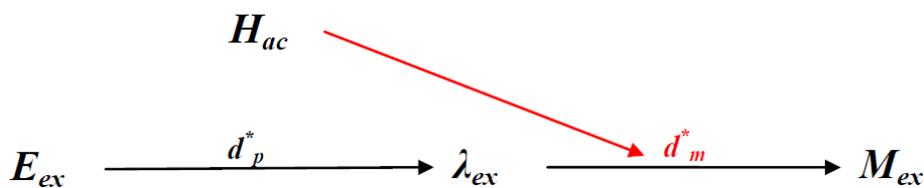


Figure 3.15 : Modulation à l'aide d'une excitation électrique et d'une détection magnétique.

iv) Modulation électrostrictive et détection électrique.

La figure 3.16 présente le fonctionnement de cette modulation. Le champ électrique d'excitation, appliqué sur les électrodes E_{ex} , est modulé en amplitude par le champ à détecter H_{ac} . Cette modulation apparaît par la non-linéarité de l'expression du coefficient piézoélectrique d_p . Elle induit une déformation du capteur qui module alors la polarisation électrique, P_{ex} . Cette dernière est détectée à l'aide d'un simple amplificateur de charge.

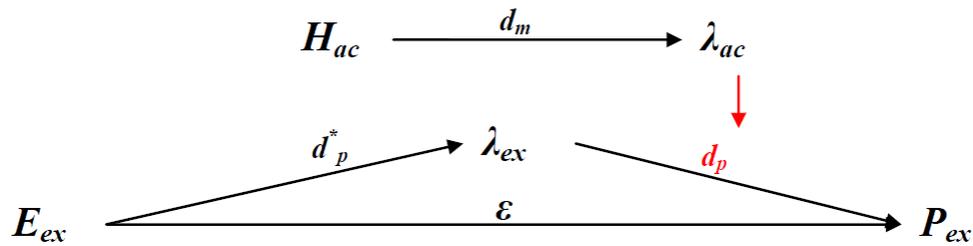


Figure 3.16 : Modulation à l'aide d'une excitation électrique et d'une détection magnétique.

3.4.2) Caractérisation de ces diverses méthodes

Une première caractérisation a été effectuée pour une modulation dite magnétostrictive-piézoélectrique (méthode ii). Le schéma expérimental est présenté en figure 3.17.

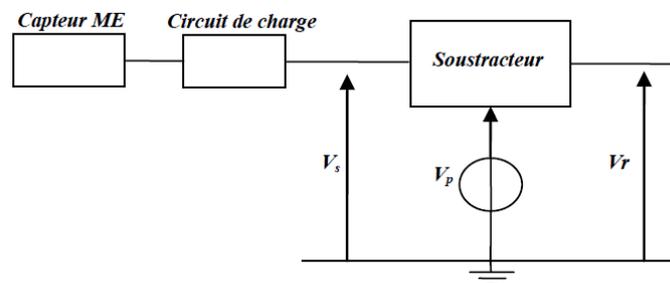


Figure 3.17 : Schéma mis en œuvre pour une modulation dite magnétostrictive-piézoélectrique.

Le coefficient ME équivalent de ces diverses modulations dépend de l'amplitude du signal d'excitation et du coefficient non-linéaire utilisé. La fonction de transfert d'un capteur associé à un amplificateur de charge s'écrit usuellement : $T_r(f) = \alpha_{ME}^0 / C_1$ (cf. équation (3.2)). α_{ME}^0 peut être développé comme le produit d'un terme lié à la non-linéarité du capteur $\alpha_{ME,f}^0$ et de l'amplitude du signal d'excitation B_{ex} . Soit : $\alpha_{ME}^0 \propto \alpha_{ME,f}^0 B_{ex}$.

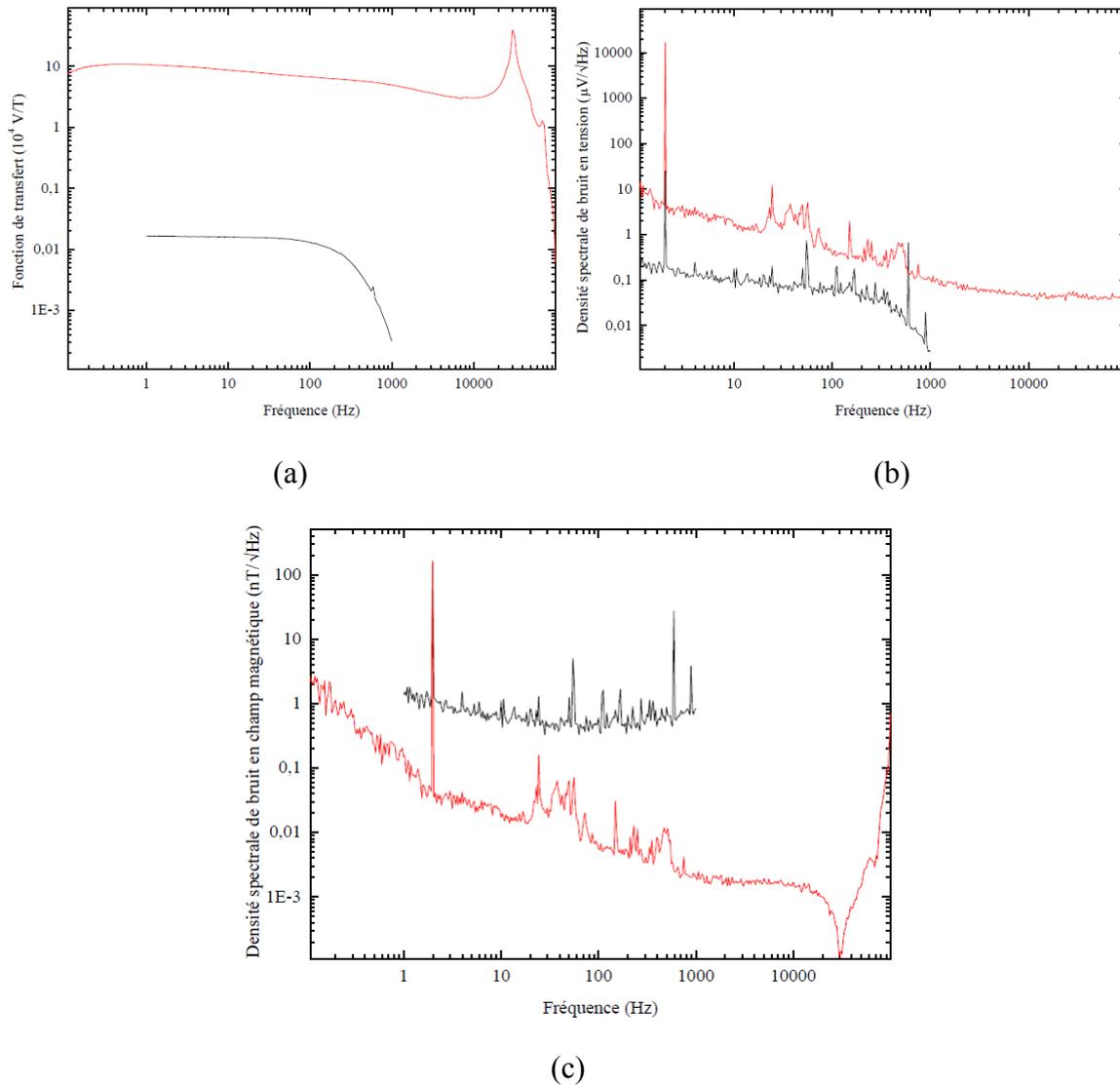


Figure 3.18 : Comparaison des fonctions de transfert (a), niveaux de bruit en tension (b) et niveaux de bruit équivalent en champ (c) en fonction de fréquence pour le mode passif (rouge) et la modulation dite ‘magnétostrictive-piézoélectrique’ (noir).

La fonction de transfert d’un capteur ME (ME2) est présente en figure 3.18 (a). Le niveau de bruit magnétique équivalent observé à l’aide de cette modulation est de deux ordres de grandeur supérieure en zone de bruit blanc ($\approx 2 \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$) à une mise en œuvre classique et présente un bruit excédentaire aux basses fréquences. Cette valeur est bien supérieure à celle obtenue en mode passif. Il est à noter que la mesure est effectuée sous le champ statique qui maximise la sensibilité ME en mode passif. En théorie, le niveau de bruit attendu à basse fréquence est blanc. Afin d’apprécier l’origine de cette augmentation, nous avons étudié les corrélations de bruit qui pouvaient exister entre les différentes mises en œuvre présentées (*cf.* figures 3.15 et 3.16). Le schéma décrivant ces mesures est présenté en figure 3.19. Afin de comparer les niveaux de bruit dans des conditions semblables, aucun champ magnétique statique n’est appliqué lors de ces caractérisations.

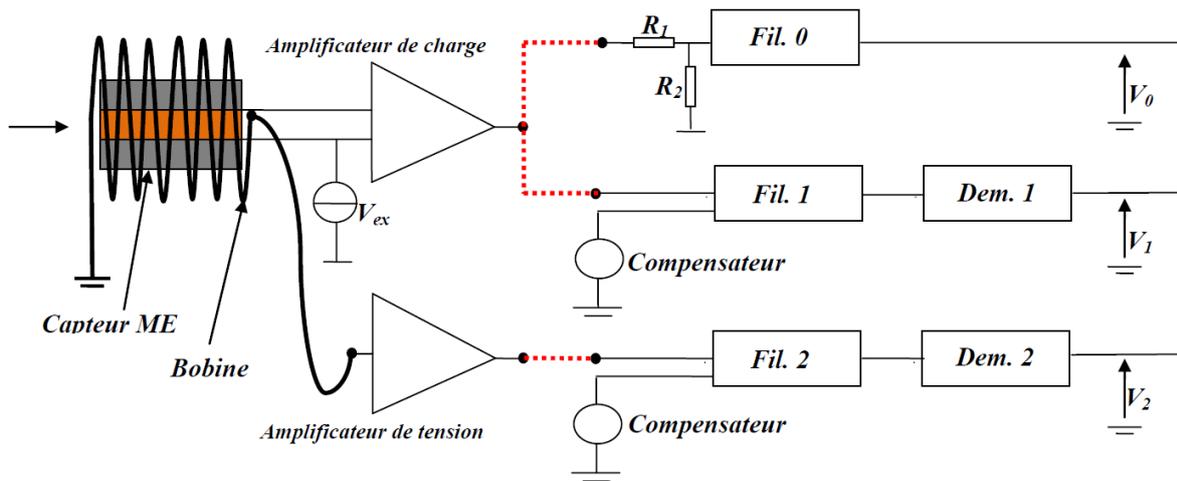


Figure 3.19 : Schéma de mise en œuvre comportant trois modes de mise en œuvre (classique, modulation dite piézoélectrique-magnétique (PM) modulation dite piézoélectrique-piézoélectrique (PP)).

Le capteur utilisé pour cette étude est le capteur *F19*. L'induction magnétique à détecter, B_{inj} , est générée par une bobine de Helmholtz. Ce signal est utilisé comme un signal de référence magnétique. Un circuit de charge ayant une capacité de 10 pF et une résistance de 10 G Ω est utilisé comme préamplificateur. Un potentiel électrique excite la phase piézoélectrique à la fréquence de résonance du capteur (27,1 kHz). L'amplitude de ce signal d'excitation est fixée à 0,1 V afin de ne pas saturer le circuit de charge. Les signaux modulés peuvent être amplifiés et détectés simultanément via les deux chaînes d'amplifications indépendantes. La réponse du capteur peut être observée directement en mode passif en connectant le signal en sortie du circuit de charge au filtre *Fil.0* ou au filtre *Fil.1* après la modulation. *Fil.0* est un filtre passe-bas qui préserve la réponse à basse fréquence du capteur ($\times 100$ - DC à 1 kHz) et supprime la composante à haute fréquence du signal d'excitation. Une bobine de détection d'environ 3000 tours est associée à un amplificateur de tension ($\times 33$). Les filtres *Fil.1* et *Fil.2* ($\times 100$ - DC à 300 kHz) sont utilisés pour sélectionner les composantes autour de la fréquence d'excitation. Ils sont associés à des circuits de compensation afin de réduire l'amplitude de la porteuse d'excitation en sortie. Le bruit en sortie et les réponses aux basses fréquences sont détectées à l'aide de classiques démodulateurs synchrones (*Dem.1* et *Dem.2*).

La figure 3.20 présente les courbes de BME en mode de détection passive et de modulation dite PP et la courbe de cohérence. Nous pouvons noter que cette dernière est quasi nulle dans la bande de fréquence d'observation. Ce point laisse donc sous-entendre que l'origine de ces sources de bruit est différente dans ces deux modes de fonctionnement.

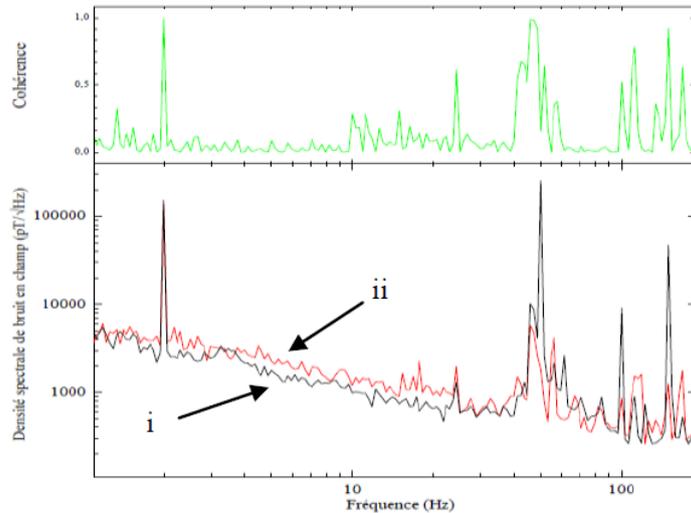


Figure. 3.20 : Bruit magnétique équivalent en champ pour la détection passive (courbe noire, i), la modulation dite PP (courbe rouge, ii). La courbe verte représente la cohérence entre ces deux mesures.

Des mesures similaires ont été effectuées en mode passif et de modulation dite PM. À cause de la forte non-linéarité du terme magnétostrictif, le niveau de BME après démodulation est beaucoup plus faible (*cf.* figure 3.21). Le niveau de cohérence est également quasi nul dans la bande de fréquence d'observation. Ce résultat laisse aussi penser que l'origine des sources de bruit est différente dans ces deux modes de fonctionnement.

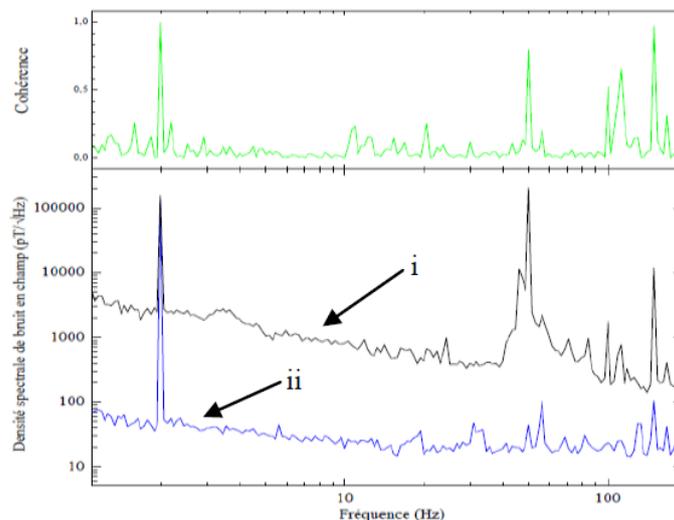


Figure. 3.21 : Bruit magnétique équivalent en champ pour la détection passive (courbe noire, i), la modulation dite PM (courbe bleue, ii) et la cohérence entre ces deux courbes (vert). La courbe verte présente la cohérence entre ces deux mesures.

Caractérisations des dispositifs

La figure 3.22 présente la mesure de la cohérence entre les modulations dites PP et PM. Elle avoisine les 50% à basse fréquence. Ce résultat ne peut être expliqué que par une contribution de bruit induite à basse fréquence dont le niveau de bruit est bien inférieur à celui du bruit thermoélectrique (bruit de Johnson et perte diélectrique) du capteur ou du bruit du circuit amplificateur. Ces résultats laissent donc penser qu'il s'agit d'une source de bruit mécanique ramenée autour de la porteuse par les non-linéarités du système.

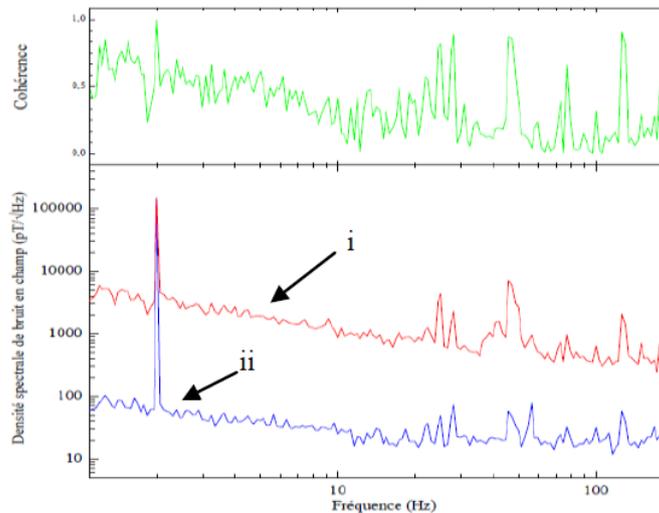


Figure. 3.22 : Bruit magnétique équivalent en champ pour une modulation dite PP (courbe rouge, i), la modulation dite PM (courbe bleue, ii). La courbe verte présente la cohérence entre ces deux mesures.

3.4.3) Conclusion

Des méthodes de modulation peuvent être, en théorie, appliquées pour améliorer la sensibilité aux basses fréquences des capteurs ME. Cependant, le niveau de bruit mesuré à basse fréquence dépasse celui attendu au regard des amplitudes des non-linéarités et des niveaux observés à la fréquence de résonance. Nos dernières analyses nous laissent penser que le bruit thermomécanique limite les performances observées. Nous avons amorcé l'écriture d'un modèle décrivant ce phénomène. Il fera l'objet d'une future publication.

3.5) Conclusion du chapitre 3

Ce chapitre a présenté les conditions expérimentales et les dispositifs de mesure. Les contributions de bruit des circuits d'amplification ont été données. À l'aide de ces dispositifs et de l'environnement magnétiquement blindé, les capteurs ME ont été caractérisés (fonctions de transfert, densité spectrale de bruit, BME). Des méthodes d'optimisation concernant le circuit d'amplification, le conditionnement et la mise en œuvre du capteur, la sensibilité et le bruit intrinsèque des dispositifs ont été proposées et discutées. Ces travaux ont guidé la fabrication et l'optimisation de ces capteurs. Des techniques de modulation utilisant les non-

Caractérisations des dispositifs

linéarités du capteur ME ont été présentées, discutées et comparées afin d'évaluer leurs apports et performances.

Références du Chapitre 3 :

- [1] J. Lenz et A. S. Edelstein, «Magnetic Sensors and Their Applications,» *IEEE SENSORS JOURNAL*, vol. 6, p. 631, 2006.
- [2] T. W. Kornack, S. J. Smullin, S.-K. Lee et M. V. Romalis, «A low-noise ferrite magnetic shield,» *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, p. 223501, 2007.
- [3] <http://www.etrema-usa.com/documents/Terfenol.pdf>
- [4] www.metglas.com
- [5] http://www.sinocera.net/en/crystal_pmn.asp
- [6] X. Zhuang, M. Lam Chok Sing, C. Cordier, S. Saez, C. Dolabdjian, J. Das, J. Gao, J. Li et D. Viehland, «Analysis of Noise in Magnetolectric Thin-Layer Composites Used as Magnetic Sensors,» *IEEE Sensors*, vol. 11, p. 2183, 2011.
- [7] C. R. Bowen, R. Stevens, L. J. Nelson, A. C. Dent, G. Dolman, B. Su, T. W. Button, M. G. Cain et M. Stewart, «Manufacture and characterization of high activity piezoelectric fibres,» *Smart Mater. Struct.*, vol. 15, p. 295, 2006.
- [8] C. R. Bowen, L. J. Nelson, R. Stevens, M. G. Cain et M. Stewart, «Optimisation of interdigitated electrodes for piezoelectric actuators and active fibre composites,» *J. Electroceram*, vol. 16, p. 263, 2006.
- [9] M. Li, D. Hasanyan, Y. Wang, J. Gao, J. Li et D. Viehland, «Theoretical modelling of magnetolectric effects in multi-push-pull mode Metglas/piezo-fibre laminates,» *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 45, p. 355002, 2012.

Conclusion générale

Le travail présenté dans ce mémoire avait pour objectif l'étude et l'analyse des performances des capteurs magnétiques à base de composites lamellaires magnétostrictif-piézoélectrique fonctionnant principalement en mode « multi-push-pull ». L'étude et le développement d'un modèle physique de ces capteurs confrontés aux caractérisations électriques, ont constitué l'essentiel des travaux.

Après avoir présenté l'état de l'art de performances de capteurs magnétoélectriques et les modèles permettant d'évaluer dans une certaine mesure leurs performances, nous avons développé des modèles électriques équivalents à deux et une dimension permettant d'une part d'expliquer au mieux les attentes théoriques et d'autre part les couplages existants dans la structure. Des schémas électriques équivalents sont présentés en fonction de la géométrie du capteur et des paramètres physiques pertinents.

Par la suite, une analyse de la densité spectrale de bruit équivalente en champ associée à ces modèles et basée principalement sur une description des sources de bruit intrinsèques à l'aide du théorème de « Fluctuation-Dissipation » ont permis de prédire et d'expliquer les niveaux de bruit magnétique équivalent en champ mesurés. De ces analyses, il en a découlé un important travail technologique de nos collègues américains qui a permis d'améliorer notablement les performances de ces capteurs.

Une bonne partie des travaux a également porté sur la caractérisation de très nombreux dispositifs afin d'évaluer et d'approcher les performances intrinsèques de ces capteurs. Ainsi, la chaîne d'amplification et l'environnement expérimental ont été très largement étudiés, pris en compte et optimisés pour affiner ces analyses. Les performances de ces capteurs sont principalement présentées en terme de bruit magnétique équivalent au regard des attentes initiales du projet porté par la DARPA. Les meilleures performances atteintes avoisinent un niveau de bruit équivalent en champ de $5 \text{ pT}\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 Hz. Ces performances représentent l'état de l'art, à ce jour, et sont limitées par les propriétés intrinsèques des matériaux utilisés.

Enfin, nous avons amorcé d'autres pistes d'optimisation de ces capteurs magnétiques par l'utilisation de techniques originales de modulation. Des premiers résultats ont été présentés. Ces techniques offrent de nouvelles perspectives et pistes permettant de réduire les niveaux de bruit équivalent en champ et d'accroître les performances de ces dispositifs notamment aux basses fréquences.

Caractérisations des dispositifs

Annexe 1.1 : Synthèse des échantillons magnétoélectriques publiés à ce jour

Matériaux magnétostrictifs :

Ni	Ni
NMG	Ni-Mn-Ga
NF	Ni-Fe
NFO	NiFe ₂ O ₃
NZFO	(Ni _{1-x} Zn _x)Fe ₂ O ₄
T-D	Tb _{0.3} Dy _{0.7} Fe _{1.9}
TF	TbFe ₂
NFB	Nd ₂ Fe ₁₄ B
FO	Fe ₃ O ₄
FG	Fe-Ga
SAIFO	SrAl _{1.2} Fe _{10.8} O ₁₉
NCFO	Ni _{0.6} Co _{0.4} Fe ₂ O ₄
NZCF	(Ni _{0.8} Zn _{0.1} Cu _{0.1})Fe ₂ O ₄
NMCS	Ni ₄₃ Mn ₄₁ Co ₅ Sn ₁₁
Permendur	Co ₄₉ Fe ₄₉ V ₂
CFO	CoFe ₂ O ₄
Metglas	Metglas 2605SA1 (CoFeNiSi)
FCSB	(Fe ₉₀ Co ₁₀) ₇₈ Si ₁₂ B ₁₀
LSMO	La _{0.7} Sr _{0.3} MnO ₃
BZFO	Ba ₂ Zn ₂ Fe ₁₂ O ₂₂ (Zn ₂ Y)

Caractérisations des dispositifs

Matériaux piézoélectriques :

ZnO	ZnO
AlN	AlN
PZT	Pb(Zr,Ti)O ₃
PMN-PT	Pb(Mg _{1/3} Nb _{2/3}) _{0.67} Ti _{0.33} O ₃
PZN-PT	Pb(Zn _{1/3} Nb _{2/3}) _x (Zr _{0.5} Ti _{0.5}) _{1-x} O ₃ (PZNT)
PMS-PZT	0.05Pb(Mn _{1/3} Sb _{2/3})O ₃ -0.95Pb(Zr _{0.52} Ti _{0.48})O ₃
PNZNWT	0.48Pb(Ni _{1/3} Nb _{2/3})O ₃ -0.02Pb(Zn _{1/3} Nb _{2/3})O ₃ -0.05Pb(Ni _{1/2} W _{1/2})O ₃ -0.45PbTiO ₃
PZT-PMnN	0.9Pb(Zr ₅₇ Ti ₄₃)O ₃ -0.1Pb(Mn _{1/3} Nb _{2/3})O ₃
BTO	BaTiO ₃
BFO	BaFeO ₃
KNN-LS	0.948(K _{0.5} Na _{0.5})NbO ₃ -0.052LiSbO ₃
KNN-LT	(K _{0.485} Na _{0.515+0.02}) _{0.914} Li _{0.086} (Nb _{0.942} Ta _{0.058})O ₃
LGT	La ₃ Ga _{5.5} SiO ₁₄
TMO	Tb ₂ (MoO ₄) ₃
PVDF	Polyvinylidene fluoride
P(VDF-TrFE)	P(VDF-tetrafluoroethylene)
Polyurethane	Polyurethane

Caractérisations des dispositifs

Liste des échantillons:

1	NF/ZnO	27	T-D/PZT	53	Ni/PZT
2	Ni/PZT	28	Metglas/PZT	54	Ni/PZT
3	Permendur/PZT	29	Metglas/PVDF	55	NZFO/Poly(VDF-TrFE)
4	T-D/PZT	30	T-D/PZT	56	Ni/PZT
5	CFO/PZT	31	Ni/PZT	57	NFO/BTO
6	Ni/PZT	32	Ni/PZT	58	NCF/KNN-LS
7	BZFO/PZT	33	NZCF/PNZNWT	59	Metglas/ZT
8	NFB/PZT	34	CFO/BTO	60	CFO/BTO
9	T-D/PMN-PT	35	NZFO/PZT	61	LSMO/BTO
10	T-D/PZT	36	NMG/PZT	62	FG/BTO
11	CFO/PZT	37	T-D/PMN-PT	63	Metglas/PZT
12	T-D/PMN-PT	38	NCFO/PMN-PT	64	NF/PZT
13	T-D/PZT	39	T-D/PZT	65	T-D/PMN-PT
14	Ni or FO or T-D/Polyurethane	40	NMCS/PZT	66	Metglas/Ni/PZT
15	LSMO/PZT	41	FCSB/AIN	67	Metglas/PZT
16	NFO/PMN-PT	42	NZFO/PZT	68	TF/PZT
17	Ni/PZT	43	Metglas/PMN-PT	69	Metglas/PMS-PZT
18	Metglas/PZN-PT	44	CFO/BFO	70	Permendur/LGT
19	NCFO/PMN-PT	45	T-D/PZT	71	SAIFO/PZT
20	T-D/PMN-PT	46	FCSB/AIN	72	NMG/PMN-PT
21	T-D/TMO	47	Metglas/PMN-PT (PZN-PT)	73	NZFO/PZT-PMnN
22	NFO/BTO	48	NZCF/PNZNWT	74	LSMO/BTO
23	Ni/PZT	49	Metglas/PZN-PT	75	CFO/KNN-LT
24	T-D/PZT	50	CFO/P(VDF-TrFE)	76	LSMO/BTO
25	FG/PZT	51	Metglas/PVDF	77	Metglas/PMN-PT
26	CFO/PZT	52	FG/BTO	78	CFO/BTO

Caractérisations des dispositifs

Annexe 2.1 : Coefficients MEs de quatre modes basiques

Coefficients MEs à charge de quatre modes de base $L-L$, $L-T$, $T-L$, et $T-T$

$L-L$	$\alpha_{ME}^Q = \frac{1}{\mu_0} \frac{nt_p w d_{33,m} d_{33,p}}{(1-n)s_{33}^H + ns_{33}^E} \text{ [C/T]}$	$L-T$	$\alpha_{ME}^Q = \frac{1}{\mu_0} \frac{nlw d_{33,m} d_{31,p}}{(1-n)s_{33}^H + ns_{11}^E} \text{ [C/T]}$
$T-L$	$\alpha_{ME}^Q = \frac{1}{\mu_0} \frac{nt_p w d_{31,m} d_{33,p}}{(1-n)s_{11}^H + ns_{33}^E} \text{ [C/T]}$	$T-T$	$\alpha_{ME}^Q = \frac{1}{\mu_0} \frac{nlw d_{31,m} d_{31,p}}{(1-n)s_{11}^H + ns_{11}^E} \text{ [C/T]}$

Coefficients MEs à tension de quatre modes de base $L-L$, $L-T$, $T-L$, et $T-T$

$L-L$	$\alpha_{ME}^V = \frac{1}{\mu_0} \frac{nld_{33,m} g_{33,p}}{(1-n)s_{33}^H + ns_{33}^E (1-k_{33}^2)} \text{ [V/T]}$	$L-T$	$\alpha_{ME}^V = \frac{1}{\mu_0} \frac{nt_p d_{33,m} g_{31,p}}{(1-n)s_{33}^H + ns_{11}^E (1-k_{31}^2)} \text{ [V/T]}$
$T-L$	$\alpha_{ME}^V = \frac{1}{\mu_0} \frac{nld_{31,m} g_{33,p}}{(1-n)s_{11}^H + ns_{33}^E (1-k_{33}^2)} \text{ [V/T]}$	$T-T$	$\alpha_{ME}^V = \frac{1}{\mu_0} \frac{nt_p d_{31,m} g_{31,p}}{(1-n)s_{11}^H + ns_{11}^E (1-k_{31}^2)} \text{ [V/T]}$

Caractérisations des dispositifs

Annexe 2.2 : Densité spectrale de bruit magnétique équivalent de quatre modes basiques

BME à charge (tension constante) de quatre modes de base $L-L$, $T-L$, $L-T$, et $T-T$

$L-L$	$b_{n_C} = \mu_0 \frac{ns_{33,p}^D + (1-n)s_{33,m}^H (1-k_{33,p}^2)}{ng_{33,p}d_{33,m}} \sqrt{\frac{4k_B T}{\omega V_p \epsilon_{33}^S} \tan(\delta_{elec})} \text{ [T}/\sqrt{\text{Hz}}]$
$T-L$	$b_{n_C} = \mu_0 \frac{ns_{33,p}^D + (1-n)s_{11,m}^H (1-k_{33,p}^2)}{ng_{33,p}d_{31,m}} \sqrt{\frac{4k_B T}{\omega V_p \epsilon_{33}^S} \tan(\delta_{elec})} \text{ [T}/\sqrt{\text{Hz}}]$
$L-T$	$b_{n_C} = \mu_0 \frac{ns_{11,p}^D + (1-n)s_{33,m}^H (1-k_{31,p}^2)}{ng_{31,p}d_{33,m}} \sqrt{\frac{4k_B T}{\omega V_p \epsilon_{33}^S} \tan(\delta_{elec})} \text{ [T}/\sqrt{\text{Hz}}]$
$T-T$	$b_{n_C} = \mu_0 \frac{ns_{11,p}^D + (1-n)s_{11,m}^H (1-k_{31,p}^2)}{ng_{31,p}d_{31,m}} \sqrt{\frac{4k_B T}{\omega V_p \epsilon_{33}^S} \tan(\delta_{elec})} \text{ [T}/\sqrt{\text{Hz}}]$

BME à charge (tension constante) de quatre modes de base $L-L$, $T-L$, $L-T$, et $T-T$

$L-L$	$b_{n_C} = \mu_0 \frac{ns_{33,p}^D + (1-n)s_{33,m}^H}{ng_{33,p}d_{33,m}} \sqrt{\frac{4k_B T}{\omega V_p \epsilon_{33}^S} \tan(\delta_{elec})} \text{ [T}/\sqrt{\text{Hz}}]$
$T-L$	$b_{n_C} = \mu_0 \frac{ns_{33,p}^D + (1-n)s_{11,m}^H}{ng_{33,p}d_{31,m}} \sqrt{\frac{4k_B T}{\omega V_p \epsilon_{33}^S} \tan(\delta_{elec})} \text{ [T}/\sqrt{\text{Hz}}]$
$L-T$	$b_{n_C} = \mu_0 \frac{ns_{11,p}^D + (1-n)s_{33,m}^H}{ng_{31,p}d_{33,m}} \sqrt{\frac{4k_B T}{\omega V_p \epsilon_{33}^S} \tan(\delta_{elec})} \text{ [T}/\sqrt{\text{Hz}}]$
$T-T$	$b_{n_C} = \mu_0 \frac{ns_{11,p}^D + (1-n)s_{11,m}^H}{ng_{31,p}d_{31,m}} \sqrt{\frac{4k_B T}{\omega V_p \epsilon_{33}^S} \tan(\delta_{elec})} \text{ [T}/\sqrt{\text{Hz}}]$

Caractérisations des dispositifs

Annexe 2.3 : Sources de bruit du capteur ME

Type de dissipation	Perte de résistivité thermoélectrique	Perte diélectrique thermoélectrique	Perte de viscosité thermomécanique	Perte d'inter-friction thermomécanique
Élément de bruit	R	$C \tan(\delta_{elec})$	m_{mass}	$C_{mech} \tan(\delta_{mech})$
Source de bruit	$i_{n_R} = \sqrt{4k_B T / R}$	$i_{n_C} = \sqrt{4k_B T \omega C \tan(\delta_{elec})}$	$f_{n_R_{mech}} = \sqrt{4k_B T R_{mech}}$	$f_{n_C_{mech}} = \sqrt{4k_B T \frac{\tan(\delta_{mech})}{\omega C_{mech}}}$
Transmission de bruit	‘1’	‘1’	$\frac{\varphi_p}{\omega Z_{mech}} + \frac{2K\varphi_p\varphi_m H}{\omega Z_{mech}}$	$\frac{\varphi_p}{\omega Z_{mech}} + \frac{2K\varphi_p\varphi_m H}{\omega Z_{mech}}$
Bruit de charge en sortie	$q_{n_R} = \sqrt{\frac{4k_B T}{\omega^2 R}}$	$q_{n_C} = \sqrt{\frac{4k_B T C \tan(\delta_{elec})}{\omega}}$	$q_{n_R_{mech}} = \sqrt{4k_B T (C_{mech} \varphi_p)^2 R_{mech}}$	$q_{n_C_{mech}} = \sqrt{\frac{4k_B T \varphi_p^2 C_{mech} \tan(\delta_{mech})}{\omega}}$
Bruit magnétique équivalent (mode L-L)	$b_{n_R} = \frac{s_{33,m} s_{33,p}}{n \omega d_{33,m} d_{33,p} s_{33}} \sqrt{\frac{4k_B T}{\rho_{elec} V_p}}$	$b_{n_C} = \frac{s_{33,m} s_{33,p}}{n d_{33,m} d_{33,p} s} \sqrt{\frac{4k_B T \epsilon_{33}^S \tan(\delta_{elec})}{\omega V_p}}$	$b_{n_C_{mech}} = \frac{s_{33,m}}{n d_{33,m}} \sqrt{\frac{4k_B T \tan(\delta_{mech})}{\omega S V}}$	$b_{n_R_{mech}} = \frac{s_{33,m}}{n d_{33,m}} \sqrt{\frac{4k_B T \pi \sqrt{\rho} / s}{\omega t Q}}$

Caractérisations des dispositifs

Liste des symboles utilisés pour les chapitres 2 & 3

Caractères Latins :

A	Surface ou Section	$[\text{m}^2]$
A_m	Surface des extrémités des couches magnétostrictives	$[\text{m}^2]$
A_p	Surface des extrémités des couches piézoélectriques	$[\text{m}^2]$
B	Induction magnétique	$[\text{T}]$
B_{ex}	Induction magnétique d'excitation	$[\text{T}]$
B_{inj}	Induction magnétique relatif au signal de référence	$[\text{T}]$
b_n	Bruit magnétique équivalent	$[\text{T}/\sqrt{\text{Hz}}]$
b_{n_R}	Bruit magnétique équivalent due au bruit de Johnson	$[\text{T}/\sqrt{\text{Hz}}]$
b_{n_C}	Bruit magnétique équivalent due à la perte diélectrique	$[\text{T}/\sqrt{\text{Hz}}]$
$b_{n_R_{mech}}$	Bruit magnétique équivalent due à la perte visqueuse	$[\text{T}/\sqrt{\text{Hz}}]$
$b_{n_C_{mech}}$	Bruit magnétique équivalent due à la perte d'inter-friction	$[\text{T}/\sqrt{\text{Hz}}]$
$b_{n_piézo}$	Bruit magnétique équivalent due à la perte piézoélectrique	$[\text{T}/\sqrt{\text{Hz}}]$
b_n^Q	Bruit magnétique équivalent via le coefficient ME de charge	$[\text{T}/\sqrt{\text{Hz}}]$
b_n^V	Bruit magnétique équivalent via le coefficient ME de tension	$[\text{T}/\sqrt{\text{Hz}}]$
C_{mech}	Capacité mécanique du capteur ME	$[\text{m N}^{-1}]$
C	Capacité électrique du capteur ME	$[\text{F}]$
c^H	Coefficient de rigidité à champ magnétique constant	$[\text{N m}^{-2}]$
c^E	Coefficient de rigidité à champ électrique constant	$[\text{N m}^{-2}]$
c^D	Coefficient de rigidité à induction électrique constant	$[\text{N m}^{-2}]$

Caractérisations des dispositifs

D	Induction électrique	$[C\ m^{-2}]$
d_p	Constante piézoélectrique	$[C\ N^{-1}]$
d_m	Constante magnétostrictive	$[T\ m^2\ N^{-1}]$
E	Champ électrique	$[V\ m^{-1}]$
e_n	Densité spectrale de bruit en tension	$[V/\sqrt{Hz}]$
$e_{n_elec_Q}$	Densité spectrale de bruit en tension induite par les charges	$[V/\sqrt{Hz}]$
e_{n_amp}	Densité spectrale de bruit en tension de l'amplificateur	$[V/\sqrt{Hz}]$
$e_{n_elec_V}$	Densité spectrale de bruit en tension	$[V/\sqrt{Hz}]$
e_p	Constante piézoélectrique	$[C/m^2]$
e_m	Constante magnétostrictive	$[N/(A\ m)]$
F	Force mécanique aux extrémités du capteur ME	$[N]$
F_l	Force mécanique à l'extrémité gauche	$[N]$
F_r	Force mécanique à l'extrémité droite	$[N]$
f_c	Fréquence de coupure	$[Hz]$
f_{en_amp}	Fréquence de coupure du bruit en tension de l'amplificateur	$[Hz]$
f_{in_amp}	Fréquence de coupure du bruit en courant de l'amplificateur	$[Hz]$
f_p	Fréquence du signal d'excitation	$[Hz]$
f_0	Fréquence du signal magnétique de référence	$[Hz]$
f_{res}	Fréquence de résonance du capteur	$[Hz]$
f_n	Densité spectral de bruit mécanique en force	$[N/\sqrt{Hz}]$
f_{n_C}	Densité spectral de bruit mécanique d'inter-friction en force	$[N/\sqrt{Hz}]$

Caractérisations des dispositifs

f_{n_R}	Densité spectral de bruit mécanique visqueux en force	$[N/\sqrt{Hz}]$
f_{n_mech}	Densité spectral de bruit mécanique en force	$[N/\sqrt{Hz}]$
g	Constante piézoélectrique hydrostatique	$[V Pa^{-1} m^{-1}]$
H	Champ magnétique	$[A m^{-1}]$
H_{dc}	Champ magnétique de biais	$[A m^{-1}]$
H_{ac}	Amplitude du champ magnétique de référence	$[A m^{-1}]$
h	Constante piézoélectrique	$[V m^{-1}]$
I	Courant électrique	$[A]$
i_n	Densité spectrale de bruit en courant	$[A/\sqrt{Hz}]$
i_{n_C}	Densité spectrale de bruit en courant induite par C	$[A/\sqrt{Hz}]$
i_{n_R}	Densité spectrale de bruit en courant induite par R	$[A/\sqrt{Hz}]$
$i_{n_R_x}$	Densité spectrale de bruit en courant induite par R_x	$[A/\sqrt{Hz}]$
$i_{n_R_l}$	Densité spectrale de bruit en courant induite par R_l	$[A/\sqrt{Hz}]$
j	$\sqrt{-1}$	
k	Vecteur d'onde	$[m^{-1}]$
k_B	Constante de Boltzmann	$[J K^{-1}]$
L_{mech}	Inductance mécanique du capteur	$[N m^{-1} Hz^{-2}]$
l	Longueur du capteur ME	$[m]$
M	Aimantation	$[A m^{-1}]$

Caractérisations des dispositifs

m	Nombre de segments de capteur ME (multi-pushpull)	
m_{mass}	Masse du capteur	[kg]
n	Rapport entre l'épaisseur des matériaux magnétiques et l'épaisseur du capteur ME.	
$2N$	Nombre d'électrodes interdigitées	
P_n	Puissance de bruit induite par la perte diélectrique	[W/ $\sqrt{\text{Hz}}$]
$P_{n_équi}$	Puissance de BME induite par la perte diélectrique	[W/ $\sqrt{\text{Hz}}$]
P_{ex}	Polarisation électrique correspondant au signal d'excitation	[C m ⁻²]
Q	Charge électrique	[C]
Q_{mech}	Facteur de qualité mécanique	
q_n	Densité spectrale de bruit en charge	[C/ $\sqrt{\text{Hz}}$]
q_{n_mech}	Densité spectrale de bruit en charge induite par le bruit mécanique	[C/ $\sqrt{\text{Hz}}$]
R_{mech}	Résistance mécanique	[kg Hz]
R_{mech}^R	Résistance mécanique visqueuse	[kg Hz]
R_{mech}^C	Résistance mécanique d'inter-friction	[kg Hz]
R	Résistance électrique du capteur	[Ω]
R^C	Résistance lié à la perte diélectrique	[Ω]
R^R	Résistance électrique statique	[Ω]
R_1	Résistance dans le circuit de charge	[Ω]
R_p	$R_1 // R$	[Ω]
R_x	Résistance électrique dans l'amplificateur de tension	[Ω]

Caractérisations des dispositifs

R_1	Résistance électrique dans l'amplificateur de tension	$[\Omega]$
R_2	Résistance électrique dans l'amplificateur de tension	$[\Omega]$
R_b	Résistance dans la chaine de mesure	$[\Omega]$
S	Déformation	
S_m	Déformation des couches magnétostrictives	
S_p	Déformation des couches piézoélectriques	
s^E	Flexibilité à un champ électrique nul ou constant	$[\text{m}^2 \text{N}^{-1}]$
s^D	Flexibilité à une induction électrique nulle ou constante	$[\text{m}^2 \text{N}^{-1}]$
s^H	Flexibilité à un champ magnétique constant	$[\text{m}^2 \text{N}^{-1}]$
T	Contrainte mécanique	$[\text{N m}^{-2}]$
T_r^V	Sensibilité en tension (amplification en tension)	$[\text{V T}^{-1}]$
T_r^Q	Sensibilité en tension (amplification en courant)	$[\text{V T}^{-1}]$
T_r	Sensibilité de la chaine de détection	$[\text{V T}^{-1}]$
T_{r_sys}	Gain de la chaine de mesure	$[\text{V V}^{-1}]$
T_{r_p}	Gain en puissance de la chaine de mesure	$[\text{V}^2 \text{V}^{-2}]$
T	Température	$[\text{K}]$
t	Temps	$[\text{s}]$
t_{lam}	Epaisseur de capteur	$[\text{m}]$
t_p	Epaisseur des couches piézoélectriques	$[\text{m}]$
t_m	Epaisseur des couches magnétostrictives	$[\text{m}]$
$\tan(\delta_{elec})$	Facteur de perte du diélectrique	
$\tan(\delta_{mech})$	Facteur de perte mécanique	

Caractérisations des dispositifs

u_n	Densité spectral de bruit en tension du capteur	$[\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}]$
V	Tension électrique	$[\text{V}]$
v	Vitesse de vibration aux extrémités du capteur	$[\text{m s}^{-1}]$
v_n	Densité spectrale de bruit en vitesse (aux extrémités du capteur)	$[\text{m s}^{-1}/\sqrt{\text{Hz}}]$
w	Largeur des couches MEs	$[\text{m}]$
x_n	Déplacement mécanique	$[\text{m}]$
Y_{susc}	Susceptance électrique	$[\Omega^{-1}]$
Z_{mech}	Impédance mécanique	$[\text{kg Hz}]$
Z_N	Impédance mécanique (terme croisé)	$[\text{kg Hz}]$
Z_{mech}^D	Impédance mécanique ($s^D = \text{cste}$)	$[\text{kg Hz}]$
Z_{mech}^E	Impédance mécanique ($s^E = \text{cste}$)	$[\text{kg Hz}]$
Z_{elec}	Impédance électrique	$[\Omega]$
$Z_{réac}$	Réactance électrique	$[\Omega]$

Caractérisations des dispositifs

Caractères grecques :

α_{ME}^V	Coefficient magnétoélectrique en tension	[V T ⁻¹]
α_{ME}^E	Coefficient magnétoélectrique en champ électrique	[V T ⁻¹ m ⁻¹]
α_{ME}^Q	Coefficient magnétoélectrique en charge	[C T ⁻¹]
α_{ME}^D	Coefficient magnétoélectrique en induction électrique	[C T ⁻¹ m ⁻²]
$\alpha_{ME,f}^Q$	Coefficient nonlinéaire magnétoélectrique en charge	[C T ⁻²]
β^T	Constante imperméabilité pour une contrainte constante	[m F ⁻¹]
β^S	Constante imperméabilité pour une déformation constante	[m F ⁻¹]
ε	Permittivité électrique	[F m ⁻¹]
ε'	Partie réelle de la permittivité électrique	[F m ⁻¹]
ε''	Partie imaginaire de la permittivité électrique	[F m ⁻¹]
φ_m	Coefficient de couplage magnéto-élastique	[N A ⁻¹ m]
φ_p	Coefficient de couplage élasto-électrique	[N V ⁻¹]
η	Transfert en induction magnétique de la bobine	[T A ⁻¹]
λ_{ex}	Déformation induite par une excitation	
μ^T	Perméabilité pour une contrainte constante	[H m ⁻¹]
μ_0	Perméabilité du vide	[H m ⁻¹]

Caractérisations des dispositifs

ω	Pulsation	[Hz]
ω_0	Pulsation à la résonance du capteur	[Hz]
ρ	Densité volumique	[kg m ⁻³]
ρ_{elec}	Résistivité électrique	[Ω m]
v	Vitesse de vibration des extrémités du capteur	[m s ⁻¹]
v_n	Densité spectrale de bruit en vitesse aux extrémités du capteur	[m s ⁻¹ /√Hz]