



HAL
open science

**Etude théorique et expérimentale de systèmes à ondes
de surface dans des structures multicouches
piézomagnétiques pour des applications en contrôle santé
intégré de MEMS par imagerie acoustique non linéaire**

Huan Zhou

► **To cite this version:**

Huan Zhou. Etude théorique et expérimentale de systèmes à ondes de surface dans des structures multicouches piézomagnétiques pour des applications en contrôle santé intégré de MEMS par imagerie acoustique non linéaire. Autre. Ecole Centrale de Lille, 2014. Français. NNT : 2014ECLI0006 . tel-00991915

HAL Id: tel-00991915

<https://theses.hal.science/tel-00991915>

Submitted on 16 May 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.

Numero d'ordre : 242

ÉCOLE CENTRALE DE LILLE

THÈSE

Présentée en vue d'obtenir le grade de

DOCTEUR

en Micro et Nanotechnologies, Acoustique et
Télécommunications

par

Huan ZHOU

DOCTORAT DÉLIVRÉ PAR L'ÉCOLE CENTRALE DE LILLE

titre de la thèse :

**Etude théorique et expérimentale de systèmes
à ondes de surface
dans des structures multicouches piézomagnétiques
pour des applications en contrôle santé intégré de MEMS
par imagerie acoustique non linéaire**

soutenue le 10 Avril 2014 devant le jury d'examen :

Président	Mr Jérôme VASSEUR	Professeur à l'Université d'Artois
Rapporteur	Mr Omar ELMAZRIA	Professeur à l'Université de Lorraine
Rapporteur	Mr Franck LEVASSORT	Maître de conférences HDR à l'IUT de Blois
Examineur	Mr Jean-Marie LE BRETON	Professeur à l'Université de Rouen
Encadrant	Mr Abdelkrim TALBI	Maître de conférences à l'École Centrale de Lille
Directeur de thèse	Mr Olivier BOU MATAR	Professeur à l'École Centrale de Lille

Thèse préparée au sein du Laboratoire International Associé LICS/LEMAC
Institut d'Électronique, Micro-Électronique et Nanotechnologies
(IEMN, UMR CNRS 8520)

Ecole Doctorale SPI 072 (Lille I, Lille III, Artois, ULCO, UVHC, EC Lille)
PRES Université Lille Nord de France

Remerciements

Ce travail a été réalisé au sein du Laboratoire Européen associé en Magnéto-Acoustique non-linéaire de la Matière Condensée (LEMAC), laboratoire franco-russe, dont la partie française est située à l'Institut d'Électronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN, CNRS UMR 8520). Je remercie l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) pour m'avoir témoigné sa confiance en accordant le financement sans lequel cette thèse n'aurait pas pu être poursuivie.

J'adresse mes remerciements à M. Lionel BUCHAILLOT, directeur de l'IEMN, pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire, M. Philippe PERNOD et M. Vladimir PREOBRAZHENSKY, Professeurs à l'École Centrale de Lille, pour m'avoir accueilli au sein de leur équipe.

Je veux tout d'abord exprimer toute ma gratitude à mes encadrants, M. Olivier BOU MATAR, professeur à l'École Centrale de Lille, et M. Abdelkrim TALBI, Maître de conférences à l'École Centrale de Lille, pour m'avoir accueilli au sein de leur équipe. Ils m'ont fourni direction et soutien quotidien durant toute la durée de cette thèse. La richesse des travaux effectués est le fruit de la confiance qu'ils m'ont témoigné.

Je remercie M. Omar ELMAZRIA, professeur à l'Université Henri Poincaré Nancy 1, et M. Franck LEVASSORT, Maître de conférences HDR à l'IUT de Blois, pour avoir accepté de rapporter ce travail ainsi que M. Jean-Marie LE BRETON, Professeur à l'Université de Rouen, et M. Jérôme VASSEUR, professeur à l'Université d'Artois, pour leur participation à mon jury de thèse.

Je voudrais remercier M. Olivier BOU MATAR pour son investissement dans la direction de mon travail et l'indéfectible assistance qu'il m'a apportée durant tous les temps forts de ces recherches. J'associe à ces remerciements M. Jean-Claude Gerbedoen pour sa disponibilité et son aide dans la réalisation des prototypes en Salle Blanche, et M. Nicolas TIERCELIN, qui a déposé tous les films minces magnétostrictives utilisés dans ce travail.

Mes remerciements vont à tous les personnels de l'IEMN qui ont permis ces recherches, que ce soit au sein des services communs, de la centrale de technologie, de la centrale de caractérisation, ou des équipes. Je veux aussi exprimer un grand merci à tous mes collègues du LEMAC, en particulier Noura GASMI, Diwakar SEYYANVRE VENKATESAN, Yovan ORLIC, Adrien BUSSONNIERE, Gaëtan DUFOUR Pierre-Yves GUERDER, Sami HAGE ALI, Jean-Claude GERBEDOEN, Yu DU, Nicolas TIERCELIN, Vladislav ALESHIN, Michaël BAUDOIN, Marc GOUEYGOU, Farzam ZOUESTIAGH, Stephano GIORDANO, Hélène DELSARTE, pour leur amitié, leur aide durant ces trois années de thèse.

Enfin, merci à mon père GuoHua, ma mère JinLian, mon frère Wei et à Christophe pour leur soutien sans faille.

Table des matières

Remerciements	1
Table des matières	3
Introduction générale	5
1 Modèle piézomagnétique équivalent	15
1.1 Introduction	15
1.2 Formulation du problème	16
1.3 État d'équilibre	18
1.4 Matériau piézomagnétique équivalent	20
1.4.1 Régime basse fréquence	20
1.4.2 Régime haute fréquence	23
1.5 Application au cas du film mince considéré	26
1.5.1 Régime basse fréquence	26
1.5.2 Influence des résonances ferromagnétiques	33
1.6 Conclusion	35
2 Calcul des courbes de dispersion dans les multicouches piézo-magnéto-élastiques	37
2.1 Introduction	37
2.2 Formulation du problème	39
2.3 Plaques multicouches	41
2.3.1 Développement sur une base de polynôme de Legendre	41
2.3.2 Conditions de continuité et conditions aux limites	42
2.3.3 Calcul des courbes de dispersion	44
2.4 Plaques multicouches déposées sur un substrat	45
2.4.1 Développement sur une base de polynôme de Laguerre	45
2.4.2 Étude de la convergence du schéma numérique	47
2.5 Validation de la méthode	49
2.5.1 Film mince de SiO_2 déposé sur un substrat de LiNbO_3	49
2.5.2 Plaques composites de $\text{BaTiO}_3/\text{CoFe}_2\text{O}_4$	50
2.5.3 Film mince magnéto-élastique nanostructuré déposé sur un substrat de LiNbO_3 recouvert d'une couche de SiO_2	53
2.6 Modes magnéto-statiques dans un film mince magnéto-élastique déposé sur un substrat de LiNbO_3	56
2.7 Conclusion	58

3 Réalisation et caractérisation des dispositifs SAW combinés avec une couche mince magnéto-élastique	61
3.1 Introduction	61
3.2 Description des structures piezomagnétiques réalisées	61
3.2.1 Choix de la plate-forme électro-acoustique	61
3.2.2 Description du procédé de réalisation technologique	65
3.3 Caractérisation des dispositifs acoustiques à ondes de surface	70
3.3.1 Introduction	70
3.3.2 Caractérisation magnétique	70
3.3.3 Caractérisations électriques des dispositifs	75
3.4 Conclusion	77
4 Variations de vitesse dans les films minces magnéto-acoustiques	79
4.1 Introduction	79
4.2 Dispositif expérimental	79
4.3 Mesures réalisées sur le premier dispositif	80
4.3.1 Modes fondamentaux	83
4.3.2 Troisième harmonique	88
4.3.3 Influence de la direction du champ appliqué par rapport à l'axe facile du film magnéto-élastique sur les variations de vitesse des ondes acoustiques de surface	90
4.4 Mesures réalisées sur le deuxième dispositif	94
4.5 Optimisation de la structure du deuxième dispositif	97
4.5.1 Ondes de Rayleigh	98
4.5.2 Ondes de Cisaillement	100
4.6 Conclusion	102
Conclusion générale et perspective	105
A Calcul de l'état d'équilibre	109
B Formalisme de Bond pour la rotation des constantes des matériaux	111
C Mesures réalisées sur le premier échantillon pour l'onde de Rayleigh en fonction de la direction du champ magnétique externe	113
Bibliographie	129
Table des figures	131
Résumé	140

Introduction générale

Le travail présenté dans cette thèse porte sur l'étude théorique et expérimentale de la propagation des ondes acoustiques de surface dans des structures constituées de films minces magnéto-élastiques déposés sur des substrats piézoélectriques. Dans ce chapitre d'introduction, nous détaillons le contexte de ce travail, qui se place dans le cadre d'un projet plus général portant sur l'utilisation de la conjugaison de phase magnéto-acoustique pour le développement de méthodes de contrôle non destructif de Micro- Système Electro- Mécanique (MEMS : Micro- Electro- Mechanical Systems) par acoustique non linéaire. Nous présentons ensuite un état de l'art sur la propagation des ondes acoustiques de surface dans les films minces magnétostrictifs, sujet qui constitue le cœur du travail réalisé durant les trois années de thèse. Nous finissons en détaillant d'une part les objectifs de cette thèse, et d'autre part le plan du manuscrit.

Contexte général de la thèse

La présente thèse a été réalisée dans le cadre du projet ANR ANL-MEMS (2010 BLAN 923-01) dédié à l'utilisation de nouvelles techniques d'imagerie acoustique non linéaire pour le contrôle non destructif et la fiabilité des MEMS. L'objectif de ce projet était le développement et l'application de deux méthodes d'acoustique non linéaire originale pour la caractérisation et l'imagerie de défauts dans les MEMS.

La première technique considérée repose sur une méthode Opto-Acousto-Optique qui utilise des lasers pour simultanément générer des ondes acoustiques et détecter la réponse acoustique non linéaire des fissures. Cette méthode entièrement sans contact a été développée par le partenaire du projet, le Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine (LAUM UMR CNRS 6613).

La deuxième technique repose elle sur une méthode de Conjugaison de Phase Magnéto-Acoustique, qui utilise le retournement des fronts d'onde ultrasonore grâce à un pompage électromagnétique de matériaux actifs magnétiques. Appliquée à des ondes acoustiques de surface ou guidées, cette méthode, intégrée sur le MEMS, présente la possibilité de détecter in situ des défauts. C'est dans le cadre du développement de cette méthode d'imagerie acoustique non linéaire pour le contrôle non destructif que se place cette thèse.

Le retournement temporel est maintenant une technique bien connue, utilisée dans différents domaines comme l'imagerie et la thérapie médicale, l'acoustique sous-marine ou le contrôle non destructif [1, 2, 3], du fait de sa capacité à permettre la focalisation d'ondes acoustiques, y compris dans des milieux complexes

et/ou hétérogènes. Afin de combiner le concept de retournement temporel et les méthodes de contrôle non destructif par acoustique non linéaire, qui se sont révélées très sensibles à de faibles niveaux d'endommagement [4, 5, 6], deux techniques ont été proposées. Elles diffèrent principalement du fait que le traitement non linéaire est réalisé avant ou après le processus de retournement temporel. La première méthode, qui consiste à augmenter localement le champ de contrainte en utilisant les propriétés linéaires du retournement temporel, puis à mesurer la réponse non linéaire de l'échantillon à cette excitation locale a été validée expérimentalement [7] et utilisée pour le contrôle non destructif de différents matériaux [7, 8, 9, 10]. La deuxième méthode consiste à mesurer uniquement les composantes non linéaires résultantes de l'interaction entre une onde acoustique se propageant dans l'échantillon et un éventuel défaut, puis à les retourner temporellement et à les ré-émettre dans le milieu. Ainsi, l'onde retournée temporellement focalisera sur la zone présentant un défaut, *i.e.* la zone où les composantes non linéaires sont générées, et non plus sur les diffuseurs linéaires [11, 12, 9]. Il a été démontré que cette méthode, bien que moins étudiée que la première, pouvait s'avérer très performante pour l'imagerie de solide endommagés [13, 11, 12]. De plus, une idée similaire utilisant la conjugaison de phase en régime non linéaire dans les fluides a été validée dans notre groupe à l'IEMN [14, 15]. Cette méthode originale de conjugaison de phase, *i.e.* la Conjugaison de Phase Magnéto-Acoustique (CPMA), utilise le pompage électromagnétique d'un matériau actif magnétique et permet la réalisation simultanément du retournement temporel avec un seul élément et d'une amplification géante [16, 14]. En outre, la sélectivité fréquentielle, très utile pour l'imagerie non linéaire, est inhérente au phénomène d'instabilité paramétrique sous-jacent à la technique de CPMA. Notons que la conjugaison de phase correspond à une version mono-fréquence du processus de retournement temporel [17, 15].

Nous souhaitons donc appliquer la méthode de conjugaison de phase magnéto-acoustique à l'imagerie de défauts dans les MEMS de manière parfaitement similaire à la deuxième méthode, décrite plus haut, combinant le retournement temporel et l'acoustique non linéaire. Du fait de la taille micrométrique des MEMS il était indispensable de travailler à des fréquences supérieures à 100 MHz, et plus particulièrement avec des ondes acoustique de surface ou de plaque, la technologie d'émission et de réception de telles ondes par des peignes interdigités étant très avancée. Les matériaux magnétiques actifs utilisés pour la CPMA dans les fluides n'étant pas utilisables à de telles fréquences (les céramiques frittées présentant des gros grains), notre choix s'est porté sur les films magnétostrictifs nanostructurés pour lesquels nous possédions la technologie de dépôt en couche mince. De plus, une transition de réorientation de l'aimantation induite artificiellement dans ces films minces magnéto-élastiques (en appliquant un champ magnétique lors du dépôt) permet, comme nous l'avons montré depuis plusieurs années [18, 19], un contrôle extrême de ces propriétés élastiques à l'aide d'un champ magnétique externe. Ce dernier point nous incitait à penser qu'il serait possible de réaliser la conjugaison de phase magnéto-acoustique avec une intensité du pompage magnétique externe faible, et est à l'origine de l'étude réalisée dans cette thèse.

La conjugaison de phase magnéto-acoustique

Dans une grande majorité des applications des ultrasons, aussi bien en contrôle non destructif que pour des applications médicales (imagerie, thérapie), la première étape consiste à focaliser le faisceau ultrasonore en profondeur dans le matériau. Or, la plupart des matériaux que l'on souhaite étudier (composites ou tissus biologiques, par exemple) présentent des inhomogénéités de compressibilité et/ou de densité. Celles-ci génèrent une distorsion, de l'onde acoustique qui se propage dans un tel matériau, détériorant de manière dramatique la qualité de la focalisation obtenue. La distribution spatiale de ces inhomogénéités n'étant à priori pas connue, il est indispensable que la méthode choisie pour compenser les distorsions des fronts d'onde soit auto – adaptative.

Il a été montré depuis de nombreuses années, en optique [20, 17] et en acoustique [16, 21], qu'une méthode adaptée à la résolution de ce problème consiste à utiliser une onde conjuguée en phase. Celle-ci correspond à une onde possédant la même distribution spatiale que l'onde incidente, mais se propageant dans la direction opposée. Ainsi, si on réémet une onde s'étant propagée à travers un matériau donné, à l'aide d'un système de conjugaison de phase, celle-ci, du fait de la propriété d'invariance de l'équation d'onde à une inversion du signe du temps (elle ne contient que des dérivées secondes par rapport au temps dans un milieu non atténuant), ira se refocaliser sur les parties les plus échogènes du matériau. Les distorsions de phase subies par l'onde incidente sont automatiquement compensées lors de la propagation de l'onde conjuguée.

L'étude de la conjugaison de phase en acoustique a commencé au début des années 1980, et de nombreuses méthodes pour générer une onde conjuguée en phase ont été proposées. Parmi ces méthodes on peut noter, pour leur importance pratique, la méthode numérique de retournement temporelle [21, 22], basée sur l'utilisation d'émetteur / récepteur multivoies, et la conjugaison de phase paramétrique dans un solide actif magnétique [16] ou piézoélectrique [23].

La Conjugaison de Phase Magnéto-Acoustique (CPMA) est une technique originale d'inversion des fronts d'ondes ultrasonores avec amplification géante, complémentaire de la technique de retournement temporel utilisant une électronique multivoies et qui est actuellement en pleine croissance [21, 1]. La Conjugaison de Phase permet la compensation des distorsions de phase engendrées par la propagation des ondes, ce qui représente un atout majeur dans le cas de l'imagerie en présence de milieux hétérogènes. De plus, en raison de sa spécificité d'amplification géante, la sphère d'applications de cette nouvelle technique peut être étendue au domaine de l'acoustique non-linéaire. Dans la technique CPMA la modulation des propriétés élastiques par un champ magnétique externe dans un solide magnétique actif, amenant à la modulation de la vitesse de propagation de ondes acoustiques, donne naissance à l'interaction paramétrique de phonons dans un mode super-critique [16, 24]. Ce processus est très proche de celui des lasers, et repose sur l'émission stimulée de paires de phonons possédant des quantité de mouvement opposées. Cette émission stimulée produit une amplification géante de l'onde conjuguée. Du fait du gain de cette amplification, qui peut excéder 80 dB, cette technique permet l'utilisation de tous les types d'interactions non linéaires de l'onde conjuguée. Cette amplification géante de

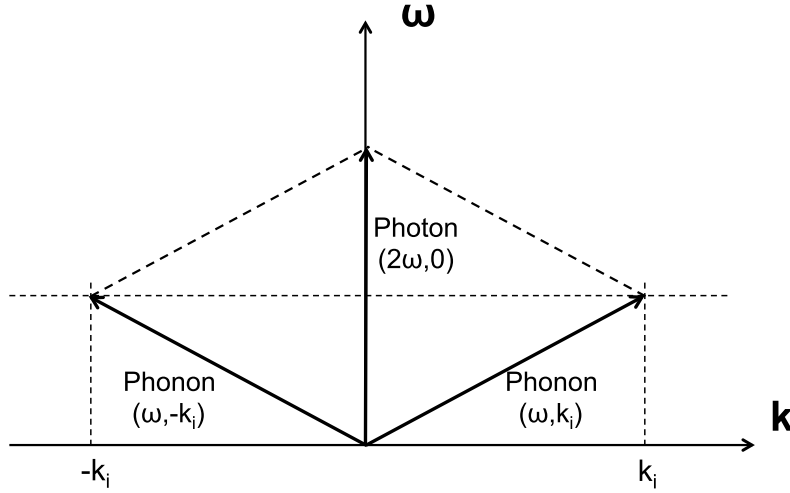


FIGURE 1 – Diagramme vectoriel illustrant les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement lors du processus de génération de l'onde conjuguée en phase sous l'action d'un pompage électromagnétique dans un matériau magnéto-élastique.

l'onde conjuguée, et les applications potentielles en thérapie ultrasonore ont stimulée les investigations dans le domaine de l'acoustique non linéaire du renversement des fronts d'onde. En collaboration avec l'Université d'Austin et l'Université de Moscou, l'équipe a étudié expérimentalement et numériquement les limites d'un fonctionnement satisfaisant d'un conjugateur de phase pour la propagation non linéaire de faisceaux ultrasonores quasi plans et focalisés dans l'eau [14, 25].

La conjugaison de phase peut être réalisée dans un solide grâce au couplage paramétrique de deux ondes acoustiques de fréquence ω sous un pompage magnétique à deux fois cette fréquence 2ω . La vitesse de propagation des ondes électromagnétiques étant cinq ordres de grandeur plus rapide que la vitesse de propagation des ondes acoustiques, le pompage magnétique se traduit, du fait du couplage magnétoélastique, par une modulation quasiment uniforme des propriétés élastiques du milieu. La génération d'onde conjuguée peut être interprétée comme un processus dans lequel l'absorption d'un photon provenant du pompage électromagnétique de fréquence $\omega_p = 2\omega$ et de vecteur d'onde $k_p \simeq 0$ donne naissance à deux phonons de vecteurs d'onde opposés $k_c = -k_i$ et de même fréquence $\omega_i = \omega_c = \omega$. Les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement pour ce processus s'écrivent :

$$\omega_p = \omega_i + \omega_c, \quad (1)$$

$$k_p = k_i + k_c, \quad (2)$$

ce qui donne :

$$\omega_c = \omega_i = \omega, \quad (3)$$

$$k_c = -k_i. \quad (4)$$

Un diagramme vectoriel illustrant ce processus est présenté sur la figure 1.

Dans un matériau magnéto-élastique la vitesse des ondes acoustiques $v(t)$ est modulée sous l'action du pompage électromagnétique :

$$v^2(t) = v_0^2 (1 + 2m \cos \omega_p t), \quad (5)$$

où $m = \frac{\Delta v}{v_0}$ est la profondeur de modulation, et v_0 est la vitesse des ondes acoustiques lorsque l'intensité du champ magnétique externe est constant (champ de polarisation). Ainsi, si une onde acoustique incidente à la fréquence ω se propage dans un matériau magnéto-élastique dans lequel un pompage magnétique à la fréquence double 2ω , une onde conjuguée est créée. Comme décrit par la théorie linéaire du processus d'amplification super-critique dans les systèmes actifs d'ondes couplées [26, 27], l'enveloppe de l'onde conjuguée en phase commence à croître exponentiellement, avec un gain Γ donné par la solution du système suivant :

$$\Gamma = \sqrt{\left(\frac{\omega m}{2}\right)^2 - \left(\frac{X v_0}{L}\right)^2}, \quad (6)$$

$$1 + \frac{\Gamma}{X} \frac{L}{v_0} \tan(X) = 0, \quad (7)$$

où L est la longueur de la zone active. Une expression analytique du gain Γ peut être obtenue lorsque l'on se place juste au dessus du seuil d'instabilité [28] :

$$\Gamma = \frac{\pi}{2} \left[\frac{\omega m}{2} - \frac{\pi v_0}{2L} \right]. \quad (8)$$

Le seuil de l'instabilité, *i.e.* le seuil de la génération paramétrique d'une onde acoustique à partir du bruit, correspond à $\Gamma = 0$, donnant une valeur critique de la profondeur de modulation de la vitesse des ondes acoustiques telle que :

$$m_c = \frac{\lambda}{2L}, \quad (9)$$

où λ est la longueur d'onde ultrasonore. Lorsque l'intensité du pompage magnétique est telle que la profondeur de modulation reste inférieure à m_c , alors l'onde conjuguée n'est pas amplifiée. L'amplification géante n'apparaît que lorsque la profondeur de modulation devient supérieure à m_c . Pour diminuer ce seuil on peut soit augmenter la fréquence, soit augmenter la taille de la zone active L . Ainsi, pour une fréquence de 1.43 GHz et un échantillon de LiNbO₃ de 1 cm de long des variations de vitesse de 0.02% sont suffisantes pour dépasser le seuil de l'instabilité paramétrique [27], alors que pour un échantillon de 2.5 cm de ferrite de Nickel, et une fréquence de 10 MHz, des variations d'environ 4 % sont nécessaires [16]. Il est à noter que pour l'échantillon de LiNbO₃ la modulation de la vitesse de propagation est induite par électrostriction sous l'application d'un champ électrique.

Etat de l'art - Propagation des ondes acoustiques de surface dans les films minces magnetostrictifs

Les développements récents en physique et technologiques ont permis l'élaboration de nouveaux matériaux magnéto-électro-élastique, comme les composites multicouches piézoélectriques/piézo-magnétiques [29]. Leur coefficient magnétoélectrique,

très grand en comparaison de celui des matériaux constitués d'une seule phase, a suscité récemment un grand nombre de travaux [30, 31, 32], et ils sont maintenant très utilisés dans les développements de capteurs, d'actionneurs, de systèmes de conversion d'énergie magnétique- électrique, et dans les mémoires à état solide [33, 34, 35, 36].

La propagation des ondes acoustiques de surface, ou *Surface Acoustic Waves* en anglais (SAW), dans les composites piézoélectrique- piézomagnétiques, et tout particulièrement les ondes de Rayleigh [37, 38] ou de Love [39] dans des films minces magnétostrictifs (ou magnéto-élastiques) déposés sur un substrat piézoélectrique, est étudiée depuis les années 70 pour le développement de filtres, de déphaseurs [40], ou d'oscillateurs accordables. Ainsi, un oscillateur dont la fréquence peut être variée de 600 kHz autour d'une fréquence de 390 MHz pour un champ magnétique dont l'intensité varie de 3800 à 10000 A/m a été réalisé [41]. D'autres auteurs ont développé un oscillateur constitué d'un film mince de 900 nm d'épaisseur de nickel déposés sur un substrat de LiNbO_3 en coupe YZ fonctionnant à une fréquence de 189 MHz et présentant 0.07% de variation relative de vitesse [42] ou de 0.05% avec un film de $\text{Fe}_{0.69}\text{Si}_{0.31}$ [43]. Parmi les autres applications envisagées, on peut citer les lignes à retard, comme celle fonctionnant à 130 MHz constitué d'un film mince de 1 μm de Fe-B présentant une variation de 0.01% pour un champ de 1kOe proposée par Forester *et al.*[44], ou la modulation de phase. Un modulateur de phase (5° de variation maximale pour un champ de 100 Oe) à 100 kHz autour d'une porteuse à 115 MHz pour un film mince de $\text{Fe}_{80}\text{-Si}_{15}\text{-B}_5$ de 1 μm d'épaisseur et 2 cm de long déposé sur un substrat de LiNbO_3 a ainsi été réalisé [45]. Plus récemment, un résonateur à ondes acoustiques de surface constitué de peignes interdigités déposés sur un film de ZnO sur une couche de $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ le tout déposé sur un wafer de quartz en coupe ST présentant une variation de 1.21 % de la fréquence de résonance autour de 1.2 GHz et de 0.86 % autour de 1.65 GHz pour un champ de 50 Oe appliqué suivant l'axe difficile du film mince magnéto-élastique a été développé grâce aux technologies de salles blanches [46, 47]. Malheureusement ces variations de vitesse sont accompagnées d'une diminution du facteur de qualité d'un facteur 5 (de 500 à 100).

Il y a depuis quelques années un regain d'intérêt pour ce sujet, depuis la découverte récente de la possibilité d'induire une résonance ferromagnétique par une onde de Rayleigh [35], ou de contrôler le pompage de spin par des ondes acoustiques de surface [48]. Ainsi, la résonance ferromagnétique induite par une onde de Rayleigh dans un film mince de Nickel de 50 nm déposé sur un substrat de LiNbO_3 est mesurée par l'intermédiaire de l'absorption subie par celle-ci pour des fréquences allant de 170 MHz à 2.24 GHz [35].

Bien évidemment beaucoup d'articles se concentrent sur l'étude de la propagation d'onde de surface dans un film mince magnétostrictif déposé sur un substrat piézoélectrique, sans aller jusqu'à la réalisation d'un prototype de composant. De plus, dans beaucoup de cas c'est l'atténuation qui est mesurée (ou calculée) plutôt que les variations de vitesse. Ainsi, la mesure de variation de vitesse et d'atténuation dans un système constitué d'un film mince de 1.5 μm de ZnO déposé sur un substrat de $\text{H}_{0.58}\text{Tb}_{0.2}\text{Dy}_{0.22}\text{Fe}_2$, matériaux présentant une magnétostriction géante est

présentée par Webb *et al.* [49, 50]. Pour une fréquence de 80 MHz ils mesurent une variation relative de vitesse de 2% pour des variations de l'intensité du champ magnétique de plusieurs kOe. Pour le développement de lignes à retard, la propagation des ondes de Rayleigh dans un film mince de TbFe_2 de $2.5 \mu\text{m}$ déposé sur un substrat de LiNbO_3 en coupe YZ (coupe Y propagation suivant Z) à une fréquence de 42 MHz a été étudiée. Une variation relative de 0.3% a été mesurée [51].

Beaucoup de travaux ont été présentés par le groupe de M. Levy sur l'atténuation subie par les ondes de Rayleigh pour des fréquences proches de 600 MHz. Ces études ont débuté par la mesure de l'atténuation du mode de Rayleigh dans des films minces de 20 nm d'épaisseur de nickel déposés sur un substrat de Quartz en coupe Y pour une fréquence de 618 MHz [52]. Des mesures d'atténuation, jusqu'à 40 dB/cm pour un champ magnétique de l'ordre de 20 Oe, et de susceptibilité magnétique à basse fréquence, dans des films minces de nickel de 20 nm déposés sur un substrat de Quartz en coupe Y, toujours à 618 MHz sont ensuite comparées à un modèle reposant sur le modèle de Stoner-Wolffarth pour la susceptibilité magnétique. Les pertes des ondes acoustiques de surface sont alors liées au couplage magnéto-élastique transférant une partie de l'énergie élastique vers le sous-système magnétique qui, lui, dissipe une partie de cette énergie. Ils constatent une très forte similitude entre les courbes d'atténuation et de susceptibilité [53]. Ils ont aussi montré que les courbes d'atténuation en fonction de l'intensité du champ magnétique externe sont corrélées aux courbes de variation de la résistance magnétique statique dans les mêmes échantillons [54] et dans un échantillon de 179.1 nm de Ni_3Fe pour un champ magnétique perpendiculaire au champ d'anisotropie uni-axial, *i.e.* l'axe facile magnétique [55]. Lorsque le champ magnétique est appliqué suivant l'axe facile, aucune variation d'atténuation ou de résistance n'est mesurable, la magnétostriction du film étant très faible. Ils ont aussi mesuré simultanément les variations de vitesse (max 0.07%) et d'atténuation (max 80 dB/cm) dans les mêmes films de nickel [56, 57]. Enfin, ils ont mis en évidence un effet gyrotropique, se traduisant pas une asymétrie des courbes d'atténuation (présentant généralement un hystérésis) en fonction de l'amplitude du champ magnétique décroissant de $+H_{max}$ à $-H_{max}$ puis croissant de $-H_{max}$ à $+H_{max}$ [58].

Du point de vue théorique très peu d'études ont été menées. On peut citer un modèle phénoménologique simple pour la variation de vitesse subie par une onde de Rayleigh se propageant dans un film mince magnétostrictif déposé sur un substrat piézoélectrique développé par Robbins et Hietala [59] : La variation de vitesse de l'onde de Rayleigh, dans le cas d'un film d'épaisseur négligeable devant la longueur d'onde, est reliée à la variation du module d'Young du film, elle même induite par l'effet dit ΔE [60]. Un modèle théorique bien plus complet pour un film mince magnéto-élastique isotrope sur un substrat piézoélectrique présentant une anisotropie magnétique uniaxiale induite par une pré-contrainte utilisant un modèle piézomagnétique équivalent et la méthode matricielle de Fahmy et Adler [61] a été développée pour deux directions du champ externe : parallèle et perpendiculaire à l'axe d'anisotropie magnétique. Les résultats théoriques sont comparés à des mesures de déphasage dans des films minces de 850 nm d'épaisseur de nickel déposés sur un substrat de LiNbO_3 en coupe YZ pour des fréquences 70 MHz et 210 MHz [37]. Ce modèle a ensuite été étendu au cas d'un film mince cubique [62]. Il a été

utilisé pour l'étude de la propagation des ondes de Rayleigh dans des films de Co-Cr, dont l'épaisseur varie de 2.7 à 4 μm , déposés sur un substrat de LiNbO_3 en coupe YZ (coupe Y propagation suivant Z) pour différentes composition (teneur en Co) et une fréquence de 36 MHz. Il prédit 0.31% de variation relative de vitesse lorsque le champ magnétique externe est appliqué perpendiculairement à la direction dans laquelle l'échantillon a été préalablement magnétisé à saturation [63]. Ce modèle a été repris et étendu au cas d'un mode d'extension, d'un mode de flexion et d'un mode de cisaillement horizontal dans une couche mince magnéto-élastique déposée sur une plaque non piézoélectrique. Les deux premiers modes tendent vers une onde de Rayleigh et le troisième vers une onde de Love lorsque l'épaisseur du substrat augmente [64]. Il a ensuite été amélioré afin de prendre en compte les pertes électriques dans le film magnétique métallique [65], et comparé avec des mesures des variations de l'amplitude de déplacement des ondes de surface, réalisées à l'aide d'un montage d'interférométrie sur un film mince carré 20 x 20 mm^2 (pour éviter les effets de l'anisotropie de forme) de $\text{Fe}_{70}\text{-Co}_{10}\text{-B}_{20}$ de 15 μm d'épaisseur pour une fréquence de 15 MHz [66]. Il est utilisé pour estimer la diminution des pertes électriques induites par l'introduction de couches de matériaux isolants dans le film mince magnéto-élastique [67, 68]. Des premières mesures réalisées sur un multicouche de $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}\text{-(SiO}_x\text{-Fe}_{80}\text{B}_{20})\times 8$ de 1.55 μm d'épaisseur déposé sur un substrat de verre ont permis d'obtenir une variation de vitesse et d'atténuation pour les modes de Rayleigh (max $\Delta v/v = 0.8\%$) pour une fréquence de 50 MHz et de Love (max $\Delta v/v = 2.3\%$) pour une fréquence de 72 MHz et un champ magnétique externe de seulement 27 Oe [39]. La structure a ensuite été optimisée, aboutissant à la prédiction d'une variation de 16.2 % de la vitesse pour 20 couches (10 μm d'épaisseur) à la fréquence de 72 MHz, tout en conservant une atténuation faible 7.6 dB/cm [69]. Malheureusement, les résultats expérimentaux ne correspondent pas à de telles variations de vitesse, du fait de la présence du champ de démagnétisation qui est inhomogène dans le film multicouche [70].

La grande majorité de ces travaux ont été réalisé pour, ou avec, des matériaux magnétiques présentant une magnétostriction relativement modeste, tel que le Nickel, et/ou sans aucune indication concernant l'état magnétique du film mince utilisé. Cependant, du fait du couplage magnéto-élastique, et tout particulièrement dans les matériaux à magnétostriction géantes que nous avons utilisé durant cette thèse, leurs propriétés élastiques dépendent fortement de l'état magnétique et du champ magnétique externe appliqué. Il a aussi été montré dans le passé qu'un film mince présentant une anisotropie magnétique uni-axiale dans le plan, avait une sensibilité extrême au champ magnétique externe lorsque l'on se plaçait à proximité de la Transition de Réorientation de Spin (TRS) [71].

Plan de la thèse

Dans le premier chapitre, nous dérivons un modèle de matériau piézomagnétique équivalent à un matériau ferromagnétique autour d'un point de polarisation, imposé par l'orientation et l'intensité d'un champ magnétique externe, et par les propriétés intrinsèques du matériau ferromagnétique. Ce modèle correspond à une linéarisation

des équations non linéaires couplées, mécaniques et magnétiques, des matériaux ferromagnétiques autour d'un état d'équilibre dépendant du champ magnétique appliqué sur l'échantillon. Le système d'équations piézomagnétiques ainsi obtenu, est en tout point similaire à celui classiquement utilisé en piézoélectricité, le champ magnétique remplaçant le champ électrique, la perméabilité magnétique remplaçant la permittivité diélectrique, et les constantes piézomagnétiques remplaçant les constantes piézoélectriques. Dans le modèle, les constantes élastiques C_{ijkl} , piézomagnétiques q_{lij} , et de perméabilité magnétique μ_{ij} deviennent dépendant du champ magnétique. Le cas spécifique d'un film mince d'un matériau magnéto-élastique présentant une anisotropie magnétique uni-axiale est décrit en détail, ces matériaux étant ceux utilisés dans les dispositifs expérimentaux réalisés dans le cadre de la thèse.

Dans le deuxième chapitre, nous développons une méthode originale, et très efficace, pour le calcul des courbes de dispersion, et des formes modales, des ondes acoustiques se propageant dans des multicouches piézomagnéto-électro-élastiques. La méthode repose sur une expansion polynomiale, qui en transformant le problème en un problème généralisé aux valeurs propres, permet d'éviter la résolution d'une équation transcendante, comme cela est le cas pour les méthodes dites matricielles généralement utilisées pour le calcul des courbes de dispersion. Elle utilise un développement en polynômes de Legendre pour les couches d'épaisseur finie, et en polynômes de Laguerre pour le substrat semi-infini. Une validation complète de la méthode, incluant entre autre sa convergence, est ensuite présentée.

La réalisation des dispositifs expérimentaux est décrite dans le troisième chapitre. L'ensemble des étapes technologiques, et les choix réalisés sont présentés en détails. Deux types de dispositifs à ondes acoustiques de surface ont été réalisés. Le premier consiste en un film mince de 200 nm de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$ déposé sur un substrat de LiNbO_3 en coupe Y entre deux peignes interdigités fonctionnant pour la fréquence fondamentale du mode de Rayleigh autour de 232 MHz. Pour le deuxième échantillon une couche guidante de SiO_2 de $2.5 \mu\text{m}$ est introduite entre le film mince magnéto-élastique et le substrat piézoélectrique, du LiNbO_3 en coupe Y-128 dans ce cas. La caractérisation complète des deux dispositifs expérimentaux réalisés est aussi présentée dans le troisième chapitre. Cette caractérisation inclue des mesures magnétiques, magnéto-élastiques et électriques. D'un point de vue magnétique, les courbes d'aimantation des films minces magnétostrictifs déposés sur les dispositifs à ondes acoustiques de surface sont mesurées à l'aide d'un magnétomètre vibrant (VSM : *Vibrating Sample Magnetometer*). La magnétostriction de ces mêmes films minces est mesurée grâce à un dispositif reposant sur la détermination, à l'aide d'un faisceau laser, des déplacements d'une poutre micrométrique sur laquelle le film est déposé. Enfin, la transmission électrique entre les deux peignes interdigités est mesurée dans le domaine fréquentiel à l'aide d'un analyseur de réseau, avant et après le dépôt du film mince de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$, afin de vérifier qu'il ne dégrade pas de trop la qualité des dispositifs réalisés.

Dans le quatrième chapitre, les mesures de variation des vitesses des modes de Rayleigh et transverse horizontal sont comparées aux prédictions théoriques pour les deux échantillons et pour différentes orientations du champ magnétique externe. La bonne concordance entre les deux, permet de valider le modèle proposé, et de

l'utiliser pour l'optimisation du dispositif utilisant une couche guidante afin d'augmenter sa sensibilité aux variations d'intensité du champ magnétique appliqué : détermination de l'épaisseur de SiO_2 maximisant les variations de vitesse pour les modes de Rayleigh et de cisaillement horizontal pour une fréquence de fonctionnement donnée, ou détermination de la fréquence d'utilisation optimale pour une épaisseur donnée du système.

Enfin, le chapitre de conclusion dresse le bilan du travail accompli durant cette thèse, et présente les perspectives envisagées à ce travail pour, d'une part la conjugaison de phase magnéto-acoustique, *i.e.* l'application à l'origine de cette étude, et d'autre part pour d'autres applications comme les cristaux phononiques ou les résonateurs accordables.

Chapitre 1

Modèle piézomagnétique équivalent

1.1 Introduction

Les propriétés élastiques des matériaux magnéto-élastiques dépendent fortement de l'état magnétique de l'échantillon et du champ magnétique auquel il est soumis. Dans les matériaux à magnétostriction géante, comme le Terfenol-D, cette dépendance peut amener à une réduction de plus de 50 % de certaines de ses constantes élastiques, et ce, même à des fréquences ultrasonores [72].

Il a été montré que si l'interaction magnétique dipôle-dipôle peut être négligée, le comportement dynamique élastique d'un milieu homogène magnéto-élastique peut être décrit en terme de modules élastiques effectifs [73, 74]. Bien que cette méthode puisse être étendue, au cas où l'interaction magnétique dipôle-dipôle est prise en compte, cela implique cependant une dépendance des modules élastiques effectifs avec la direction de propagation [75, 76, 77]. Ceci empêche l'utilisation de ces modules élastiques effectifs dans des méthodes numériques telles que les éléments finis (FEM), ou même des méthodes analytiques comme celle qui sera décrite au chapitre 2 pour le calcul des courbes de dispersion des ondes acoustiques dans les systèmes multicouches. Pour contourner ce problème, nous proposons de déterminer le matériau piézomagnétique équivalent à un matériau ferromagnétique autour d'un point de polarisation. Dans ce cas, les constantes élastiques C_{ijkl} , piézomagnétiques q_{lij} et de perméabilité magnétique μ_{ij} deviennent dépendantes du champ. Cette dépendance traduit la contrôlabilité des propriétés élastiques et piézomagnétiques par un champ magnétique externe dans les matériaux magnétostrictifs.

Après avoir donné les équations fondamentales décrivant le couplage magnéto-élastique dans un film ferromagnétique, nous donnons les états d'équilibre apparaissant lorsque le champ magnétique externe est appliqué perpendiculairement ou parallèlement à l'axe facile magnétique du film. Dans le cas où le champ magnétique est appliqué perpendiculairement à l'axe facile du film mince on observe une Transition de Réorientation de Spin (TRS), correspondant à une réorientation "brutale" de l'aimantation du film pour une variation infinitésimale de l'intensité du champ magnétique appliqué. On dérive ensuite les propriétés effectives du matériau piézomagnétique équivalent au matériau magnétostrictif autour de l'état d'équilibre,

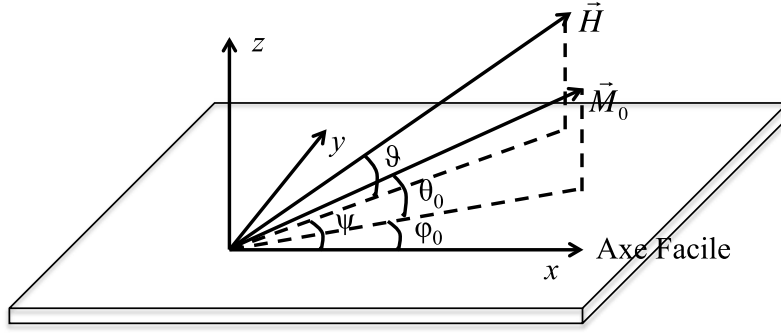


FIGURE 1.1 – Schéma de la plaque magnéto-élastique considérée, et le système de coordonnées associé.

tout d'abord à des fréquences très inférieures aux fréquences de résonances ferro-magnétiques de l'échantillon. On considère ensuite le cas où les fréquences de fonctionnement ne sont plus faibles. Enfin, le cas particulier des films minces, isotropes du point de vue de l'élasticité et de la magnétostriction, et présentant une anisotropie magnétique uni-axiale, est traité en détails.

1.2 Formulation du problème

Nous considérerons ici le cas d'une onde magnéto-élastique dans un film ferro-magnétique déposé sur un substrat puis aimanté jusqu'à saturation comme illustré dans la figure 1.1. Dans ce cas, l'amplitude de l'aimantation \mathbf{M} est une constante M_s . Le système d'équations mécaniques et magnétiques couplées, *i.e.* les équations du mouvement et de Landau-Lifshitz, prennent la forme [78] :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j}, \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mu_0 [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}] - \alpha \frac{\gamma \mu_0}{M_s} [\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}]], \quad (1.2)$$

où γ est le coefficient gyromagnétique, α est le coefficient d'atténuation (sans dimension), u_i est la i^{ieme} composante du déplacement particulaire, les x_i sont les coordonnées eulériennes du système, et $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ F/m est la perméabilité magnétique du vide. Le champ magnétique interne effectif \mathbf{H}_{eff} et le tenseur des contraintes T_{ij} sont donnés par :

$$\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H} - \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial U}{\partial \mathbf{M}}, \quad (1.3)$$

et

$$T_{ij} = \frac{\partial U}{\partial E_{ij}}, \quad (1.4)$$

où \mathbf{H} est le champ magnétique de Maxwell et E_{kl} le tenseur des déformations :

$$E_{kl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right). \quad (1.5)$$

Ici, U est la densité d'énergie interne locale et peut être écrite sous la forme :

$$U = U_{an} + U_{me} + U_e. \quad (1.6)$$

L'énergie d'anisotropie magnétocristalline est donnée par :

$$U_{an} = -K_1 \alpha_1^2, \quad (1.7)$$

où $\alpha_1 = M_1/M_s$ est le cosinus directeur de \mathbf{M} suivant l'axe facile induit (Ox dans le cas présent), et K_1 est la constante d'anisotropie magnétique liée au champ d'anisotropie H_A par :

$$K_1 = \frac{\mu_0 M_s H_A}{2}. \quad (1.8)$$

L'énergie de couplage magnéto-élastique prend la forme :

$$U_{me} = b_{ijkl} \alpha_i \alpha_j E_{kl}, \quad (1.9)$$

où b_{ijkl} sont les constantes magnéto-élastiques, et $\alpha_i = M_i/M_s$ les cosinus directeurs de \mathbf{M} suivant le système de coordonnées choisi. L'énergie élastique s'écrit :

$$U_e = \frac{1}{2} C_{ijkl} E_{ij} E_{kl}, \quad (1.10)$$

où C_{ijkl} représente le tenseur du second ordre des constants élastiques. L'équation de Landau-Lifshitz est équivalente à l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert [78] :

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma^* \mu_0 [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}] + \frac{\alpha_0 \mu_0}{M_s} [\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}], \quad (1.11)$$

si on utilise la substitution suivante :

$$\gamma = \frac{\gamma^*}{1 + \alpha_0^2}, \quad (1.12)$$

$$\alpha = \alpha_0. \quad (1.13)$$

Dans le cas d'un film ferromagnétique amorphe, considéré d'un point de vue élastique et magnéto-élastique comme étant isotrope, la densité d'énergie locale interne peut s'écrire comme étant :

$$\begin{aligned} U &= -K_1 \alpha_1^2 + \frac{b^{\alpha,0}}{3} (E_{11} + E_{22} + E_{33}) \\ &+ b^{\gamma,2} \left(E_{11} \left(\alpha_1^2 - \frac{1}{3} \right) + E_{22} \left(\alpha_2^2 - \frac{1}{3} \right) + E_{33} \left(\alpha_3^2 - \frac{1}{3} \right) \right) \\ &+ b^{\gamma,2} (2E_{12} \alpha_1 \alpha_2 + 2E_{13} \alpha_1 \alpha_3 + 2E_{23} \alpha_2 \alpha_3) \\ &+ \frac{C_{11}}{2} (E_{11}^2 + E_{22}^2 + E_{33}^2) + (C_{11} - 2C_{44}) (E_{11} E_{22} + E_{11} E_{33} + E_{22} E_{33}) \\ &+ 2C_{44} (E_{12}^2 + E_{13}^2 + E_{23}^2), \end{aligned} \quad (1.14)$$

avec $b^{\alpha,0}$ et $b^{\gamma,2}$ les constantes magnéto-élastiques.

Si l'on suppose qu'une contrainte uni-axiale est engendrée lors du procédé de dépôt du film suivant la direction \mathbf{n} , alors un terme supplémentaire d'énergie doit être ajouté :

$$U_\sigma = \frac{b\gamma^2}{2C_{44}}\sigma \left(\frac{\mathbf{M}}{M_s} \cdot \mathbf{n} \right)^2. \quad (1.15)$$

Si la contrainte se situe dans la même direction que l'axe facile, cela peut être considéré comme une re-normalisation de la constante magnétique d'anisotropie :

$$K'_1 = K_1 + K_1^\sigma, \quad (1.16)$$

avec

$$K_1^\sigma = -\frac{b\gamma^2\sigma}{2C_{44}}. \quad (1.17)$$

Si la constante magnétique d'anisotropie re-normalisée devient négative, *i.e.* lorsque $\sigma > \sigma_{crit}$ où $\sigma_{crit} = \frac{2K_1C_{44}}{b\gamma^2}$ l'axe facile tend alors à s'aligner avec une direction du plan perpendiculaire à \mathbf{n} .

Dans le cas de la propagation d'une onde acoustique, seules les petites perturbations dynamiques autour de l'équilibre sont généralement considérées :

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}^0 + \mathbf{h}, \mathbf{M} = \mathbf{M}^0 + \mathbf{m}, \text{ et } \mathbf{E} = \mathbf{E}^0 + \boldsymbol{\varepsilon}. \quad (1.18)$$

\mathbf{H}^0 est le champ interne, *i.e.* la somme du champ externe appliqué et du champ de démagnétisation, \mathbf{E}^0 est la déformation spontanée engendrée par la magnétostriction. \mathbf{h} , \mathbf{m} et $\boldsymbol{\varepsilon}$ sont respectivement le champ magnéto-statique, la magnétisation et la déformation générée par les ondes magnéto-élastiques. De plus, \mathbf{h} satisfait les équations magnéto-statiques :

$$\nabla \times \mathbf{h} = 0, \quad (1.19)$$

et

$$\nabla \cdot \mathbf{b} = \nabla \cdot \mu_0 (\mathbf{h} + \mathbf{m}) = 0, \quad (1.20)$$

avec \mathbf{b} est l'induction magnétique dynamique.

Comme nous nous intéressons seulement aux variations des propriétés élastiques et piézomagnétiques du matériau ferromagnétique provenant du couplage magnéto-élastique du première ordre, *i.e.* l'effet de Simon [79], on néglige tous les contributions indépendantes du champ provenant du couplage magnéto-élastique du deuxième ordre et des termes anharmoniques provenant de l'énergie élastique au deuxième et troisième ordre [75, 80]. De plus, les contributions introduites par la théorie invariante par rotation des matériaux magnéto-élastique [81, 74] sont aussi négligées. Nous avons montrés que ces termes sont généralement négligeables dans les cas considérés devant les effets de couplage magnéto-élastique du première ordre pour des matériaux présentant une magnétostriction géante comme ceux utilisés dans cette thèse [82].

1.3 État d'équilibre

Dans un premier temps, les valeurs à l'équilibre \mathbf{M}^0 et \mathbf{E}^0 sont obtenues en minimisant l'énergie totale du système magnéto-élastique $U_T = U - \mu_0 \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}$. Nous

supposons que la propagation d'ondes acoustiques n'induit que de petites perturbations dynamiques :

$$\mathbf{m} \ll \mathbf{M}^0, \mathbf{h} \ll \mathbf{H}^0 \text{ et } \boldsymbol{\varepsilon} \ll \mathbf{E}^0. \quad (1.21)$$

En introduisant les équations (1.18) dans l'équation (1.11), avec les conditions (1.21), la méthode d'approximations successives peut être utilisée. Dans le cas d'une approximation à l'ordre zéro, qui ne contient que les termes statiques, nous obtenons :

$$\mathbf{M}_0 \times \mathbf{H}_{eff}^0 = 0. \quad (1.22)$$

Cela indique que la direction d'équilibre de l'aimantation \mathbf{M}_0 est donnée par le champ magnétique interne statique effectif \mathbf{H}_{eff}^0 .

Afin de considérer le champ magnétique statique externe \mathbf{H}^{ext} dans toutes les directions, nous proposons d'utiliser la méthode des coordonnées cylindriques proposée par Smit et Beljers [83] et Suhl [84] pour l'étude de la résonance ferromagnétique dans un milieu magnétique anisotrope. Étant donné que le matériau ferromagnétique est aimanté à saturation, deux variables, θ and φ , au lieu des trois composantes M_i sont suffisantes au modèle. En coordonnées sphériques, les composantes de l'énergie totale du système magnéto-élastique $U_T = U + U_Z + U_D$, où U est donnée par l'équation (1.14) sont :

$$\begin{aligned} U_Z &= -\mu_0 \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}^{ext} \\ &= -\mu_0 M_s (H_x \sin\theta \cos\varphi + H_y \sin\theta \sin\varphi + H_z \cos\theta) \end{aligned} \quad (1.23)$$

$$U_D = -\frac{\mu_0}{2} \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}^D = \frac{\mu_0}{2} M \cdot (N \cdot M) = \frac{\mu_0}{2} M_s^2 \cos^2\theta \quad (1.24)$$

$$U_{an} = -K_1 \sin^2\theta \cos^2\varphi = -\frac{\mu_0 M_s}{2} H_A \sin^2\theta \cos^2\varphi \quad (1.25)$$

$$\begin{aligned} U_{me} &= \frac{(b^{\alpha,0} - b^{\gamma,2})}{3} (E_{11} + E_{22} + E_{33}) \\ &+ b^{\gamma,2} (E_{11} \sin^2\theta \cos^2\varphi + E_{22} \sin^2\theta \sin^2\varphi + E_{33} \cos^2\theta) \\ &+ 2b^{\gamma,2} \sin\theta (E_{12} \sin\theta \cos\varphi \sin\varphi + E_{13} \cos\theta \cos\varphi + E_{23} \cos\theta \sin\varphi) \end{aligned} \quad (1.26)$$

où U_Z et U_D représentent respectivement les énergies de Zeeman et de démagnétisation, et :

$$\mathbf{H}^D = -\mathbf{N} \cdot \mathbf{M}, \quad (1.27)$$

est le champ démagnétisant. Dans le cas d'un film mince, avec l'axe Oz normal au plan du film, la seule et unique composante non nulle du champ démagnétisant \mathbf{N} est $N_{33} = 1$ [78].

La première étape pour déterminer l'état d'équilibre est de minimiser l'énergie totale U_T par rapport aux déformations : $\frac{\partial U_T}{\partial E_{ij}} = \frac{\partial U_{me} + U_e}{\partial E_{ij}} = 0$. Cette étape donne les contraintes statiques s'exerçant sur l'échantillon du fait du couplage magnéto-élastique. Ensuite, l'énergie totale du système magnéto-élastique ne dépendant plus que de l'orientation de l'aimantation, la minimisation de l'énergie par rapport à cette orientation donne la direction d'équilibre (θ_0, φ_0) de \mathbf{M} , pour un champ externe donné.

On considère le cas où le champ magnétique externe se situe dans le plan du film et dans une direction orthogonale à l'axe facile, *i.e.* $H_y = H$ et $H_x = H_z = 0$. Nous

supposons un état du système homogène suivant les coordonnées x et y . Dans ce cas, nous obtenons les états d'équilibres suivant [85] :

$$\theta_0 = \frac{\pi}{2} \text{ et } \sin\varphi_0 = \frac{H}{H_A}, \quad (1.28)$$

en dessous de la transition de réorientation du spin ($H < H_A$), et

$$\theta_0 = \frac{\pi}{2} \text{ et } \varphi_0 = \pm \frac{\pi}{2}, \quad (1.29)$$

au-dessus de la transition de réorientation du spin ($H > H_A$). Pour tous ces états, il n'y a aucune déformation élastique, *i.e.* $E_{ij}^0 = 0$. Le calcul détaillé de la position d'équilibre est donné dans l'annexe A. Des états d'équilibres similaires ont été obtenus pour un film mince déposé sur une structure de type poutre [18] mais avec une déformation élastique statique non nulle induite dans le film. Cependant dans les simulations numériques qui suivent, l'influence de ces déformations élastiques statiques pourra être négligée. Si maintenant, on considère le cas où le champ magnétique statique externe se situe dans la direction de l'axe facile, *i.e.* $H_x = H$ et $H_y = H_z = 0$, on obtient un état d'équilibre tel que $\theta_0 = \pi/2$ et $\varphi_0 = 0$.

La plupart du temps, le dispositif expérimental implique une évolution plus complexe de l'état de l'aimantation à l'équilibre, en fonction de l'amplitude et/ou de l'orientation du champ magnétique externe appliqué. Dans ce cas, comme nous le montrerons plus tard, il est intéressant d'introduire dans le modèle les courbes d'aimantation, c'est-à-dire les valeurs de θ_0 et de φ_0 , mesurées expérimentalement.

Connaissant la position d'équilibre, on peut maintenant étudier la réponse dynamique du système à une perturbation acoustique.

1.4 Matériau piézomagnétique équivalent

1.4.1 Régime basse fréquence

Dans cette partie, nous ne considérerons que les basses fréquences, *i.e.* les fréquences très inférieures aux fréquences des résonances ferromagnétiques du film mince. Dans ce cas, le terme d'atténuation de l'équation (1.11) peut être négligée. Les équations de Landau-Lifshitz s'écrivent en coordonnées sphériques sous la forme :

$$\frac{\partial\theta}{\partial t} = -\frac{\gamma}{M_s \sin\theta} \frac{\partial U}{\partial\varphi} + \gamma\mu_0 H^\varphi = \gamma\mu_0 H_{eff}^\varphi, \quad (1.30)$$

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} = \frac{\gamma}{M_s \sin\theta} \frac{\partial U}{\partial\theta} - \frac{\gamma\mu_0}{\sin\theta} H^\theta = -\frac{\gamma\mu_0}{\sin\theta} H_{eff}^\theta, \quad (1.31)$$

avec

$$H^\varphi = -H_x \sin\varphi + H_y \cos\varphi, \quad (1.32)$$

et

$$H^\theta = H_x \cos\theta \cos\varphi + H_y \cos\theta \sin\varphi - H_z \sin\theta. \quad (1.33)$$

La perturbation acoustique engendre la rotation de l'aimantation vers une nouvelle orientation de θ et φ telle que $\theta = \theta_0 + \delta\theta$ et $\varphi = \varphi_0 + \delta\varphi$, avec $\delta\theta, \delta\varphi \ll 1$. On développe l'énergie autour de sa position d'équilibre :

$$U = U_0 + U_\theta\delta\theta + U_\varphi\delta\varphi + U_{\theta\theta}/2\delta\theta^2 + U_{\varphi\varphi}/2\delta\varphi^2 + U_{\theta\varphi}\delta\theta\delta\varphi + U_{\theta\varepsilon_{ij}}\delta\theta\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + U_{\varphi\varepsilon_{ij}}\delta\varphi\frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \quad (1.34)$$

où U_{xy} représente la dérivée seconde suivant x - y de U .

Dans la bande de fréquence des ondes élastiques, $\omega \ll \omega_S$ où ω_S est la fréquence naturelle du mode de spin, le sous-système magnétique dispose du temps nécessaire pour s'ajuster au sous-système élastique, ce qui entraîne les conditions suivantes $\partial U_T/\partial\delta\theta = 0$ et $\partial U_T/\partial\delta\varphi = 0$. Ces conditions nous permettent d'écrire $\delta\theta, \delta\varphi$ et U , en fonction de ε et \mathbf{h} . En utilisant le développement de l'énergie (équation (1.34)) on obtient alors :

$$U'_{\theta\varphi}\delta\theta + U'_{\varphi\varphi}\delta\varphi = \mu_0 M_s \sin\theta_0 h^\varphi - U_{\varphi\varepsilon_{ij}}\frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \quad (1.35)$$

$$U'_{\theta\theta}\delta\theta + U'_{\theta\varphi}\delta\varphi = \mu_0 M_s h^\theta - U_{\theta\varepsilon_{ij}}\frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \quad (1.36)$$

où on a introduit les notations suivantes :

$$U'_{\theta\varphi} = U_{\theta\varphi} - \mu_0 M_s \cos\theta_0 H_0^\varphi, \quad (1.37)$$

$$U'_{\varphi\varphi} = U_{\varphi\varphi} + \mu_0 M_s \sin\theta_0 (H_x \cos\varphi_0 + H_y \sin\varphi_0), \quad (1.38)$$

$$U'_{\theta\theta} = U_{\theta\theta} + \mu_0 M_s (H_x \sin\theta_0 \cos\varphi_0 + H_y \sin\theta_0 \sin\varphi_0 + H_z \cos\theta_0). \quad (1.39)$$

Ce système d'équations se réduit à :

$$\begin{aligned} \delta\theta &= \frac{\mu_0}{D} M_s U'_{\varphi\varphi} h^\theta - \frac{\mu_0}{D} M_s \sin\theta_0 h^\varphi U'_{\theta\varphi} \\ &+ \frac{1}{D} (U'_{\theta\varphi} U_{\varphi\varepsilon_{ij}} - U'_{\varphi\varphi} U_{\theta\varepsilon_{ij}}) \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \end{aligned} \quad (1.40)$$

$$\begin{aligned} \delta\varphi &= -\frac{\mu_0}{D} M_s U'_{\theta\varphi} h^\theta + \frac{\mu_0}{D} M_s \sin\theta_0 h^\varphi U'_{\theta\theta} \\ &+ \frac{1}{D} (U'_{\theta\varphi} U_{\theta\varepsilon_{ij}} - U'_{\theta\theta} U_{\varphi\varepsilon_{ij}}) \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \end{aligned} \quad (1.41)$$

où $D = U'_{\theta\theta} U'_{\varphi\varphi} - U'_{\theta\varphi}{}^2$. En réintroduisant ces dernières équations dans celles de l'aimantation dynamique :

$$m_1 = M_s (\cos\theta_0 \cos\varphi_0 \delta\theta + \sin\theta_0 \sin\varphi_0 \delta\varphi), \quad (1.42)$$

$$m_2 = M_s (\cos\theta_0 \sin\varphi_0 \delta\theta + \sin\theta_0 \cos\varphi_0 \delta\varphi), \quad (1.43)$$

$$m_3 = -M_s \sin\theta_0 \delta\theta, \quad (1.44)$$

on obtient :

$$m_i = \frac{q_{ikl}}{\mu_0} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \chi_{il} h_l, \quad (1.45)$$

avec la susceptibilité magnétique χ_{il} donnée par :

$$\chi_{11} = \frac{\mu_0 M_s^2}{D} \left(\sin^2 \theta_0 \sin^2 \varphi_0 U_{\theta\theta} + \cos^2 \theta_0 \cos^2 \varphi_0 U_{\varphi\varphi} + \frac{1}{2} \sin 2\theta_0 \sin 2\varphi_0 U_{\theta\varphi} \right) \quad (1.46)$$

$$\chi_{12} = \frac{\mu_0 M_s^2}{2D} \left((\cos^2 \theta_0 U_{\varphi\varphi} - \sin^2 \theta_0 U_{\theta\theta}) \sin 2\varphi_0 + \sin 2\theta_0 (2\sin^2 \varphi_0 - 1) U_{\theta\varphi} \right), \quad (1.47)$$

$$\chi_{13} = -\frac{\mu_0 M_s^2}{D} \left(\frac{1}{2} \sin 2\theta_0 \cos \varphi_0 U_{\varphi\varphi} + \sin^2 \theta_0 \sin \varphi_0 U_{\theta\varphi} \right), \quad (1.48)$$

$$\chi_{22} = \frac{\mu_0 M_s^2}{D} \left(\sin^2 \theta_0 \cos^2 \varphi_0 U_{\theta\theta} + \cos^2 \theta_0 \sin^2 \varphi_0 U_{\varphi\varphi} - \frac{1}{2} \sin 2\theta_0 \sin 2\varphi_0 U_{\theta\varphi} \right) \quad (1.49)$$

$$\chi_{23} = \frac{\mu_0 M_s^2}{D} \left(-\frac{1}{2} \sin 2\theta_0 \sin \varphi_0 U_{\varphi\varphi} + \sin^2 \theta_0 \cos \varphi_0 U_{\theta\varphi} \right), \quad (1.50)$$

$$\chi_{33} = \frac{\mu_0 M_s^2}{D} \sin^2 \theta_0 U_{\varphi\varphi}. \quad (1.51)$$

Dans ces expressions, les coefficients piézomagnétiques sont donnés par :

$$q_{mij} = -\frac{b_{ijkl}}{M_s^2} (M_k^0 \chi_{lm} + M_l^0 \chi_{km}). \quad (1.52)$$

Afin d'obtenir l'équation constitutive du matériau piézomagnétique effectif, on écrit le tenseur des contraintes :

$$T_{ij} = \frac{\partial U}{\partial E_{ij}} = C_{ijkl} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial U_{me}}{\partial \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} \right)}. \quad (1.53)$$

Comme précédemment, nous utilisons la méthode des approximations successives en introduisant $T_{ij} = T_{ij}^0 + \sigma_{ij}$. En ne retenant que le terme de déformation dynamique du premier ordre on obtient :

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{2b^{\gamma,2}}{M_s^2} (M_i^0 m_j + M_j^0 m_i). \quad (1.54)$$

En introduisant dans (1.54) les équations (1.45) de l'aimantation dynamique, le tenseur de déformation dynamique devient :

$$\sigma_{ij} = \left(C_{ijkl} + \frac{b^{\gamma,2}}{\mu_0 M_s^2} (M_i^0 q_{jkl} + M_j^0 q_{ikl}) \right) \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{2b^{\gamma,2}}{M_s^2} (M_i^0 \chi_{jl} + M_j^0 \chi_{il}) h_l. \quad (1.55)$$

En notant que le facteur situé devant h_l n'est autre que le coefficient q_{lij} , les équations piézomagnétiques s'écrivent :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}, \quad (1.56)$$

$$\frac{\partial b_i}{\partial x_i} = \frac{\partial (\mu_0 (h_i + m_i))}{\partial x_i} = 0, \quad (1.57)$$

où

$$\sigma_{ij} = (C_{ijkl} + \Delta C_{ijkl}) \frac{\partial u_k}{\partial x_l} - q_{lij} h_l, \quad (1.58)$$

et

$$b_i = q_{ikl} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \mu_{il} h_l, \quad (1.59)$$

Ici, la perméabilité magnétique effective ainsi que les constantes élastiques sont données par :

$$\mu_{il} = \mu_0 (\delta_{il} + \chi_{il}), \quad (1.60)$$

$$C_{ijkl} + \Delta C_{ijkl} = C_{ijkl} + b_{ijmn} (M_n^0 q_{mkl} + M_m^0 q_{nkl}). \quad (1.61)$$

Dans ces équations, les constants piézomagnétiques sont données par l'équation (1.52). Le système d'équations piézomagnétiques ainsi obtenu, *i.e.* les équations (1.58)-(1.59), complétées des équations constitutives (1.60)-(1.61), est en tout point similaire à celui classiquement utilisé en piézoélectricité, le champ magnétique remplaçant le champ électrique, la perméabilité magnétique remplaçant la permittivité diélectrique, et les constantes piézomagnétiques remplaçant les constantes piézo-électriques.

1.4.2 Régime haute fréquence

Considérons maintenant le cas où la résonance ferromagnétique peut apparaître dans la bande de fréquence considérée. Dans ce cas, l'atténuation doit être prise en compte et l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert s'écrit, en coordonnées sphériques :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\frac{\gamma}{M_s \sin \theta} \frac{\partial U}{\partial \varphi} + \gamma \mu_0 (H^\varphi + \alpha H^\theta) - \frac{\gamma \alpha}{M_s} \frac{\partial U}{\partial \theta}, \quad (1.62)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\gamma}{M_s \sin \theta} \frac{\partial U}{\partial \theta} - \frac{\gamma \mu_0}{\sin \theta} (H^\theta - \alpha H^\varphi) - \frac{\gamma \alpha}{\mu_0 M_s \sin^2 \theta} \frac{\partial U}{\partial \varphi}, \quad (1.63)$$

où les expressions de H^φ et de H^θ sont toujours données par les équations (1.32) et (1.33), respectivement. En introduisant, comme pour le cas basse fréquence traité précédemment, le développement de l'énergie autour de sa position de l'équilibre donnée par l'équation (1.34) dans les équations de Landau-Lifshitz-Gilbert on obtient un système de la forme :

$$A\delta\theta + B\delta\varphi = C, \quad (1.64)$$

$$D\delta\theta + E\delta\varphi = F, \quad (1.65)$$

où

$$A = j\omega \frac{M_s}{\gamma} \sin \theta + U_{\theta\varphi}^a, \quad (1.66)$$

$$B = U_{\varphi\varphi}^*, \quad (1.67)$$

$$\begin{aligned} C = & h_x [\mu_0 M_s \sin \theta_0 (-\sin \varphi_0 + \alpha \cos \theta_0 \cos \varphi_0)] \\ & + h_y [\mu_0 M_s \sin \theta_0 (-\cos \varphi_0 + \alpha \cos \theta_0 \sin \varphi_0)] \\ & + h_z [-\alpha \mu_0 M_s \sin^2 \theta_0] \\ & + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} [U_{\varphi\epsilon_{ij}} + \alpha \sin \theta_0 U_{\theta\epsilon_{ij}}], \end{aligned} \quad (1.68)$$

$$D = U'_{\theta\theta}, \quad (1.69)$$

$$E = -j\omega \frac{M_s}{\gamma} \sin \theta + U_{\theta\varphi}^b, \quad (1.70)$$

$$\begin{aligned} F = & h_x [\mu_0 M_s (\cos \theta_0 \cos \varphi_0 + \alpha \sin \varphi_0)] \\ & + h_y [\mu_0 M_s (\cos \theta_0 \sin \varphi_0 - \alpha \cos \varphi_0)] \\ & + h_z [-\mu_0 M_s \sin \theta_0] \\ & + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left[U_{\theta\epsilon_{ij}} - \frac{\alpha}{\sin \theta_0} U_{\varphi\epsilon_{ij}} \right]. \end{aligned} \quad (1.71)$$

$$(1.72)$$

On a introduit ici les notations suivantes :

$$U_{\theta\theta}^* = U'_{\theta\theta} - \frac{\alpha}{\sin \theta_0} U'_{\theta\varphi}, \quad (1.73)$$

$$U_{\varphi\varphi}^* = U'_{\varphi\varphi} + \alpha \sin \theta_0 U'_{\theta\varphi}, \quad (1.74)$$

$$U_{\theta\varphi}^a = U'_{\theta\varphi} + \alpha \sin \theta_0 U'_{\theta\theta}, \quad (1.75)$$

$$U_{\theta\varphi}^b = U'_{\theta\varphi} - \frac{\alpha}{\sin \theta_0} U'_{\varphi\varphi}. \quad (1.76)$$

La solution du système d'équations (1.64)-(1.65) est :

$$\delta\theta = \frac{FB - CE}{BD - AE}, \quad (1.77)$$

$$\delta\varphi = \frac{CD - AF}{BD - AE}. \quad (1.78)$$

Cette solution peut être réécrite sous la forme :

$$\delta\theta = \sum_i A_i h_i + \sum_I C_{\theta I} \delta\epsilon_{ij}, \quad (1.79)$$

$$\delta\varphi = \sum_i C_i h_i + \sum_I C_{\varphi I} \delta\epsilon_{ij}, \quad (1.80)$$

où les coefficients A_l , C_l , $C_{\theta I}$, et $C_{\varphi I}$ sont donnés par :

$$A_1 = \frac{\mu_0 M_s}{D(\omega)} [U_{\varphi\varphi}^* (\cos\theta_0 \cos\varphi_0 + \alpha \sin\varphi_0) - \sin\theta_0 U_{\theta\varphi}^b (-\sin\varphi_0 + \alpha \cos\theta_0 \cos\varphi_0) + j\omega \frac{M_s \sin^2\theta_0}{\gamma} (-\sin\varphi_0 + \alpha \cos\theta_0 \cos\varphi_0)], \quad (1.81)$$

$$A_2 = \frac{\mu_0 M_s}{D(\omega)} [U_{\varphi\varphi}^* (\cos\theta_0 \sin\varphi_0 - \alpha \cos\varphi_0) - \sin\theta_0 U_{\theta\varphi}^b (\cos\varphi_0 + \alpha \cos\theta_0 \sin\varphi_0) + j\omega \frac{M_s \sin^2\theta_0}{\gamma} (\cos\varphi_0 + \alpha \cos\theta_0 \sin\varphi_0)], \quad (1.82)$$

$$A_3 = \frac{\mu_0 M_s}{D(\omega)} [-U_{\varphi\varphi}^* \sin\theta_0 + \alpha \sin^2\theta_0 U_{\theta\varphi}^b - j\omega \alpha \frac{M_s \sin^3\theta_0}{\gamma}], \quad (1.83)$$

$$C_1 = \frac{\mu_0 M_s}{D(\omega)} [U_{\theta\theta}^* (-\sin\varphi_0 + \alpha \cos\theta_0 \cos\varphi_0) \sin\theta_0 - U_{\theta\varphi}^a (\cos\theta_0 \cos\varphi_0 + \alpha \sin\varphi_0) - j\omega \frac{M_s \sin\theta_0}{\gamma} (\cos\theta_0 \cos\varphi_0 + \alpha \sin\varphi_0)], \quad (1.84)$$

$$C_2 = \frac{\mu_0 M_s}{D(\omega)} [U_{\theta\theta}^* (\cos\varphi_0 + \alpha \cos\theta_0 \sin\varphi_0) \sin\theta_0 - U_{\theta\varphi}^a (\cos\theta_0 \sin\varphi_0 - \alpha \cos\varphi_0) - j\omega \frac{M_s \sin\theta_0}{\gamma} (\cos\theta_0 \sin\varphi_0 - \alpha \cos\varphi_0)], \quad (1.85)$$

$$C_3 = \frac{\mu_0 M_s}{D(\omega)} [-\alpha U_{\theta\theta}^* \sin^2\theta_0 + \sin\theta_0 U_{\theta\varphi}^a + j\omega \frac{M_s \sin^2\theta_0}{\gamma}], \quad (1.86)$$

$$C_{\theta I} = \frac{1}{D(\omega)} [(-U_{\theta\epsilon_I} U'_{\varphi\varphi} + U_{\varphi\epsilon_I} U'_{\theta\varphi})(1 + \alpha^2) - j\omega \frac{M_s}{\gamma} \sin\theta_0 (U_{\varphi\epsilon_I} + \alpha \sin\theta_0 U_{\theta\epsilon_I})], \quad (1.87)$$

$$C_{\varphi I} = \frac{1}{D(\omega)} [(U_{\theta\epsilon_I} U'_{\theta\varphi} - U_{\varphi\epsilon_I} U'_{\theta\theta})(1 + \alpha^2) + j\omega \frac{M_s}{\gamma} (U_{\theta\epsilon_I} \sin\theta_0 - \alpha U_{\varphi\epsilon_I})]. \quad (1.88)$$

Dans ces expressions on a utilisé les notations de Voigt pour les déformations, ϵ_I où $I = 1, 2 \dots 6$, et $D(\omega)$ est donné par :

$$D(\omega) = U_{\theta\theta}^* U_{\varphi\varphi}^* - \left(j\omega \frac{M_s \sin\theta_0}{\gamma} + U_{\theta\varphi}^a \right) \left(-j\omega \frac{M_s \sin\theta_0}{\gamma} + U_{\theta\varphi}^b \right), \quad (1.89)$$

On peut réécrire se terme sous la forme :

$$D(\omega) = \frac{M_s^2 \sin^2\theta_0}{\gamma^2} (\omega_{res}^2 (1 + \alpha^2) - \omega^2 + j\omega \Delta\omega), \quad (1.90)$$

avec

$$\omega_{res} = \frac{\gamma}{M_s \sin\theta_0} \sqrt{U'_{\theta\theta} U'_{\varphi\varphi} - U_{\theta\varphi}^{\prime 2}}, \quad (1.91)$$

et

$$\Delta\omega = \frac{\alpha\gamma}{M_s} \left(U'_{\theta\theta} + \frac{U'_{\varphi\varphi}}{\sin^2\theta_0} \right). \quad (1.92)$$

Cette expression met en évidence l'interprétation physique du terme $D(\omega)$, qui permet de déterminer les fréquences des résonances ferromagnétiques ω_{res} [78] en résolvant $D(\omega_{res}) = 0$. D'autre part, $\Delta\omega$ correspond à la largeur fréquentielle de cette résonance.

En utilisant ces expressions de $\delta\theta$ et de $\delta\varphi$ dans celles de l'aimantation dynamique, *i.e.* les équations (1.42)-(1.44) on obtient pour la susceptibilité dynamique les expressions suivantes :

$$\chi_{1l} = M_s (\cos\theta_0 \cos\varphi_0 A_l - \sin\theta_0 \sin\varphi_0 C_l), \quad (1.93)$$

$$\chi_{2l} = M_s (\cos\theta_0 \sin\varphi_0 A_l + \sin\theta_0 \cos\varphi_0 C_l), \quad (1.94)$$

$$\chi_{3l} = -M_s \sin\theta_0 A_l, \quad (1.95)$$

pour $l = 1, 2, 3$. Les constantes piézomagnétiques s'écrivent elles :

$$q_{1J} = \mu_0 M_s (\cos\theta_0 \cos\varphi_0 C_{\theta J} - \sin\theta_0 \sin\varphi_0 C_{\varphi J}), \quad (1.96)$$

$$q_{2J} = \mu_0 M_s (\cos\theta_0 \sin\varphi_0 C_{\theta J} + \sin\theta_0 \cos\varphi_0 C_{\varphi J}), \quad (1.97)$$

$$q_{3J} = -\mu_0 M_s \sin\theta_0 C_{\theta J}, \quad (1.98)$$

pour $J = 1, 2, \dots, 6$.

Le reste de la procédure reste identique en tout point à celle suivie dans le cas du régime basse fréquence. On obtient ainsi le même système d'équations piézomagnétiques, *i.e.* les équations (1.58)-(1.59), complétées des équations constitutives (1.60)-(1.61). L'influence de la fréquence n'apparaît que dans les expressions des susceptibilités magnétiques et des coefficients piézomagnétiques qui sont maintenant données par les équations (1.93)-(1.95) et (1.96)-(1.98), respectivement.

1.5 Application au cas du film mince considéré

1.5.1 Régime basse fréquence

Dans le cas des films minces présentant une anisotropie magnétique uni-axiale dans le plan, qui correspond à celui étudié expérimentalement, l'aimantation se situe toujours dans le plan du film ($\theta_0 = \pi/2$). En négligeant l'influence des déformations élastiques statiques, nous obtenons le tenseur piézomagnétique effectif suivant :

$$\mu = \begin{bmatrix} \mu_{11} & \mu_{12} & 0 \\ \mu_{12} & \mu_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{33} \end{bmatrix}, \quad (1.99)$$

$$\Delta C = \begin{bmatrix} \Delta C_{11} & \Delta C_{11} & 0 & 0 & 0 & \Delta C_{16} \\ \Delta C_{11} & \Delta C_{11} & 0 & 0 & 0 & -\Delta C_{16} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Delta C_{44} & \Delta C_{45} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Delta C_{45} & \Delta C_{55} & 0 \\ \Delta C_{16} & -\Delta C_{16} & 0 & 0 & 0 & \Delta C_{66} \end{bmatrix}, \quad (1.100)$$

$$q = \begin{bmatrix} q_{11} & -q_{11} & 0 & 0 & 0 & q_{16} \\ q_{21} & -q_{21} & 0 & 0 & 0 & q_{26} \\ 0 & 0 & 0 & q_{34} & q_{35} & 0 \end{bmatrix}, \quad (1.101)$$

$$\begin{aligned}
 \mu_{11} &= \mu_0 + \frac{\mu_0 M_s^2 \sin^2 \varphi_0}{U'_{\varphi\varphi}} \\
 \mu_{12} &= -\frac{\mu_0 M_s^2 \sin 2\varphi_0}{2U'_{\varphi\varphi}} \\
 \mu_{22} &= \mu_0 + \frac{\mu_0 M_s^2}{U'_{\varphi\varphi}} (1 - \sin^2 \varphi_0) \\
 \mu_{33} &= \mu_0 + \frac{\mu_0 M_s^2}{U'_{\theta\theta}}
 \end{aligned}$$

 TABLE 1.1 – Composantes non nulles du tenseur de perméabilité μ pour un film mince dont la normale est suivant l'axe Oz .

$$\begin{aligned}
 \Delta C_{11} &= -\frac{4(b\gamma^2)^2 \cos^2 \varphi_0 \sin^2 \varphi_0}{U'_{\varphi\varphi}} \\
 \Delta C_{16} &= \frac{(b\gamma^2)^2 \sin 4\varphi_0}{2U'_{\varphi\varphi}} \\
 \Delta C_{44} &= -\frac{(b\gamma^2)^2 \sin^2 \varphi_0}{U'_{\theta\theta}} \\
 \Delta C_{45} &= -\frac{(b\gamma^2)^2 \sin \varphi_0 \cos \varphi_0}{U'_{\theta\theta}} \\
 \Delta C_{55} &= -\frac{(b\gamma^2)^2 \cos^2 \varphi_0}{U'_{\theta\theta}} \\
 \Delta C_{66} &= -\frac{(b\gamma^2)^2 \cos^2 2\varphi_0}{U'_{\varphi\varphi}}
 \end{aligned}$$

 TABLE 1.2 – Composantes non nulles du tenseur de correction des constantes élastiques ΔC pour un film mince dont la normale est suivant l'axe Oz .

où les composantes non nulles de la perméabilité, les corrections des constantes élastiques, et le tenseur de constantes piézomagnétiques sont respectivement donnés par les tableaux 1.1, 1.2 et 1.3. Dans ces expressions, les dérivées de U' au second ordre sont :

$$U'_{\theta\theta} = \mu_0 M_s (H_A (1 - \sin^2 \varphi_0) + H \cos(\varphi_0 - \psi) + H_{me}), \quad (1.102)$$

$$U'_{\varphi\varphi} = \mu_0 M_s (H_A (1 - 2\sin^2 \varphi_0) + H \cos(\varphi_0 - \psi) + H_{me}), \quad (1.103)$$

$$U'_{\theta\varphi} = 0, \quad (1.104)$$

où $H_{me} = (b\gamma^2)^2 / (\mu_0 M_s C_{44})$ est le champ magnéto-élastique [18].

Quand le champ magnétique externe statique se situe dans le plan du film avec une direction perpendiculaire à l'axe facile, une transition de phase ou transition de réorientation de Spin (TRS, ou *SRT* en anglais), se manifeste pour une intensité du champ externe de H_A . Comme le montre l'équation (1.28), lors de la TRS, tous les termes $\sin \varphi_0$ peuvent être remplacés par H/H_A .

Maintenant, au dessus de la TRS, $\sin \varphi_0 = 1$, et toutes les constantes effectives

$$\begin{aligned}
 q_{11} &= -\frac{2b\gamma^2\mu_0 M_s \cos\varphi_0 \sin^2\varphi_0}{U'_{\varphi\varphi}} \\
 q_{21} &= \frac{2b\gamma^2\mu_0 M_s \cos^2\varphi_0 \sin\varphi_0}{U'_{\varphi\varphi}} \\
 q_{34} &= -\frac{b\gamma^2\mu_0 M_s \sin\varphi_0}{U'_{\theta\theta}} \\
 q_{35} &= -\frac{b\gamma^2\mu_0 M_s \cos\varphi_0}{U'_{\theta\theta}} \\
 q_{16} &= \frac{b\gamma^2\mu_0 M_s (1-2\sin^2\varphi_0) \sin\varphi_0}{U'_{\varphi\varphi}} \\
 q_{26} &= -\frac{b\gamma^2\mu_0 M_s \cos\varphi_0 (1-2\sin^2\varphi_0)}{U'_{\varphi\varphi}}
 \end{aligned}$$

TABLE 1.3 – Composantes non nulles du tenseur des constantes piézomagnétiques \mathbf{q} pour un film mince dont la normale est suivant l'axe Oz axis.

du matériau piézomagnétique équivalent peuvent être simplifiées :

$$\mu = \begin{bmatrix} \mu_0 + \frac{M_s}{H-H_A+H_{me}} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_0 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 + \frac{M_s}{H+H_{me}} \end{bmatrix}, \quad (1.105)$$

$$C = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{12} & C_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} - \frac{(b\gamma^2)^2}{\mu_0 M_s (H+H_{me})} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} - \frac{(b\gamma^2)^2}{\mu_0 M_s (H-H_A+H_{me})} \end{bmatrix} \quad (1.106)$$

$$q = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{b\gamma^2}{\mu_0(H-H_A+H_{me})} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\frac{b\gamma^2}{\mu_0(H+H_{me})} & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (1.107)$$

Certaines expressions des variations des constantes élastiques, ΔC_{11} et ΔC_{66} , ont été obtenues pour une configuration similaire, en utilisant une méthode moins générale que celle présentée dans ce chapitre [86]. En introduisant la notation :

$$h = \frac{H}{H_A}, \quad (1.108)$$

on obtient, respectivement, une expression de ΔC_{66} et ΔC_{11} qui correspond parfaitement à la variation du module de cisaillement ($\Delta\gamma$) et à la variation du module transverse ($\Delta\alpha$) données par ces auteurs. Dans cette référence, un accord semi-quantitatif a aussi été obtenu entre les résultats théoriques et des mesures expérimentales obtenues sur une structure de type poutre bimorphe.

Les variations des constantes élastiques longitudinales C_{11} et transversale C_{66} en fonction de l'intensité du champ magnétique externe pour un film de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$ de 200 nm d'épaisseur sont présentées sur les figures 1.2 et 1.3, respectivement. Les propriétés élastiques, magnéto-élastiques et magnétiques du film mince, utilisées pour le calcul, sont $C_{11} = 113.7$ GPa, $C_{44} = 31.3$ GPa, $b\gamma^2 = -8$ MPa, $M_s = 800$ kA/m,

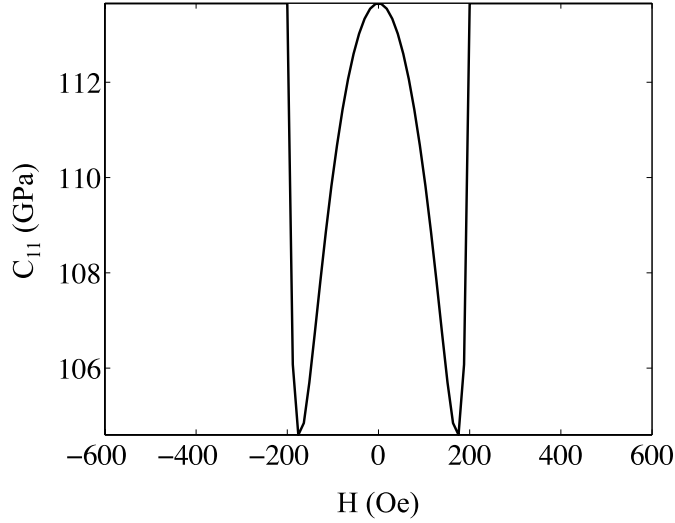


FIGURE 1.2 – Variations de la constante élastique C_{11} en fonction de l'intensité du champ magnétique externe appliqué perpendiculairement à l'axe facile, pour un film mince de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$.

$H_A = 200$ Oe, et $H_{me} = 20$ Oe. Elles correspondent à celles du film mince utilisé lors de l'étude expérimentale présentée dans les chapitres 3 et 4. Par contre, la variation de l'orientation de l'aimantation utilisée est calculée ici à l'aide du modèle théorique donné par les équations 1.28 et 1.29. Cette variation est donnée sur la figure 1.4. Elle présente une discontinuité de la tangente à la courbe pour un champ égal au champ d'anisotropie H_A , correspondant à un phénomène de transition de réorientation de spin (*TRS*). Cette discontinuité se traduit par des variations très importantes des propriétés du matériau piézomagnétique équivalent pour un champ $H = H_A$, et tout particulièrement pour la composante transverse C_{66} , comme le montre la figure 1.3. On verra dans la suite de ce manuscrit qu'il est généralement nécessaire de prendre en considération la courbe d'aimantation mesurée sur l'échantillon considéré, si l'on souhaite obtenir une prédiction quantitative des variations de vitesse des ondes de surface induites par un champ magnétique externe.

Les matrices complètes des tenseurs de constantes d'élasticité, de coefficients piézomagnétiques et de perméabilités magnétiques sont présentées sur les figures 1.5, 1.6, et 1.7, respectivement. On constate que les variations des différentes constantes d'un même tenseur peuvent être très différentes les unes des autres. Ainsi, dans le cas général, il sera très difficile de prédire les variations de la vitesse d'une onde de surface se propageant dans un tel film magnéto-élastique sans avoir recourt à un outil numérique. Un tel outil sera décrit dans le chapitre suivant.

Quand le champ statique externe est appliqué dans la direction de l'axe facile,

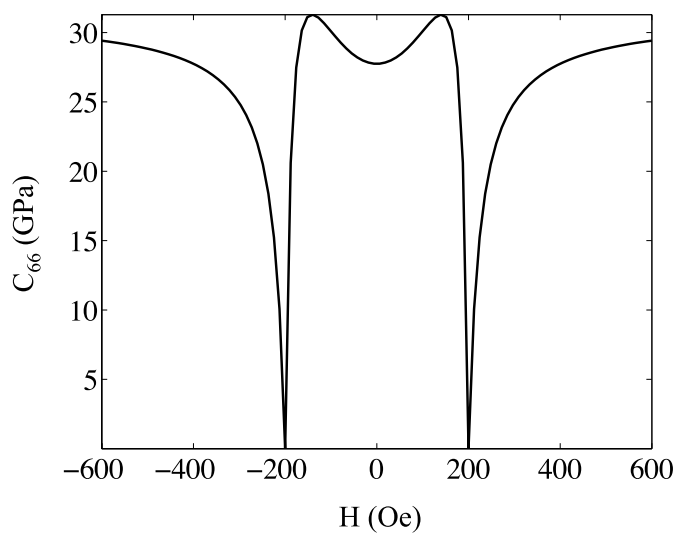


FIGURE 1.3 – Variations de la constante élastique C_{66} en fonction de l'intensité du champ magnétique externe appliqué perpendiculairement à l'axe facile, pour un film mince de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$.

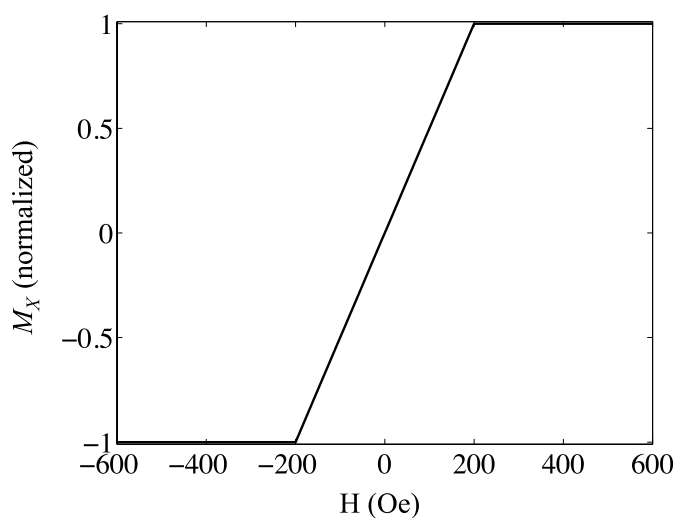


FIGURE 1.4 – Courbe d'aimantation théorique pour un film mince de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$ possédant un champ d'anisotropie dans le plan de $H_A = 200$ Oe.

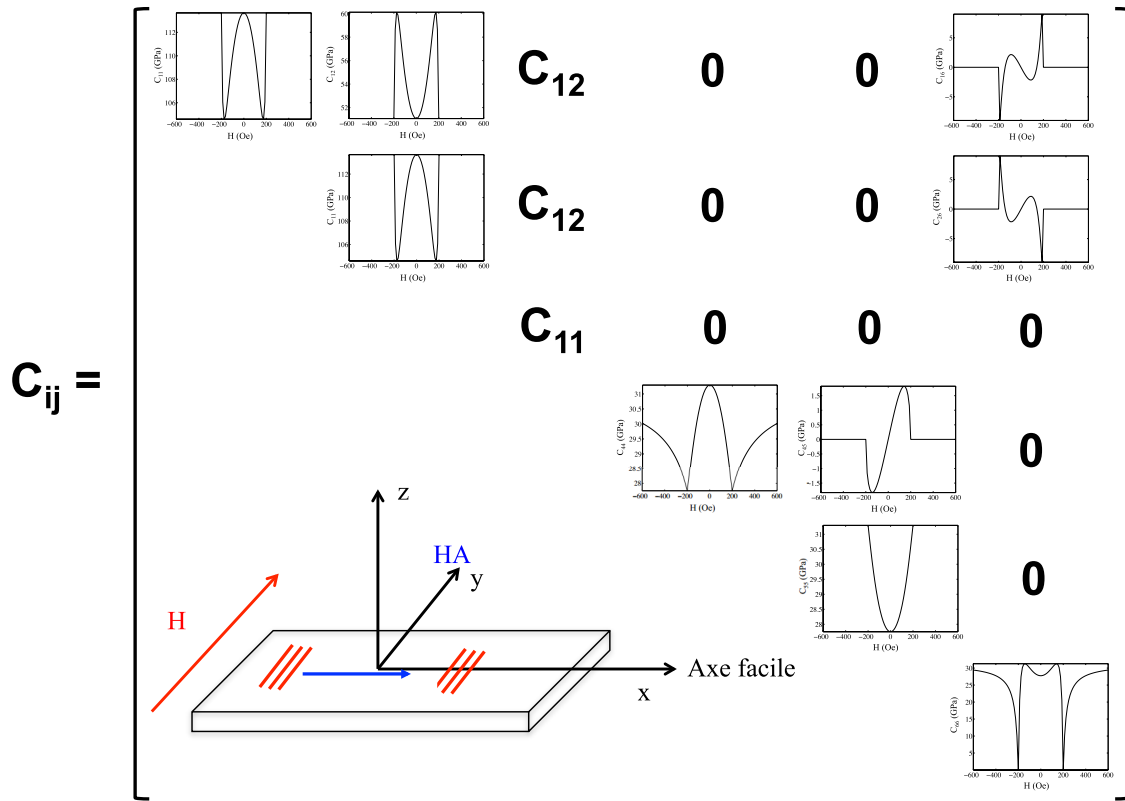


FIGURE 1.5 – Variations du tenseur des constantes élastiques en fonction de l'intensité du champ magnétique externe appliqué perpendiculairement à l'axe facile, pour un film mince de $TbCo_2/FeCo$.

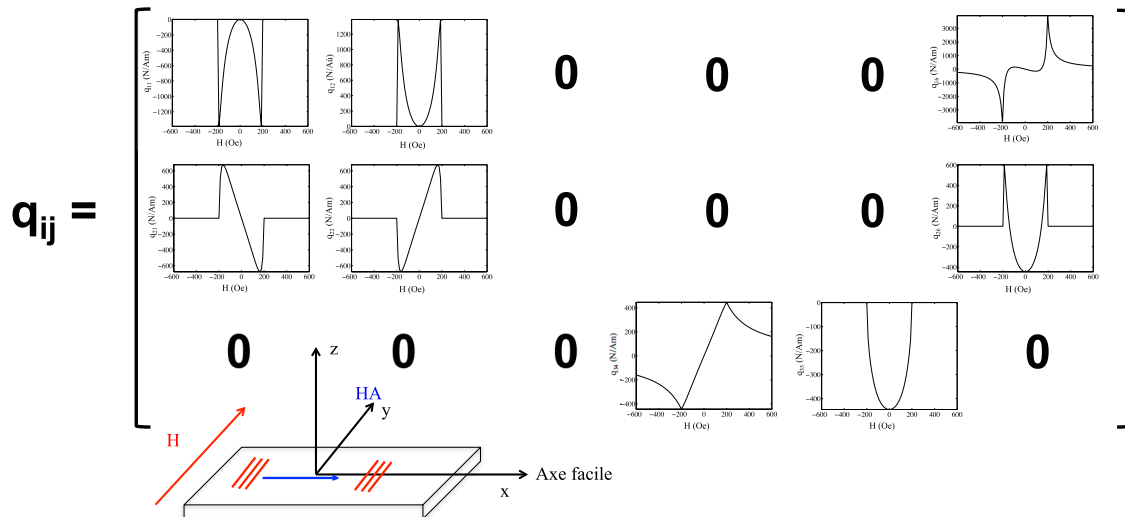


FIGURE 1.6 – Variations du tenseur des constantes piézomagnétiques en fonction de l'intensité du champ magnétique externe appliqué perpendiculairement à l'axe facile, pour un film mince de $TbCo_2/FeCo$.

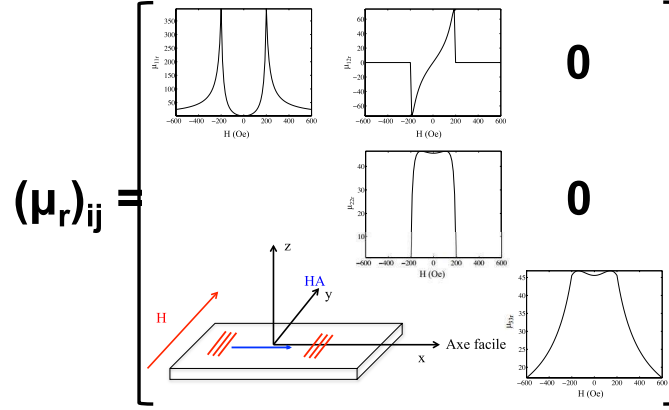


FIGURE 1.7 – Variations du tenseur de perméabilité magnétique relative en fonction de l'intensité du champ magnétique externe appliqué perpendiculairement à l'axe facile, pour un film mince de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$.

les constantes effectives du matériau piézomagnétique sont données par :

$$\mu = \begin{bmatrix} \mu_0 & 0 & 0 \\ 0 & \mu_0 + \frac{M_s}{H+H_A+H_{me}} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 + \frac{M_s}{H+H_A+H_{me}} \end{bmatrix}, \quad (1.109)$$

$$C = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{12} & C_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} - \frac{(b\gamma,2)^2}{\mu_0 M_s (H+H_A+H_{me})} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} - \frac{(b\gamma,2)^2}{\mu_0 M_s (H+H_A+H_{me})} \end{bmatrix}, \quad (1.110)$$

$$q = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{b\gamma,2}{\mu_0 (H+H_A+H_{me})} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{b\gamma,2}{\mu_0 (H+H_A+H_{me})} & 0 \end{bmatrix}. \quad (1.111)$$

Dans ce cas, il n'y a plus de divergence des coefficients effectifs du matériau piézomagnétique. Ainsi, les coefficients de couplage piézomagnétique sont maximum pour un champ magnétique nul (en valeur absolue), et décroissent vers 0 lorsque l'intensité de ce dernier augmente. De même les constantes élastiques qui dépendent du champ, *i.e.* C_{55} et C_{66} , croissent pour tendre vers la valeur de C_{44} à saturation.

En résumé, on peut dire que les variations des constantes piézomagnétiques équivalentes sont plus importantes lorsque le champ magnétique est appliqué perpendiculairement à l'axe facile du film mince magnéto-élastique. De plus, ces variations seront d'autant plus prononcées que l'amplitude du champ d'anisotropie H_A et l'aimantation à saturation M_s seront faibles, et que le coefficient de couplage magnéto-élastique $b\gamma,2$ sera important. Le choix des matériaux à utiliser afin d'augmenter la sensibilité des ondes acoustiques de surface à un champ magnétique externe devra donc être réalisé sur ces critères, et pourra ainsi être différent de celui

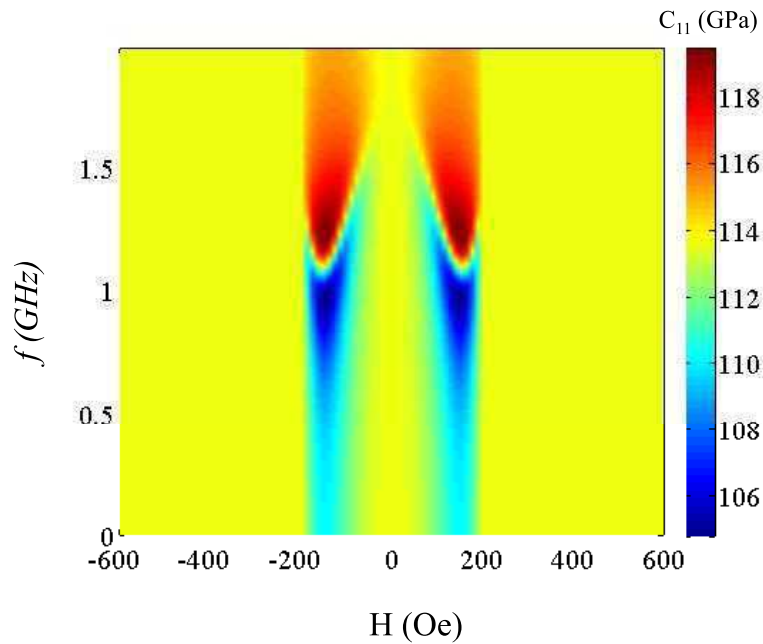


FIGURE 1.8 – Variations de la constante élastique C_{11} en fonction de la fréquence et de l'intensité du champ magnétique externe appliqué perpendiculairement à l'axe facile, pour un film mince de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$.

fait pour les applications reposant sur l'utilisation de la magnétostriction statique où seul le coefficient de magnéto-élasticité (ou de magnétostriction) prime.

1.5.2 Influence des résonances ferromagnétiques

Influence des résonances ferromagnétiques sur les propriétés piézomagnétiques équivalentes

Nous donnons ici un exemple de courbe de variations des constantes piézomagnétiques équivalentes, la constante C_{11} , en prenant en compte les effets de résonances ferromagnétiques. On trace sur la figure 1.8 les variations de C_{11} en fonction de l'intensité du champ magnétique et de la fréquence pour un film mince de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$ de 200 nm d'épaisseur. Nous avons utilisé ici un coefficient d'atténuation α de 0.15, valeur qui sera justifiée dans le paragraphe 4.3.1.

La variation de la fréquence de résonance ferromagnétique obtenue à partir de l'équation 1.91 est présentée sur la figure 1.9. Cette fréquence est minimale lorsque le champ magnétique est proche de la valeur du champ d'anisotropie H_A . Pour comprendre un peu mieux ce phénomène de résonance ferromagnétique, regardons maintenant la propagation des ondes magnéto-statiques dans les films minces magnéto-élastiques.

Ondes magnéto-statiques dans les films minces magnéto-élastiques

Dans une plaque ferromagnétique métallisée sur ces deux faces et aimantée à saturation dans une direction perpendiculaire aux interfaces de plaque, les relations

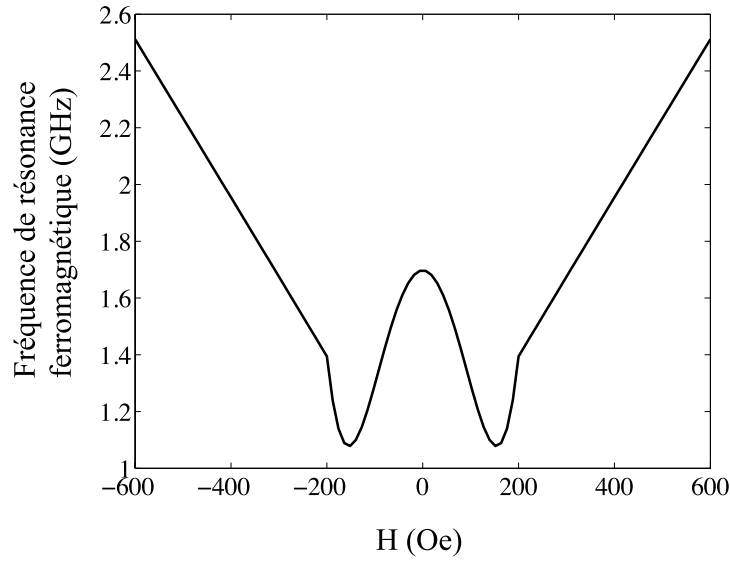


FIGURE 1.9 – Variations de la fréquence de résonance ferromagnétique en fonction de l'intensité du champ magnétique externe appliqué perpendiculairement à l'axe facile, pour un film mince de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$.

de dispersion sont données par [78] :

$$\omega^2 = \omega_H \left(\omega_H + \frac{\omega_M}{1 + \frac{Z_n^2}{(kd)^2}} \right), \quad (1.112)$$

où $Z_n = n\pi$, $\omega_H = \gamma\mu_0 H$, et $\omega_M = \gamma\mu_0 M_0$. Si les surfaces de la plaque ne sont pas métallisées, Bar'yakhtar et Kaganov [87] ont démontrés que les relations de dispersion peuvent être écrites de manière similaire, mais avec Z_n dépendant de kd :

$$\tan Z = \frac{2Zkd}{Z^2 - (kd)^2}, \quad (1.113)$$

où $Z = k_z d = \sqrt{-\mu}kd$. Les courbes de dispersions obtenues, au moins pour les ferrites, restent très proches de celles calculées pour des plaques métallisées.

Maintenant, si l'aimantation se situe dans le plan du film mince, la dispersion s'écrit alors :

$$\omega^2 = \omega_H \left(\omega_H + \frac{\omega_M}{1 + \frac{\cos^2 \theta_k}{\sin^2 \theta_k + \frac{X_n^2}{(kd)^2}}} \right), \quad (1.114)$$

où $X_n = k_x d = n\pi$, et θ_k est l'angle entre la direction de propagation et d'aimantation. Deux exemples de courbes de dispersion, calculées à partir de l'équation 1.114, sont présentés sur la figure 1.10 pour un film mince de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$ d'épaisseur 20 μm et 200 nm. Pour ces exemples, les ondes se propagent dans la direction de l'aimantation, *i.e.* $\theta_k = 0^\circ$, elle même perpendiculaire à l'axe facile. Il est à noter que lorsque $\theta_k = \frac{\pi}{2}$ alors la pulsation (ou la fréquence) est donnée par $\omega^2 = \omega_H(\omega_H + \omega_M)$, et ne dépend donc plus du nombre d'onde k . Pour les grandes longueurs d'ondes, *i.e.*

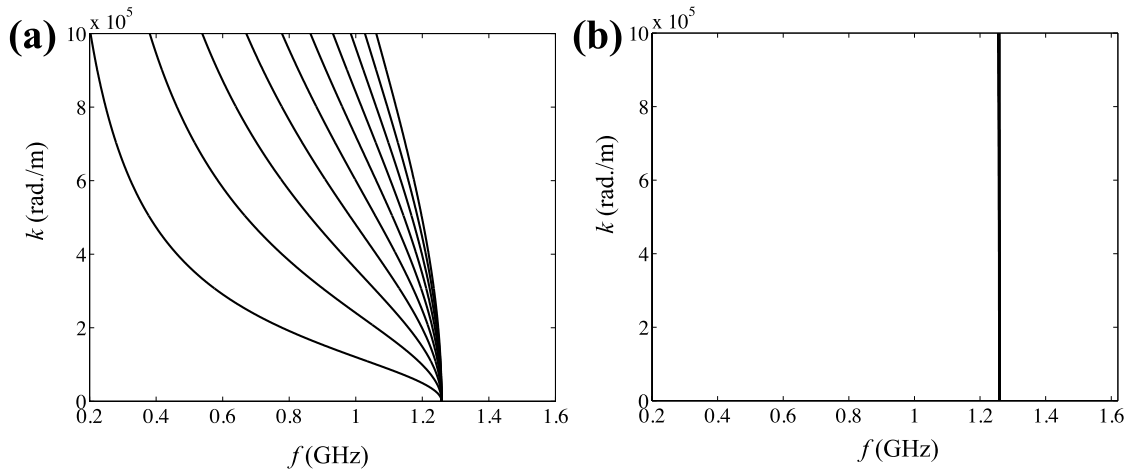


FIGURE 1.10 – Courbes de dispersion pour les ondes magnéto-statiques dans un film mince de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$ dont l'aimantation est dans le plan du film et perpendiculaire à l'axe facile. L'épaisseur du film est de (a) $20 \mu\text{m}$, et (b) 200 nm . Dans les deux cas les ondes se propagent dans la direction de l'aimantation.

les petits nombres d'ondes où se situent les modes acoustiques, on constate que la fréquence des ondes magnéto-statiques qui pourraient être en résonance avec les modes acoustiques se propageant à la surface du substrat piézoélectrique, sur lequel seront déposés les films magnéto-élastiques, est proche de $\sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)}$, c'est-à-dire proche de 1.2 GHz pour le matériau considéré. Cette fréquence étant supérieure à la gamme de fréquence étudiée expérimentalement dans la suite de la thèse, nous utiliserons dans le reste du document les expressions obtenues pour le film magnéto-élastique pour le régime basse fréquence, *i.e.* en négligeant les éventuels effets de résonance ferromagnétique.

Comme dans le cas précédent, le calcul des courbes de dispersion d'une plaque ferromagnétique avec des interfaces non métallisées a aussi été réalisé. Encore une fois, les relations de dispersion peuvent être écrites de manières similaires mais avec X_n devenant dépendant de k_y et de k_z .

1.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons développé un modèle permettant d'obtenir, pour un état d'équilibre donné, un matériau piézomagnétique équivalent au matériau ferromagnétique déposé sous forme de film mince. Ce modèle peut être utilisé pour un champ magnétique externe orienté dans n'importe quelle direction, et dont l'intensité peut être quelconque. En changeant l'intensité ou l'orientation du champ magnétique externe appliqué sur le film mince magnéto-élastique, on modifie cet état d'équilibre et par suite les propriétés élastiques, piézomagnétiques et magnétiques du matériau équivalent. Les équations piézomagnétiques ainsi obtenues vont maintenant être utilisées pour le calcul des courbes de dispersion de multicouches piézomagnéto-élastiques sous forme de plaque ou déposés sur un substrat supposé semi-infini.

Chapitre 2

Calcul des courbes de dispersion dans les multicouches piézo-magnéto-élastiques

2.1 Introduction

Plusieurs méthodes ont déjà été proposées pour étudier les courbes de dispersions élastiques dans les milieux multicouches. La plupart d'entre elles sont basées sur une formulation matricielle. Parmi celles-ci, la plus pertinente est basée sur la méthode de la matrice de transfert, originellement utilisée dans les études de propagation d'ondes sismiques [88, 89], puis adaptée au cas piézoélectrique par Fahmy et Adler en 1973 [61, 90]. Pour de plus amples détails, on pourra s'attarder sur la revue de Lowe [91]. Par ailleurs, dès lors que le produit fréquence épaisseur devient large pour certaines couches, des instabilités numériques apparaissent avec cette méthode et nécessite l'utilisation d'un modèle raffiné qui a tout d'abord été proposé par Levesque [92, 93]. D'autres formulations, basées sur l'amplitude des modes partiels dans chaque couche, plutôt que sur les grandeurs physiques ont été également développées. Parmi elles, on pourra notamment citer la méthode des matrices de diffusion [94, 95], la méthode des matrices d'impédance de surface [96, 97], la méthode récursive des raideurs de surfaces [98, 99], et la méthode des matrices des rayons de réverbération [100].

Dans toutes ces méthodes, pour une fréquence donnée, les nombres d'onde des modes guidés sont calculés en identifiant les racines du déterminant de la matrice considérée, *i.e.* matrice d'impédance, matrice de diffusion, ou matrice des raideurs. Cependant, l'identification de ces racines peut s'avérer ardue, et certaines d'entre elles peuvent rester inconnues.

Afin d'éviter ces inconvénients et notamment le problème de résoudre une équation de dispersion transcendente, des méthodes basées sur une expansion polynomiale ont été développées [101]. Différents types de polynômes ont été proposés comme des polynômes trigonométriques [102], des polynômes de Legendre [103, 104] ou de Laguerre [105, 106] (dans le cas d'ondes acoustiques de surfaces en milieu multicouches semi-infini.) La lente convergence de la méthode d'expansion polynomiale utilisant une base unique de polynôme pour tout le domaine [104] a entraîné le développement de nouvelles techniques centrées sur l'utilisation d'une base po-

lynômiale pour chacune des couches. Cela permet d'assurer une modélisation correcte des discontinuités [103]. Cette méthode, tout d'abord utilisée pour modéliser la propagation d'ondes guidées dans les milieux multicouches constitués de milieux élastiques à symétrie cubique a ensuite été généralisée à la propagation de milieux multicouches piézoélectriques déposés sur substrat [107]. En prenant en compte le confinement des modes considérés à la surface du substrat, Peverini *et al.* ont utilisé une expansion polynomiale de Legendre, plus adaptée aux milieux à épaisseurs finis, et combinée celle-ci avec une transformation des coordonnées spatiales permettant de simuler le caractère semi-infini du substrat. Ici, nous proposons d'utiliser une combinaison de l'expansion en polynômes de Legendre dans les couches minces et en polynômes de Laguerre pour prendre en compte la dimension considérée comme semi-infini du substrat, de manière similaire à celle proposée par Lancellotti et Orta [108] pour la propagation d'ondes électromagnétiques. L'approche polynomiale de Legendre a également été utilisée pour simuler la propagation d'ondes acoustiques dans des plaques présentant des gradients des propriétés mécaniques [109].

Un exemple récent de structures multicouches réside dans les matériaux composites alternant couches piézoélectriques et piézomagnétiques. La valeur importante du coefficient magnétoélectrique qu'offrent ces composites, a suscité l'engouement de nombreux chercheurs, comme le démontre les nombreuses études publiées récemment [29, 30, 31]. Ces matériaux multiferroïques sont désormais largement utilisés pour le développement de capteurs, d'actionneurs et de systèmes de stockage [33, 34]. Dans ces systèmes, il est intéressant de noter que non seulement les grandeurs statiques (contraintes ou déformations) sont utilisées mais aussi les ondes élastiques en régime dynamique. Ainsi, récemment, il a été prouvé que la résonance ferromagnétique de ces matériaux pouvait être induite par la propagation d'ondes acoustiques de surfaces (SAW) avec une résolution de l'ordre du micron [35]. Le développement de ces applications nécessite la mise en place d'outils capables de simuler la propagation d'ondes élastiques dans les matériaux multicouches piézoélectriques – piézomagnétiques. Ainsi, plusieurs études basées sur la propagation d'ondes guidées ou de surface ont été développées (ondes de Lamb [110], ondes de Love [111, 112], ondes de surface de cisaillement à polarisation horizontale [113, 114], ondes de Stoneley [115]). Dans ces travaux, les méthodes s'appuyant sur un formalisme matriciel ont été utilisées. Nous proposons ici d'étendre le modèle de Legendre ou de Legendre/Laguerre aux matériaux composites piézoélectriques – piézomagnétiques.

Tout d'abord, les équations sous-jacentes sont présentées. La méthode polynomiale de Legendre est ensuite utilisée pour la propagation d'ondes de Lamb et d'ondes de surface de cisaillement à polarisation horizontale dans des plaques composites alternant couches piézoélectriques et piézomagnétiques. Puis, cette méthode sera étendue grâce à l'utilisation de la méthode combinée de Legendre (dans les couches) et de Laguerre (dans le substrat) pour prendre en compte la dimension semi-infinie du substrat sur lequel sont déposées ces couches. La convergence de la méthode est ensuite étudiée. Enfin, une validation de la méthode sera présentée, et suivie d'un premier exemple de simulation de propagation d'ondes élastiques dans un dispositif magnéto-élastique à ondes de surface.

2.2 Formulation du problème

Considérons tout d'abord une plaque magnéto-électro-élastique multicouche de dimension horizontale infinie dans le plan (x, y) , mais finie dans la direction verticale, et dont l'épaisseur totale est h_{tot} , comme illustré sur la figure 2.1. Dans ce cas, les équations constitutives sont données par :

$$T_{ij} = C_{ijkl} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} - e_{kij} E_k - q_{kij} H_k, \quad (2.1)$$

$$D_i = e_{ikl} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \epsilon_{ik} E_k, \quad (2.2)$$

$$B_i = q_{ikl} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \mu_{ik} H_k, \quad (2.3)$$

où T_{ij} , D_i , B_i , E_i , H_i et u_i sont les composantes du tenseur de contraintes, le déplacement électrique, l'induction magnétique, le champ électrique, le champ magnétique et le déplacement particulaire, respectivement. Précisons également que la convention de sommation d'Einstein sera utilisée, avec i, j, k , et $l = 1, 2, 3$ (ou de manière équivalente x, y, z). C_{ijkl} , e_{ijk} , q_{ijk} , ϵ_{ik} , μ_{ik} sont les paramètres intrinsèques du matériau, *i.e.* les constantes élastiques, piézoélectriques, piézo-magnétiques, de permittivité diélectrique et de perméabilité magnétique, respectivement. Ici, le couplage magnéto-électrique ne sera pas considéré. Quand les axes cristallographiques de la couche étudiée, notés par X, Y and Z ne sont pas alignés avec les axes du système de coordonnées (figure 2.1), les constantes du matériau doivent être pivotées en utilisant le formalisme matricielle de Bond [116] (voir Annexe B). L'équation dynamique pour un milieu magnéto-électro-élastique, quand les forces de volume, la densité de courant et les variations de la densité de charge électrique sont négligées, s'écrit :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j}, \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial D_i}{\partial x_i} = 0, \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial B_i}{\partial x_i} = 0. \quad (2.6)$$

On définit alors un vecteur d'état $\mathbf{T} = [u_1 u_2 u_3 \phi_e \phi_m T_{13} T_{23} T_{33} D_3 B_3]^T$, où ϕ_e et ϕ_m représentent le potentiel électrique et magnétique, respectivement. La solution générale pour le vecteur d'état est recherchée sous la forme $\mathbf{T} e^{j(\omega t - k \cos(\psi')x - k \sin(\psi')y)}$, où ω est la fréquence angulaire (ou pulsation), k le nombre d'onde, et ψ' l'angle entre l'axe Ox et la direction de propagation dans le plan (x, y) . L'équation pour le vecteur d'état est donc :

$$\frac{\partial \mathbf{T}}{\partial z} = \mathbf{A} \mathbf{T}, \quad (2.7)$$

où \mathbf{A} est un tenseur acoustique fondamental, aussi appelé tenseur d'état ou matrice de Stroh. Ce tenseur a été donné par Fahmy et Adler pour un milieu piézoélectrique \mathbf{A} . Dans le cas considéré ici, d'un milieu magnéto-électro-élastique, il peut être écrit sous la forme [110] :

$$\mathbf{A} = k^2 \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ A'_1 & 0 \end{bmatrix} + jk \begin{bmatrix} A'_2 & 0 \\ 0 & A'_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & \Gamma_{33}^{-1} \\ -\rho_0 \omega^2 I_p & 0 \end{bmatrix}, \quad (2.8)$$

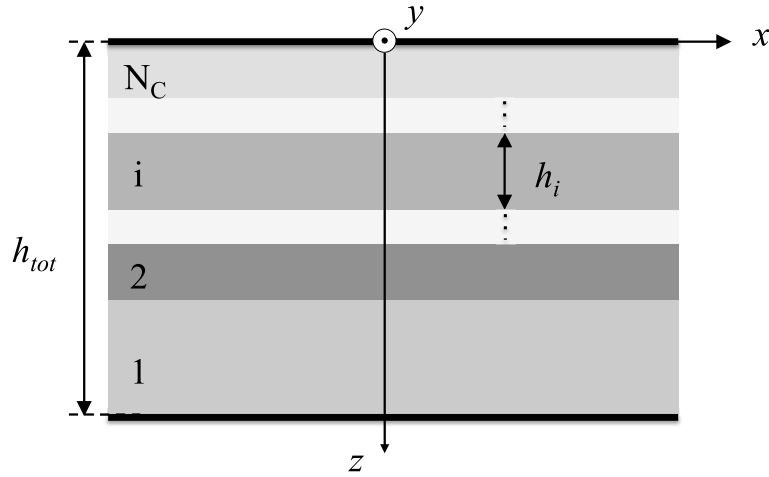


FIGURE 2.1 – Notations et système de coordonnées utilisés pour une plaque multicouche.

où

$$\begin{aligned}
 A'_1 &= (\Gamma_{11} - \Gamma_{13}\Gamma_{33}^{-1}\Gamma_{31}) \cos^2\psi' \\
 &+ (\Gamma_{12} + \Gamma_{21} - \Gamma_{13}\Gamma_{33}^{-1}\Gamma_{32} - \Gamma_{23}\Gamma_{33}^{-1}\Gamma_{31}) \cos\psi' \sin\psi' \\
 &+ (\Gamma_{22} - \Gamma_{23}\Gamma_{33}^{-1}\Gamma_{32}) \sin^2\psi', \tag{2.9}
 \end{aligned}$$

$$A'_2 = \Gamma_{33}^{-1} (\Gamma_{31}\cos\psi' + \Gamma_{32}\sin\psi'), \tag{2.10}$$

$$A''_2 = (\Gamma_{13}\cos\psi' + \Gamma_{23}\sin\psi') \Gamma_{33}^{-1}, \tag{2.11}$$

$$I_p = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \tag{2.12}$$

Γ_{il} sont des matrices de dimensions 5×5 composées des constantes élastiques C_{ijkl} , piézoélectriques e_{ijk} , piézomagnétiques q_{ijk} , de permittivité diélectrique ϵ_{ik} et de perméabilité magnétique μ_{ik} :

$$\Gamma_{il} = \begin{bmatrix} C_{i11l} & C_{i12l} & C_{i13l} & e_{li1} & q_{li1} \\ C_{i21l} & C_{i22l} & C_{i23l} & e_{li2} & q_{li2} \\ C_{i31l} & C_{i32l} & C_{i33l} & e_{li3} & q_{li3} \\ e_{i1l} & e_{i2l} & e_{i3l} & -\epsilon_{il} & 0 \\ q_{i1l} & q_{i2l} & q_{i3l} & 0 & -\mu_{il} \end{bmatrix}. \tag{2.13}$$

De plus, le vecteur de déplacement généralisé $u = [u_1 \ u_2 \ u_3 \ \phi_e \ \phi_m]^T$, et le vecteur des contraintes généralisées $\tau = [T_{13} \ T_{23} \ T_{33} \ D_3 \ B_3]^T$, sont liés par la relation :

$$\tau = \Gamma_{33} \frac{\partial u}{\partial z} - jk A_{BC}, \tag{2.14}$$

où $A_{BC} = \Gamma_{33} A'_2 = \Gamma_{31}\cos\psi' + \Gamma_{32}\sin\psi'$.

En utilisant l'équation (2.14) pour supprimer le vecteur de contraintes généralisés de l'équation (2.7), on obtient :

$$k^2 A_1 u + jk B \frac{\partial u}{\partial z} + A_2 u + C \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0, \quad (2.15)$$

où $A_1 = A'_1 + A''_2 A_{BC}$, $B = \Gamma_{33} A'_2 + A''_2 \Gamma_{33}$, $A_2 = -\rho_0 \omega^2 I_p$, et $C = -\Gamma_{33}$.

Pour améliorer la convergence de la méthode numérique proposée, le système d'équations qui doit être résolu est normalisé comme suit : on considère une densité de référence ρ_a , un coefficient élastique de référence C_a et le nombre d'onde :

$$k_a = \frac{\omega}{v_a} = \omega \sqrt{\frac{\rho_a}{C_a}}. \quad (2.16)$$

Les valeurs choisies typiques dans les simulations présentées ici, sont $\rho_a = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$ et $C_a = 10^{11} \text{ Pa}$. L'équation (2.15) après normalisation s'écrit alors :

$$\beta^2 \bar{A}_1 u + j\beta \frac{\bar{B}}{k_a} \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\rho_0}{\rho_a} I_p u + \frac{\bar{C}}{k_a^2} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0, \quad (2.17)$$

avec $\beta = \frac{k}{k_a}$ et $\bar{X} = \frac{X}{C_a}$ où $X = A_1, B$ ou C .

La solution de cette équation est obtenue grâce un développement sur une base polynomiale (de Legendre ou de Laguerre) des inconnues (les composantes du vecteur déplacement généralisé) dans chaque couche. Cette technique est également connue sous le nom de méthode de Lanczos [117].

2.3 Plaques multicouches

2.3.1 Développement sur une base de polynôme de Legendre

On considère tout d'abord le cas d'une plaque libre constituée de N_C couches, comme illustré sur la figure 2.1. Ici, les inconnues sont représentées sur une base de polynômes de Legendre, pour chaque couche de la plaque. Ainsi, le vecteur u dans la $i^{\text{ème}}$ couche est écrit sous la forme :

$$u^{(i)} = \sum_{n=0}^{N_i-1} U_n^{(i)} P_n(r), \quad (2.18)$$

avec $P_n(r)$, le polynôme de Legendre d'ordre n , définit dans l'intervalle $r \in [-1,1]$, $U_n^{(i)}$ un vecteur colonne contenant cinq coefficients, et N_i l'ordre de l'expansion polynomiale dans la couche i . Un changement de coordonnées est utilisé pour connecter les valeurs réelles de la coordonnée spatiale z à r :

$$r = \frac{2}{h_i} (z - z_m^i), \quad (2.19)$$

où h_i et z_m^i sont l'épaisseur et la coordonnée suivant z du milieu de la $i^{\text{ème}}$ couche. En utilisant ce développement, les premier et deuxième ordre des dérivées suivant z peuvent être exprimés sous la forme [117] :

$$\frac{\partial u^{(i)}}{\partial z} = \frac{2}{h_i} \frac{\partial u^{(i)}}{\partial r} = \frac{2}{h_i} \sum_{n=0}^{N_i-2} a_n^{(i)} P_n(r), \quad (2.20)$$

et

$$\frac{\partial^2 u^{(i)}}{\partial z^2} = \frac{4}{h_i^2} \frac{\partial^2 u^{(i)}}{\partial r^2} = \frac{4}{h_i^2} \sum_{n=0}^{N_i-3} b_n^{(i)} P_n(r), \quad (2.21)$$

où a_n et b_n sont des coefficients donnés par :

$$a_m^{(i)} = (2m+1) \sum_{\substack{n=m+1 \\ n \text{ pair}}}^{N_i-1} U_n^{(i)}, \quad (2.22)$$

et

$$b_m^{(i)} = (m + \frac{1}{2}) \sum_{\substack{n=m+2 \\ n \text{ impair}}}^{N_i-1} (n+m+1)(n-m)U_n^{(i)}. \quad (2.23)$$

En introduisant l'expansion polynomiale de Legendre dans l'équation (2.17), puis en projetant le système d'équations sur le m^{ieme} polynôme de Legendre, et en utilisant leur propriété d'orthogonalité, nous arrivons au système suivant :

$$\begin{aligned} \beta^2 [\bar{A}_1^{(i)} \frac{2}{2m+1}] U_m^{(i)} + j\beta [\frac{\bar{B}^{(i)}}{k_a} \frac{2(2m+1)}{h_i}] \sum_{\substack{n=m+1 \\ n \text{ pair}}}^{N_i-1} U_n^{(i)} + [-\frac{2}{2m+1} \frac{\rho_0^{(i)}}{\rho_a} I_p] U_m^{(i)} \\ + [\frac{\bar{C}^{(i)}}{k_a^2} \frac{2(2m+1)}{h_i^2}] \sum_{\substack{n=m+2 \\ n \text{ impair}}}^{N_i-1} (n+m+1)(n-m)U_n^{(i)} = 0. \end{aligned} \quad (2.24)$$

Étant donné que ce système est quadratique en β , le nombre total d'inconnu est $N_{tot} = 10 \sum_{i=1}^{N_C} N_i$, tandis que nous avons $5 \sum_{i=1}^{N_C} N_i + 5 \sum_{i=1}^{N_C} (N_i - 2)$ équations, données par (2.24) et (2.14). Les $10 N_C$ équations manquantes sont obtenues en utilisant les conditions de continuité entre les couches et les conditions aux limites.

2.3.2 Conditions de continuité et conditions aux limites

Dans cette sous partie, nous considérons les frontières comme étant libre, c'est-à-dire qu'aucune force ne s'exerce sur la surface, ce qui correspond au cas d'une plaque placée dans le vide. De plus, on considérera ici des conditions aux frontières électriques de 2 types. La première est une condition de circuit ouvert, la seconde une condition de court-circuit. Il est bien évidemment possible d'introduire d'autres conditions aux limites. Dans le cas d'un circuit ouvert, les équations de continuité entre les i^{ieme} et $i+1^{ieme}$ couches s'écrivent simplement :

— Continuité du déplacement mécanique, et des potentiels électrique et magnétique :

$$\sum_{n=0}^{N_i-1} U_n^{(i)} - \sum_{n=0}^{N_{i+1}-1} (-1)^n U_n^{(i+1)} = 0, \quad (2.25)$$

où l'expression suivante a été utilisée :

$$P_n(\pm 1) = (\pm 1)^n. \quad (2.26)$$

— Continuité de la contrainte normale, du déplacement l'électrique et de l'induction magnétique :

$$\begin{aligned} \sum_{n=0}^{N_i-1} \left(-j\beta \bar{A}_{BC}^{(i)} + \frac{\bar{\Gamma}_{33}^{(i)}}{k_a} \frac{n(n+1)}{h_i} \right) U_n^{(i)} + \sum_{n=0}^{N_{i+1}-1} \left(j(-1)^n \beta \bar{A}_{BC}^{(i+1)} \right) U_n^{(i+1)} \\ + \sum_{n=0}^{N_{i+1}-1} \left(-\frac{\bar{\Gamma}_{33}^{(i+1)}}{k_a} (-1)^{n+1} \frac{n(n+1)}{h_{i+1}} \right) U_n^{(i+1)} = 0 \end{aligned} \quad (2.27)$$

où nous avons utilisé la relation suivante :

$$\frac{dP_n}{dr}(\pm 1) = (\pm 1)^{n+1} \frac{n(n+1)}{2}. \quad (2.28)$$

Par ailleurs, étant donné que les deux côtes de la plaque sont des frontières libres, *i.e.* pour $z=0$ et $z = h_{tot}$, les conditions aux limites suivantes peuvent être écrites pour $z = 0$:

$$\sum_{n=0}^{N_1-1} \left(-j(-1)^n \beta \bar{A}_{BC}^{(1)} + \frac{\bar{\Gamma}_{33}^{(1)}}{k_a} (-1)^{n+1} \frac{n(n+1)}{h_1} \right) U_n^{(1)} = 0, \quad (2.29)$$

et pour $z = h_{tot}$:

$$\sum_{n=0}^{N_{Nc}-1} \left(-j\beta \bar{A}_{BC}^{(Nc)} \right) U_n^{(Nc)} + \sum_{n=0}^{N_{Nc}-1} \left(\frac{\bar{\Gamma}_{33}^{(Nc)}}{k_a} \frac{n(n+1)}{h_{Nc}} \right) U_n^{(Nc)} = 0. \quad (2.30)$$

Des relations équivalentes peuvent être écrites dans le cas des frontières où une condition de court-circuit est appliquée (entre les i^{ieme} et $i + 1^{ieme}$ couches) :

$$\sum_{n=0}^{N_i-1} U_n^{(i)}(1 : 3) - \sum_{n=0}^{N_{i+1}-1} (-1)^n U_n^{(i+1)}(1 : 3) = 0, \quad (2.31)$$

$$\begin{aligned} & \sum_{n=0}^{N_i-1} \left(-j\beta \bar{A}_{BC}^{(i)} + \frac{\bar{\Gamma}_{33}^{(i)} n(n+1)}{k_a h_i} \right) U_n^{(i)}(1 : 3) + \sum_{n=0}^{N_{i+1}-1} j(-1)^n \beta \bar{A}_{BC}^{(i+1)} U_n^{(i+1)}(1 : 3) \\ & + \sum_{n=0}^{N_{i+1}-1} \frac{\bar{\Gamma}_{33}^{(i+1)}}{k_a} (-1)^n \frac{n(n+1)}{h_{i+1}} U_n^{(i+1)}(1 : 3) = 0, \end{aligned} \quad (2.32)$$

$$\sum_{n=0}^{N_i-1} U_n^{(i)}(4 : 5) = 0, \quad (2.33)$$

$$\sum_{n=0}^{N_{i+1}-1} (-1)^n U_n^{(i+1)}(4 : 5) = 0, \quad (2.34)$$

$$\sum_{n=0}^{N_1-1} \left(-j(-1)^n \beta \bar{A}_{BC}^{(1)} \right) U_n^{(1)}(1 : 3) + \sum_{n=0}^{N_1-1} \frac{\bar{\Gamma}_{33}^{(1)}}{k_a} (-1)^{n+1} \frac{n(n+1)}{h_1} U_n^{(1)}(1 : 3) = 0, \quad (2.35)$$

$$\sum_{n=0}^{N_1-1} (-1)^n U_n^{(1)}(4 : 5) = 0, \quad (2.36)$$

$$\sum_{n=0}^{N_{N_C}-1} -j\beta \bar{A}_{BC}^{(N_C)} U_n^{(N_C)}(1 : 3) + \sum_{n=0}^{N_{N_C}-1} \frac{\bar{\Gamma}_{33}^{(N_C)}}{k_a} \frac{n(n+1)}{h_{N_C}} U_n^{(N_C)}(1 : 3) = 0, \quad (2.37)$$

$$\sum_{n=0}^{N_{N_C}-1} U_n^{(N_C)}(4 : 5) = 0. \quad (2.38)$$

Ici la notation $(1 : 3)$ indique que seulement les trois premières composantes du vecteur considéré sont utilisées. Ces équations correspondent respectivement, à la continuité du déplacement mécanique et de la composante normale de contrainte, à la nullité des potentiels électriques et magnétiques, et à une condition de frontière libre en $z = 0$ et en $z = h_{tot}$.

2.3.3 Calcul des courbes de dispersion

En regroupant les équations obtenues et en réarrangeant les inconnues dans un vecteur colonne, on obtient en posant $X = [\bar{u}^{(1)}, \dots, \bar{u}^{(N_C)}]^T$ où $\bar{u}^{(i)} = [U_0^{(i)}, \dots, U_{N_i-1}^{(i)}]^T$ et $U_k^{(i)} = [u_{1k}^{(i)}, u_{2k}^{(i)}, u_{3k}^{(i)}, \phi_{ek}^{(i)}, \phi_{mk}^{(i)}]^T$, un problème quadratique aux valeurs propres :

$$\beta^2 \bar{H}_1 X + j\beta \bar{F}_1 X + \bar{G}_1 X = 0. \quad (2.39)$$

En introduisant une inconnue intermédiaire $Y = j\beta \bar{H}_1 X$ on obtient alors un système équivalent qui s'écrit :

$$\begin{bmatrix} \bar{F}_1 & -I \\ -\bar{H}_1 & 0 \end{bmatrix} Z = \frac{j}{\beta} \begin{bmatrix} \bar{G}_1 & 0 \\ 0 & I \end{bmatrix} Z, \quad (2.40)$$

où $Z = [X \ Y]^T$. Étant donné que les conditions de continuité ainsi que les conditions aux frontières n'impliquent en général pas β^2 , et β dans certains cas seulement, \bar{H}_1 et \bar{F}_1 ne sont pas régulières (ou de rang plein), faisant ainsi apparaître des valeurs propres infinies β sans aucune signification physique. Dans le programme réalisé, ces valeurs propres infinies, et les vecteurs propres associés, sont supprimés. Dès lors que les valeurs et vecteurs propres ont été obtenus, le déplacement mécanique, le tenseur des contraintes ainsi que les potentiels électriques et magnétiques peuvent être reconstruits en utilisant les relations suivantes :

$$u^{(i)} = \sum_{n=0}^{N_i-1} U_n^{(i)} P_n(r), \quad (2.41)$$

$$\tau^{(i)} = -j\beta \bar{A}_{BC}^{(i)} \sum_{n=0}^{N_i-1} U_n^{(i)} P_n(r) + \frac{\bar{\Gamma}_{33}^{(i)}}{k_a} \frac{2}{h_i} \sum_{n=0}^{N_i-2} a_n P_n(r), \quad (2.42)$$

où les coefficients a_n sont donnés par l'équation (2.22).

2.4 Plaques multicouches déposées sur un substrat

2.4.1 Développement sur une base de polynôme de Laguerre

Considérons maintenant le cas où la plaque est supportée par un substrat, *i.e.* une couche de dimension semi infinie comme illustré sur la figure 2.2. Un développement sur une base de polynôme de Laguerre est utilisée pour modéliser le substrat. Le vecteur u dans le substrat s'écrit alors :

$$u^{(0)} = \sum_{n=0}^{N_0-1} U_n^{(0)} \mathcal{P}_n(r), \quad (2.43)$$

avec $\mathcal{P}_n(r)$ les polynômes de Laguerre pondérés d'ordre n définis dans l'intervalle $r \in [0, \infty[$ par :

$$\mathcal{P}_n(r) = e^{-r/2} L_n(r). \quad (2.44)$$

Ici, $L_n(r)$ sont les polynômes de Laguerre d'ordre n . Les polynômes de Laguerre pondérés forment un ensemble orthonormal sur $[0, \infty[$, et sont par conséquent bien adaptés à la description des ondes dans un semi espace. Un changement uniforme de coordonnées est utilisé pour connecter le système de coordonnées réelles z à r :

$$r = \alpha_0 (z_0 - z), \quad (2.45)$$

où z_0 est la coordonnée de l'interface entre le substrat et la première couche, et α_0 une constante à déterminer afin d'assurer la convergence du modèle. En utilisant ce développement, les dérivées première et seconde par rapport à z peuvent être exprimées par :

$$\frac{\partial u^{(0)}}{\partial z} = \alpha_0 \frac{\partial u^{(0)}}{\partial r} = \alpha_0 \sum_{n=0}^{N_0-2} a_n^{(0)} \mathcal{P}_n(r), \quad (2.46)$$

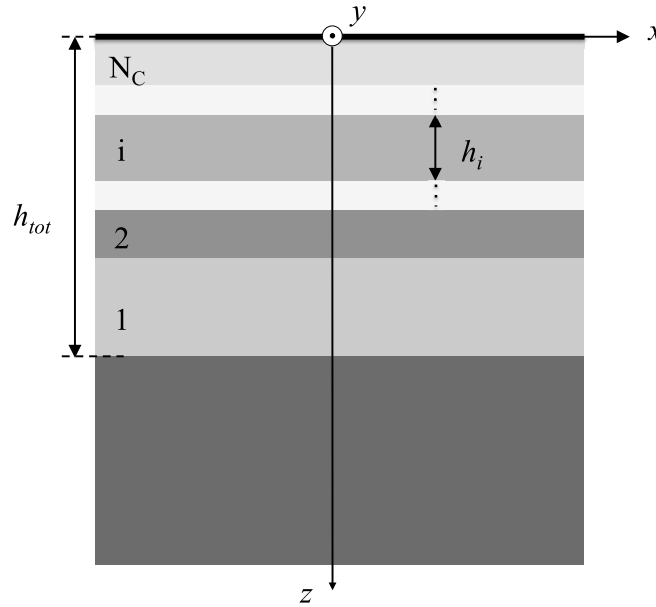


FIGURE 2.2 – Schématisation et système de coordonnées d'une plaque multicouche supportée par un substrat de dimension semi-infinie.

et

$$\frac{\partial^2 u^{(0)}}{\partial z^2} = \alpha_0^2 \frac{\partial^2 u^{(0)}}{\partial r^2} = \alpha_0^2 \sum_{n=0}^{N_0-3} b_n^{(0)} \mathcal{P}_n(r), \quad (2.47)$$

où a_n et b_n sont des coefficients donnés par :

$$a_m^{(0)} = -\frac{U_m^{(0)}}{2} - \sum_{n=m+1}^{N_0-1} U_n^{(0)}, \quad (2.48)$$

et

$$b_m^{(0)} = \frac{U_m^{(0)}}{4} + \sum_{n=m+1}^{N_0-1} (n-m) U_n^{(0)}. \quad (2.49)$$

En introduisant le développement en polynômes de Laguerre pondérés dans l'équation (2.17), puis en projetant ce système d'équations sur le m^{ieme} polynôme de Laguerre, et en utilisant leur propriété d'orthogonalité, on obtient :

$$\begin{aligned} & \beta^2 [\bar{A}_1^{(0)}] U_m^{(1)} + j\beta \left[\frac{\bar{B}^{(0)}}{k_a} \alpha_0 \right] \left(-\frac{U_m^{(0)}}{2} - \sum_{n=m+1}^{N_0-1} U_n^{(0)} \right) \\ & + \left[\frac{\bar{C}^{(0)}}{k_a^2} \alpha_0^2 \right] \left(\frac{U_m^{(0)}}{4} + \sum_{n=m+1}^{N_0-1} (n-m) U_n^{(0)} \right) - \left[\frac{\rho_0^{(0)}}{\rho_a} I_p \right] U_m^{(0)} = 0. \end{aligned} \quad (2.50)$$

Il s'ensuit que seuls les conditions aux limites entre le substrat, *i.e.* la couche numéro 0, et la première couche doivent être modifiées. En fait, seules les relations correspondant à la continuité des contraintes normales, du déplacement électrique

et de l'induction magnétique (pour les conditions de circuit ouvert), ou seulement la continuité des contraintes normales (pour les conditions de court-circuit), doivent être modifiées :

$$\begin{aligned}
 & \sum_{n=0}^{N_0-1} \left(-j\beta\bar{A}_{BC}^{(0)} - \alpha_0 \left(n + \frac{1}{2} \right) \frac{\bar{\Gamma}_{33}^{(0)}}{k_a} \right) U_n^{(0)} \\
 & + \sum_{n=0}^{N_1-1} j(-1)^n \beta\bar{A}_{BC}^{(1)} U_n^{(1)} - \sum_{n=0}^{N_1-1} \frac{\bar{\Gamma}_{33}^{(1)}}{k_a} (-1)^{n+1} \frac{n(n+1)}{h_1} U_n^{(1)} = 0.
 \end{aligned} \tag{2.51}$$

Notons que les propriétés suivantes des polynômes de Laguerre ont été utilisées pour la dérivation des conditions de continuité et de frontières :

$$L_m(0) = 1, \tag{2.52}$$

$$\frac{d(e^{-r/2}L_m(r))}{dr} \Big|_{r=0} = -(m + \frac{1}{2}). \tag{2.53}$$

2.4.2 Étude de la convergence du schéma numérique

La méthode polynomiale combinant des polynômes de Legendre et de Laguerre, décrite dans le paragraphe précédent, permet de déterminer les modes guidés se propageant dans une plaque multicouche supportée par un substrat. Il est cependant intéressant de noter que les valeurs propres obtenues ne sont qu'une approximation des valeurs des constantes de propagation. Plus généralement, dans ces méthodes de développement polynomiaux, les valeurs propres convergent exponentiellement vers les valeurs exactes des nombres d'onde, quand le nombre de polynômes est augmenté [103, 107]. Dans le cas d'une plaque libre, où seuls les polynômes de Legendre sont utilisés, le seuil de croissance exponentielle de la méthode a été déterminé comme correspondant à un nombre de polynômes donnés par $P\pi$, où P est le nombre d'oscillations du mode considéré sur l'épaisseur [103]. Lorsque le substrat est pris en compte, la convergence de l'expansion polynomiale de Laguerre doit être étudiée afin de déterminer la valeur optimale de la constante α_0 . En suivant le raisonnement de Lancellotti et Orta [108] dans le cas de la propagation d'ondes électromagnétiques dans un guide d'ondes multicouches planaire et ouvert, il est intéressant de développer le terme de décroissance exponentielle des ondes de surface dans le substrat sur une base de polynômes de Laguerre :

$$e^{-\frac{\gamma_a}{\alpha_0}r} = \sum_{m=0}^{\infty} d_m e^{-\frac{r}{2}} L_m(r), \tag{2.54}$$

où

$$d_m = \frac{2 \left(\frac{2\gamma_a}{\alpha_0} - 1 \right)^m}{\left(\frac{2\gamma_a}{\alpha_0} + 1 \right)^{m+1}}, \tag{2.55}$$

et γ_a est le coefficient d'atténuation. Cette expansion démontre que la série des polynômes de Laguerre est également convergente exponentiellement, sans valeur

seuil cette fois, si d_m tend vers zero, *i.e.* si :

$$\left| \frac{2 \left(\frac{2\gamma_a}{\alpha_0} - 1 \right)}{\left(\frac{2\gamma_a}{\alpha_0} + 1 \right)} \right| < 1, \quad (2.56)$$

où de manière équivalente :

$$\frac{2\gamma_a}{\alpha_0} - 1 > 0. \quad (2.57)$$

Pour accélérer la décroissance de d_m , afin d'obtenir une convergence plus rapide du développement polynomial, il suffit de choisir $\frac{2\gamma_a}{\alpha_0}$ proche de un. Pour cela, si l'on considère que l'amplitude des ondes de surface est divisée par 100 à une distance de deux fois la longueur d'onde des ondes de Rayleigh dans le substrat sans film minces, alors $\alpha_0 \simeq \frac{4.6f}{v_R}$, avec v_R la vitesse de propagation des ondes de Rayleigh.

Afin de déterminer la précision de la méthode polynomiale de Legendre-Laguerre en fonction du nombre de polynômes utilisés, le problème de la propagation des ondes de Love dans un film mince déposé sur un substrat a été étudié. L'équation de dispersion des ondes de Love est donnée par [118] :

$$kh = \frac{1}{\chi_l} \arctan \left(\frac{C_{44s}\chi_s}{C_{44l}\chi_l} \right) + \frac{n\pi}{\chi_l}, \quad (2.58)$$

où k est le nombre d'onde, h l'épaisseur de la couche et n l'ordre du mode de propagation considéré. Les indices l et s correspondent respectivement à la couche et au substrat et :

$$\chi_s = C_a \sqrt{1 - \frac{V_{Love}^2}{V_s^2}}, \quad (2.59)$$

$$\chi_l = \sqrt{\frac{V_{Love}^2}{V_l^2} - 1}. \quad (2.60)$$

Ici, $V_s = C_a \sqrt{\frac{C_{44s}}{\rho_s}}$ and $V_l = \sqrt{\frac{C_{44l}}{\rho_l}}$ sont les vitesses de phase de l'onde de cisaillement dans le substrat et dans la couche. $C_a = \sqrt{\frac{C_{66s}}{C_{44s}} - \frac{C_{46s}^2}{C_{44s}^2}}$ est une constante liée à l'anisotropie, et qui est égale à 1 dans un milieu isotrope. Ces solutions analytiques ont été obtenues en supposant que (i) la direction de propagation est perpendiculaire à l'axe cristallographique Y, (ii) les effets piézoélectriques sont négligés, (iii) la couche est isotrope, et (iv) la vitesse de phase V_{Love} de l'onde de Love satisfait l'inéquation $V_l \leq V_{Love} \leq V_s$.

Les simulations ont été réalisées pour une couche de SiO₂ sur un substrat de Quartz de type ST. La fréquence de l'onde est $f = 124$ MHz. L'épaisseur de la couche de SiO₂ dépend du mode de propagation considéré, de 40 μm pour le premier à 166 μm pour le sixième, afin d'obtenir la même vitesse, *i.e.* 4300 m.s^{-1} , dans chacun des cas étudiés. La figure 2.3 illustre l'erreur relative faite sur la vitesse de phase de l'onde de Love pour les six premiers modes de propagation en fonction du nombre de polynômes N utilisés. Le même nombre de polynômes a été utilisé pour les développements polynomiaux de Legendre (dans les couches minces) et de Laguerre

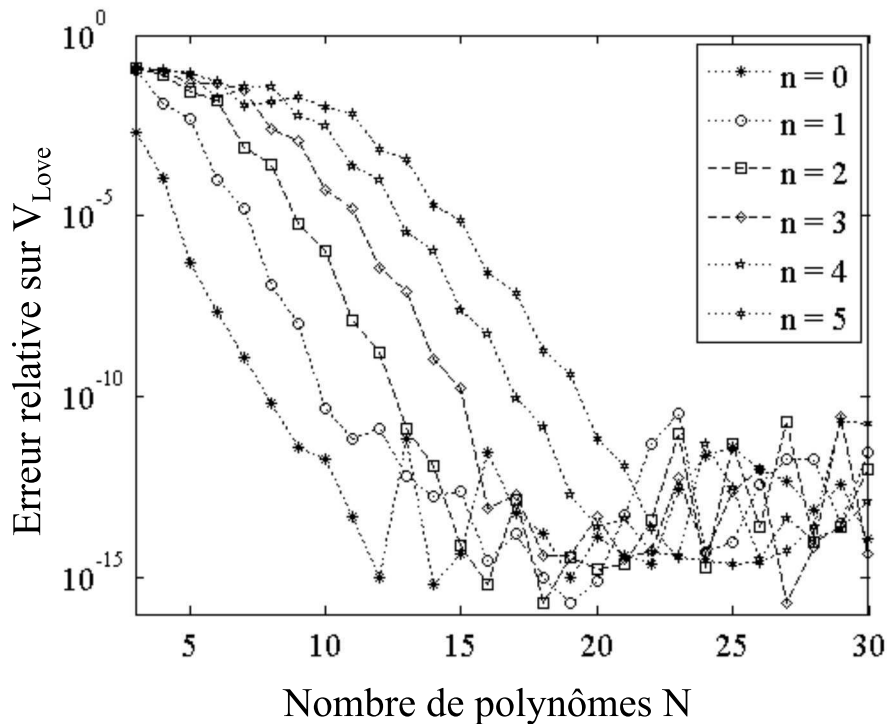


FIGURE 2.3 – Erreur relative sur la vitesse de phase de l'onde de Love V_{Love} pour les six premiers modes ($n = 0$ à 5) en fonction du nombre de polynômes.

(dans le substrat). Au delà d'un seuil, qui augmente avec l'ordre des modes, toutes les courbes présentent une décroissance linéaire en échelle logarithmique correspondant à une décroissance exponentielle de l'erreur relative avec N . Enfin, la saturation, qui peut être vue sur toutes les courbes pour les grandes valeurs de N , est liée à la précision numérique.

2.5 Validation de la méthode

La validation de la méthode a été obtenue en étudiant deux exemples choisis dans l'état de l'art. Le premier correspond à la propagation d'ondes dans une fine couche de SiO_2 déposée sur un substrat piézoélectrique de LiNbO_3 (coupe X) étudié par Peverini *et al.* [107] en utilisant une méthode pseudo spectrale. Le second exemple correspond à la propagation d'ondes de Lamb dans une plaque multicouche composite piézoélectrique/piézomagnétique [110].

La méthode développée étant validée, nous donnerons ensuite un premier exemple d'utilisation pour un système à ondes de surface magnéto-élastique accordable, application qui est au cœur de ce travail de thèse.

2.5.1 Film mince de SiO_2 déposé sur un substrat de LiNbO_3

Tout d'abord, la propagation d'onde dans la direction Y dans un film de SiO_2 déposé sur un substrat de LiNbO_3 piézoélectrique est analysée. Cette structure a été

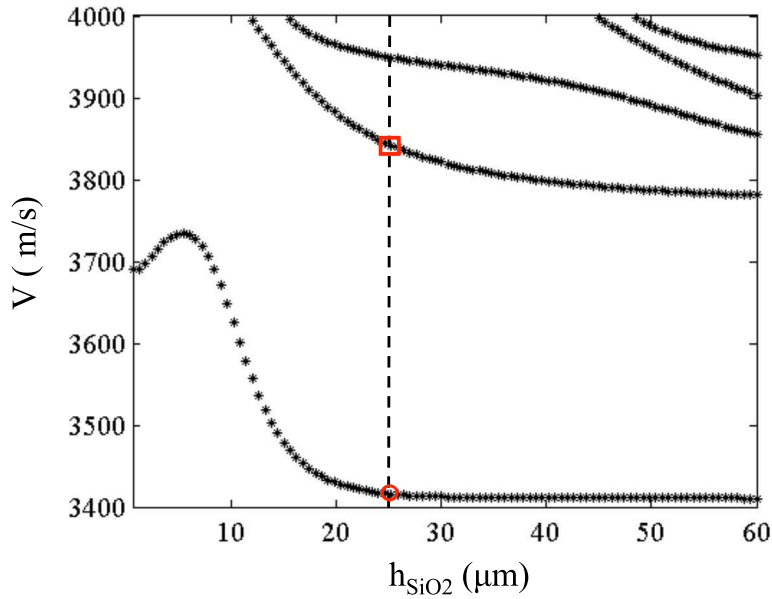


FIGURE 2.4 – Vitesses V des 5 premiers modes en fonction de h_{SiO_2} pour un film de SiO_2 déposé sur un substrat de $LiNbO_3$ (coupe suivant X). La propagation de l'onde se fait dans la direction Y.

proposée par Peverini *et al.* [107] pour le développement de filtres acousto-optique intégrés et des applications d'interrupteurs. Pour cette coupe, les angles d'Euler sont $(90^\circ, 90^\circ, 90^\circ)$ et la direction de propagation correspond à un angle $\psi' = 90^\circ$. Les constantes des matériaux utilisés pour cette simulation sont données dans le tableau 2.1. Les simulations ont été réalisées à une fréquence de $f = 170$ MHz. La vitesse de propagation pour les 5 premiers modes est présentée en fonction de l'épaisseur h_{SiO_2} de la couche de SiO_2 sur la figure 2.4. Les simulations ont été réalisées en utilisant un développement polynomial de Legendre dans la couche de SiO_2 et de Laguerre dans le substrat, avec le même nombre de polynôme, à savoir $N_0 = N_1 = 10$.

Les profils des composantes du déplacement u_x , u_y , et u_z sont affichés sur les figures 2.5 et 2.6 pour le premier et second mode de propagation, respectivement. Le premier mode (représenté par un cercle dans la figure 2.4), *i.e.* celui avec la vitesse la moins élevée, a un comportement typique de propagation d'une onde de Rayleigh. D'un autre côté, comme illustré sur la figure 2.6, seul le cisaillement dans le plan du film, *i.e.* u_x , a une amplitude importante dans le cas du second mode de propagation (représenté par un carré sur la figure 2.4).

Pour les deux modes de propagation, l'épaisseur de la couche de SiO_2 est suffisamment importante pour que l'énergie y soit confinée. Tous ces résultats sont en parfait accord avec ceux obtenus numériquement par Peverini *et al.* [107].

2.5.2 Plaques composites de $BaTiO_3/CoFe_2O_4$

La propagation des ondes de Lamb dans une plaque composite de $BaTiO_3/CoFe_2O_4$ est maintenant étudiée. Cet exemple a été choisi pour valider l'implémentation d'un milieu magnéto-électro-élastique avec la méthode de développement

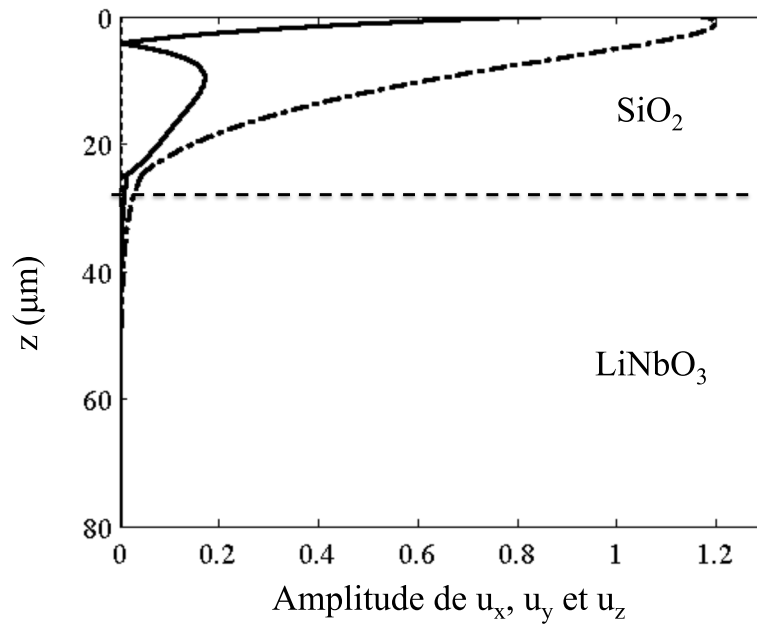


FIGURE 2.5 – Amplitude des composantes du déplacement du premier mode de propagation d'une onde de Rayleigh dans une couche de $25 \mu\text{m}$ de SiO_2 déposée sur un substrat de LiNbO_3 (coupe X) : u_x (ligne continue), u_y (ligne pointillée), u_z (ligne point-tiret). La propagation se fait dans la direction Y.

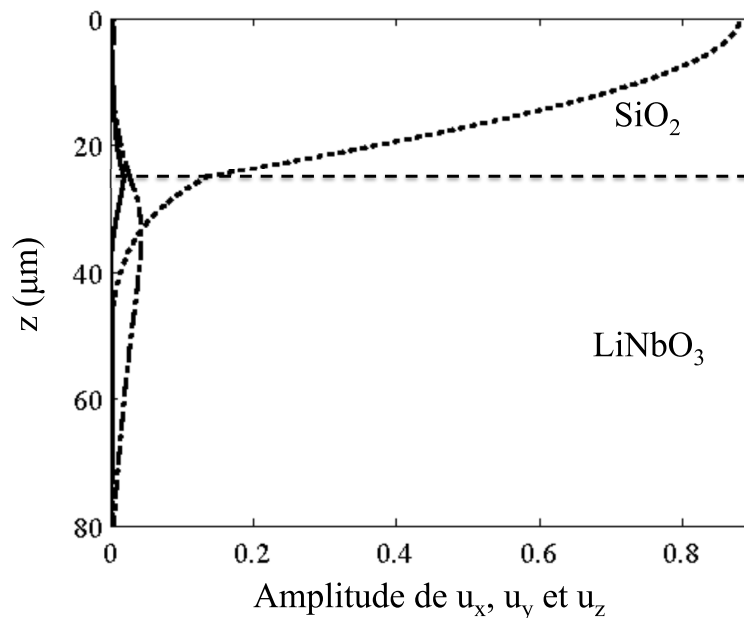


FIGURE 2.6 – Amplitude des composantes du déplacement du second mode de propagation dans une couche de $25 \mu\text{m}$ de SiO_2 déposée sur un substrat de LiNbO_3 (coupe X) : u_x (ligne solide), u_y (ligne pointillée), u_z (ligne point-tiret). La propagation se fait dans la direction Y.

Propriétés	LiNbO ₃	SiO ₂	BaTiO ₃	CoFe ₂ O ₄
C_{11}	203	78.5	166	286
C_{22}	203	78.5	166	286
C_{12}	53	16.1	77	173
C_{13}	75	16.1	78	170.5
C_{23}	75	16.1	78	170.5
C_{33}	245	78.5	162	269.5
C_{44}	60	31.2	43	45.3
C_{55}	60	31.2	43	45.3
C_{66}	75	31.2	44.5	56.5
ρ	4700	2203	5800	5300
$e_{31} = e_{32}$	0.2	0	-4.4	0
e_{33}	1.3	0	18.6	0
$e_{24} = e_{15}$	3.7	0	11.6	0
$q_{31} = q_{32}$	0	0	0	580.3
q_{33}	0	0	0	699.7
$q_{24} = q_{15}$	0	0	0	550
$\epsilon_{11} = \epsilon_{22}$	0.54	0.033	11.2	0.08
ϵ_{33}	0.26	0.033	12.6	0.093
$\mu_{11} = \mu_{22}$	1.26	1.26	5	590
μ_{33}	1.26	1.26	10	157

TABLE 2.1 – Propriétés des matériaux utilisés (C_{IJ} en GPa, e_{iJ} en C/m², q_{iJ} en N/Am, ϵ_{ij} en $10^{-9}\text{C}^2/(\text{N m}^2)$, μ_{ij} en $10^{-6}\text{Ns}^2/\text{C}^2$, ρ en kg/m³) provenant des articles de Kovacs *et al.* [119], Auld [116], et Ramirez *et al.* [120]

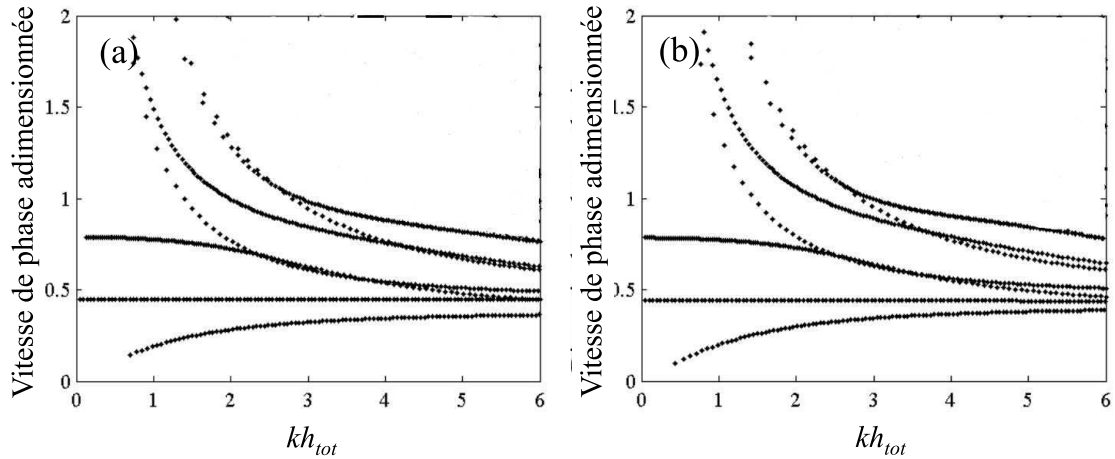


FIGURE 2.7 – Courbes de dispersion pour (a) un plaque homogène F/F/F et (b) une plaque composite F/B/F.

polynomial proposée. En suivant la notation introduite par Chen *et al.* [110], B et F représenteront respectivement le BaTiO_3 et le CoFe_2O_4 . Les résultats obtenus pour 2 plaques correspondant à une séquence de couches F/F/F *i.e.* une couche homogène de CoFe_2O_4 , et F/B/F seront présentés. Toutes les simulations ont été réalisées avec un nombre de polynômes $N_i=10$, $i=1, 2, 3$, pour chacune des trois couches. Les constantes de matériaux sont affichées dans le tableau 2.1. Sur la figure 2.7, les courbes de dispersion sont affichées pour les plaques de type F/F/F et F/B/F pour les sept premiers modes de propagation. Dans cette figure, la vitesse de phase adimensionnée $c = \omega / (k \sqrt{(C_{IJ})_{max} / \rho_{max}})$ a été utilisée. Il est intéressant de noter que même si les deux courbes de dispersion sont relativement similaires, des petites différences apparaissent, ce qui est en parfait accord avec les résultats de Chen *et al.* [110].

Les formes du troisième mode de propagation de Lamb dans le milieu homogène CoFe_2O_4 et dans la plaque composite F/B/F sont présentées sur les figures 2.8 et 2.9. Etant donné la symétrie transverse isotrope du matériau, les deux composantes horizontales du déplacement (u_x et u_y) sont identiques. Il est intéressant de noter que, bien que les courbes de dispersion pour les deux plaques sont très proches, les formes des modes de propagation correspondant sont totalement différentes. On peut à nouveau parfaitement corréler ces résultats avec ceux de la littérature [110], ce qui démontre la capacité de la méthode proposée pour des applications à des problèmes de couplage de couches piézoélectriques et piézomagnétiques.

2.5.3 Film mince magnéto-élastique nanostructuré déposé sur un substrat de LiNbO_3 recouvert d'une couche de SiO_2

La méthode proposée et validée peut être appliquée pour l'étude des systèmes à ondes de surface magnéto-élastiques accordables [35]. Nous donnerons ici un premier exemple avant de débiter une étude plus systématique dans les chapitres suivants.

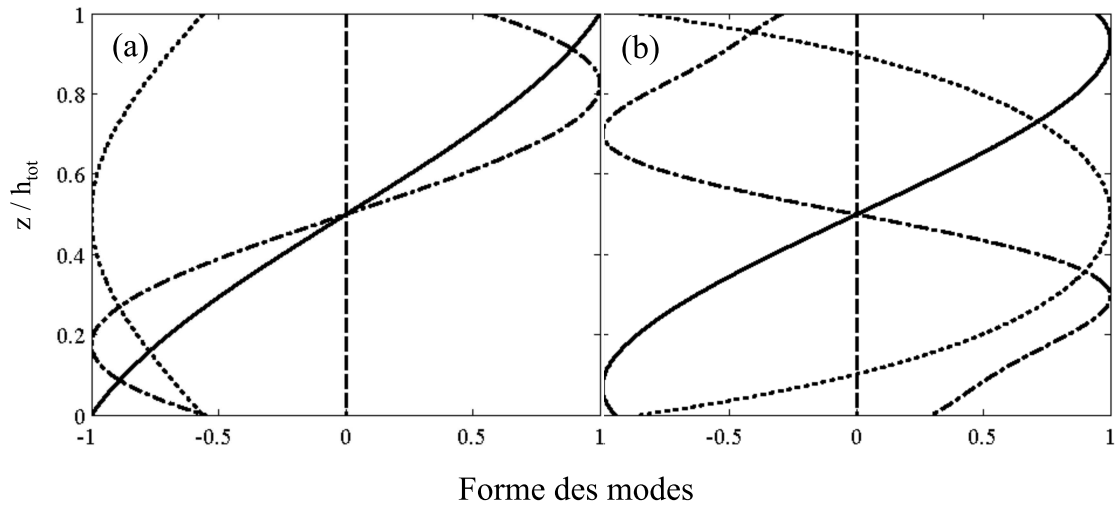


FIGURE 2.8 – Formes des modes de propagation dans une plaque homogène F/F/F : (a) $k + h_{tot} = 2$ et (b) $k + h_{tot} = 5$. u_x et u_y : ligne pointillée, u_z : ligne solide, ϕ_e tiret, et ϕ_m ligne point-tiret.

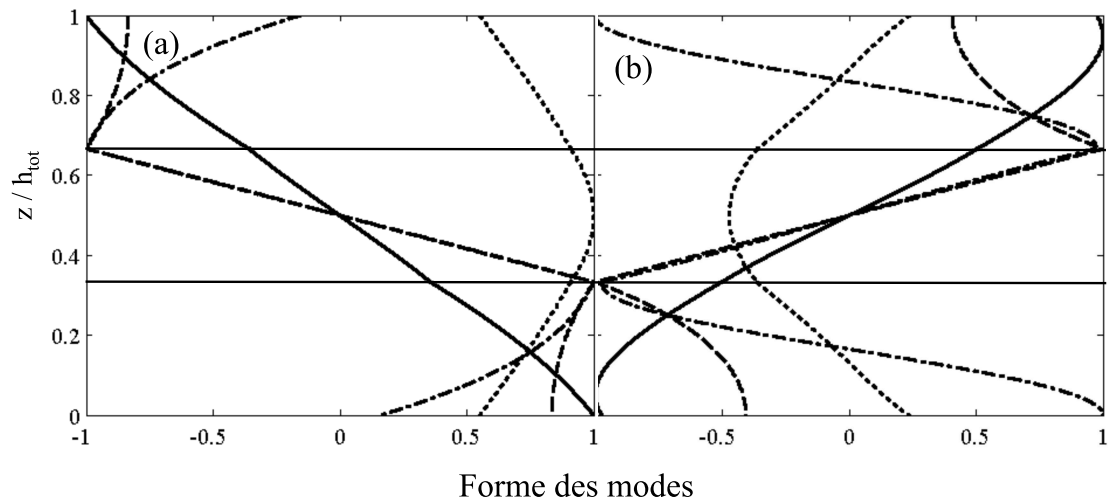


FIGURE 2.9 – Formes des modes de propagation dans une plaque homogène F/B/F : (a) $k + h_{tot} = 2$ et (b) $k + h_{tot} = 5$. u_x et u_y ligne pointillée, u_z ligne solide, ϕ_e tiret, et ϕ_m ligne point-tiret.

Propriétés	H = 250Oe	H = 1kOe	Propriétés	H = 250Oe	H = 1kOe
$C_{11} = C_{22}$	110.7	113.7	$q_{11} = -q_{12}$	1015.4	11.3
C_{12}	54	51.1	q_{16}	2297.6	114.7
$C_{13} = C_{23}$	51.1	51.1	$q_{22} = -q_{21}$	214.4	0.55
$C_{26} = -C_{16}$	6.6	0	q_{26}	-485.1	-5.6
C_{33}	113.7	113.7	q_{34}	316.4	87.1
C_{44}	29.1	30.7	q_{35}	66.8	4.3
C_{45}	-0.46	0	μ_{11}	354.2	17.8
C_{55}	31.3	31.3	μ_{12}	-74.5	-0.8
C_{66}	16.3	30.5	μ_{22}	16.7	1.3
ρ	9210	9210	μ_{33}	47.7	13.8

TABLE 2.2 – Propriétés des matériaux (C_{IJ} en GPa, e_{iJ} en C/m², q_{iJ} en N/Am, ϵ_{ij} en 10⁻⁹C²/(N m²), μ_{ij} en 10⁻⁶Ns²/C², ρ en kg/m³) obtenue par le modèle piézomagnétique équivalent du film TbCo₂-FeCo pour 2 amplitudes du champ externe appliqué dans le plan du film, perpendiculairement à l'axe facile : 250 Oe et 1 kOe

Nous nous focaliserons ici sur un système constitué d'une couche de 2.5 μm de SiO₂ déposée sur un substrat de LiNbO₃ (coupe Y), recouvert de 200 nm de film magnéto-élastique nanostructuré. Ce dispositif correspond au deuxième échantillon réalisé, et présenté dans le chapitre 3. Le film magnétostrictif nanostructuré, possédant une magnétostriction géante, est composé de 20 bi-couches de TbCo₂ (5 nm) / FeCo (5 nm), déposées par pulvérisation RF, avec un axe magnétique facile induit dans la couche magnétique en appliquant un champ magnétique pendant le dépôt [19], comme nous le verrons dans le chapitre suivant. On peut noter qu'un coefficient magnétoélectrique de 580 mV Oe⁻¹ cm⁻¹ a été obtenu avec ces film magnéto-élastiques quand ils sont déposés sur un substrat de PZT [30] et jusqu'à 30 V Oe⁻¹ cm⁻¹ quand ils sont déposés sur un film d'AlN [31].

Le film de TbCo₂/FeCo a un comportement magnétostrictif non linéaire, fonction du champ magnétique externe appliqué. Les constantes élastiques, les coefficients piézomagnétiques et les perméabilités ont été obtenues après linéarisation autour du point de fonctionnement, *i.e.* en utilisant le modèle piézomagnétique équivalent décrit dans le chapitre 1. Les valeurs calculées de ces constantes sont données dans le tableau 2.2 pour deux valeurs, 250 Oe et 1 kOe, du champ magnétique externe appliqué dans le plan du film, perpendiculairement à l'axe facile.

La vitesse V , pour les ondes se propageant suivant la direction X, *i.e.* la direction de l'axe facile dans le film de TbCo₂/FeCo, en fonction de la fréquence pour les quatre premiers modes est présentée sur la figure 2.10 pour les valeurs du champ magnétique externe considéré (1 kOe (étoiles) et 250 Oe (diamants)). Comme précédemment, les simulations ont été réalisées avec $N_i=10$, $i=1, 2, 3$, dans chacune des deux couches. L'accordabilité du premier mode, *i.e.* le mode de Rayleigh, apparait considérablement inférieure à celle du second mode, *i.e.* un mode de cisaillement horizontal. Les profils des composantes de déplacement u_x , u_y , et u_z , à une fréquence de 300 MHz sont données sur les figures 2.11(a) et 2.11(b) pour le premier et le second mode respectivement, et pour deux valeurs du champ magnétique

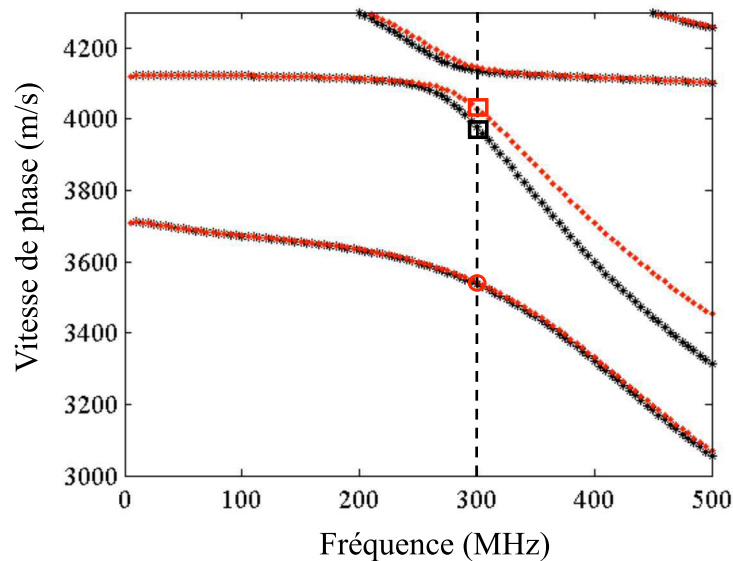


FIGURE 2.10 – Vitesse V de phase en fonction de la fréquence pour des ondes se propageant dans un film de $\text{SiO}_2/\text{TbCo}_2\text{-FeCo}$ déposé sur un substrat de LiNbO_3 (coupe Y) pour deux valeurs du champ magnétique externe appliqué : 1 kOe (étoiles) et 250 Oe (diamants). La propagation se fait suivant l'axe X.

externe appliqué. La figure 2.11(a) confirme que le premier mode (représenté par un cercle sur la figure 2.10), *i.e.* celui avec la vitesse la plus faible, est similaire au comportement typique d'une onde de Rayleigh. A contrario, le deuxième mode de propagation (représenté par un carré sur la figure 2.10), a une composante de déplacement principalement selon la direction Z (dans le plan du film et perpendiculaire à la direction de propagation), similairement à un mode de cisaillement horizontal.

2.6 Modes magnéto-statiques dans un film mince magnéto-élastique déposé sur un substrat de LiNbO_3

La méthode développée peut être utilisée pour calculer les courbes de dispersions des ondes magnéto-statiques se propageant dans les structures multicouches. En mettant le coefficient de couplage magnéto-élastique à zéro on obtient alors simultanément, à l'aide de la méthode polynomiale, les courbes de dispersion des modes acoustiques et magnéto-statiques de la structure considérée.

On considère ici une structure composée d'un film mince de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$, présentant un axe facile dans le plan, déposé sur un substrat piézoélectrique de LiNbO_3 en coupe Y. On verra dans la suite du document, que cette configuration correspond à un des deux échantillons réalisés dans le cadre de la thèse. Les variations du nombre d'onde k en fonction de la fréquence sont présentées sur la figure 2.12 pour deux épaisseurs du film magnéto-élastique : (a) $2 \mu\text{m}$, et (b) 200 nm . On distingue

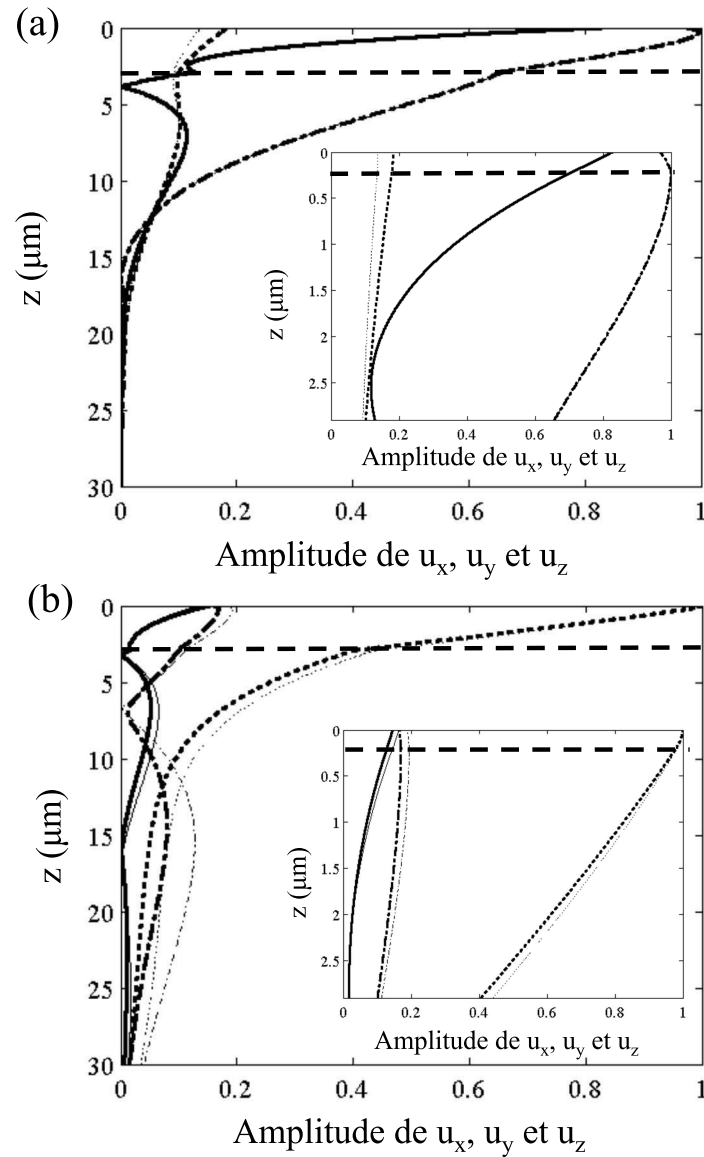


FIGURE 2.11 – Amplitude des composantes du déplacement (a) d'une onde de Rayleigh et (b) du (premier) mode SH dans un film de $\text{SiO}_2/\text{TbCo}_2\text{-FeCo}$ déposé sur un substrat de LiNbO_3 (coupe Y) : u_x (ligne solide), u_y (ligne pointillée), u_z (ligne point-tiret). L'amplitude du champ magnétique statique appliqué suivant l'axe Z, perpendiculairement à l'axe facile (axe X) du film de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$ d'épaisseur 200 nm, est de 250 Oe (ligne épaisse) ou de 1000 Oe (ligne fines). La propagation se fait suivant l'axe X. Les inserts affichent un zoom sur l'amplitude des composantes du déplacement dans le film de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$ (200 nm)/ SiO_2 (2.7 μm).

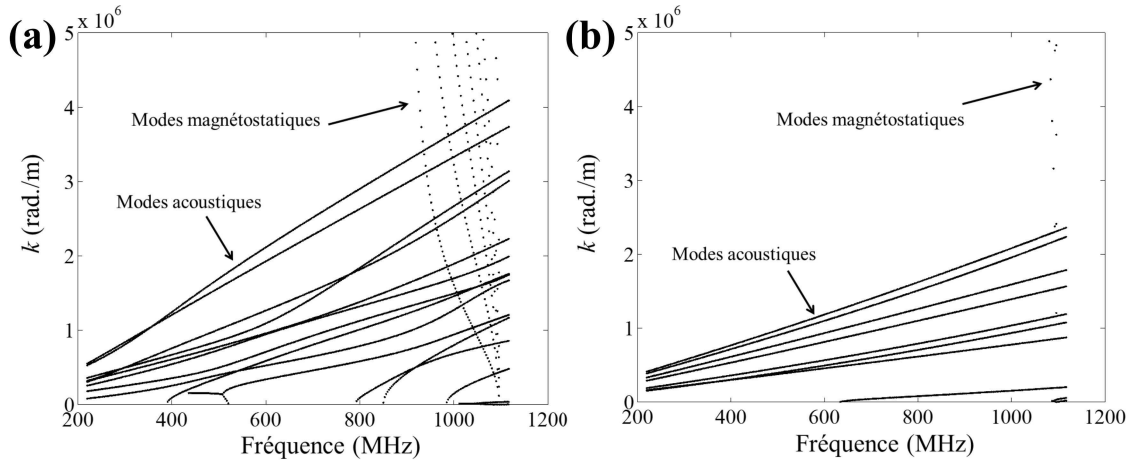


FIGURE 2.12 – Courbes de dispersion (k vs la fréquence) pour les ondes magnéto-statiques et les ondes acoustiques dans un film mince de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$ dont l'aimantation est dans le plan du film et perpendiculaire à l'axe facile. L'épaisseur du film est de (a) $2 \mu\text{m}$, et (b) 200 nm . Dans les deux cas les ondes se propagent dans la direction de l'aimantation.

clairement sur ces figures les modes magnéto-statiques des modes acoustiques. Ces modes présentent les mêmes variations que celles obtenues à l'aide de l'expression analytique 1.114 pour un film magnétique isotrope. Les modes acoustiques correspondent eux aux modes de plaque dans le film magnéto-élastique et aux ondes se propageant à l'interface entre le film et le substrat. Les intersections entre les deux types de modes peuvent donner naissance à des modes fortement couplés, lorsque le couplage magnéto-élastique est à nouveau introduit dans le calcul. On constate que ces fréquences sont supérieures au GHz pour le film de 200 nm d'épaisseur, c'est-à-dire bien au delà des fréquences utilisées expérimentalement. Nous n'avons donc pas, dans le cadre de cette thèse, poursuivi plus en avant cette étude du couplage induit par les résonances ferromagnétiques. Pour compléter les résultats présentés dans ce paragraphe, nous donnons les variations des vitesses de phase en fonction de la fréquence, pour la même configuration expérimentale, et les deux mêmes épaisseurs de film, sur la figure 2.13.

2.7 Conclusion

Dans ce chapitre, une méthode utilisant un développement combiné de polynômes de Legendre et de Laguerre a été présentée pour calculer les courbes de dispersion et la forme des modes de propagation dans des couches composites de matériaux piézoélectriques et piézomagnétiques déposées sur un substrat. La flexibilité et l'efficacité de cette méthode en font une alternative intéressante à la solution classique utilisant la résolution d'une équation transcendante. Une convergence exponentielle du schéma numérique obtenu a été démontré dans le cas de la propagation d'une onde de Love dans un film déposé sur un substrat. De plus, la méthode a été validée en utilisant deux simulations de références empruntées

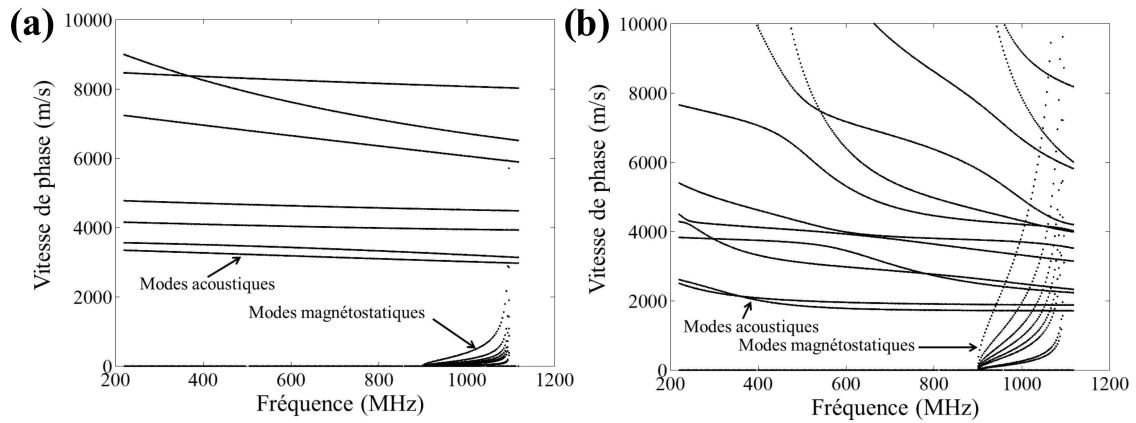


FIGURE 2.13 – Variations des vitesses de phase en fonction de la fréquence pour les ondes magnéto-statiques et les ondes acoustiques dans un film mince de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$ dont l'aimantation est dans le plan du film et perpendiculaire à l'axe facile. L'épaisseur du film est de (a) $2 \mu\text{m}$, et (b) 200 nm . Dans les deux cas les ondes se propagent dans la direction de l'aimantation.

à la littérature, une pour la propagation d'une onde de surface dans une configuration film/substrat, et une pour les ondes de Lamb dans un milieu composite piézoélectrique / piézomagnétique. Finalement, nous avons présenté un premier exemple d'utilisation de l'outil numérique développé pour les systèmes magnéto-élastiques à ondes de surface.

Chapitre 3

Réalisation et caractérisation des dispositifs SAW combinés avec une couche mince magnéto-élastique

3.1 Introduction

Ce chapitre présente les différents aspects liés à l'élaboration et la caractérisation des dispositifs à ondes acoustiques de surface combinés avec des couches minces magnéto-élastiques. Dans un premier temps, nous présenterons les structures piezo-magnétiques étudiées, les différentes étapes de micro-fabrication mises en œuvre, ainsi que l'étape de montage permettant la caractérisation des dispositifs SAW sous champ magnétique. Dans un second temps, nous présenterons les résultats de caractérisation des propriétés magnétiques, de magnétostriction et électriques des échantillons réalisés.

3.2 Description des structures piezomagnétiques réalisées

3.2.1 Choix de la plate-forme électro-acoustique

Dans le domaine des composants électroacoustiques, le principe de génération des ondes élastiques est basé sur la propriété dite piézoélectrique de certains matériaux tel que le Quartz ou le Niobate de lithium. Cette propriété permet au matériau de générer des charges électriques lorsque il est soumis à une contrainte mécanique (effet piézoélectrique direct), ou inversement de se déformer lorsque celui ci est soumis à un champ électrique (effet piézoélectrique inverse). L'application d'une tension électrique alternative entre deux facettes d'un matériaux piézoélectrique induit une alternance de compression, dilatation et/ou cisaillement. Le choix du matériau et de la coupe cristalline (définie par les angles d'Euler) permettront de favoriser une combinaison de ces différentes déformations, et de définir ainsi les différents modes de propagation pour les ondes élastiques couplés au champ électrique dans un matériau piézoélectrique. Sous certaines conditions de type géométrique (électrodes, coupe

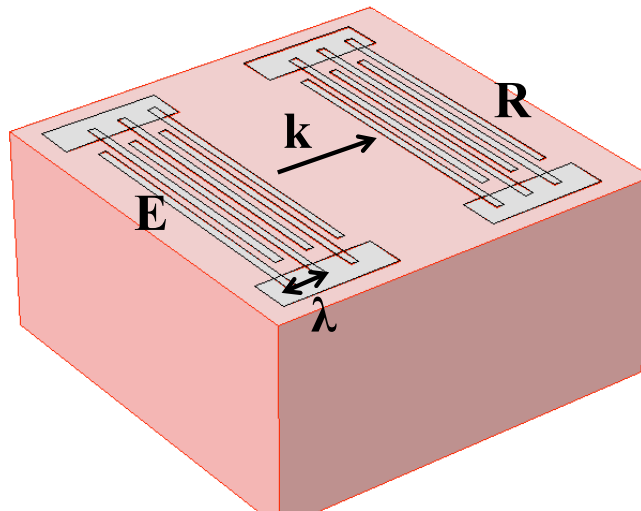


FIGURE 3.1 – Schéma de principe pour la génération et détection d'onde élastiques de surface par un transducteur à électrodes interdigitales.

crystalline) et selon la nature des matériaux, il est possible de générer différents types d'ondes :

- Ondes de volume (*Bulk acoustic wave*) ;
- Ondes de surface (*Surface acoustic wave*) ;
- Ondes de plaques ;
- et également des ondes guidées.

Dans le cadre de cette thèse on s'intéresse principalement à la propagation des ondes de surface dans des structures multicouches composées de matériaux piézoélectriques (substrat ou couche mince) et d'une couche ou empilement de films magnéto-élastiques. En effet, la possibilité d'utiliser une technologie de surface permet une intégration facile du dispositif de génération des ondes de surface et des couches minces de type magnéto-élastiques sous différentes formes : film continu ou présentant une structuration 1D ou 2D. Le principe de génération et de détection des ondes de surface repose sur l'utilisation de transducteurs à électrodes métalliques interdigitales (IDT : *InterDigitized Transducer*). Il est présenté sur la figure 3.1. L'application d'une tension électrique sur le transducteur émetteur va permettre de générer une vibration au niveau de chaque paire de doigts. Ces vibrations vont s'ajouter de manière constructive lorsque la fréquence du signal appliqué est égale au rapport entre la vitesse de propagation et la période géométrique du transducteur. L'onde de surface émise peut être détectée de la même manière via l'effet piézo-électrique direct en utilisant un transducteur similaire situé sur le chemin de propagation de l'onde de surface. Avec un choix optimal du rapport entre la largeur d'un doigt et la distance entre deux doigts on peut envisager de générer les harmoniques supérieures (d'ordre 3, 5, voir même l'harmonique d'ordre 7).

Les structures retenues pour valider le modèle piezomagnétique développé dans les chapitres précédents sont toutes basées sur l'utilisation du Niobate de Lithium comme substrat piézoélectrique. Dans la première structure, nous avons opté pour un substrat ayant une coupe cristalline Y, la direction de propagation choisie étant

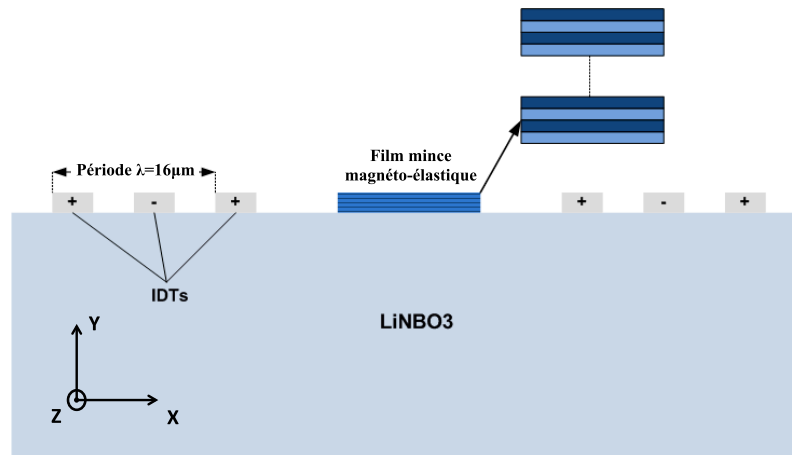


FIGURE 3.2 – Schéma de la structure à ondes acoustiques de surface combinée avec une couche magnéto-élastique.

alors suivant l'axe X. Le schéma de la structure est représenté sur la figure 3.2. Cette structure offre la possibilité de générer un mode de surface de polarisation presque sagittale (U_x, U_z) (mode 1), *i.e.* un mode de type Rayleigh, et un deuxième mode (mode 2) de polarisation transverse (U_y, U_z) (figure 3.3-a et figure 3.3-c). Nous pouvons noter (figure 3.3-b et figure 3.3-d) que le mode 2 devient complètement transverse dans le plan (polarisation : U_y) lorsque la surface entre le substrat piézoélectrique et le film mince est mise à un potentiel électrique constant, tandis que la polarisation du mode 1 reste inchangée. Cette condition correspond à celle des expériences du fait du comportement conducteur des couches magnéto-élastiques utilisées dans notre étude expérimentale.

La deuxième structure est composée d'un substrat de Niobate de lithium ayant une coupe Y 128. La direction de propagation est choisie suivant X. Une couche d'oxyde de silicium est déposée en surface permettant d'introduire une dispersion sur les différentes branches acoustiques en particulier sur le mode de surface de type Rayleigh.

Nous avons ainsi à notre disposition deux plate-formes électro-acoustiques. La première est multi-modes, tandis que la deuxième permet d'obtenir une forte dispersion des modes de propagation. Ces deux structures vont nous permettre de mettre en évidence, dans les mêmes conditions expérimentales, l'effet de la polarisation de l'onde et de la dispersion de propagation sur la sensibilité au champ magnétique de la vitesse de propagation des différents modes.

La géométrie des dispositifs SAW est donnée sur la figure 3.5. Chaque transducteur est composé de 25 paires de doigts avec une configuration simple doigt. La périodicité spatiale des transducteurs ou la longueur d'onde (λ) est de $16 \mu\text{m}$, chaque électrode présentant une résolution de $\lambda/4$ (soit $4 \mu\text{m}$). La distance bord à bord est de 20λ et l'ouverture (W) est de 50λ .

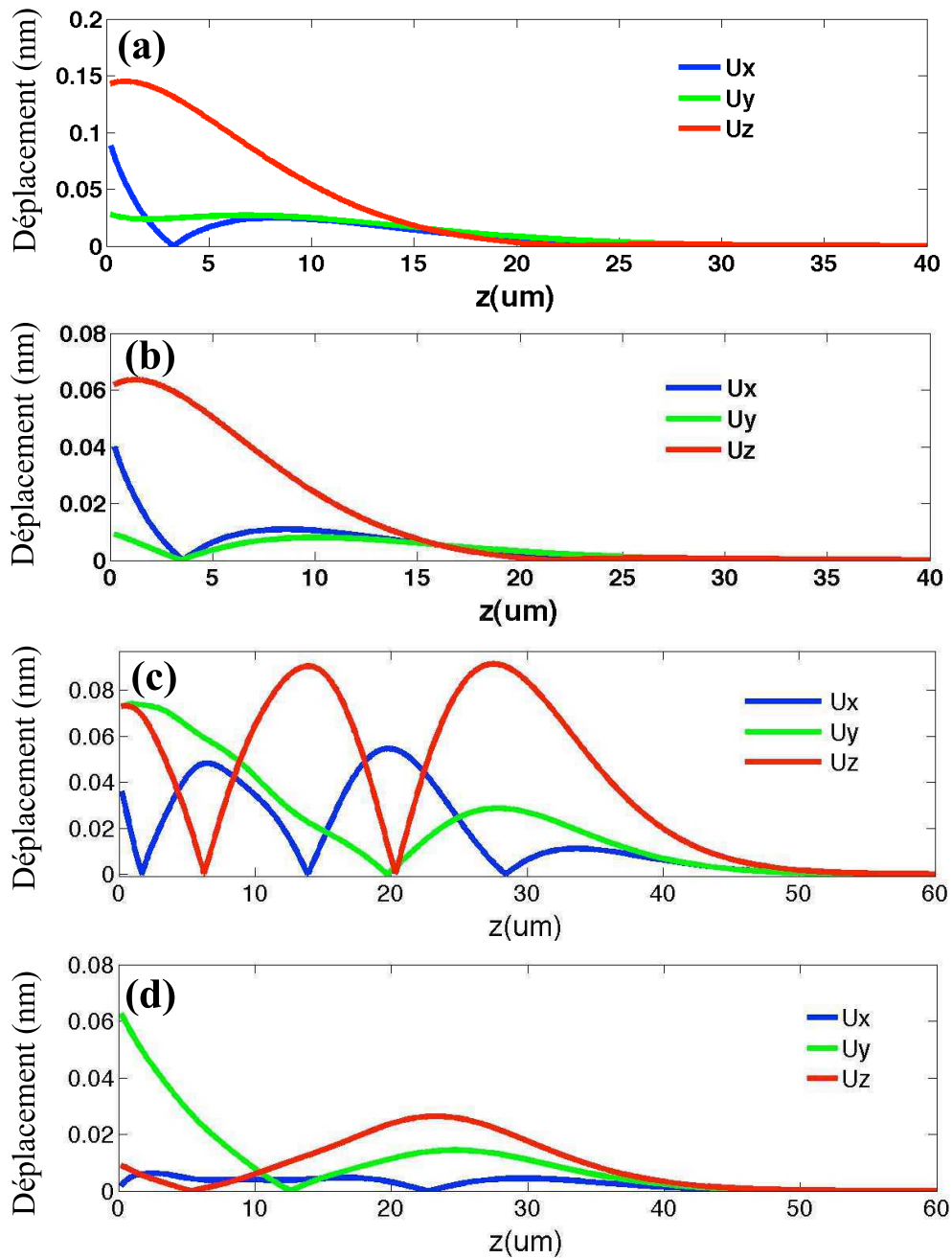


FIGURE 3.3 – Champs des déplacements pour deux modes de polarisation différentes et présentant un coefficient de couplage électromécanique non nuls. (a) et (b) Mode de polarisation sagittale (de type Rayleigh), (c) et (d) mode de polarisation transverse. (a) et (c) Le potentiel électrique à l'interface entre le substrat et le film mince est supposé continu, (b) et (d) le potentiel électrique à l'interface entre le substrat et le film mince est imposé à une valeur constante.

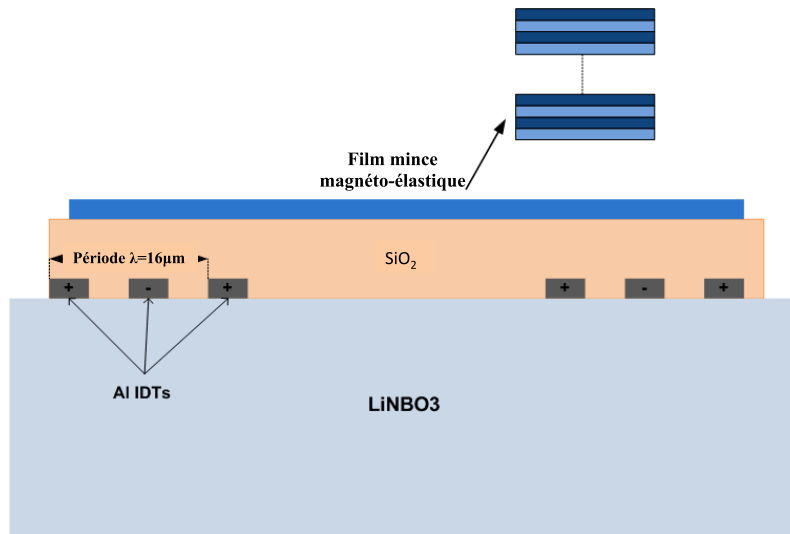


FIGURE 3.4 – Schéma de la structure multicouche à ondes acoustiques de surface combinée avec une couche magnéto-élastique.

Puissance (W)	Pression (Torr)	Débit Ar (sccm)
250	6×10^{-3}	20

TABLE 3.1 – Paramètres de dépôt de la couche d'aluminium constituant les IDTs.

3.2.2 Description du procédé de réalisation technologique

Procédé technologique étape par étape

La fabrication des électrodes interdigitales est réalisée suivant les étapes définies sur la figure 3.6.

Pour la structure de type 1, deux niveaux de masques sont nécessaires pour réaliser le composant final. Après une étape de nettoyage, une couche de 200 nm d'aluminium est déposée sur le Niobate par pulvérisation magnétron RF à partir d'une cible d'aluminium 4 pouces dans le bâti Alliance concept Dp 650 (figure 3.7). Les paramètres de dépôt sont donnés dans le tableau 3.1. La couche d'aluminium est structurée par lithographie optique pour définir les électrodes interdigitales suivant le procédé définie sur la figure 3.6. Le tableau 3.2 dresse l'ensemble des paramètres pour les différentes étapes de ce procédé.

Pour la couche magnéto-élastique les étapes suivantes, données sur la figure 3.8, sont réalisées. Dans un premier temps la résine positive, S1818 ou AZ 1518, est étalée sur le substrat, puis recuite à 110°C. Cette étape est suivie d'un traitement chimique de 20 secondes dans le solvant AZ326 permettant de durcir la résine en surface et d'obtenir ainsi un profil de type casquette pour la résine après l'étape de développement (figure 3.8-a). Cela permet d'enlever facilement la résine et également d'obtenir un film avec des bords bien définies. Le film magnéto-élastique est déposé par pulvérisation cathodique RF dans le bâti Leybold Z550 (figure 3.9) disponible en salle blanche de l'IEMN. Il est constitué d'un empilement de couches de TbCo₂ et de FeCo. Ces couches sont obtenues par pulvérisation de cibles composites : une

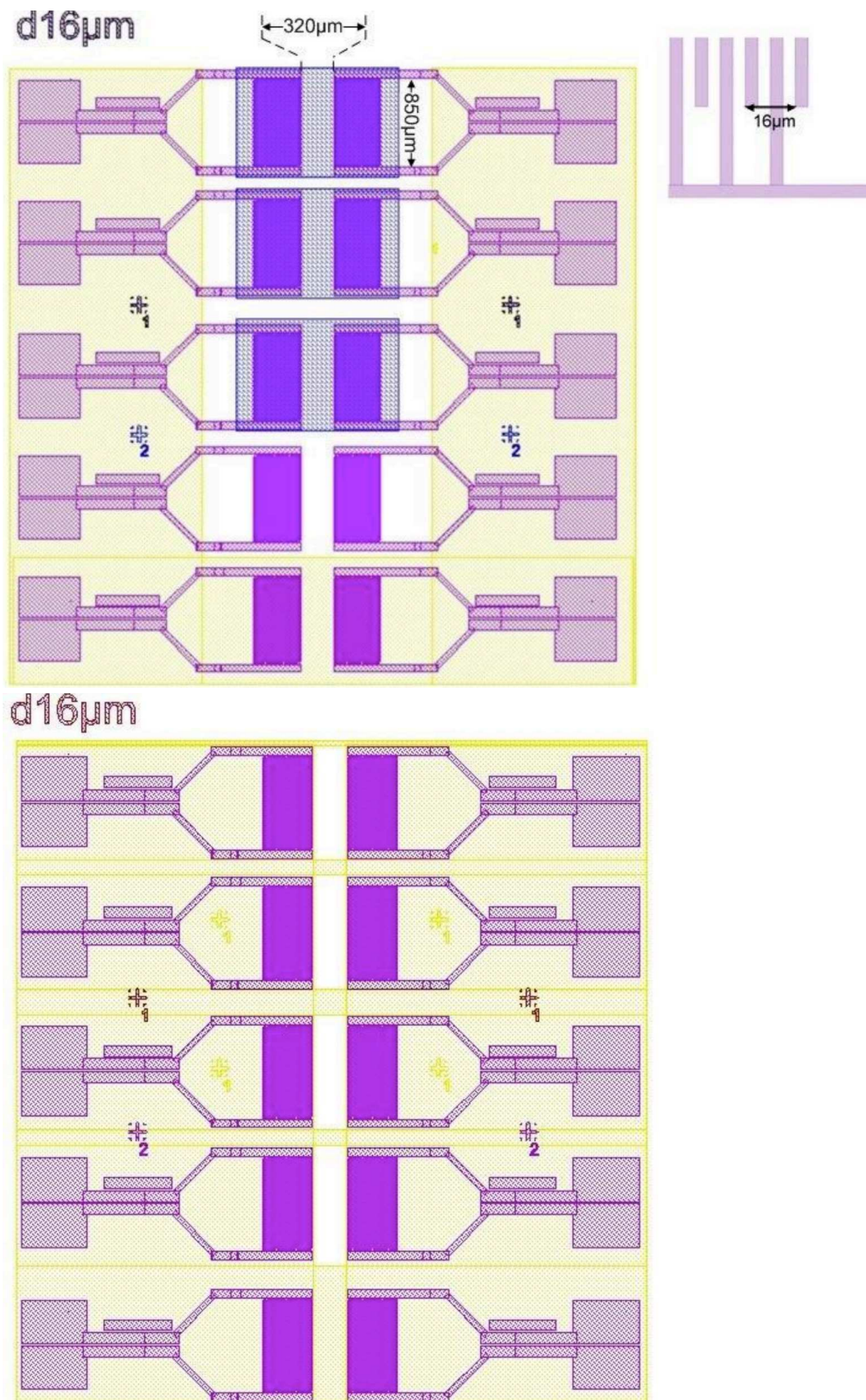


FIGURE 3.5 – Design des masques de lithographie utilisés pour les structures 1 (en haut) et 2 (en bas).

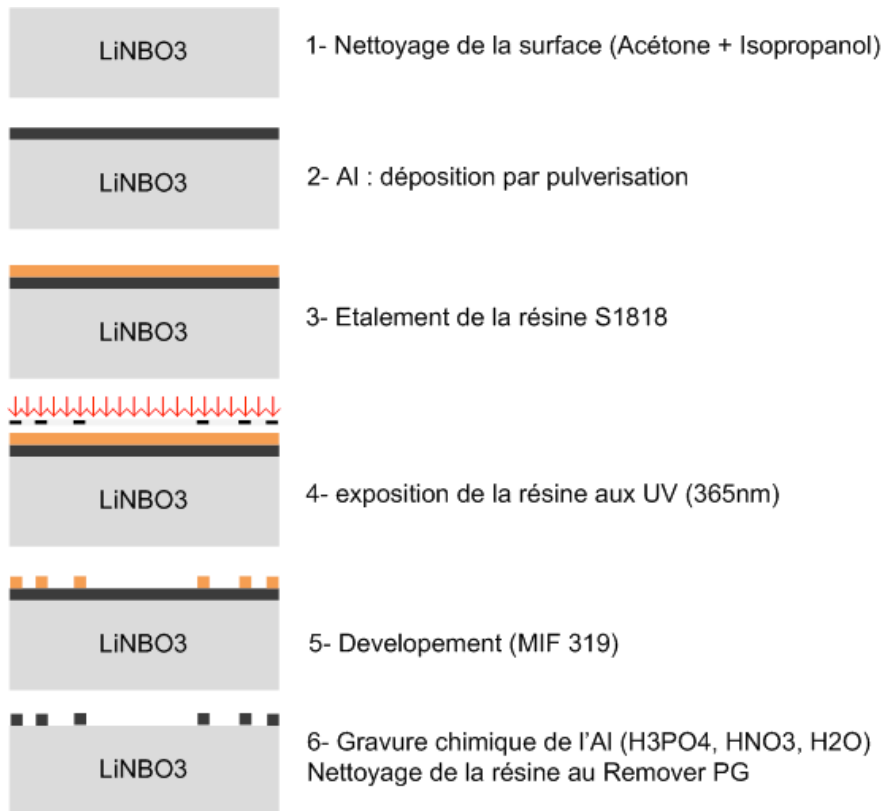


FIGURE 3.6 – Description du procédé de fabrication des électrodes interdigitales.



FIGURE 3.7 – Bâti de pulvérisation Alliance concept Dp650.

Etape	Paramètres
Étalement de la résine	vitesse : 3000, accélération : 5, temps : 12 s
Recuit avant exposition	110 °C : 1 min 30
Exposition UV 365 nm	10W/cm ² : 4 secondes
Recuit après exposition	110 °C : 1 min 30
Développement de la résine	MIF 319 : 25 secondes
Gravure de l'aluminium	4 : H ₃ PO ₄ , 1 : H ₂ O, 1 : HNO ₃

TABLE 3.2 – Paramètres utilisés lors des différentes étapes du procédé de fabrication des IDTs.

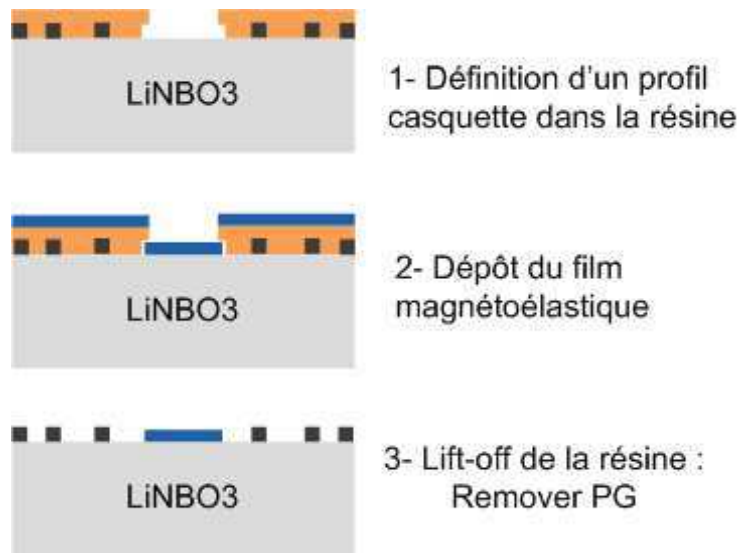


FIGURE 3.8 – Description des étapes technologiques pour la structuration de la couche magnéto-élastique.



FIGURE 3.9 – Bâti de dépôt de couches minces magnéto-élastiques Leybold Z550.

Matériau/paramètres	Puissance RF	Pression partielle Ar
TbCo ₂	400 W	1×10^{-3} mbar
FeCo	440 W	2×10^{-3} mbar

TABLE 3.3 – Paramètres de dépôt du film magnéto-élastique.

cible de Co et des pastilles de Tb pour le TbCo₂, et une cible de Fe et des pastilles de Co pour le FeCo. Le nombre de pastilles et les paramètres de dépôt permettent de contrôler la stœchiométrie des couches déposées. Le dépôt s'effectue en mode balayage du porte échantillon entre les deux cibles. Il est effectué sous un champ magnétique d'environ 300 Oe, permettant de créer une anisotropie magnétique uniaxiale dans le plan pour le film magnéto-élastique. Le champ d'anisotropie du film dépend fortement du rapport entre les épaisseurs des couches de TbCo₂ et de FeCo. Une étude complète des propriétés structurales et physiques de ces matériaux a été effectuée dans la thèse de Nicolas Tiercelin [18]. La structuration du film est effectuée par le procédé Lift-off décrit dans la figure 3.8. Un film magnéto-élastique composé de 20 bi-couches de TbCo₂(5nm) et de FeCo(5nm) est déposé par pulvérisation RF sous champ magnétique entre les transducteurs émetteur et récepteur. Les paramètres de dépôts sont donnés dans le tableau 3.3.

La structure de type 2 est réalisée suivant le procédé décrit sur la figure 3.10. Dans un premier temps, on élabore les électrodes interdigitales suivant le même procédé que pour la première structure réalisée, donné sur la figure 3.6. Ensuite, on dépose une couche de SiO₂ de plus de 2 μm d'épaisseur dans un bâti de dépôt utilisant la technique PECVD (*Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition* en anglais). Le film magnéto-élastique est déposé suivant le même procédé que pour le premier échantillon (figure 3.8). Le film couvre la totalité de la surface des IDTs. La couche

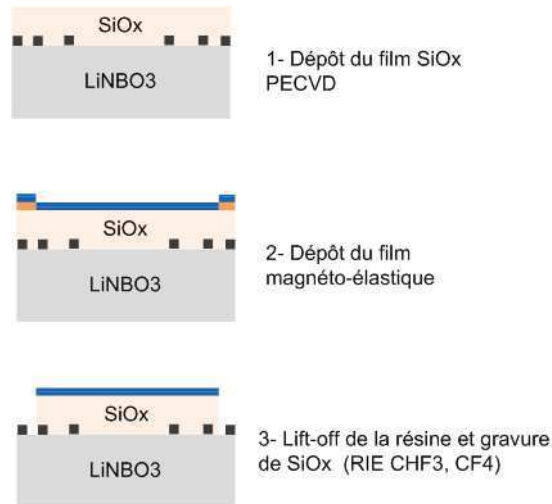


FIGURE 3.10 – Description des étapes technologiques pour la structuration de la couche magnéto-élastique.

de SiO_2 est ensuite gravée localement à l'aide d'un plasma ionique réactif dans une atmosphère fluorée (CHF_3 : 20sccm, CF_4 : 20 sccm, Puissance : 180W, Pression : 150 mTrr). Le bâti utilisé est le Plasmalab80 de chez Oxford (figure 3.11). La gravure du SiO_2 permet de créer des ouvertures permettant l'accès aux plots d'épaissement.

3.3 Caractérisation des dispositifs acoustiques à ondes de surface

3.3.1 Introduction

Nous avons vu dans le chapitre décrivant le modèle piézomagnétique du film qu'il est nécessaire de connaître l'état magnétique du film (aimantation à saturation, susceptibilité magnétique, champ d'anisotropie, magnétostriction). Pour extraire ces données, nous avons réalisé des mesures sur des films magnéto-élastiques déposés sur différents substrats. Nous avons utilisé pour cela un magnétomètre à échantillon vibrant VSM (vibrating sample magnetometer) et également un système optique pour la mesure de la déflexion et de la torsion sur des poutres actionnées par un film magnéto-élastique. En ce qui concerne les caractérisations électriques des dispositifs à ondes de surface, nous avons utilisé un analyseur de réseau vectoriel pour mesurer les paramètres S_{ij} . Ces mesures ont été effectuées en absence et en présence du film magnéto-élastique.

3.3.2 Caractérisation magnétique

Mesure des courbes d'aimantation

Le magnétomètre à échantillon vibrant (*Vibrating Sample Magnetometer* en anglais) permet de déterminer en fonction du champ appliqué et de la température, les propriétés magnétiques de couches minces et de matériaux magnétiques. Avant



FIGURE 3.11 – Bâti de gravure RIE Plasmalab80 utilisé pour la gravure de SiO_2 .

toute utilisation, une calibration de l'appareil est effectuée à l'aide d'un échantillon de référence. La figure 3.12 montre le magnétomètre à échantillon vibrant utilisé dans le cadre de cette thèse. C'est un modèle EV9 d'ADE pouvant effectuer des mesures jusqu'à 2T. L'appareil permet également d'effectuer des mesures dans une plage de température allant de 4°K jusqu'à 1000°K.

Le principe de fonctionnement est donné sur le schéma de la figure 3.13. Il est basé sur un système de détection synchrone [121]. La résolution typique est de l'ordre de 1 μemu pour le moment magnétique. L'échantillon est placé à l'extrémité d'une canne (composée d'un matériau non magnétique pour éviter la perturbation de la mesure) dans l'entrefer de l'électro-aimant qui fournit un champ magnétique statique suivant un axe x . Un système de rotation permet d'orienter l'échantillon dans le plan de mesure. La partie supérieure de l'instrument permet la mise en vibration de l'échantillon suivant un axe z . Des bobines de détection sont placées de part et d'autre de l'échantillon dans l'axe du champ, ou suivant les deux axes du plan de mesure dans le cas d'une mesure vectorielle. Lors d'une mesure, l'échantillon est mis en vibration. Celui-ci créant un champ de désaimantation externe, la vibration introduit une variation de flux magnétique dans les bobines de même fréquence que l'excitation. Si l'aimantation est faible, le relevé de la force électromotrice aux bornes des bobines de détection, image de la variation de flux, permet alors d'extraire cette tension pour chaque valeur de champ externe désirée.

Un exemple de cycle d'hystérésis, mesuré pour un film magnéto-élastique de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$ déposé sur un substrat de silicium (100), est présenté sur la figure 3.14. Les conditions de dépôt de ce film sont celles citées dans la partie procédé technologique. Le cycle d'hystérésis présente un comportement quasiment carré pour un champ appliqué dans le sens de l'axe facile (axe suivant lequel le champ magnétique est appliqué pendant le dépôt) et un comportement linéaire lorsque le



FIGURE 3.12 – Magnétomètre à échantillon vibrant utilisé.

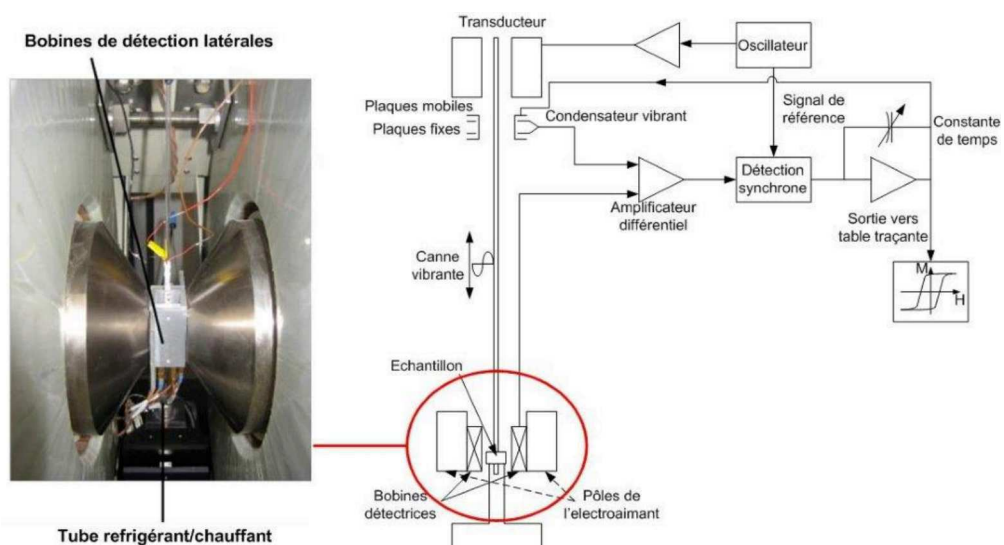


FIGURE 3.13 – Schéma de principe du magnétomètre à échantillon vibrant.

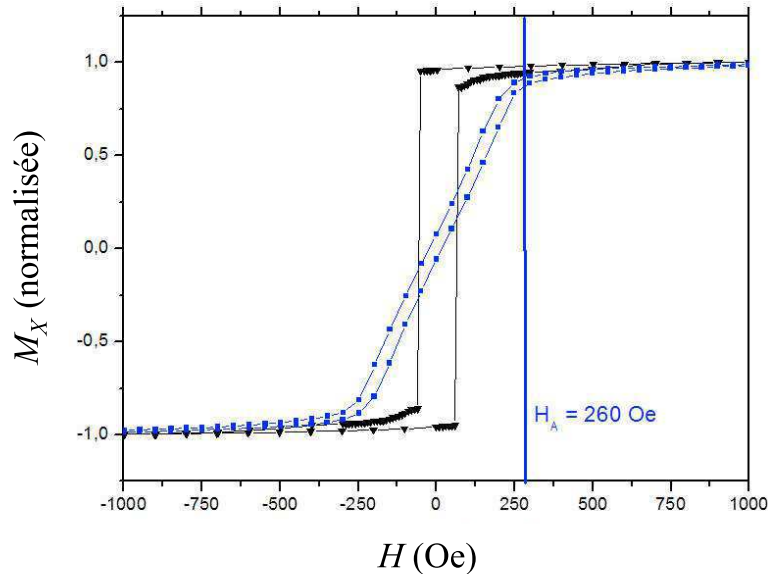


FIGURE 3.14 – Courbes d’aimantation suivant l’axe facile (triangle) et l’axe difficile (carré) d’un film magnéto-élastique déposé sur un wafer de Si.

champ est appliqué suivant l’axe difficile. Dans ce dernier cas l’aimantation sature lorsque l’on atteint le champ d’anisotropie. Le cycle présenté ici confirme bien que le film magnéto-élastique déposé présente une anisotropie uni-axiale dans le plan. Le champ d’anisotropie dans ce film est de l’ordre de 250 Oe. La courbe d’aimantation obtenue pour le film déposé sur le premier échantillon est présentée sur la figure 3.15. Comme le montre la figure, le champ d’anisotropie est réduit à 200 Oe. Il est à noter que cette valeur dépend fortement des contraintes mécaniques à l’interface. Les propriétés peuvent changer d’un film à l’autre suivant le substrat utilisé, une étude approfondie est en cours pour mieux maîtriser l’effet de l’interface sur la valeur du champ de l’anisotropie.

La courbe d’aimantation obtenue pour le deuxième échantillon sera présentée dans le quatrième chapitre (figure 4.23(a)). Notons que pour cet échantillon le champ d’anisotropie a été induit lors du dépôt du film sur la couche de SiO₂ dans une direction faisant un angle de 45° avec la direction de propagation (déterminée par les peignes interdigités).

Caractérisation de la magnétostriction

La magnétostriction dans le film est mesurée à l’aide d’une technique dite de déflectométrie. Le schéma de principe est décrit sur la figure 3.16. Un film magnéto-élastique composé de 20 bi-couches TbCo₂/FeCo est déposé sur une poutre en silicium (100) dont les dimensions sont 2 cm de longueur, 5 mm de large, et 50 μm d’épaisseur. La poutre est fixée sur un support dans une configuration de type ”poutre encastree-libre”. Un faisceau laser incident vient taper sur l’extrémité de la poutre, et est réfléchi sur un premier miroir puis redirigé sur un capteur optique. La connaissance de la position du spot sur la surface du capteur permet de déduire le déplacement de la poutre en flexion et en torsion. Le déplacement de la poutre

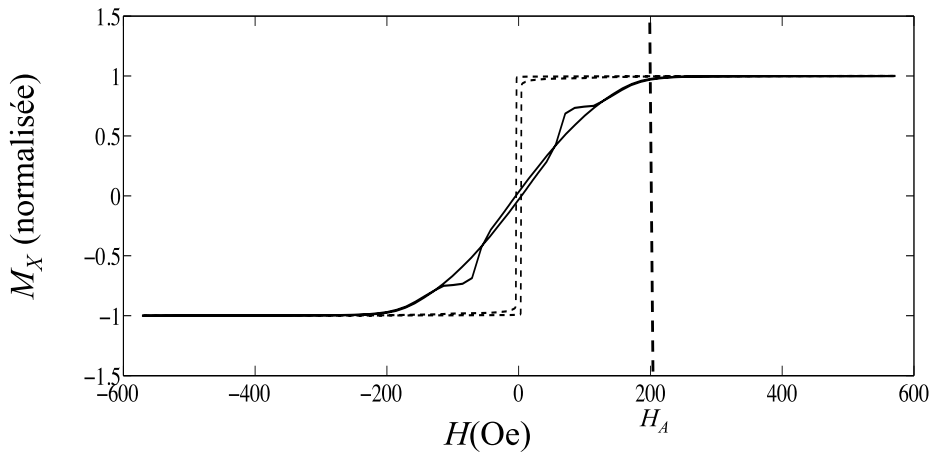


FIGURE 3.15 – Courbes d’aimantation suivant l’axe facile (triangle) et l’axe difficile (carré) du film magnéto-élastique déposé sur le premier échantillon.

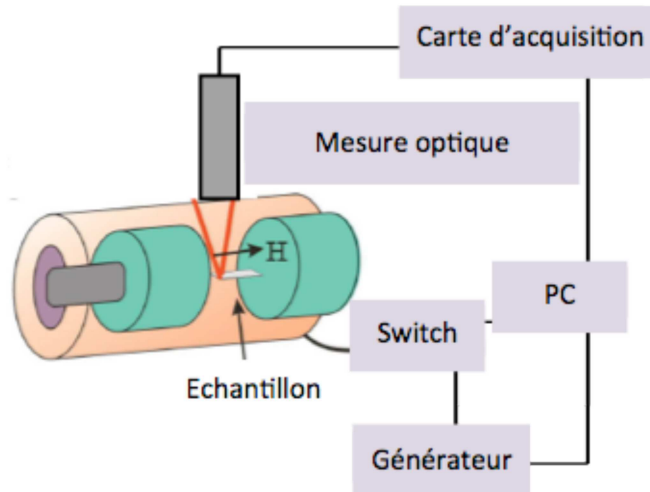


FIGURE 3.16 – Schéma de principe pour la mesure de la magnétostriction.

permet de remonter à la magnétostriction (λ) dans le film et d’en déduire le coefficient magnéto-élastique noté $b^{\gamma,2}$ [122, 123]. La figure 3.17 montre un exemple de mesure représentant l’évolution du coefficient magnéto-élastique en fonction du champ magnétique appliqué suivant l’axe facile et suivant l’axe difficile. Pour ce film, le coefficient $b^{\gamma,2}$ est de l’ordre de -8 MPa, le champ d’anisotropie est de l’ordre de 250 Oe. Pour l’ensemble des films réalisés et utilisés pour les différents échantillons présentés dans ce manuscrit, le coefficient de couplage magnéto-élastique mesuré était toujours du même ordre de grandeur. Nous avons donc considéré dans la suite une valeur de -8 MPa pour l’ensemble des calculs théoriques. Il faut toutefois noter que la mesure de magnétostriction étant faite sur des poutres de silicium, nous n’avons pas pu étudier l’influence du substrat sur ce coefficient $b^{\gamma,2}$. Comme il a été mentionné pour la valeur du champ d’anisotropie, il pourrait lui aussi dépendre fortement de l’interface entre le film et le substrat.

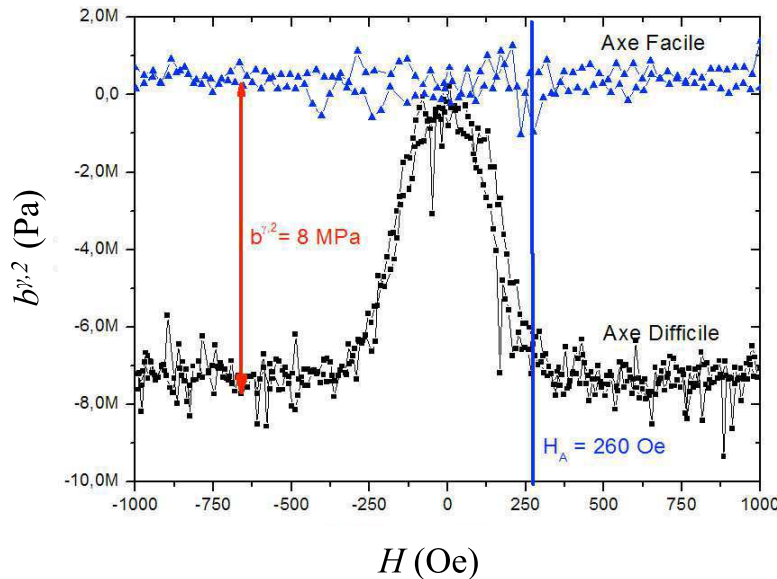


FIGURE 3.17 – Evolution du coefficient magnéto-élastique en fonction du champ magnétique pour un film multicouche de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$.

3.3.3 Caractérisations électriques des dispositifs

La caractérisation électrique des dispositifs à ondes acoustiques de surface est effectuée à l'aide d'un analyseur de réseau (Agilent 8753). Dans un premier temps, nous avons effectué une caractérisation sous pointes (pointe : GSG) pour vérifier le bon fonctionnement des structures réalisées. Ensuite nous avons développé un packaging pour permettre la caractérisation sous champ magnétique des dispositifs. Plusieurs dispositifs ont été fabriqués sur différents substrats piézoélectriques, et avec différentes coupes du LiNbO_3 (coupe Y et coupe Y 128), et du Quartz (coupe ST et coupe Y). Dans cette partie nous présenterons seulement les caractérisations des dispositifs ayant servi pour valider le modèle théorique. La figure 3.18 montre la réponse du dispositif de type 1 avec et sans la présence du film magnéto-élastique de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$. On observe clairement qu'il n'y a pas de dégradation de la réponse lorsque on dépose le film magnéto-élastique.

La mesure de la réponse fréquentielle réalisée sur l'échantillon final, *i.e.* avec le dépôt du film magnétique, sur une plage de fréquence plus large (de 170 à 900 MHz), est présentée sur la figure 3.19. On constate que pour cet échantillon en plus du mode fondamental de Rayleigh (R_1), on voit apparaître le premier mode de cisaillement transverse (SH_1), et les troisièmes harmoniques de ces deux modes (R_3 et SH_3).

La figure 3.20 montre la réponse d'un dispositif réalisé sur la base du design 2 tel qu'il a été décrit au début de ce chapitre. La fréquence de fonctionnement se décale vers les basses fréquences. Cela est dû à l'effet de masse et à la dispersion du mode de propagation introduite par le système multicouche (SiO_2/film). On observe également une diminution du niveau de la réjection et une augmentation des pertes lorsqu'on ajoute une couche d'oxyde d'environ $2.5 \mu\text{m}$. Cela s'explique principalement par une diminution du coefficient de couplage électromécanique K_2 . En revanche l'ajout d'une couche magnéto-élastique n'affecte pas beaucoup la réponse.

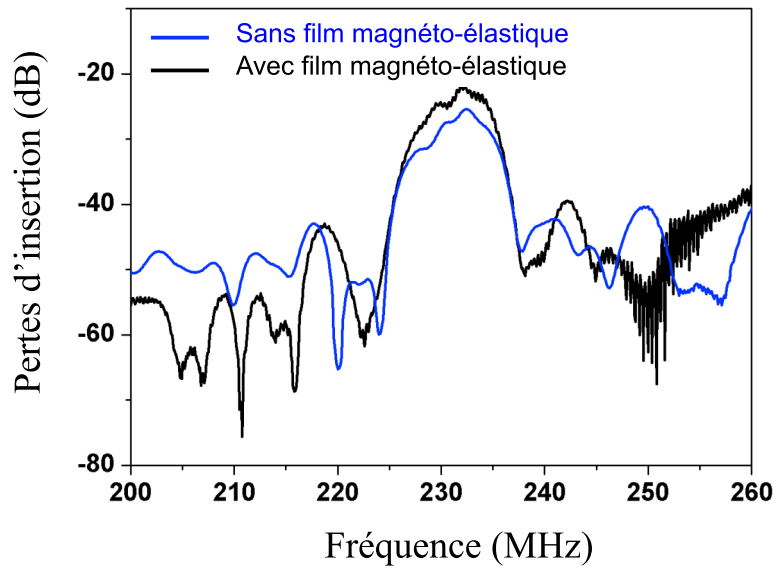


FIGURE 3.18 – Reponse fréquentielle d'une structure de type 1 avec et sans le film magnéto-élastique autour du mode fondamental de Rayleigh.

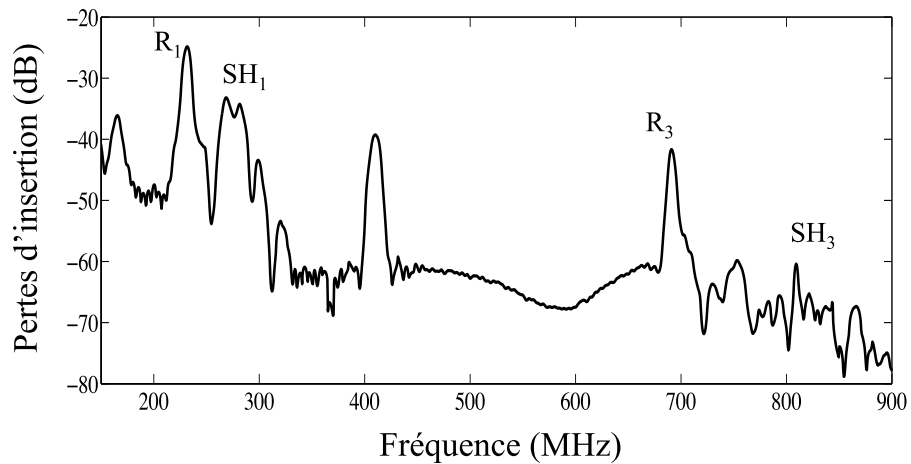


FIGURE 3.19 – Reponse fréquentielle d'une structure de type 1 avec le film magnéto-élastique sur une plage de fréquence de 170 à 900 MHz.

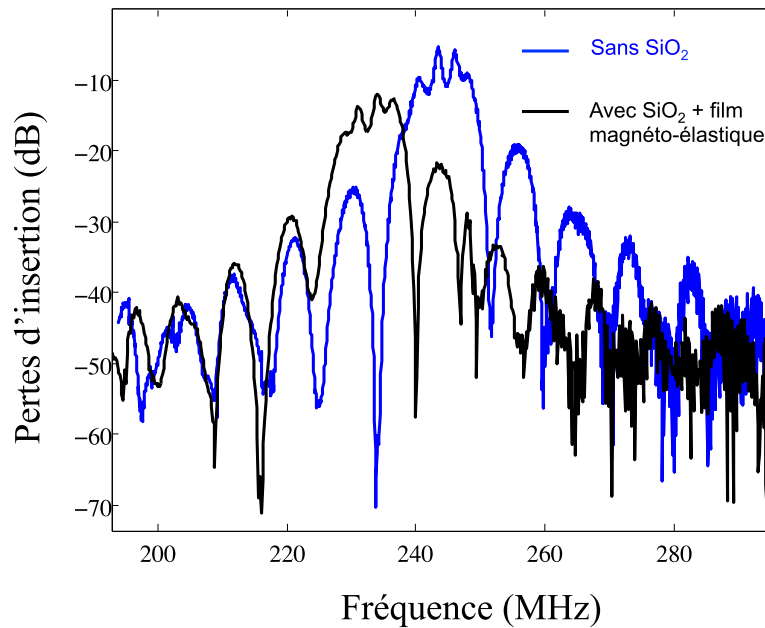


FIGURE 3.20 – Réponse fréquentielle d’une structure de type 2 avec et sans le film magnéto-élastique.

Comme il a été mentionné dans le début de ce chapitre la structure réalisée ici présente un comportement multimodes.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté en détail les étapes de fabrication des deux dispositifs à ondes acoustiques de surface que nous avons réalisé pour l’étude expérimentale de la propagation dans les films minces magnéto-élastiques. La première structure consiste en un film de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$ de 200 nm d’épaisseur déposé directement sur un substrat de LiNbO_3 . Pour la deuxième structure un film de 2.5 μm de SiO_2 est déposé entre le substrat piézoélectrique et le film magnéto-élastique.

Les films de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$ déposés sur chacune des structures ont été caractérisés d’un point de vue magnétique et de la magnétostriction. Ainsi, les courbes d’aimantation ont été mesurées pour chacun des échantillons réalisés, une partie des résultats étant directement présentés dans le chapitre 4 et dans l’annexe C. Cette donnée, représentative de l’état magnétique du film mince, est indispensable, comme nous le verrons dans le chapitre suivant, pour une comparaison quantitative entre les résultats théoriques et expérimentaux des variations de vitesse des ondes acoustiques de surface induites par un champ magnétique externe. La mesure de la magnétostriction pour des films identiques à ceux des échantillons, mais déposés sur une poutre encadrée, a permis d’obtenir un coefficient de couplage magnéto-élastique $b^{\gamma,2}$ d’environ -8 MPa, valeur classique pour les échantillons fabriqués dans notre groupe à l’IEMN.

Les réponses en fréquence de la transmission entre les deux peignes interdigités déposés sur les échantillons ont aussi été mesurées afin de déterminer avec précision

les modes de surface exploitables sur chacun des deux échantillons, et les fréquences de fonctionnement correspondantes.

Toutes ces données magnétiques, de magnétostriction, et électriques vont être utilisées pour l'étude des variations de vitesse des ondes acoustiques de surface dans les films minces magnéto-élastiques lors de l'application d'un champ magnétique externe qui va maintenant être présentée dans le quatrième et dernier chapitre de cette thèse.

Chapitre 4

Variations de vitesse dans les films minces magnéto-acoustiques

4.1 Introduction

Nous allons dans ce chapitre comparer les mesures expérimentales de variations de vitesse des ondes de surface induites par l'application d'un champ magnétique externe sur les dispositifs expérimentaux réalisés, et présentés dans le chapitre 3, au modèle théorique développé et présenté dans les chapitres 1 et 2.

Une fois le modèle théorique validé par les mesures réalisées sur les deux dispositifs à ondes de surface réalisés, nous l'utilisons afin de faire le design de systèmes optimisés, permettant d'obtenir avec le même film magnéto-élastique une plus grande contrôlabilité des ondes acoustiques.

4.2 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental mis en place pour la mesure des variations de vitesse d'ondes de surface dans les échantillons décrits dans le chapitre 3 est présenté sur la figure 4.1. L'échantillon (1) est placé dans l'entrefer d'un électro-aimant (2). L'intensité du champ magnétique au niveau de l'entrefer est fixée par l'intensité du courant circulant dans la bobine de l'électro-aimant. Elle est pilotée par une source de courant (3) contrôlable par "General Purpose Interface Bus" ou GPIB. L'électro-aimant étant positionné sur un système (4) permettant une rotation complète (sur 360°), la direction du champ magnétique externe appliqué à l'échantillon peut être modifiée. Pour une meilleure précision des mesures, l'intensité du champ magnétique est mesurée à proximité de l'échantillon à l'aide d'une sonde à effet Hall (5bis) contrôlable par GPIB (5). L'ensemble du dispositif expérimental est piloté par un ordinateur (6) à l'aide d'une interface GPIB. La réponse en fréquence (amplitude et phase) du signal transmis entre les deux peignes interdigités, *i.e.* la caractéristique S_{21} , est mesurée à l'aide d'un analyseur de réseau Agilent 8753 (7). La variation relative de la phase $\frac{\Delta\varphi}{\varphi}$ permet de remonter à la variation relative de vitesse par la relation :

$$\frac{\Delta v}{v} = -\frac{\Delta\varphi}{\varphi}. \quad (4.1)$$

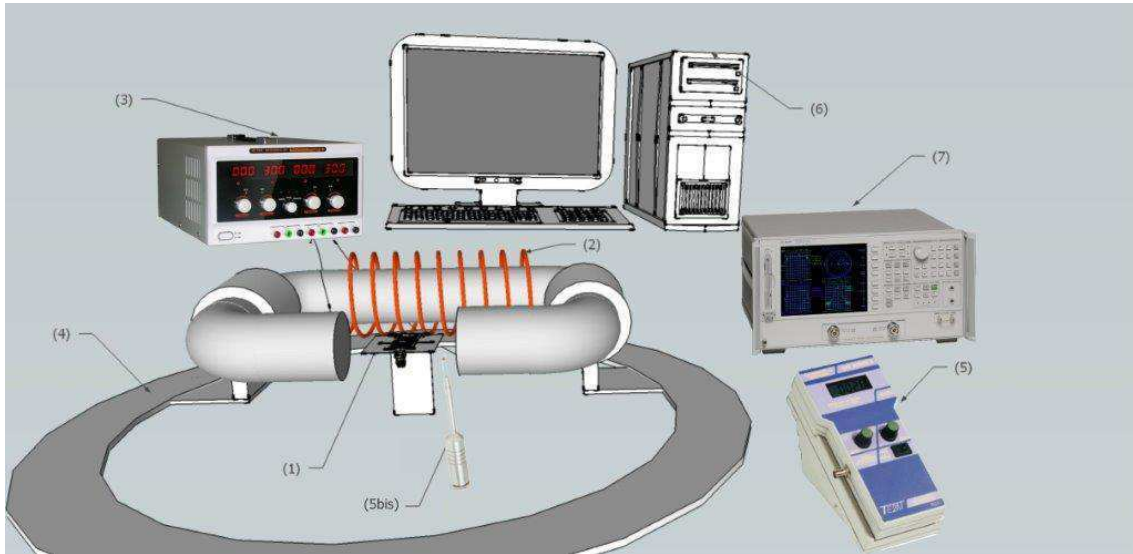


FIGURE 4.1 – Schéma du dispositif expérimental mis en place pour la mesure de la variation de vitesse des ondes de surface, dans les dispositifs magnéto-acoustiques, en fonction de l'intensité et de l'orientation du champ magnétique externe.

On peut aussi remonter à la variation de vitesse, si la vitesse à saturation est connue.

Une description schématique de l'échantillon, permettant de repérer sa position par rapport à celle du champ magnétique externe produit par l'électro-aimant, est donnée sur la figure 4.2.

4.3 Mesures réalisées sur le premier dispositif

Le premier dispositif pour lequel nous présentons les résultats des mesures des variations de vitesse des ondes acoustiques de surface induites par l'application d'un champ magnétique externe, est le dispositif constitué d'une couche de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$ déposée sur un substrat de LiNbO_3 . Cet échantillon, qui s'est avéré le plus riche en enseignement, permet de réaliser des mesures aussi bien pour les ondes de Rayleigh que pour les premiers modes d'ondes de cisaillement horizontal. De plus, l'utilisation des fréquences fondamentales, et des premiers harmoniques de ces différents modes, a permis de réaliser les mesures à différentes fréquences, et donc de voir l'influence de celle-ci.

Les propriétés élastiques, magnéto-élastiques et magnétiques du film mince déposé sont rappelées ici : $C_{11} = 113.7 \text{ GPa}$, $C_{44} = 31.3 \text{ GPa}$, $b\gamma^2 = -8 \text{ MPa}$, $M_s = 800 \text{ kA/m}$, $H_A = 200 \text{ Oe}$, et $H_{me} = 20 \text{ Oe}$. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, ces constantes ont en grande partie été mesurées dans notre laboratoire. Cependant, les constantes élastiques proviennent elles de la littérature [18]. On utilise ces paramètres, ainsi que les variations de l'orientation de l'aimantation mesurée sur l'échantillon, dans le modèle piézomagnétique équivalent décrit dans le chapitre 1. Cette variation de l'orientation de l'aimantation, *i.e.* l'angle φ_0 , est déterminée à partir de la courbe d'aimantation expérimentale donnée sur la figure 3.15.

Les variations des tenseurs des constantes élastiques, des constantes piézomagné-

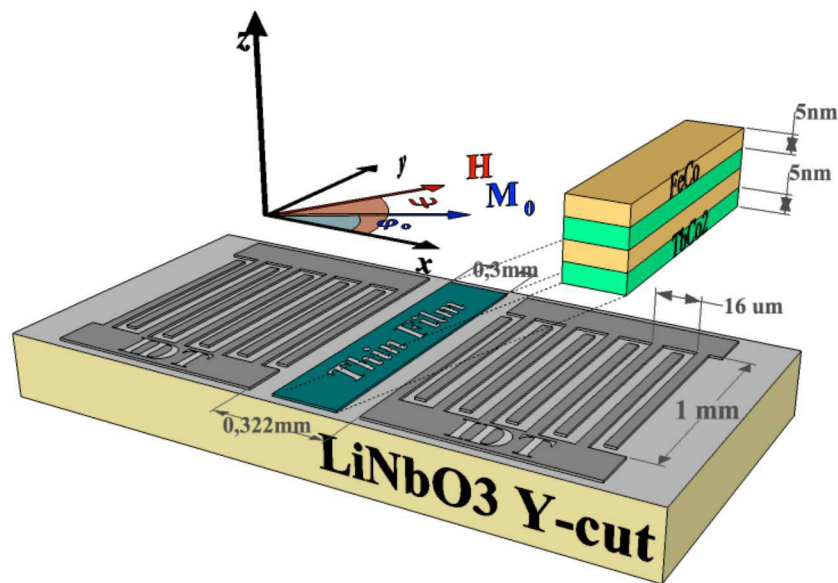


FIGURE 4.2 – Description schématique de l'échantillon constitué d'un film uni-axial de $20xTbCo_2(5nm)/FeCo(5nm)$ de 200 nm déposé sur un substrat de $LiNbO_3$ en coupe Y, et du système de coordonnées associé.

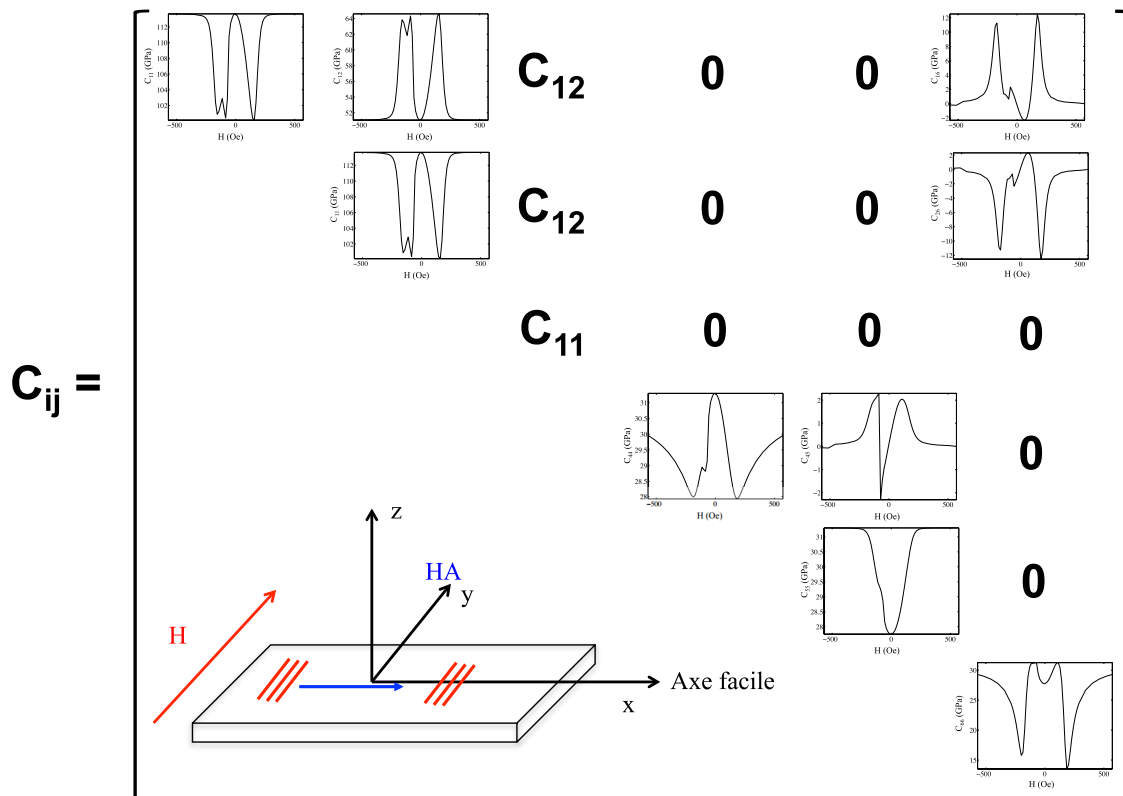


FIGURE 4.3 – Variations du tenseur des constantes élastiques en fonction de l'intensité du champ magnétique externe appliqué perpendiculairement à l'axe facile, pour un film mince de $TbCo_2/FeCo$.

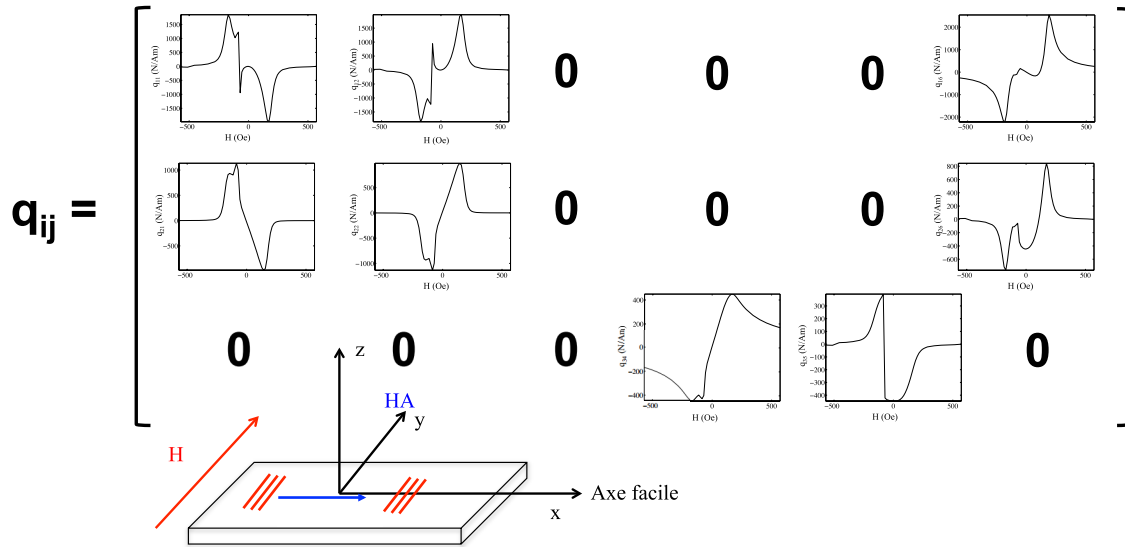


FIGURE 4.4 – Variations du tenseur des constantes piézomagnétiques en fonction de l'intensité du champ magnétique externe appliqué perpendiculairement à l'axe facile, pour un film mince de $TbCo_2/FeCo$.

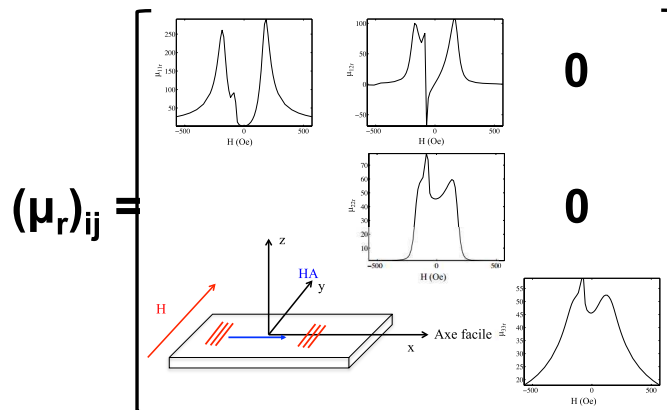


FIGURE 4.5 – Variations du tenseur de perméabilité magnétique relative en fonction de l'intensité du champ magnétique externe appliqué perpendiculairement à l'axe facile, pour un film mince de $TbCo_2/FeCo$.

tiques et de la perméabilité magnétique, obtenues lorsque l'on considère que le champ magnétique externe est appliqué suivant l'axe difficile, sont présentées sur les figures 4.3, 4.4, et 4.5, respectivement. Dans cette configuration expérimentale, où le champ magnétique est appliqué perpendiculairement à l'axe facile magnétique, on a apparition d'une Transition de Réorientation de Spin (TRS) lorsque son intensité est égale au champ d'anisotropie magnétique H_A du film. Cette transition induit une très importante renormalisation des constantes élastiques (figure 4.3), un fort couplage piézomagnétique (figure 4.4), ainsi qu'une forte augmentation de la perméabilité magnétique. De plus, on peut constater que le matériau équivalent obtenu n'est plus d'un point de vue élastique et magnétique isotrope. Ce constat démontre la nécessité d'utiliser un modèle permettant de prendre en compte dans le calcul des courbes de dispersion des matériaux présentant une anisotropie quelconque, même si l'interprétation physique devient alors plus complexe.

4.3.1 Modes fondamentaux

Les vitesses des deux premiers modes de propagation, *i.e.* l'onde de Rayleigh et le premier mode de cisaillement horizontal, ont été mesurées en fonction de l'intensité du champ magnétique externe appliqué le long de l'axe difficile du film magnéto-élastique. Les résultats expérimentaux (représentés par des points) sont comparés avec les valeurs obtenues avec le modèle théorique développé (en trait plein pour une intensité décroissante de champ, et en ligne pointillée pour une intensité croissante) sur les figures 4.6 et 4.7, respectivement pour l'onde de Rayleigh et l'onde de cisaillement horizontal. Dans les deux cas, les résultats expérimentaux sont en parfait accord avec les valeurs théoriques, validant ainsi le modèle proposé.

Pour l'onde de Rayleigh les variations de vitesse induites par le champ magnétique externe restent relativement modestes, *i.e.* de l'ordre de 0.036 %. La variation de vitesse mesurée dans le cas du premier mode de cisaillement horizontal est elle d'environ 0.25%, soit supérieure de près d'un ordre de grandeur par rapport aux variations mesurées pour l'onde de Rayleigh. Cette variation de vitesse de l'onde de cisaillement horizontal correspond à une variation des propriétés élastiques du film de l'ordre de 20%, étant donné que l'épaisseur de ce film est de seulement 1.3% de la longueur d'onde.

Afin de donner une interprétation simple des différences de formes et d'amplitude des variations de vitesse mesurées pour l'onde de Rayleigh et le premier mode de cisaillement horizontal, on considère les constantes élastiques durcies, ici par les effets piézomagnétiques, comme cela est fréquemment fait dans les matériaux piézoélectriques [116] :

$$C'_{ijkl} = C_{ijkl}^H + \frac{q_{pij}n_p n_q q_{qkl}}{\mu_{mn}n_m n_n}. \quad (4.2)$$

où n_i sont les composants du vecteur unitaire dans la direction de propagation de l'onde. Ces constantes élastiques durcies, telles qu'elles sont exprimées, dépendent de la direction de propagation de l'onde, et ne peuvent donc pas être utilisées dans un code numérique. Les variations de la constante élastique longitudinale C'_{11} pour une onde se propageant suivant l'axe x , *i.e.* l'axe magnétique facile, sont présentées sur la figure 4.8. Comme dans l'expérience, le champ magnétique externe est appliqué

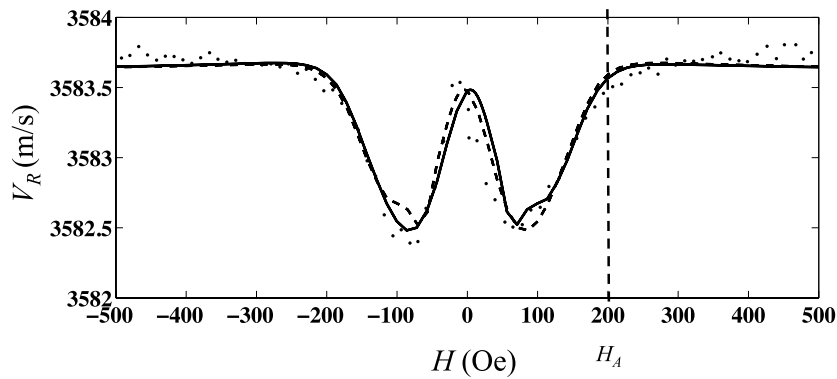


FIGURE 4.6 – Comparaison entre les calculs théoriques (lignes solide et pointillée) et les résultats expérimentaux (points) pour la variation de vitesse de l'onde de Rayleigh en fonction de l'amplitude du champ magnétique externe appliqué le long de l'axe difficile. La ligne solide correspond à une intensité décroissante du champ magnétique, et la ligne pointillée à une intensité croissante.

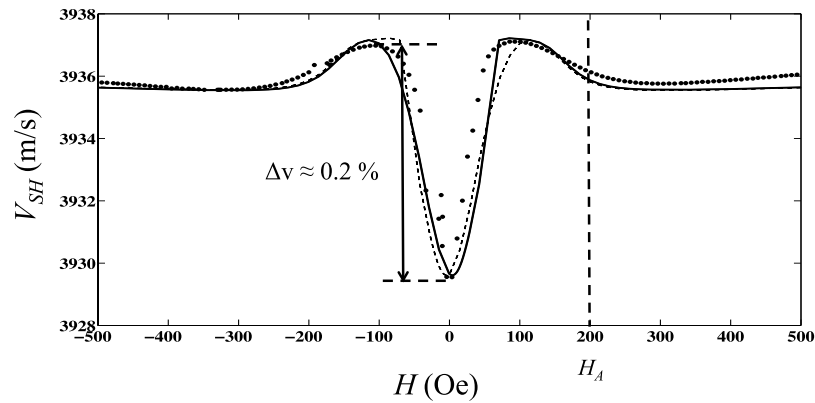


FIGURE 4.7 – Comparaison entre les calculs théoriques (lignes solide et pointillée) et les résultats expérimentaux (points) pour la variation de vitesse du fondamental du premier mode de cisaillement horizontal en fonction de l'amplitude du champ magnétique externe appliqué le long de l'axe difficile. La ligne solide correspond à une intensité décroissante du champ magnétique, et la ligne pointillée à une intensité croissante.

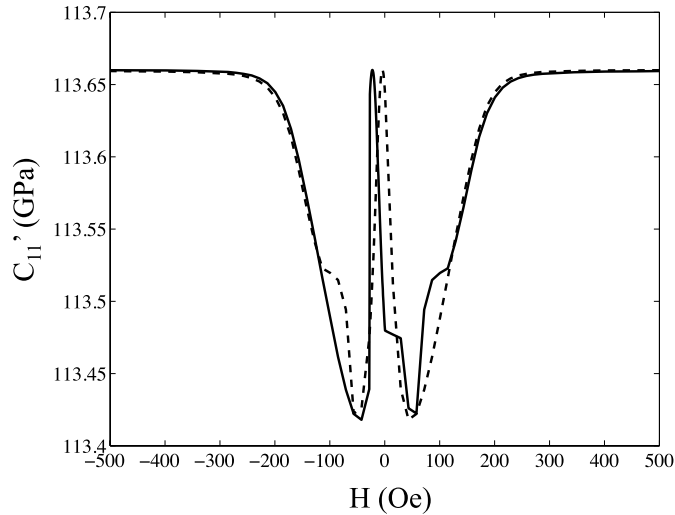


FIGURE 4.8 – Variations de la constante élastique longitudinale C'_{11} pour une onde se propageant suivant l'axe x , *i.e.* l'axe magnétique facile, pour une intensité du champ magnétique externe, appliqué perpendiculairement à l'axe facile, croissante (trait plein) et décroissante (pointillées).

perpendiculairement à l'axe facile. La forme des variations de C'_{11} est très proche des variations de vitesse induite par un champ magnétique externe pour l'onde de Rayleigh. Dans la configuration expérimentale considérée ici, pour laquelle l'épaisseur du film reste très petite devant la longueur d'onde du mode se propageant à la surface du substrat piézoélectrique, la vitesse de l'onde de Rayleigh, et donc ses variations, dépend uniquement des constantes C'_{11} et C'_{13} du film mince [59]. Or, si on regarde les matrices des tenseurs de constantes élastiques et piézomagnétiques des figures 4.3 et 4.4, on constate que C_{13} ne dépend pas de l'intensité du champ magnétique H , et que q_{13} est nulle. Il s'en suit que la constante élastique durcie C'_{13} ne dépend pas de H . Cela explique l'importance primordiale de C'_{11} sur les variations de vitesse de l'onde de Rayleigh dans la configuration considérée dans ce paragraphe.

De même, les variations de la constante élastique transverse, dans le plan du film, C'_{66} pour une onde se propageant suivant l'axe x , présentées sur la figure 4.9, sont très proches des variations mesurées pour le premier mode de cisaillement horizontal. Le mode considéré est donc bien un mode de cisaillement horizontal pour lequel le couplage magnéto-élastique est plus important que pour une onde de Rayleigh.

Bien que cela n'ait pas été fait expérimentalement, car il aurait été nécessaire de réaliser un échantillon pour chacun des cas considérés avec un film magnéto-élastique présentant des caractéristiques parfaitement identiques, nous explorons avec l'outil numérique développé l'influence de l'épaisseur du film actif sur les variations de vitesse du mode de Rayleigh. Sur la figure 4.10, on a représenté les résultats obtenus pour 8 épaisseurs croissantes (20 nm, 50 nm, 100 nm, 200 nm, 400 nm, 600 nm, 800 nm, 1000 nm) du film magnéto-élastiques. Les propriétés utilisées pour le film sont les mêmes que celles mesurées pour le film étudié expérimentalement. Sur ces résultats on constate d'une part, comme le montre la figure 4.11, que la variation relative de vitesse augmente avec l'épaisseur du film magnéto-élastique, et d'autre part que

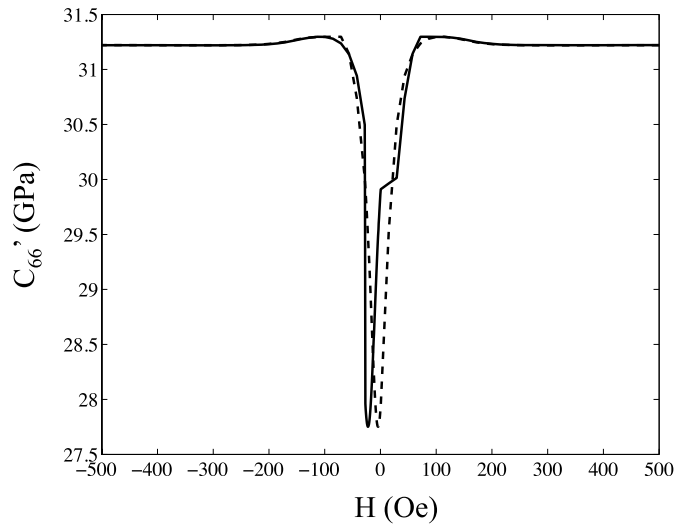


FIGURE 4.9 – Variations de la constante élastique transverse, dans le plan du film, C'_{66} pour une onde se propageant suivant l'axe x , *i.e.* l'axe magnétique facile, pour une intensité du champ magnétique externe, appliqué perpendiculairement à l'axe facile, croissante (trait plein) et décroissante (pointillées).

la forme de ces variations de vitesse change en fonction de cette même épaisseur. L'insert de la figure 4.11 montre que la variation relative de vitesse varie à peu près linéairement avec l'épaisseur de la couche pour des épaisseurs inférieures à 600 nm, comme on pourrait s'y attendre si on considère qu'elle est proportionnelle à la partie de l'onde de surface qui interagit avec le film mince. Ce n'est plus le cas lorsque l'épaisseur dépasse cette valeur, cette variation augmentant alors considérablement. En fait, cela correspond, comme le montre les figures 4.10 pour des épaisseurs de 800 et 1000 nm, à un changement de la forme du premier mode de surface se propageant dans la structure : on passe d'une onde de Rayleigh à une onde de cisaillement horizontal, la forme de la variation de vitesse calculée pour une épaisseur de 1000 nm étant très similaire à celle mesurée pour le premier mode transverse (figure 4.7).

L'analyseur de réseau utilisé permet de mesurer aussi le module de la fonction de transfert S_{21} , *i.e.* les pertes en transmission subies par l'onde acoustique de surface se propageant entre les deux peignes interdigités, en fonction de l'intensité du champ magnétique externe. Les pertes mesurées lorsque le champ magnétique est appliqué suivant l'axe difficile sont présentées sur la figure 4.12. Il est difficile de comparer quantitativement les résultats expérimentaux à ceux obtenus à l'aide du modèle car ce dernier ne prend en compte que les pertes magnétiques et les pertes par rayonnement dans le substrat, mais pas la réflexion subie par l'onde de surface à l'interface entre le substrat seul et le film déposé sur le substrat, ou les pertes électriques (le film mince étant métallique). Les pertes prédites par le modèle sont présentées sur la figure 4.13. Dans ce cas, pour prendre en compte les pertes magnétiques dans le film mince, nous avons utilisé le modèle prenant en compte les résonances ferromagnétiques dans lequel nous avons utilisé un coefficient d'atténuation $\alpha = 0.15$. Cette valeur a été choisie pour que l'amplitude des pertes calculées soient de l'ordre de grandeur de celle mesurée. Elle reste cependant tout à fait raisonnable. Il est clair

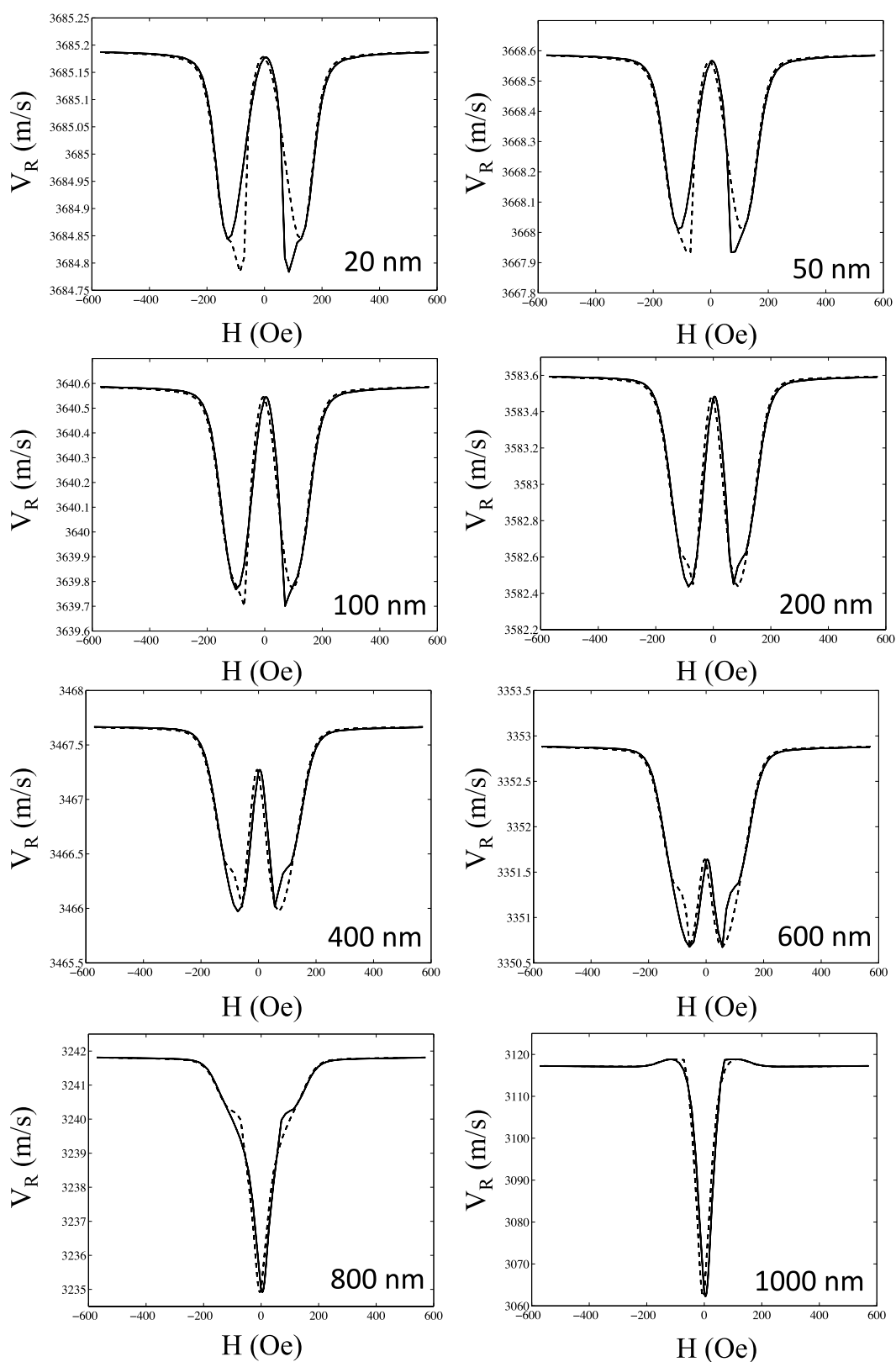


FIGURE 4.10 – Calculs théoriques de la variation de vitesse de l’onde de Rayleigh en fonction de l’amplitude du champ magnétique externe appliqué perpendiculairement à l’axe facile pour 8 épaisseurs différentes du film de $TbCo_2/FeCo$.

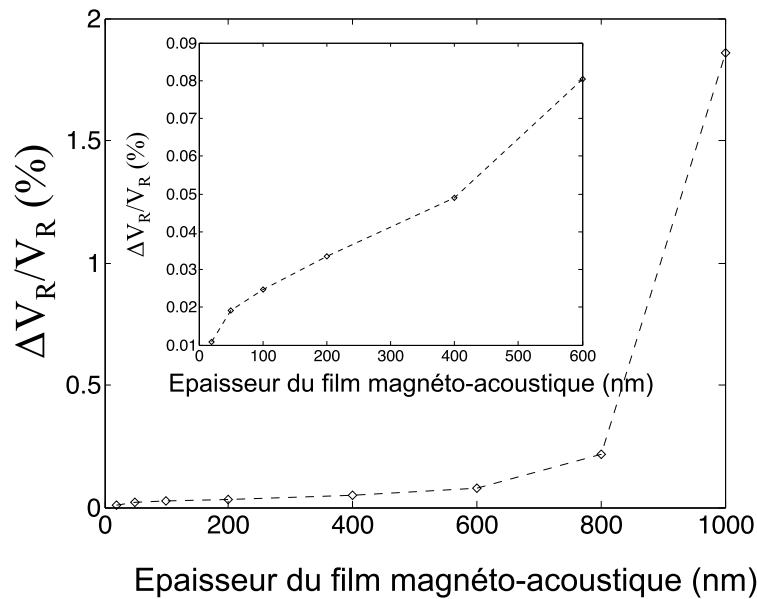


FIGURE 4.11 – Variation relative maximale de vitesse de l’onde de Rayleigh en fonction de l’épaisseur du film de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$. L’insert correspond à un zoom pour les plus faibles épaisseurs (jusqu’à 600 nm).

que la comparaison théorie / expérience n’est pas très bonne, avec entre autre un pic central moins prononcé sur les résultats théoriques. Rappelons que l’utilisation du modèle *complet* ne change en rien les résultats pour les variations de vitesse, du fait que nous travaillons à basse fréquence par rapport aux fréquences de résonances ferromagnétiques. N’étant pas l’objet de cette thèse, nous n’avons pas approfondi plus en avant cet aspect. Les pertes mesurées pour chacune des directions comprises entre 0° et 180° sont présentées sur les figures C.3 et C.4 de l’annexe C.

4.3.2 Troisième harmonique

Les mesures réalisées pour les variations de vitesse du troisième harmonique du premier mode de cisaillement horizontal en fonction de l’intensité du champ magnétique externe appliqué le long de l’axe difficile sont présentées sur la figure 4.14. Ces résultats expérimentaux (points) sont comparés aux calculs théoriques pour une intensité du champ magnétique décroissant (trait plein) et croissant (pointillés). La correspondance est encore très bonne, aussi bien sur la forme que sur l’amplitude de la variation qui est ici de 0.6%, soit environ trois fois la variation mesurée pour le même mode à la fréquence fondamentale. Cette variation correspond encore à une variation des propriétés élastiques du film de l’ordre de 20%. La fréquence, et donc une éventuelle résonance ferromagnétique, ne semble donc pas avoir d’effet notable sur les variations des propriétés du matériau piézomagnétique équivalent dans la gamme de fréquence considérée ici, *i.e.* jusqu’à 822 MHz.

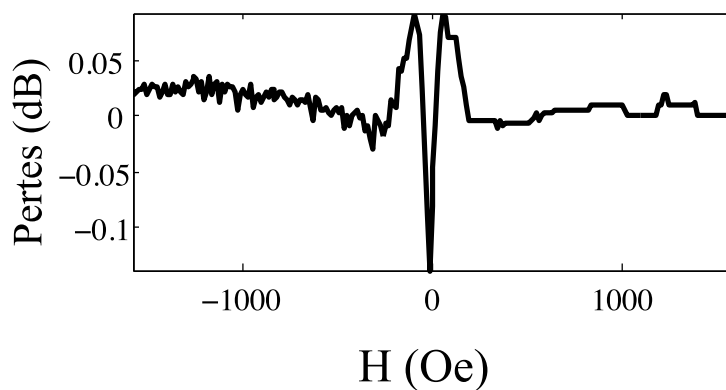


FIGURE 4.12 – Variation relative des pertes subies par l'onde de Rayleigh mesurée en fonction de l'amplitude du champ magnétique externe appliqué perpendiculairement à l'axe facile.

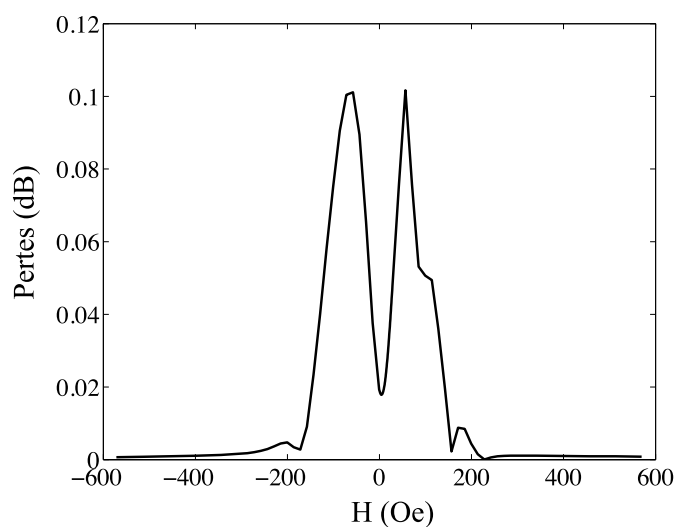


FIGURE 4.13 – Variation relative des pertes subies par l'onde de Rayleigh calculée en fonction de l'amplitude du champ magnétique externe appliqué perpendiculairement à l'axe facile.

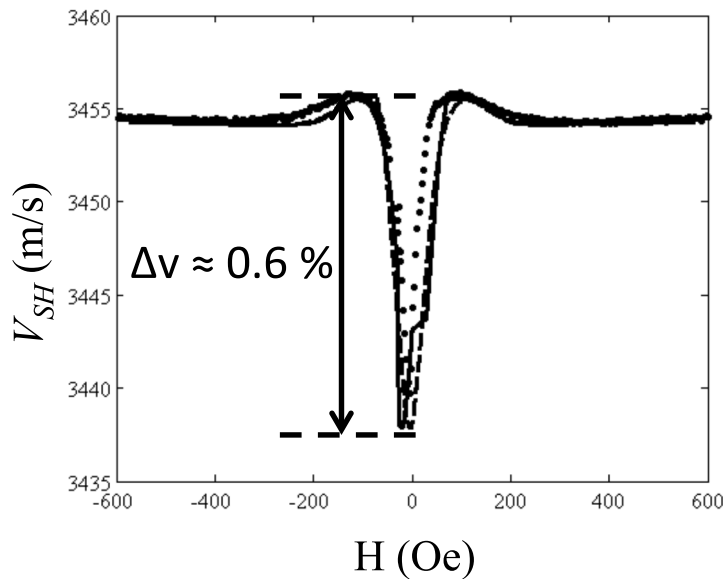


FIGURE 4.14 – Comparaison entre les calculs théoriques (ligne continue : H croissant, tirets : H décroissant) et les résultats expérimentaux (points) pour la variation de vitesse du troisième harmonique de l’onde de cisaillement horizontal en fonction de l’amplitude du champ magnétique externe appliqué le long de l’axe difficile.

4.3.3 Influence de la direction du champ appliqué par rapport à l’axe facile du film magnéto-élastique sur les variations de vitesse des ondes acoustiques de surface

Nous considérons maintenant l’influence de l’orientation du champ magnétique externe sur les variations de vitesse des ondes de Rayleigh.

Considérons dans un premier temps le cas d’un champ magnétique appliqué le long de l’axe facile. Pour cette orientation du champ on peut, comme pour le cas considéré dans le paragraphe précédent, calculer les propriétés du matériau piézomagnétique équivalent, en fonction de l’intensité du champ magnétique appliqué, à partir des propriétés du film mince et de la courbe d’aimantation expérimentale présentée sur les figures C.5 et C.6 (données en annexe C). Les tenseurs de constantes d’élasticité, de coefficients piézomagnétiques et de perméabilités magnétiques sont donnés respectivement sur les figures 4.15, 4.16, et 4.17. Les variations de ces différentes constantes sont très différentes de celles obtenues lorsque le champ magnétique était appliqué perpendiculairement à l’axe facile. Il est ainsi compréhensible que, lorsque le champ magnétique est appliqué suivant l’axe facile, la forme des courbes de variations de la vitesse de la fréquence fondamentale soit foncièrement différente de celle mesurée précédemment pour un champ perpendiculaire à ce même axe facile (figure 4.6), comme le montre la figure 4.18. Les mesures expérimentales (points) sont encore une fois comparées aux résultats théoriques (traits plein et pointillé). Bien que moins bonne que pour les résultats précédents, cette comparaison reste tout à fait convenable. D’autre part, la variation de vitesse de l’onde de Rayleigh n’est plus que de 0.016%, c’est-à-dire 2.5 fois moins que les variations me-

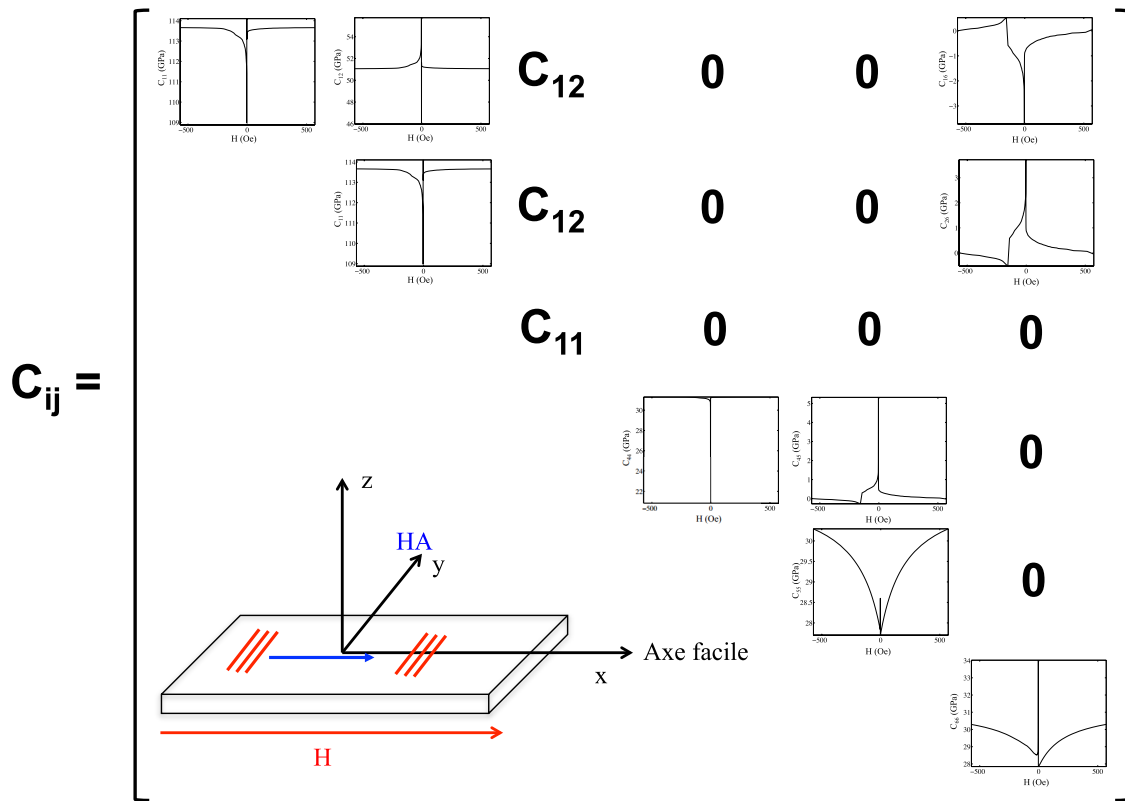


FIGURE 4.15 – Variations du tenseur des constantes élastiques en fonction de l'intensité du champ magnétique externe appliqué suivant à l'axe facile, pour un film mince de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$.

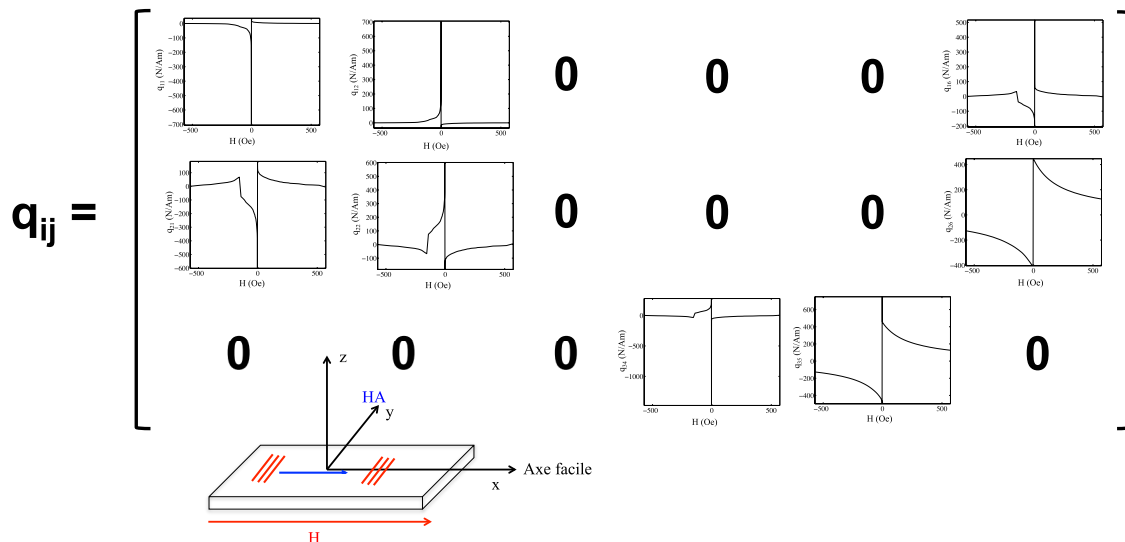


FIGURE 4.16 – Variations du tenseur des constantes piézomagnétiques en fonction de l'intensité du champ magnétique externe appliqué suivant à l'axe facile, pour un film mince de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$.

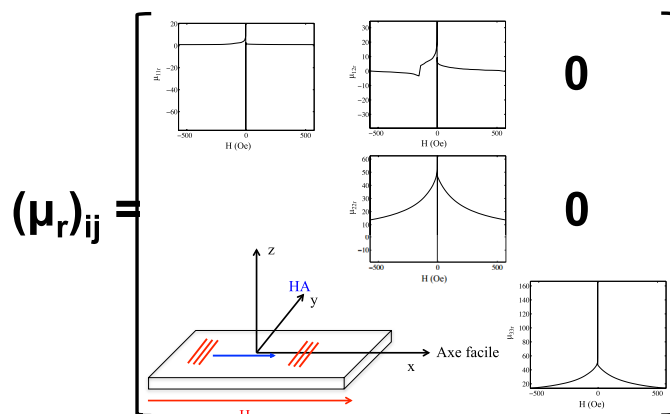


FIGURE 4.17 – Variations du tenseur de perméabilité magnétique en fonction de l'intensité du champ magnétique externe appliqué suivant à l'axe facile, pour un film mince de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$.

surées pour la même onde de Rayleigh lorsque le champ magnétique était appliqué le long de l'axe magnétique difficile. Cela montre le gain, en terme de contrôlabilité par un champ magnétique externe des propriétés élastiques du film mince magnéto-élastique, que l'on peut obtenir en profitant de la transition de réorientation de spin, qui se produit lorsque l'intensité du champ est proche de H_A . Il apparaît donc clairement que l'état magnétique de l'échantillon joue un rôle primordial sur les variations de vitesse des ondes acoustiques de surface se propageant dans des films minces magnétiques. Ce point n'a pas toujours été bien perçu dans la littérature, dans laquelle à notre connaissance aucun auteur n'a présenté les courbes d'aimantation d'un échantillon sur lequel a été mesuré des variations de vitesse d'ondes de surface.

D'autres mesures ont été réalisées pour d'autres orientations du champ magnétique externe. L'ensemble des courbes expérimentales sont présentées dans l'annexe C. Nous présentons, ici, seulement le résultat obtenu pour un champ faisant un angle de 45° par rapport à la direction de l'axe facile du film mince. Dans ce cas, les variations de l'onde de Rayleigh restent relativement faibles, comme le montre la figure 4.19.

Notons que pour l'ensemble des calculs théoriques présentés ici, nous avons utilisé systématiquement les courbes d'aimantation mesurées expérimentalement sur l'échantillon, pour la direction du champ magnétique externe considérée.

Bien que nous ne présentions pas ici une comparaison systématique de l'ensemble des courbes de variations de vitesse de l'onde de Rayleigh obtenues expérimentalement, pour des angles variant entre 0 et 360° par pas de 5° , aux courbes calculées théoriquement, nous traçons sur la figure 4.20 la variation relative maximale de vitesse en fonction de l'angle Ψ entre le champ magnétique et l'axe facile. Il apparaît clairement que la variation relative de vitesse du mode de Rayleigh augmente lorsque la direction d'application du champ magnétique s'approche de la direction définie par l'axe difficile ($\Psi = 90^\circ$).

Le calcul des variations de vitesse en fonction de l'intensité du champ magnétique est représenté pour 5 valeurs de l'angle Ψ , 0° , 45° , 60° , 80° et 90° , sur la figure

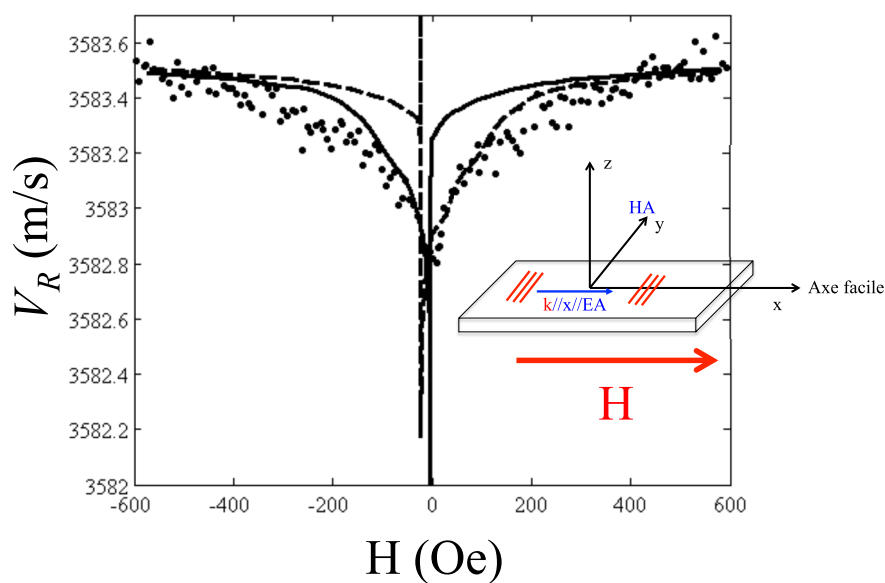


FIGURE 4.18 – Comparaison entre les calculs théoriques (ligne continue : H croissant, tirets : H décroissant) et les résultats expérimentaux (points) pour la variation de vitesse de l'onde de Rayleigh en fonction de l'amplitude du champ magnétique externe appliqué le long de l'axe facile.

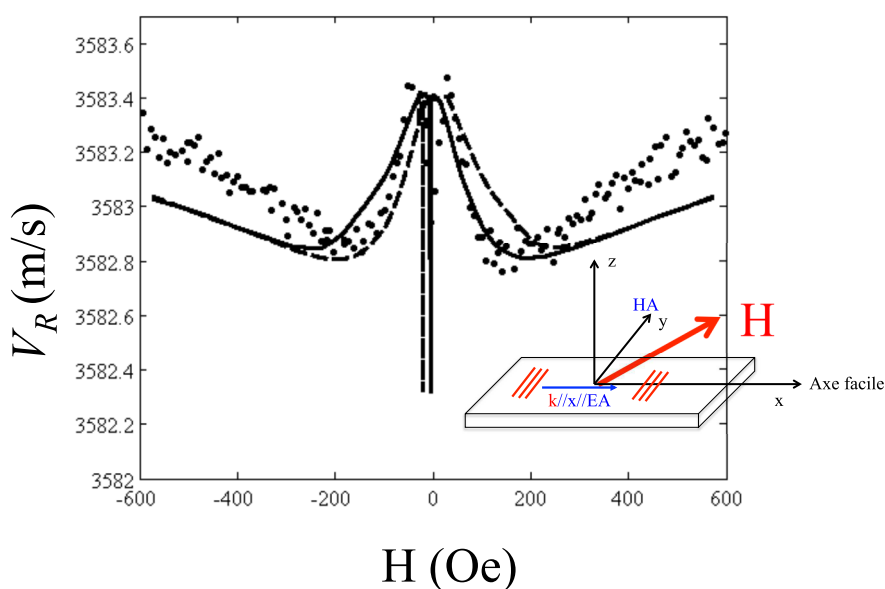


FIGURE 4.19 – Comparaison entre les calculs théoriques (ligne continue : H croissant, tirets : H décroissant) et les résultats expérimentaux (points) pour la variation de vitesse de l'onde de Rayleigh en fonction de l'amplitude du champ magnétique externe appliqué dans une direction faisant un angle de 45° par rapport à l'axe facile.

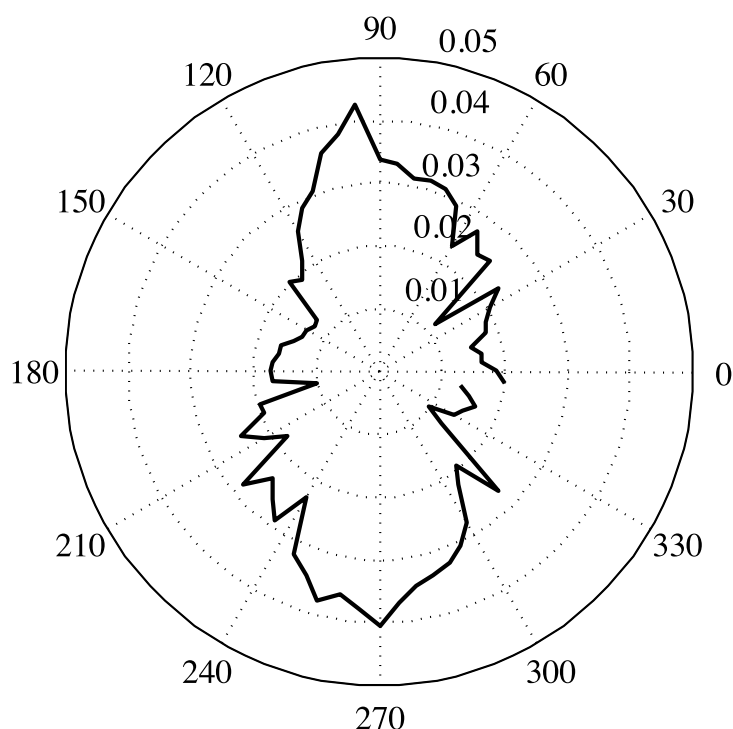


FIGURE 4.20 – Variation relative (en %) maximale de vitesse de l’onde de Rayleigh mesurée en fonction de l’angle Ψ entre le champ magnétique et l’axe facile.

4.21. Dans tous les cas, l’allure des courbes calculées est proche de celle mesurée expérimentalement et présentée en annexe C.

Nous avons calculé la variation relative de vitesse de l’onde de Rayleigh en fonction de l’amplitude du champ magnétique externe, appliqué suivant l’axe difficile, en fonction de l’angle Ψ' entre la direction de propagation de l’onde de surface et l’axe facile. Les résultats sont présentés sur la figure 4.22 pour $\Psi' = 0^\circ, 22.5^\circ, 45^\circ, 62.5^\circ,$ et 90° . Cette étude aurait été longue et délicate à mener expérimentalement car il aurait été nécessaire de fabriquer un échantillon pour chacune des directions de propagation de l’onde de surface, et tout cela pour s’apercevoir finalement que les résultats obtenus de variation maximale de vitesse restaient toujours du même ordre de grandeur.

4.4 Mesures réalisées sur le deuxième dispositif

Nous présentons maintenant les résultats obtenus sur l’échantillon constitué d’un film mince de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$ déposé sur une couche de SiO_2 de $2.5 \mu\text{m}$ d’épaisseur, elle-même déposé sur un substrat de Niobate de Lithium en coupe Y-128, décrit dans le chapitre 3 (figure 3.4). Les variations de vitesse du mode de Rayleigh généralisé, mesurées pour une fréquence de 232 MHz, sont présentées sur la figure 4.23(b) sous forme d’étoile pour un champ magnétique externe d’intensité décroissante, puis croissante. Le champ magnétique est appliqué perpendiculairement à la di-

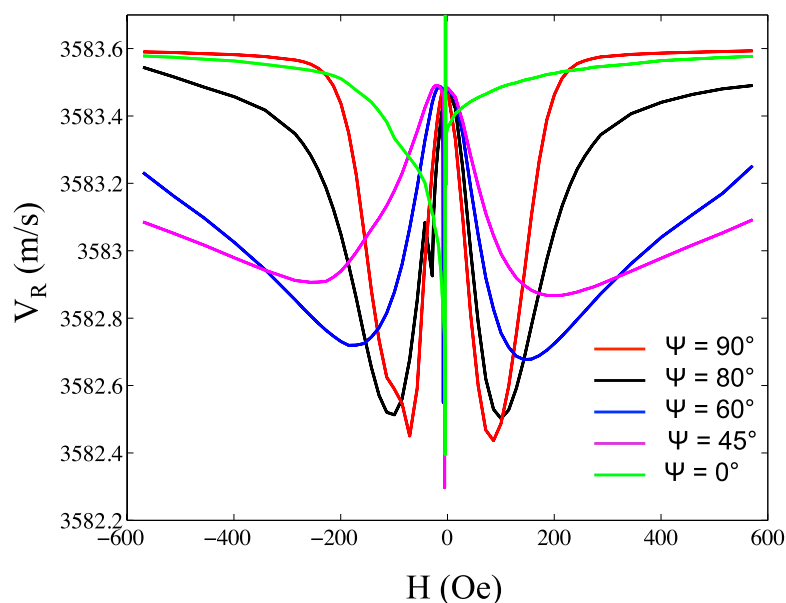


FIGURE 4.21 – Calculs théoriques de la variation de vitesse de l’onde de Rayleigh en fonction de l’amplitude du champ magnétique externe appliqué en fonction de l’angle Ψ entre le champ magnétique et l’axe facile.

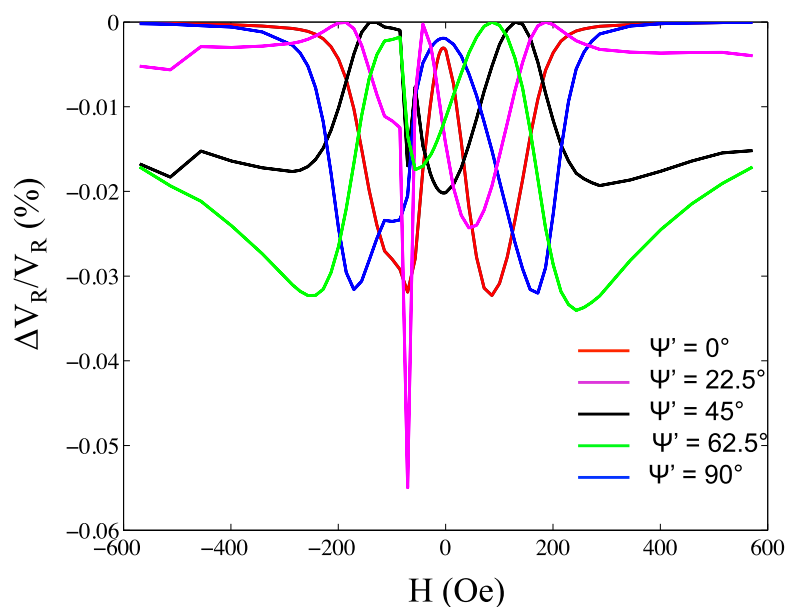


FIGURE 4.22 – Calculs théoriques de la variation relative de vitesse de l’onde de Rayleigh en fonction de l’amplitude du champ magnétique externe, appliqué suivant l’axe difficile, en fonction de l’angle Ψ' entre la direction de propagation de l’onde de surface et l’axe facile.

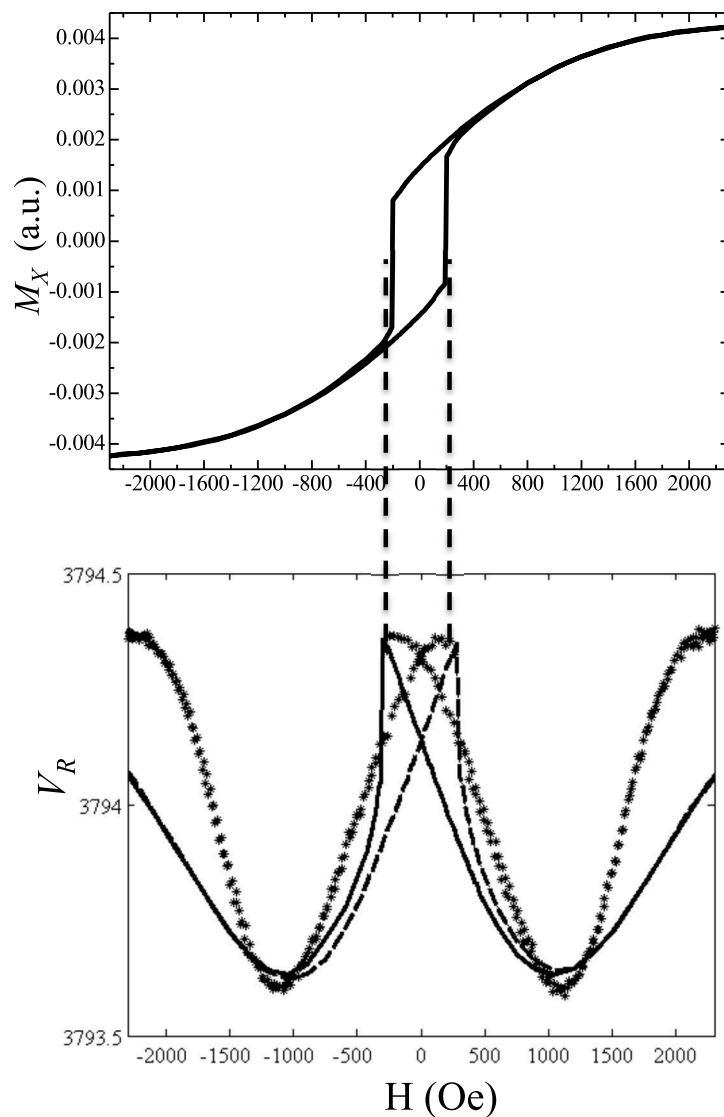


FIGURE 4.23 – Comparaison entre les calculs théoriques (lignes solide et pointillée) et les résultats expérimentaux (points) pour la variation de vitesse de l'onde de Rayleigh en fonction de l'amplitude du champ magnétique externe appliqué dans une direction faisant un angle de 45° par rapport à l'axe facile.

rection de propagation des ondes acoustiques de surface, et fait donc un angle de 45° par rapport à l'axe facile magnétique du film mince. Ces résultats expérimentaux sont comparés aux courbes théoriques calculées à partir des propriétés élastiques et magnéto-élastiques du film (données dans le paragraphe 4.3) et de la courbe d'aimantation mesurée sur l'échantillon réalisé, et donnée sur la figure 4.23(a). La mise en parallèle de la courbe d'aimantation et des mesures de variations de vitesse, démontre encore une fois l'importance de l'état magnétique du film mince sur la contrôlabilité de ses propriétés élastiques par un champ magnétique externe. On voit ainsi très clairement que les sauts de la courbe d'aimantation, correspondant à une réorientation de l'aimantation dans le film mince, induisent des sauts similaires dans les courbes de variations de vitesse. Il faut donc dissocier les variations brutales induites par ces sauts d'aimantation, et les variations en forme de "vallées" produites par la présence du champ d'anisotropie H_A , et que l'on retrouve sur les mesures présentées pour le premier échantillon (voir par exemple la figure 4.6). Les variations maximales de vitesse sont ici de 0.0185%, c'est-à-dire deux fois moins importantes que celles mesurées pour le même mode de Rayleigh sur le premier échantillon.

L'introduction de la couche de SiO_2 rend les modes se propageant dans la structure plus dispersifs [118]. Il devient alors plus difficile d'exciter plusieurs modes, ou leurs harmoniques, avec une seule paire de transducteurs à peignes interdigités. Pour cette raison, nous n'avons pas pu faire de mesure pour les modes de cisaillement sur cette structure.

Il faut noter que cet échantillon est en fait le premier à avoir été réalisé. La qualité du film magnéto-élastique déposé est loin d'être optimale, surtout du point de vue de la contrôlabilité des propriétés élastiques : le champ d'anisotropie H_A est de 2000 Oe soit dix fois plus que pour le film réalisé pour l'échantillon décrit dans le paragraphe 4.3. On peut donc se demander d'une part quelles auraient été les variations de vitesse pour un film identique à celui déposé sur le premier échantillon, et d'autre part si l'épaisseur de $2.5 \mu\text{m}$ de la couche de SiO_2 est optimum pour la fréquence de travail choisie.

Nous allons maintenant essayer de répondre à ces deux questions.

4.5 Optimisation de la structure du deuxième dispositif

La structure que nous considérons ici est la suivante :

- Un substrat de LiNbO_3 en coupe Y ;
- Une couche de SiO_2 pour le guidage des ondes ;
- Un film magnéto-élastique de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$ de 200 nm d'épaisseur, identique à celui déposé sur le premier échantillon : même courbe d'aimantation, axe facile orienté suivant la direction X correspondant à la direction de propagation, et même coefficient de couplage magnéto-élastique.

Cette structure correspond donc au premier échantillon dans lequel on ajoute entre le substrat piézoélectrique et le film magnéto-élastique une couche de guidage en

SiO₂, afin, on l'espère d'améliorer la sensibilité des vitesses des ondes de surface se propageant dans la structure à l'application d'un champ magnétique externe. Nous considérons que ce dernier est appliqué suivant l'axe difficile, *i.e.* perpendiculairement à l'axe facile, et donc à la direction de propagation, sachant que nous avons vu précédemment que les variations de vitesse étaient maximales dans cette configuration.

Nous nous intéressons dans un premier temps à l'optimisation de la structure pour les ondes de Rayleigh, puis dans un deuxième temps pour les ondes de cisaillement qui, comme on a pu le voir lors des mesures réalisées sur le premier échantillon, sont à priori plus sensibles à l'application d'un champ externe que les ondes de Rayleigh.

4.5.1 Ondes de Rayleigh

Afin de déterminer l'épaisseur optimale de la couche de SiO₂, sans toutefois avoir à faire le calcul en fonction de l'intensité du champ externe pour chacune des épaisseurs et des fréquences de fonctionnement envisagées, nous déterminons la variation de vitesse induite par la présence du film magnéto-élastique, l'aimantation de celui-ci étant supposée à saturation, c'est-à-dire pour un champ magnétique très supérieur à H_A . Pour ce faire, pour chacune des épaisseurs de SiO₂, ici entre 100 nm et 10 μm par pas de 100 nm, et pour chaque fréquence de fonctionnement, entre 200 MHz et 2 GHz par pas de 100 MHz, nous calculons la différence de vitesse ΔV pour le mode considéré avec et sans la présence du film magnéto-élastique au dessus de la couche de SiO₂. Cette technique est très souvent utilisée pour l'optimisation à l'effet de masse des capteurs à ondes acoustiques de surface [118]. Les variations de vitesse ΔV calculées pour l'onde de Rayleigh sont présentées sur la figure 4.24. Comme on peut s'y attendre l'épaisseur optimale de la couche de SiO₂, *i.e.* le maximum en valeur absolu de ΔV , diminue avec la fréquence de fonctionnement, c'est-à-dire en même temps que la longueur d'onde (même si la relation entre la fréquence et la longueur d'onde n'est pas linéaire, le dispositif étant dispersif).

Afin de pouvoir comparer les variations de vitesse en fonction de l'intensité du champ magnétique externe, à celles mesurées précédemment, nous considérons les variations de vitesse ΔV en fonction de l'épaisseur de la couche de SiO₂ pour une fréquence de fonctionnement de 232 MHz. L'optimum pour cette fréquence de fonctionnement est de $h_{\text{SiO}_2} = 7.55 \mu\text{m}$, comme le montre la figure 4.25.

Les variations de vitesse de l'onde de Rayleigh, pour cette fréquence de fonctionnement de 232 MHz, en fonction de l'intensité du champ magnétique externe appliqué le long de l'axe difficile pour l'épaisseur optimale de 7.55 μm de la couche de SiO₂ sont présentées sur la figure 4.26. La variation maximale obtenue est de 0.1%. Cela correspond à environ une augmentation de la sensibilité de l'onde de Rayleigh à un champ magnétique d'un facteur 3, la variation mesurée sur le premier échantillon étant de 0.036%.

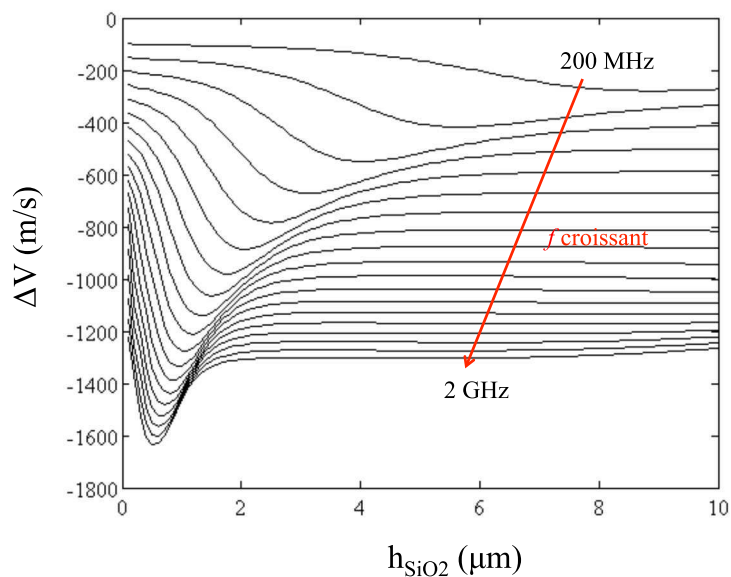


FIGURE 4.24 – Variation maximale de la vitesse de l’onde de Rayleigh en fonction de l’épaisseur de la couche de SiO_2 pour un champ magnétique externe appliqué le long de l’axe difficile pour des fréquences allant de 200 MHz à 2 GHz par pas de 100 MHz (entre chacune des courbes).

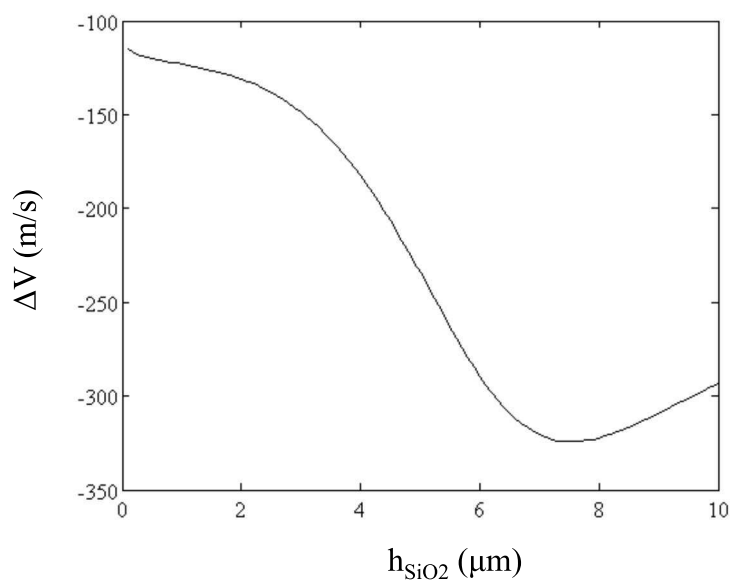


FIGURE 4.25 – Variation maximale de la vitesse de l’onde de Rayleigh en fonction de l’épaisseur de la couche de SiO_2 pour un champ magnétique externe appliqué le long de l’axe difficile pour une fréquence de 232 MHz.

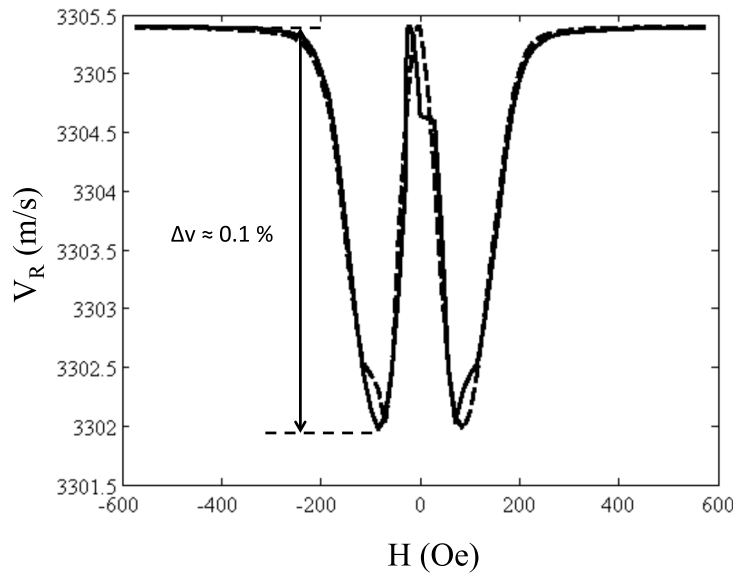


FIGURE 4.26 – Variations de la vitesse de l’onde de Rayleigh en fonction de l’intensité d’un champ magnétique externe appliqué le long de l’axe difficile, pour une fréquence de 232 MHz et une épaisseur de SiO_2 optimisée : $7.55 \mu\text{m}$.

4.5.2 Ondes de Cisaillement

Nous suivons la même démarche que dans le paragraphe précédant pour, cette fois-ci, le premier mode de cisaillement horizontal. Nous calculons donc la différence de vitesse induite par la présence du film mince de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$ pour des épaisseurs de SiO_2 allant de 100 nm à $10 \mu\text{m}$, et pour des fréquences comprises entre 200 MHz et 2 GHz, exactement comme nous l’avons fait pour l’onde de Rayleigh. Les résultats sont présentés sur la figure 4.27. L’optimum correspond à des épaisseurs de couche de guidage de SiO_2 encore décroissantes au fur et à mesure que l’on augmente la fréquence de fonctionnement.

Lorsque l’on regarde plus particulièrement la courbe pour une fréquence du mode de cisaillement de 272 MHz (figure 4.28), *i.e.* la fréquence utilisée pour ce même mode sur l’échantillon réalisé, on constate que l’épaisseur donnant une variation de vitesse ΔV maximale est de $7.1 \mu\text{m}$. Cette valeur est très proche de celle obtenue dans le cas de l’onde de Rayleigh, indiquant ainsi qu’un seul est même échantillon est potentiellement utilisable de manière optimum pour les deux modes, si l’on est capable bien évidemment de réaliser des peignes interdigités permettant de les générer simultanément de manière efficace.

Pour la structure optimisée, *i.e.* pour une épaisseur h_{SiO_2} de $7.1 \mu\text{m}$, la variation maximale induite par un champ magnétique externe appliqué suivant l’axe difficile est d’environ 0.5 %, comme l’indique la figure 4.29, soit deux fois la valeur mesurée sur le premier échantillon. Comme pour le mode de Rayleigh, l’introduction d’une couche de guidage permet d’augmenter significativement la contrôlabilité de la vitesse des ondes se propageant à la surface de l’échantillon. Il faut bien noter ici, que ce ne sont pas les propriétés élastiques qui voient leur contrôlabilité augmentée, mais la dispersion des modes qui entre en jeu dans cet accroissement des variations de

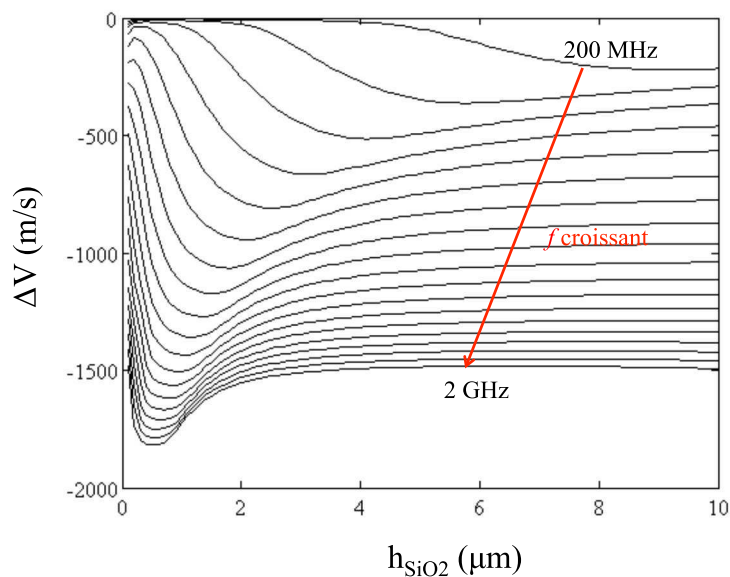


FIGURE 4.27 – Variation maximale de la vitesse du premier mode de cisaillement horizontal en fonction de l'épaisseur de la couche de SiO_2 pour un champ magnétique externe appliqué le long de l'axe difficile pour des fréquences allant de 200 MHz à 2 GHz par pas de 100 MHz (entre chacune des courbes).

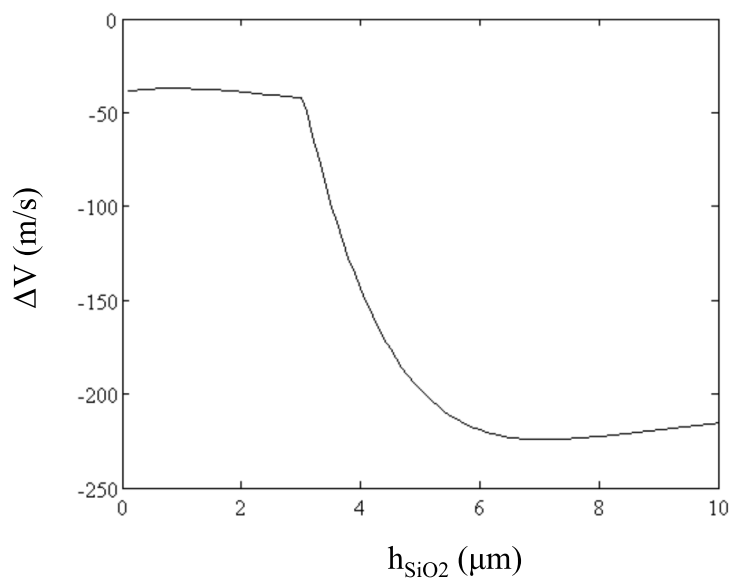


FIGURE 4.28 – Variation maximale de la vitesse du premier mode de cisaillement horizontal en fonction de l'épaisseur de la couche de SiO_2 pour un champ magnétique externe appliqué le long de l'axe difficile pour une fréquence de 272 MHz.

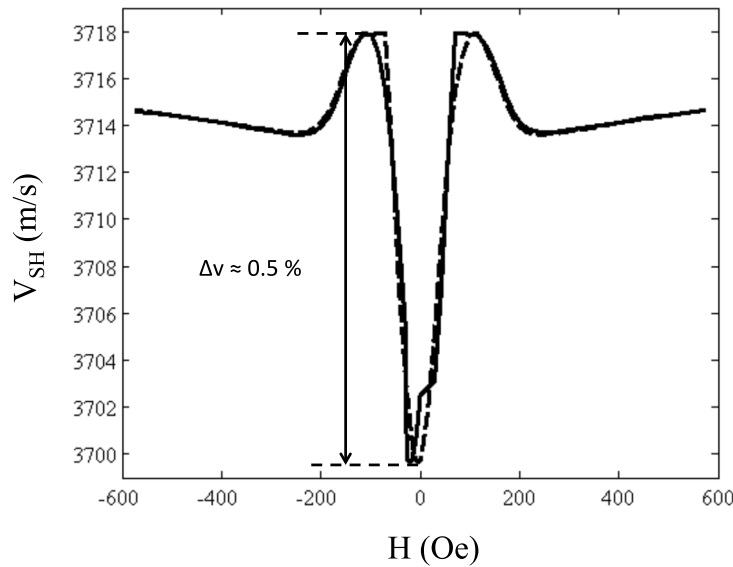


FIGURE 4.29 – Variations de la vitesse du premier mode de cisaillement en fonction de l’intensité d’un champ magnétique externe appliqué le long de l’axe difficile, pour une fréquence de 271.32 MHz et une épaisseur de SiO_2 optimisée : 7.1 μm .

vitesse des ondes de surface.

4.6 Conclusion

Nous avons comparé dans ce chapitre les variations de vitesse de plusieurs modes d’ondes acoustiques de surface se propageant dans un film mince magnéto-élastique induites par un champ magnétique, mesurées sur les échantillons présentés dans le chapitre 3 à celles prédites par le modèle développé dans le cadre de cette thèse. Dans la grande majorité des cas, la comparaison s’est révélée positive, confirmant ainsi que les propriétés élastiques de ces films magnéto-élastiques pouvaient varier fortement, jusqu’à 20% pour les films de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$ que nous avons utilisé, pour des variations de l’intensité du champ modérées, de l’ordre de 100 Oe dans notre cas. Ces variations pourraient être encore augmentées en utilisant des matériaux présentant des coefficients de magnétostriction $b^{\gamma,2}$ plus élevés et un champ d’anisotropie plus faible. Les mesures réalisées ont aussi confirmé l’importance de l’état magnétique, *i.e.* l’orientation de l’aimantation, sur les variations de vitesse des ondes acoustiques de surface et donc sur les propriétés piézomagnétiques équivalentes du matériau magnéto-élastique dans lequel elles se propagent.

Nous avons ensuite essayé d’optimiser le design des structures réalisées, aussi bien pour les ondes de Rayleigh que pour les modes de cisaillement transverse, à l’aide de l’outil numérique développé. Nous nous sommes concentrés sur deux cas de figures : l’optimisation de l’épaisseur de la couche de SiO_2 pour une fréquence de fonctionnement et une épaisseur du film magnétique données, d’une part, et l’optimisation de la fréquence de fonctionnement pour des épaisseurs de SiO_2 et de film magnétique données. Nous n’avons malheureusement pas pu réaliser la validation

expérimental de ce dernier aspect du fait de problèmes techniques apparus en fin de thèse pour la fabrication des films minces de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$.

Conclusion générale et perspectives

Bilan du travail réalisé

Le travail réalisé, et présenté tout au long de ce manuscrit, a porté sur l'étude théorique et expérimentale de la propagation des ondes acoustiques de surface dans des structures constituées de films minces magnéto-élastiques déposés sur des substrats piézoélectriques.

Le modèle théorique développé a été présenté en détails dans les deux premiers chapitres. Au chapitre 1, nous avons développé un modèle de matériau piézomagnétique équivalent à un matériau magnéto-élastique pour un champ magnétique externe d'intensité et d'orientation données. Le modèle consiste à linéariser les équations couplées de la magnéto-élasticité autour d'un point de fonctionnement imposé d'une part par la géométrie et les propriétés magnétiques et élastiques du film mince considéré, et d'autre part par l'intensité et l'orientation du champ magnétique externe appliqué sur l'échantillon. Les tenseurs de constantes élastiques, de coefficients piézomagnétiques, et de perméabilités magnétiques résultant pour le film mince de TbCo₂/FeCo dans deux configurations expérimentales étudiées au cours de la thèse, à savoir pour un champ appliqué dans le plan du film perpendiculairement ou parallèlement à son axe de facile aimantation, sont donnés explicitement. Cela a permis de préciser les paramètres magnétiques et magnéto-élastiques, *i.e.* le champ d'anisotropie, l'orientation de l'aimantation, et le coefficient de couplage magnéto-élastique, influant sur les variations des propriétés piézomagnétiques équivalentes du film magnéto-élastique. Bien qu'inclus dans le modèle théorique, les effets de résonances ferromagnétiques n'ont pas une influence notable pour la gamme de fréquence étudiée, et ont été négligés lors des comparaisons théorie / expérience présentées dans le quatrième et dernier chapitre de la thèse.

Les propriétés piézomagnétiques équivalentes obtenues ont été utilisées dans un programme permettant le calcul des courbes de dispersion, et la forme des modes correspondant, des ondes acoustiques et magnétostatiques se propageant dans des systèmes multicouches piezo-magnéto-élastiques. Cela nous a permis de déterminer les variations de vitesse induites dans un film mince magnéto-élastique déposé sur un substrat piézoélectrique en fonction de l'intensité d'un champ magnétique externe. Ce programme de calcul, reposant sur une méthode originale utilisant une décomposition polynomiale différente pour chacune des couches du système, a été décrit en détails dans le chapitre 2. On a démontré sa convergence exponentielle

avec l'ordre des polynômes utilisés, de Legendre dans les couches d'épaisseur finie et de Laguerre pour le substrat supposé semi-infini, et validé notre implémentation en comparant nos résultats à des solutions analytiques ou des résultats numériques provenant de la littérature.

Au chapitre 3, nous avons décrit les étapes technologiques suivies lors de la réalisation des deux échantillons développés au cours de la thèse, et utilisés pour la validation du modèle théorique présenté dans les deux premiers chapitres. Ainsi deux types de structures ont été étudiées : un premier échantillon constitué d'un film mince à magnétostriction géante déposé sur un substrat piézoélectrique entre deux peignes interdigités, et un deuxième échantillon où une couche guidante de SiO_2 a été introduite entre le film magnéto-élastique et le substrat. Au cours de ce même chapitre nous avons décrit les caractérisations magnétique, électrique et de la magnétostriction réalisées sur les deux échantillons.

Dans le quatrième et dernier chapitre, nous avons comparé les résultats expérimentaux de variations de vitesse d'onde acoustique de surface produites par l'application d'un champ magnétique, obtenus sur les deux échantillons décrits au chapitre 3 aux prédictions du modèle. Afin d'obtenir des comparaisons quantitativement satisfaisantes il a été nécessaire d'utiliser les caractéristiques magnétique et magnéto-élastique mesurées directement sur les échantillons, et tout particulièrement les courbes d'aimantation. Il a ainsi été possible d'obtenir une très bonne correspondance entre la théorie et l'expérience pour différente orientation du champ magnétique externe. Le modèle théorique ayant été validé par ces résultats expérimentaux, nous l'avons ensuite utilisé afin d'optimiser la structure utilisant une couche guidante de SiO_2 pour augmenter les variations de vitesse des ondes de surface. Ce dernier point n'a malheureusement pas pu pour des raisons techniques (indisponibilité de films magnéto-élastiques possédant des propriétés équivalentes à celles des premiers échantillons), être vérifié expérimentalement.

Apports et originalité du travail

D'un point de vue théorique et numérique, la principale originalité de ce travail de thèse tient dans le développement d'un modèle complet permettant de prédire les variations de vitesse des ondes acoustiques de surface se propageant dans des films minces magnéto-élastiques déposés sur des substrat piézoélectriques, induites par un champ magnétique externe. Le modèle prend en compte aussi bien l'anisotropie des matériaux constituant le multicouche dans lequel les ondes acoustiques se propagent, qu'une orientation et une intensité quelconques du champ magnétique externe appliqué. Bien que validé expérimentalement uniquement dans le cas d'une simple couche magnéto-élastique et d'un bi-couche ($\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$ sur SiO_2) déposés sur un substrat piézoélectrique, le modèle développé permet de prendre en compte des systèmes multicouches pouvant comprendre un nombre plus important de couches, y compris des alternances de matériaux piézomagnétiques et piézoélectriques typiques des composites multiferroïques.

D'un point de vue expérimental, nous avons pour la première fois étudié les variations de vitesse, induites par un champ magnétique, des ondes de Love se propageant dans un système constitué d'un film mince à magnétostriction géante

de TbCo₂/FeCo déposé sur une couche guidante de SiO₂, elle-même déposé sur un substrat piézoélectrique. Nous avons aussi pu comparer les variations de vitesse des modes de Rayleigh et de cisaillement transverse sur un même échantillon, démontrant la plus grande sensibilité de ces derniers. De plus, la comparaison entre les résultats théoriques et les mesures expérimentales, pas simplement qualitatifs mais véritablement quantitatifs, a démontré l'importance de l'état magnétique, *i.e.* l'orientation de l'aimantation imposée par le champ magnétique externe, et les transitions de réorientation de spin pouvant en résulter sur l'amplitude et la forme des variations de vitesse des ondes acoustiques de surface, point trop souvent négligé dans la littérature. Des variations de vitesse allant jusqu'à 0.6% ont été mesurées sur les échantillons réalisés, mais il est clair que des variations de quelques pourcents pourraient être obtenues dans les mêmes films de TbCo₂/FeCo soit en augmentant la fréquence du dispositif, soit en augmentant l'épaisseur du film jusqu'à 1 ou 2 μm .

Perspectives

La première perspective reste bien évidemment la réalisation d'un système de conjugaison de phase magnéto-acoustique pour les ondes acoustiques de surface. Nous avons vu dans le chapitre introductif que la valeur critique de la profondeur de modulation de la vitesse des ondes acoustiques, *i.e.* la variation relative de vitesse induite par un champ magnétique externe, permettant d'obtenir une amplification géante de l'onde conjuguée est donnée par $m_c = \frac{\lambda}{2L}$. Lorsque l'intensité du pompage magnétique est telle que la profondeur de modulation reste inférieure à m_c , alors l'onde conjuguée n'est pas amplifiée. L'amplification géante n'apparaît que lorsque la profondeur de modulation devient supérieure à m_c . Pour diminuer ce seuil on peut soit augmenter la fréquence, soit augmenter la taille de la zone active L . Pour une fréquence de 822 MHz et un film mince de TbCo₂/FeCo de 200 nm d'épaisseur on a mesuré une profondeur de modulation de 0.6% pour le mode de cisaillement. Ainsi, un film d'environ 350 μm de large serait suffisant pour dépasser le seuil de l'instabilité paramétrique.

Parmi les nombreuses portes ouvertes par cette thèse nous envisageons de poursuivre l'optimisation du système en utilisant d'autres matériaux magnéto-élastique présentant des coefficients de magnétostriction géante et des champs d'anisotropie plus faible, comme le Metglass, et d'étudier plus en détails l'influence des résonances ferromagnétiques en augmentant la gamme de fréquence explorée. Les champs applicatifs visés par de tels systèmes seraient le développement de capteur de champ magnétique ultra sensible et les cristaux phononiques magnéto-élastiques pour des applications de filtres ou de résonateurs accordables [124].

Annexe A

Calcul de l'état d'équilibre

La première étape pour déterminer l'état d'équilibre est de minimiser l'énergie totale U_T par rapport aux déformations : $\frac{\partial U_T}{\partial \epsilon_{ij}} = \frac{\partial U_{me} + U_e}{\partial \epsilon_{ij}} = 0$. Dans le cas d'un film mince amorphe, *i.e.* dont l'épaisseur est faible devant les longueurs d'onde des ondes se propageant dedans, les déformations statiques induites dans le film devraient être nulles si son extension dans le plan était suffisamment grande [85]. Dans un film de taille finie ces déformations peuvent être non nulles, et tout particulièrement lorsque le film est déposé sur un substrat piézoélectrique. Elles sont difficiles à prédire théoriquement et doivent donc être mesurées expérimentalement sur les échantillons réalisés, ce qui n'a malheureusement pas été réalisé dans le cadre de cette thèse. Nous avons donc supposé que les déformations statiques dans le film étaient négligeables, tout du moins pour le calcul de la position d'équilibre de l'orientation de l'aimantation. Il faut noter pour étayer cette approximation, que pour les mêmes films de TbCo₂/FeCo de quelques centaines de nanomètre d'épaisseur, déposés sur une poutre de Silicium d'environ 100 μm d'épaisseur il a été montré par Nicolas Tiercelin dans sa thèse [18] que bien que non nulles les déformations statiques pouvaient être négligées.

On doit maintenant minimiser l'énergie par rapport à l'orientation de l'aimantation afin d'obtenir la direction d'équilibre (θ_0, φ_0) de \mathbf{M} , pour un champ externe donné. Les contraintes statiques s'exerçant sur l'échantillon du fait du couplage magnéto-élastique étant nulles dans le cas considéré, les seules composantes dépendant de l'orientation de l'aimantation sont :

$$U_Z = -\mu_0 M_s (H_x \cos \varphi \sin \theta + H_y \sin \varphi \sin \theta + H_z \cos \theta), \quad (\text{A.1})$$

$$U_{an} = -\frac{\mu_0 M_s}{2} H_A \sin^2 \theta \cos^2 \varphi. \quad (\text{A.2})$$

Le champ magnétique externe étant appliqué dans le plan du film, et du fait du champ de démagnétisation on pourra considérer que l'aimantation reste toujours dans le plan du film, *i.e.* $\theta = \frac{\pi}{2}$. Dans ce cas, les équations A.1-A.2 deviennent :

$$U_Z = -\mu_0 M_s (H_x \cos \varphi + H_y \sin \varphi), \quad (\text{A.3})$$

$$U_{an} = -\frac{\mu_0 M_s}{2} H_A \cos^2 \varphi. \quad (\text{A.4})$$

U_Z et U_{an} ne dépendent plus que de φ , et la minimisation de l'énergie est obtenue

par le calcul de :

$$\frac{\partial U_Z}{\partial \varphi} + \frac{\partial U_{an}}{\partial \varphi} = 0. \quad (\text{A.5})$$

On arrive ainsi à :

$$-\mu_0 M_s (-H_x \sin \varphi + H_y \cos \varphi) + \mu_0 M_s H_A \cos \varphi \sin \varphi. \quad (\text{A.6})$$

On va considérer deux cas particuliers : lorsque le champ magnétique est appliqué suivant l'axe facile, *i.e.* $H_x = H$ et $H_y = 0$, ou suivant l'axe difficile, *i.e.* $H_x = 0$ et $H_y = H$, l'axe facile étant suivant l'axe x .

Dans le cas d'un champ magnétique appliqué suivant l'axe difficile, l'équation A.6 devient alors :

$$-\mu_0 M_s (H \cos \varphi) + \mu_0 M_s H_A \cos \varphi \sin \varphi, \quad (\text{A.7})$$

qui a deux solutions :

$$\sin \varphi = \frac{H}{H_A}, \quad (\text{A.8})$$

et

$$\cos \varphi = 0. \quad (\text{A.9})$$

La première n'est valable que lorsque $H \leq H_A$. On a donc une réorientation rapide de l'aimantation pour $H = H_A$, et qui correspond à ce que l'on nomme Transition de Réorientation de Spin (TRS). Au dessus de H_A on a simplement $\varphi = \frac{\pi}{2}$.

Dans le cas d'un champ magnétique appliqué suivant l'axe facile, l'équation A.6 devient :

$$-\mu_0 M_s (-H_x \sin \varphi) + \mu_0 M_s H_A \cos \varphi \sin \varphi, \quad (\text{A.10})$$

dont l'unique solution correspond à $\sin \varphi = 0$, c'est-à-dire $\varphi = 0$.

Annexe B

Formalisme de Bond pour la rotation des constantes des matériaux

Pour la rotation des constantes piézoélectriques e , piézomagnétiques q , de permittivité diélectrique ϵ , de perméabilité magnétique μ et élastiques C le formalisme des matrices de Bond est utilisé. Ce formalisme permet de travailler directement sur les matrices de constantes du matériau écrite en utilisant la notation de Voigt. Les matrices après rotation, notées \cdot' , sont données par :

$$\begin{aligned} e' &= r.e.M^T, \\ q' &= r.q.M^T, \\ \epsilon' &= r.\epsilon.r^T, \\ \mu' &= r.\mu.r^T, \\ C' &= M.C.M^T, \end{aligned} \tag{B.1}$$

où r est la matrice de rotation correspondant aux trois rotations successives suivantes :

- ϕ autour de l'axe z ;
- θ autour du nouvel axe x ;
- ψ autour du nouvel axe z .

(ϕ, θ, ψ) sont appelés angles d'Euler. r est donnée par :

$$r = \begin{bmatrix} \cos\psi\cos\phi - \cos\theta\sin\phi\sin\psi & \cos\psi\sin\phi + \cos\theta\cos\phi\sin\psi & \sin\psi\sin\theta \\ -\sin\psi\cos\phi - \cos\theta\sin\phi\cos\psi & -\sin\psi\sin\phi + \cos\theta\cos\phi\cos\psi & \cos\psi\sin\theta \\ \sin\theta\sin\phi & -\sin\theta\cos\phi & \cos\theta \end{bmatrix} \tag{B.2}$$

et M est la matrice de Bond :

$$M = \begin{bmatrix} r_{xx}^2 & r_{xy}^2 & r_{xz}^2 & 2r_{xy}r_{xz} & 2r_{xz}r_{xx} & 2r_{xx}r_{xy} \\ r_{yx}^2 & r_{yy}^2 & r_{yz}^2 & 2r_{yy}r_{yz} & 2r_{yz}r_{yx} & 2r_{yx}r_{yy} \\ r_{zx}^2 & r_{zy}^2 & r_{zz}^2 & 2r_{zy}r_{zz} & 2r_{zz}r_{zx} & 2r_{zx}r_{zy} \\ r_{yx}r_{zx} & r_{yy}r_{zy} & r_{yz}r_{zz} & r_{yy}r_{zz} + r_{yz}r_{zy} & r_{yx}r_{zz} + r_{yz}r_{zx} & r_{yy}r_{zx} + r_{yx}r_{zy} \\ r_{zx}r_{xx} & r_{zy}r_{xy} & r_{zz}r_{xz} & r_{xy}r_{zz} + r_{xz}r_{zy} & r_{xz}r_{zx} + r_{xx}r_{zz} & r_{xx}r_{xy} + r_{xy}r_{zx} \\ r_{xx}r_{yx} & r_{xy}r_{yy} & r_{xz}r_{yz} & r_{xy}r_{yz} + r_{xz}r_{yy} & r_{xz}r_{yx} + r_{xx}r_{yz} & r_{xx}r_{yy} + r_{xy}r_{yx} \end{bmatrix} \quad (\text{B.3})$$

Annexe C

Mesures réalisées sur le premier échantillon pour l'onde de Rayleigh en fonction de la direction du champ magnétique externe

Dans cette annexe nous présentons l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus pour l'onde de Rayleigh à la fréquence de 232 MHz pour l'échantillon constitué d'un film uni-axial de $20xTbCo_{2(5nm)}/FeCo_{(5nm)}$ de 200 nm déposé directement sur un substrat de $LiNbO_3$ en coupe Y entre deux peignes interdigités.

Sur les figures C.1 et C.2 sont représentées les variations relatives de vitesse obtenues à partir de la phase du coefficient S_{21} pour un champ magnétique appliqué dans une direction faisant un angle Ψ avec la direction de l'axe facile variant entre 0° et 170° par pas de 10° . Des résultats similaires ont été obtenus pour des angles variant de 180° à 350° .

Les pertes relatives, *i.e.* par rapport à l'état à saturation (H_{max}), obtenues à partir du module du coefficient S_{21} pour un champ magnétique appliqué dans une direction faisant un angle Ψ avec la direction de l'axe facile variant entre 0° et 170° par pas de 10° , sont présentées sur les figures C.3 et C.4. On peut constater, aussi bien sur les mesures de variations relatives de vitesse que sur celles des pertes, une légère asymétrie entre les mesures pour Ψ et pour $\Psi + \frac{\pi}{2}$, alors que le modèle prédit lui des résultats similaires. Cette différence peut être liée à une très légère rotation de l'échantillon par rapport à l'horizontal.

Enfin, les mesures expérimentales des composantes M_x (trait plein) et M_y (pointillés) de l'aimantation pour une direction du champ magnétique externe faisant un angle Ψ avec la direction de l'axe facile variant entre 0° et 170° , obtenues à l'aide du VSM, sont données sur les figures C.5 et C.6. Autour d'un angle de 90° , et plus précisément entre 80° et 120° , les mesures correspondent aux résultats attendus en utilisant un modèle de "Stoner-Wohlfarth" [125]. On peut donc utiliser le modèle donnant l'orientation de l'aimantation par minimisation de l'énergie décrit dans l'annexe A. Par contre, l'aimantation mesurée ne correspond plus au modèle en

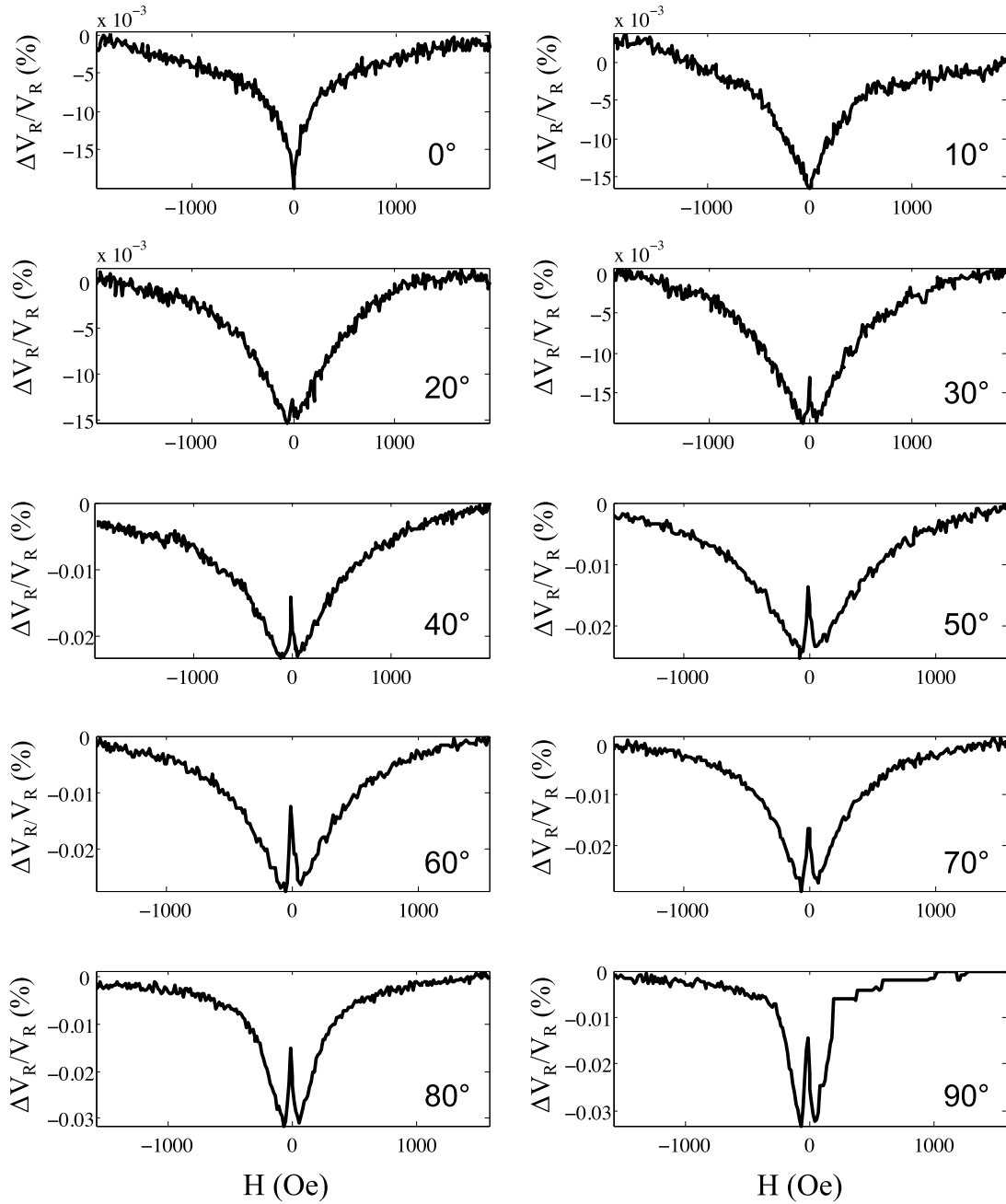


FIGURE C.1 – Mesures expérimentales de la variation relative de vitesse de l'onde de Rayleigh en fonction de l'amplitude du champ magnétique externe appliqué dans une direction faisant un angle Ψ avec la direction de l'axe facile variant entre 0° et 90° .

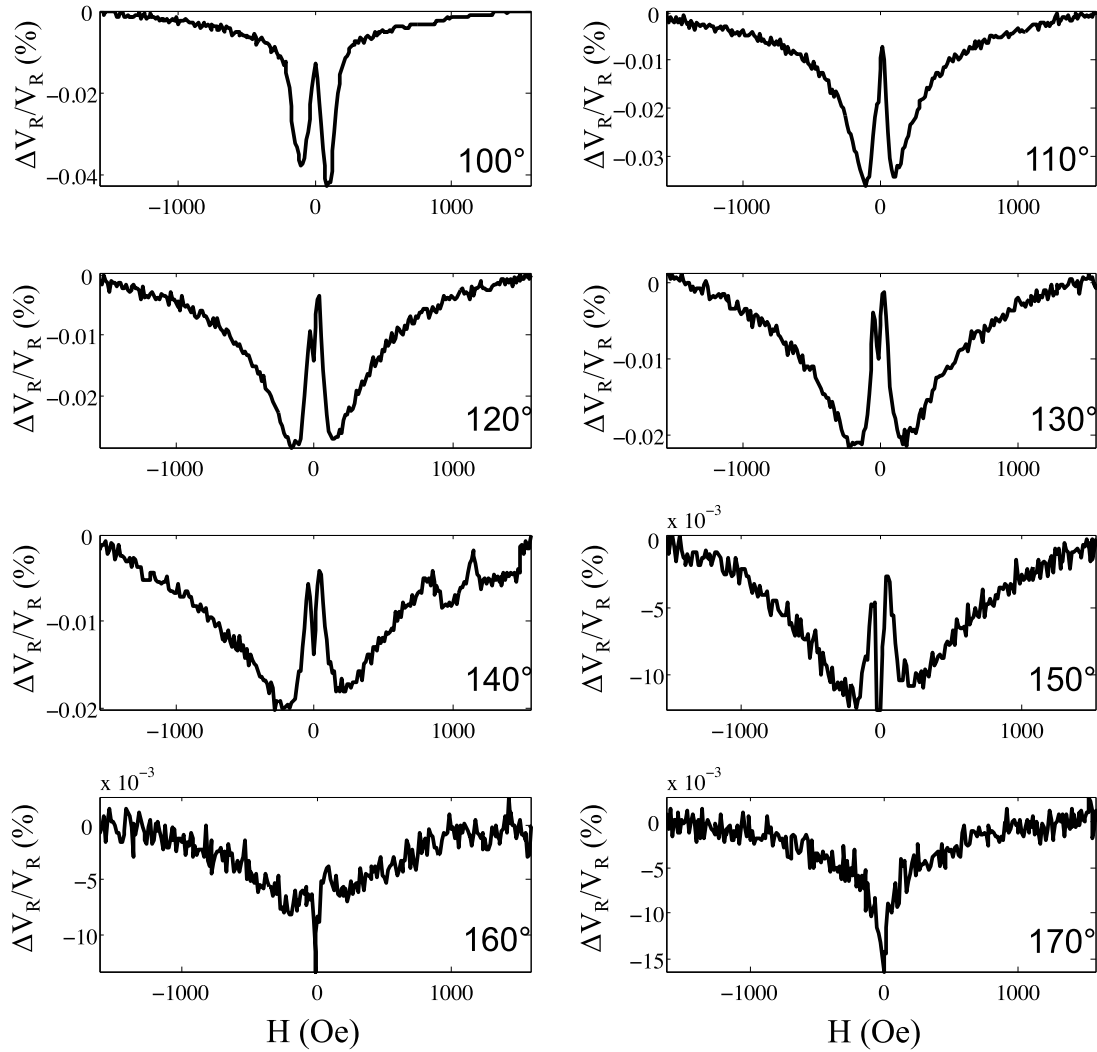


FIGURE C.2 – Mesures expérimentales de la variation relative de vitesse de l'onde de Rayleigh en fonction de l'amplitude du champ magnétique externe appliqué dans une direction faisant un angle Ψ avec la direction de l'axe facile variant entre 100° et 170° .

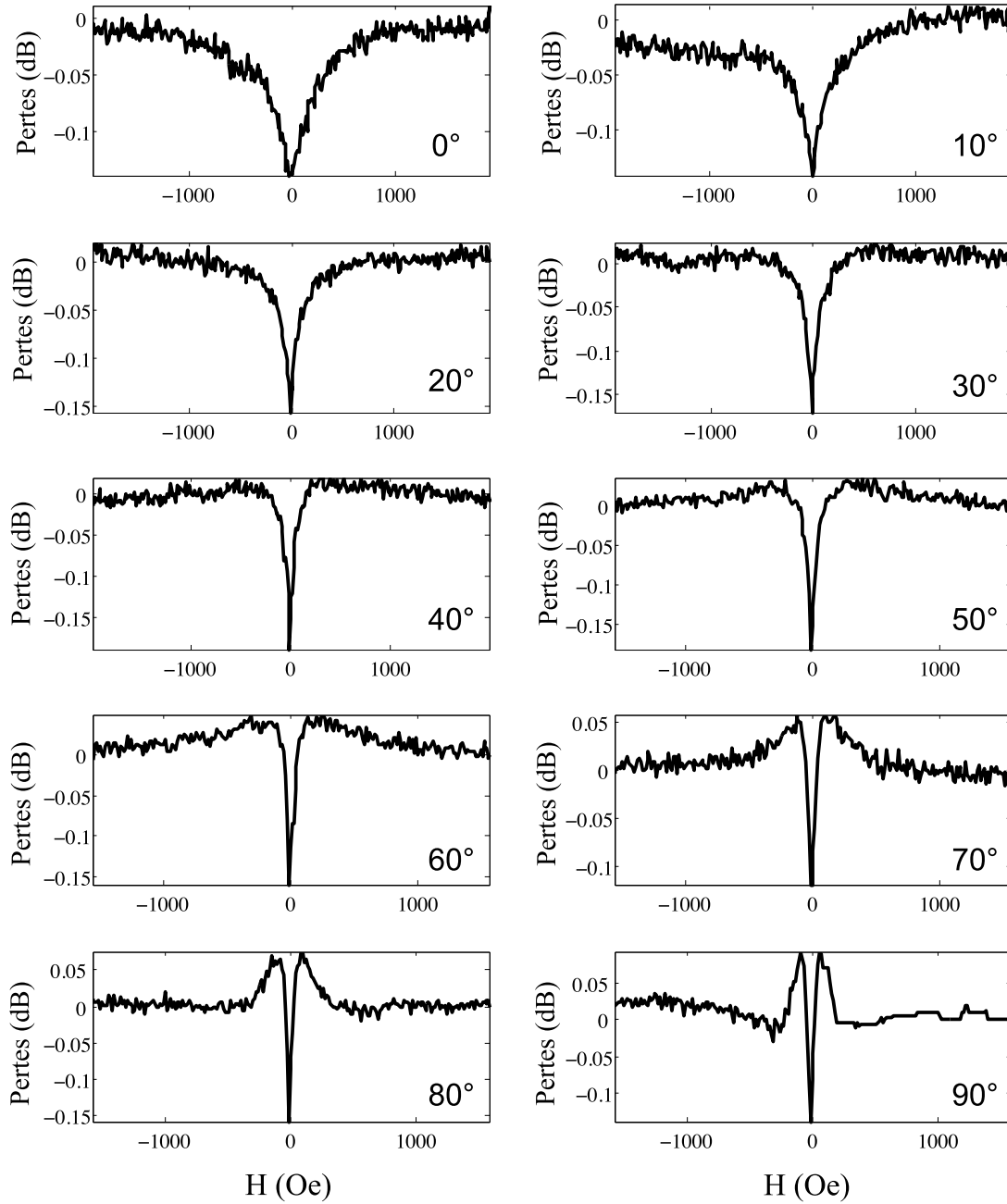


FIGURE C.3 – Mesures expérimentales des pertes relatives (en dB) de l'onde de Rayleigh en fonction de l'amplitude du champ magnétique externe appliqué dans une direction faisant un angle Ψ avec la direction de l'axe facile variant entre 0° et 90° .

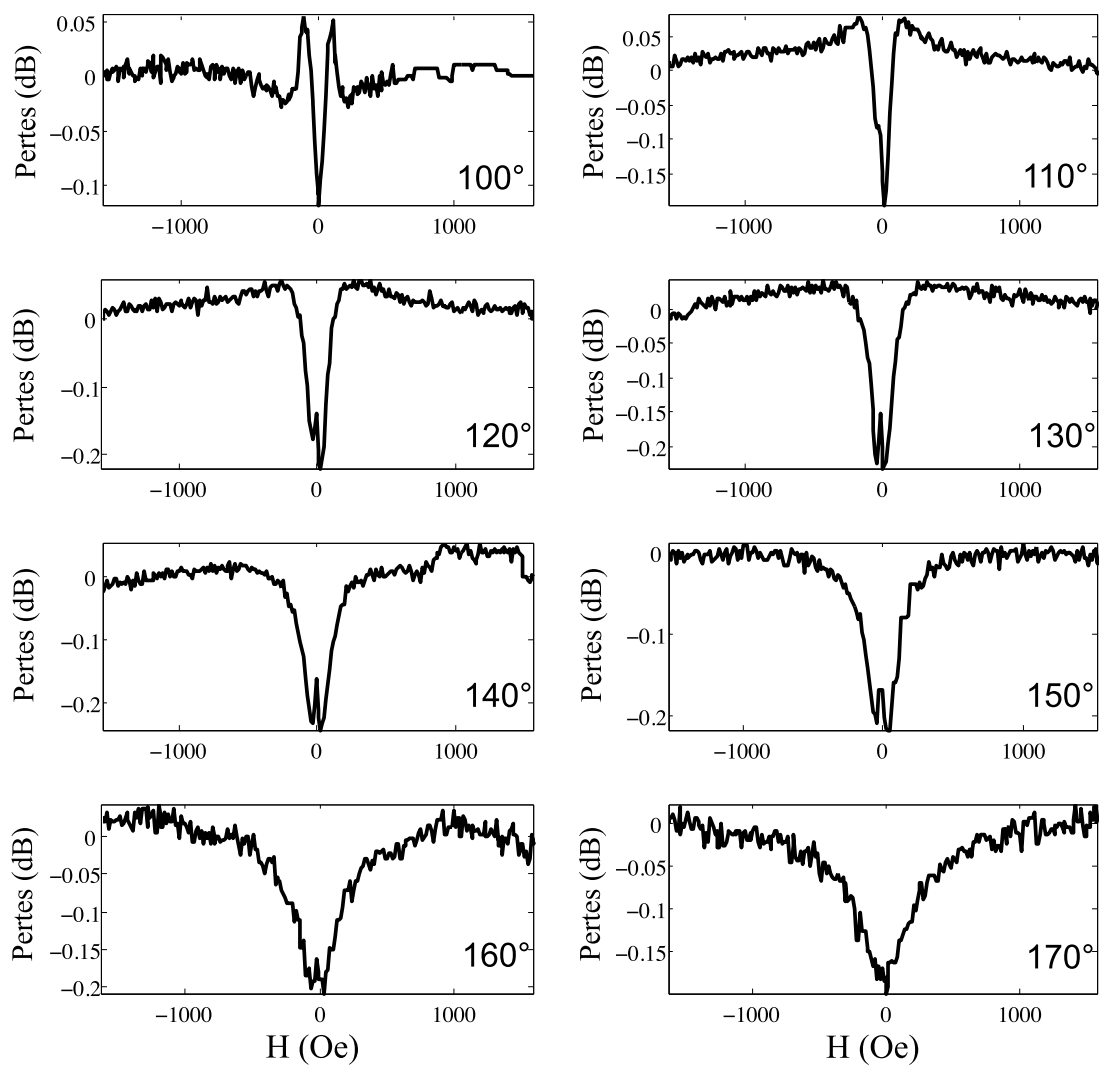


FIGURE C.4 – Mesures expérimentales des pertes relatives (en dB) de l'onde de Rayleigh en fonction de l'amplitude du champ magnétique externe appliqué dans une direction faisant un angle Ψ avec la direction de l'axe facile variant entre 100° et 170° .

dehors de cette plage angulaire. Il devient alors indispensable d'utiliser les courbes d'aimantation mesurées dans les calculs théoriques des variations de vitesse induites par un champ magnétique pour une onde de surface se propageant dans un film mince magnéto-élastique.

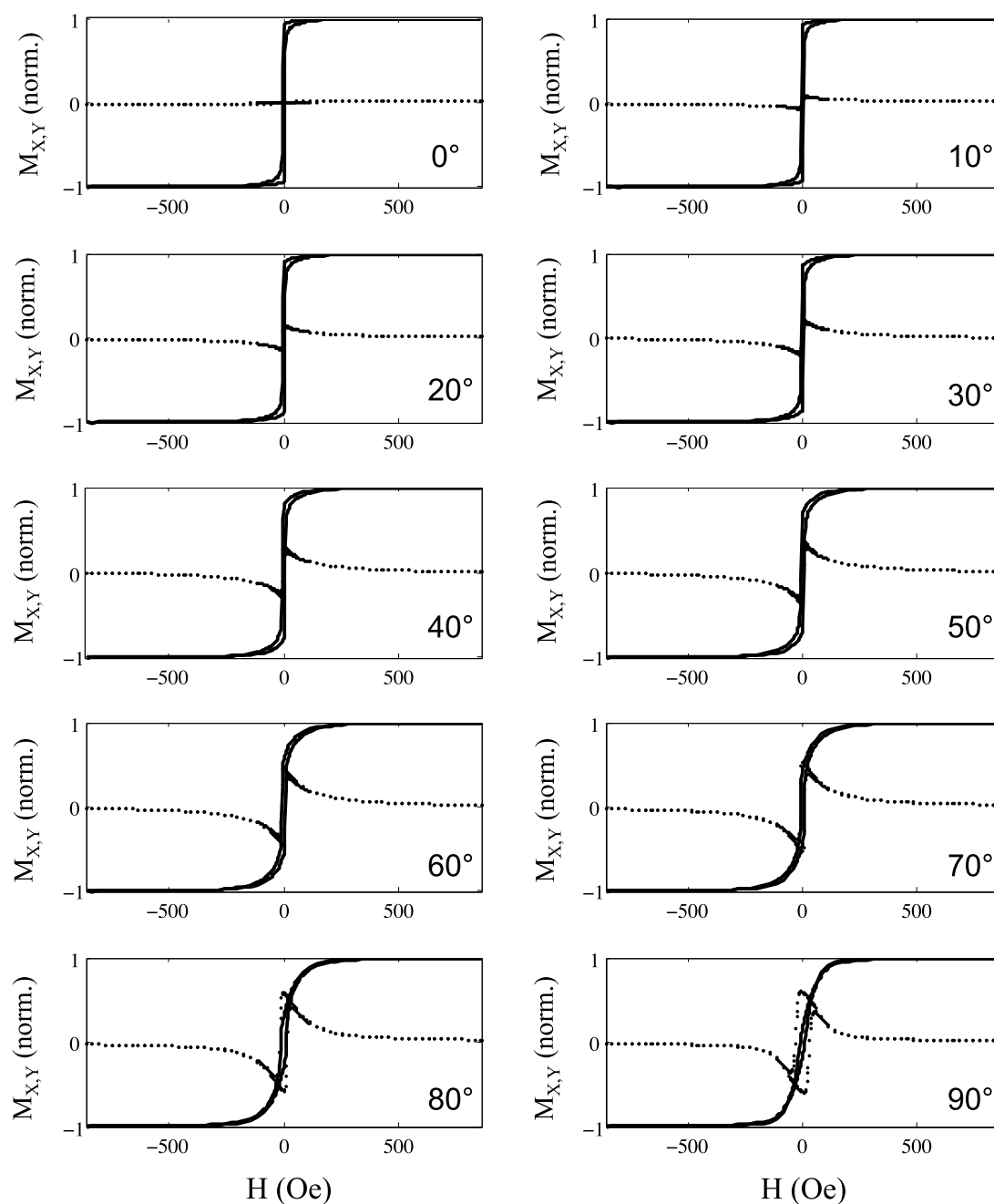


FIGURE C.5 – Mesures expérimentales des composantes M_x (trait plein) et M_y (pointillés) de l'aimantation pour une direction du champ magnétique externe faisant un angle Ψ avec la direction de l'axe facile variant entre 0° et 90°.

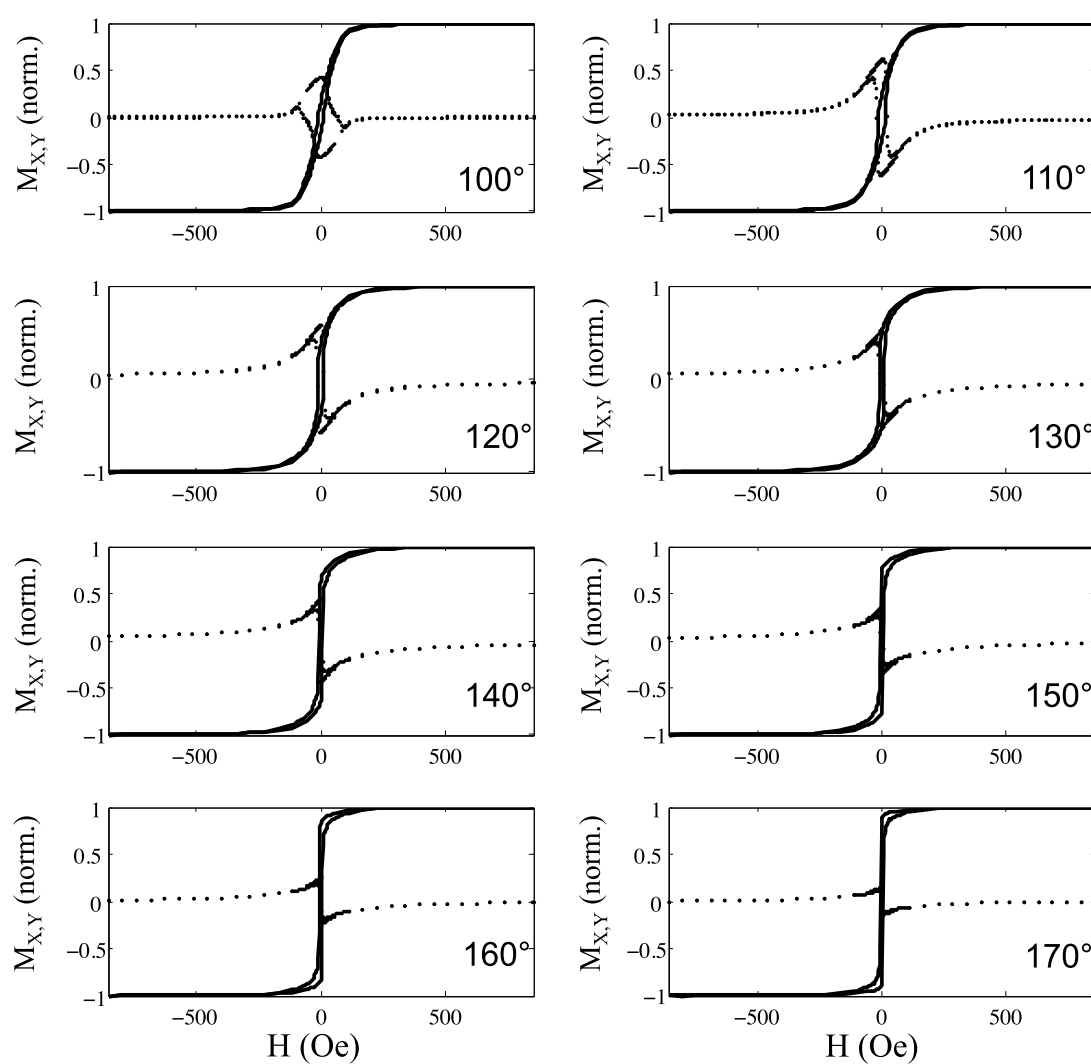


FIGURE C.6 – Mesures expérimentales des composantes M_x (trait plein) et M_y (pointillés) de l'aimantation pour une direction du champ magnétique externe faisant un angle Ψ avec la direction de l'axe facile variant entre 100° et 170° .

Bibliographie

- [1] M. Fink, D. Cassereau, A. Derode, C. Prada, P. Roux, M. Tanter, J.-L. Thomas, and F. Wu. Time-reversed acoustics. *Report Progress in Physics*, 63 :1933–1995, 2000.
- [2] G. Montaldo, P. Roux, A. Derode, C. Negreira, and M. Fink. Ultrasound shock wave generator with one-bit time reversal in a dispersive medium, application to lithotripsy. *Applied Physics Letters*, 80(5) :897–899, 2002.
- [3] C. Prada, E. Kerbrat, D. Cassereau, and M. Fink. Time reversal techniques in ultrasonic nondestructive testing of scattering media. *Inverse Problems*, 18 :1761–1773, 2002.
- [4] I. Solodov. Ultrasonics of non-linear contacts : propagation , reflection and NDE-applications. *Ultrasonics*, 36 :383–390, 1998.
- [5] P. A. Johnson. NonDestructive Testing of Materials By Nonlinear Elastic Wave Spectroscopy (NEWS). *Materials World*, (September), 1999.
- [6] K. E-A. Van Den Abeele, A. Sutin, J. Carmeliet, and P. A. Johnson. Micro-damage diagnostics using nonlinear elastic wave spectroscopy (NEWS). *NDT & E International*, 34(4) :239–248, 2001.
- [7] A. M. Sutin, P. A. Johnson, and J. A. TenCate. Development of nonlinear time reversed acoustics (NLTRA) for applications to crack detection in solids. In *WCU 2003*, pages 121–124, 2003.
- [8] T. J. Ulrich, P. A. Johnson, and A. Sutin. Imaging nonlinear scatterers applying the time reversal mirror. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 119(3) :1514, 2006.
- [9] T. Goursolle, S. Dos Santos, O. Bou Matar, and S. Callé. Non-linear based time reversal acoustic applied to crack detection : Simulations and experiments. *International Journal of Non-Linear Mechanics*, 43(3) :170–177, 2008.
- [10] O. Bou Matar, Y. F. Li, and K. Van Den Abeele. On the use of a chaotic cavity transducer in nonlinear elastic imaging. *Applied Physics Letters*, 95(14) :141913, 2009.
- [11] T. Ulrich, P. Johnson, and R. Guyer. Interaction Dynamics of Elastic Waves with a Complex Nonlinear Scatterer through the Use of a Time Reversal Mirror. *Physical Review Letters*, 98(10) :104301, 2007.
- [12] T. Goursolle, S. Callé, S. Dos Santos, and O. Bou Matar. A two-dimensional pseudospectral model for time reversal and nonlinear elastic wave spectroscopy. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 122(6) :3220–3229, 2007.

-
- [13] A. S. Gliozzi, M. Griffa, and M. Scalerandi. Efficiency of time-reversed acoustics for nonlinear damage detection in solids. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 120(5) :2506, 2006.
- [14] A. P. Brysev, L. M. Krutyansky, and V. L. Preobrazhensky. Wave phase conjugation of ultrasonic beams. *Physics-Uspokhi*, 41(8) :793–805, 1998.
- [15] A. P. Brysev, L. M. Krutyansky, P. Pernod, and V. L. Preobrazhensky. Nonlinear Ultrasonic Phase-Conjugate Beams and Their Application in Ultrasonic Imaging. *Acoustical Physics*, 50(6) :623–640, 2004.
- [16] A. P. Brysev, F. V. Bunkin, D. V. Vlasov, L. M. Krutyansky, V. L. Preobrazhensky, and A. D. Stakhovsky. Regenerative amplification of acoustic waves with phase conjugation in a ferrite. *Soviet Physics Acoustics*, 34 :567–569, 1988.
- [17] B. Ya. Zel'dovich, N. F. Pilipetskii, and V. V. Shkumov. *Principles of Phase Conjugation*. Springer, Berlin, 1985.
- [18] N. Tiercelin. *Phénomènes dynamiques non linéaires dans les films minces magnétostrictifs au voisinage de la Transition de Réorientation de Spin. Application aux micro systèmes*. PhD thesis, Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis, 2000.
- [19] N. Tiercelin, J. Youssef, V. Preobrazhensky, P. Pernod, and H. Gall. Giant magnetostrictive superlattices : from spin reorientation transition to MEMS. Static and dynamical properties. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 249(3) :519–523, 2002.
- [20] B. Ya. Zel'dovich, V.I. Popovichev, V. V. Ragul'skii, and F. S. Faizullof. Connection between the wave fronts of the reflected and exciting light in stimulated Mandel'shtam-Brillouin scattering. *Soviet Physics JETP Letters*, 15 :109–113, 1972.
- [21] M. Fink. Time-reversal of ultrasonics fields. I. Basic principles. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 39 :555–566, 1992.
- [22] M. Nikoonahad and T. L. Pusateri. Ultrasonic phase conjugation. *Journal of Applied Physics*, 66 :4512–4513, 1989.
- [23] M. Ohno. Wave front reversal in acoustic phase conjugation by nonlinear electroacoustic interaction in LiNbO₃. *Applied Physics Letters*, 55(9) :832–833, 1989.
- [24] A. Merlen, V. L. Preobrazhensky, and P. Pernod. Supercritical parametric phase conjugation of ultrasound. Numerical simulation of nonlinear and nonstationary mode. *Journal of the Acoustical Society of America*, 112(6) :2656–2665, 2002.
- [25] V. L. Preobrazhensky. Parametrically phase-conjugate waves : applications in nonlinear acoustic imaging and diagnostics. *Physics-Uspokhi*, 49(1) :98–102, 2005.
- [26] D.L. Bobroff and H. A. Haus. Impulse Response of Active Coupled Wave Systems. *Journal of Applied Physics*, 38(1) :390–403, 1967.

- [27] R.B. Thompson and C. F. Quate. Nonlinear Interaction of Microwave Electric Fields and Sound in LiNbO₃. *Journal of Applied Physics*, 42(3) :907–919, 1971.
- [28] V. L. Preobrazhensky. Overthreshold nonlinearity of parametric sound wave conjugation in solids. *Japanese Journal of Applied Physics, Part 1*, 32 :2247–2251, 1993.
- [29] C. W. Nan, M. I. Bichurin, S. X. Dong, D. Viehland, and G. Srinivasan. Multiferroic magnetoelectric composites : historical perspective, status, and future directions. *Journal of Applied Physics*, 103 :1–35, 2008.
- [30] N. Tiercelin, V. Preobrazhensky, P. Pernod, and A. Ostaschenko. Enhanced magnetoelectric effect in nanostructured magnetostrictive thin film resonant actuator with field induced spin reorientation transition. *Applied Physics Letters*, 92(6) :062904, 2008.
- [31] N. Tiercelin, A. Talbi, V. Preobrazhensky, P. Pernod, V. Mortet, K. Haenen, and A. Soltani. Magnetoelectric effect near spin reorientation transition in giant magnetostrictive-aluminum nitride thin film structure. *Applied Physics Letters*, 93(16) :162902, 2008.
- [32] A. Piorra, R. Jahns, I. Teliban, J. L. Gugat, M. Gerken, R. Knöchel, and E. Quandt. Magnetoelectric thin film composites with interdigital electrodes. *Applied Physics Letters*, 103(3) :032902, 2013.
- [33] N. A. Spaldin and M. Fiebig. The renaissance of magnetoelectric multiferroics. *Science*, 309 :391–392, 2005.
- [34] N. Tiercelin, Y. Dusch, V. Preobrazhensky, and P. Pernod. Magnetoelectric memory using orthogonal magnetization states and magnetoelastic switching. *Journal of Applied Physics*, 109 :07D726, 2011.
- [35] M. Weiler, L. Dreher, C. Heeg, H. Huebl, R. Gross, M. Brandt, and S. Goennenwein. Elastically Driven Ferromagnetic Resonance in Nickel Thin Films. *Physical Review Letters*, 106(11) :117601, 2011.
- [36] B. Gojdka, R. Jahns, K. Meurisch, H. Greve, R. Adelung, E. Quandt, R. Knöchel, and F. Faupel. Fully integrable magnetic field sensor based on delta-E effect. *Applied Physics Letters*, 99(22) :223502, 2011.
- [37] A.K. Ganguly, K.L. Davis, D.C. Webb, and C. Vittoria. Magnetoelastic surface waves in a magnetic film-piezoelectric substrate configuration. *Journal of Applied Physics*, 47(6) :2696–2704, 1976.
- [38] R. F. Wiegert and M. Levy. Enhanced magnetically tunable attenuation and relative velocity of 0.6 ghz rayleigh waves in nickel thin films. *Applied Physics Letters*, 54 :995–998, 1989.
- [39] N. Yokokawa, S. Tanaka, and T. Fujii. Love-type surface-acoustic waves propagating in amorphous iron-boron films with multilayer structure. *Journal of Applied Physics*, 72(2) :360–366, 1992.
- [40] A.K. Ganguly, K.L. Davis, D.C. Webb, C. Vittoria, and D.W. Forester. Magnetically tuned surface-acoustic wave phase shifter. *Electronics Letters*, 11(25/26) :610–611, 1975.

-
- [41] G. Volluet. Surface-acoustic-wave oscillator tuned by magnetoelastic effect. *Electronics Letters*, 13(19) :588–590, 1977.
- [42] W. P. Robbins and E. M. Simpson. Tunable surface acoustic wave oscillators using magnetostrictive thin films. *Proceedings of the IEEE*, 67(11) :1572–1573, 1979.
- [43] E. M. Simpson and W. P. Robbins. Magnetostrictive Fe-Si thin films for tunable SAW devices. *IEEE Transactions on Magnetism*, 16(5) :919–921, 1980.
- [44] D.W. Forester, C. Vittoria, D.C. Webb, and K.L. Davis. Variable delay lines using magnetostrictive metallic-glass film overlays. *Journal of Applied Physics*, 49(3) :1794–1796, 1978.
- [45] W. P. Robbins and A. Young. SAW Phase modulator using magnetostrictive thin films. *IEEE transactions on sonics and ultrasonics*, 32(3) :423–427, 1985.
- [46] P. Smole, W. Ruile, C. Korden, A. Ludwig, E. Quandt, S. Krassnitzer, and P. Pongratz. Magnetically tunable SAW-resonator. In *IEEE International Frequency Control Symposium*, pages 903–906, 2003.
- [47] P. Smole, W. Ruile, C. Korden, A. Ludwig, S. Krassnitzer, and P. Pongratz. Fabrication techniques for tunable surface acoustic wave resonators on giant DeltaE layers. In *IEEE International Ultrasonics Symposium*, pages 114–117, 2003.
- [48] M. Weiler, H. Huebl, F. Goerg, F. Czeschka, R. Gross, and S. Goennenwein. Spin Pumping with Coherent Elastic Waves. *Physical Review Letters*, 108(17) :176601, 2012.
- [49] D.C. Webb, K.L. Davis, N. C. Koon, and A.K. Ganguly. Magnetoelastic surface wave propagation in a low-anisotropy rare-earth-iron compound at 80 MHz. *Applied Physics Letters*, 31(4) :245–247, 1977.
- [50] D.C. Webb, D.W. Forester, A.K. Ganguly, and C. Vittoria. Applications of amorphous magnetic-layers in surface-acoustic-wave devices. *IEEE Transactions on Magnetism*, 15(6) :1410–1415, 1979.
- [51] M. Yamaguchi, K. Y. Hashimoto, H. Kogo, and M. Naoe. Variable SAW delay line using amorphous TbFe₂ film. *IEEE Transactions on Magnetism*, 16(5) :916–918, 1980.
- [52] C. Krischer, I. Feng, J. B. Block, and M. Levy. Magnetic-field-dependent attenuation of surface waves by nickel thin films. *Applied Physics Letters*, 29(2) :76–77, 1976.
- [53] I.-A. Feng, M. Tachiki, C. Krischer, and M. Levy. Mechanism for the interaction of surface waves with 200-Å nickel films. *Journal of Applied Physics*, 53(1) :177–193, 1982.
- [54] R. F. Wiegert and M. Levy. Correlation between high-frequency Rayleigh wave attenuation and DC magnetoresistance in nickel thin films. *Journal of Applied Physics*, 61(8) :4270–4272, 1987.
- [55] R. F. Wiegert. Magnetoelastic surface acoustic wave attenuation and anisotropic magnetoresistance in Ni₃Fe thin films. *Journal of Applied Physics*, 91(10) :8231–8233, 2002.

- [56] R. F. Wiegert and M. Levy. Magnetic field dependence of surface acoustic wave velocity and attenuation in nickel thin films. *Journal of Applied Physics*, 64(10) :5411–5413, 1988.
- [57] R. F. Wiegert and M. Levy. Attenuation of 618 MHz SAW in multilayer Ni-Cu-Ni thin films. In *IEEE International Ultrasonics Symposium*, pages 311–314, 1988.
- [58] D. Walikainen and M. Levy. Surface acoustic wave : Acoustogyric effect. *Journal of Applied Physics*, 76(4) :2306–2309, 1994.
- [59] W. P. Robbins and A. Hietala. A Simple Phenomenological Model of Tunable SAW Devices Using Magnetostrictive Thin Films. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 35(6) :718–722, 1988.
- [60] R. M. Bozorth. *Ferromagnetism*. Van Nostran Co., New York, 1951.
- [61] A.H. Fahmy and E.L. Adler. Propagation of acoustic surface waves in multilayers : A matrix description. *Applied Physics Letters*, 22(10) :495–497, 1973.
- [62] A.K. Ganguly, K.L. Davis, and D.C. Webb. Magnetoelastic surface waves on the (110) plane of highly magnetostrictive cubic crystals. *Journal of Applied Physics*, 49(2) :759–767, 1978.
- [63] K. Y. Hashimoto, M. Yamaguchi, H. Kogo, and M. Naoe. Magnetostrictive properties of sputtered Co-Cr film on surface acoustic wave. *IEEE Transactions on Magnetics*, 17(6) :3181–3183, 1981.
- [64] M. Inoue, N. Fujita, and T. Fujii. Propagation characteristics of magnetoelastic surface waves in magnetic layer on non-piezoelectric substrate. *IEEE Transactions on Magnetics*, 20(5) :1406–1408, 1984.
- [65] M. Inoue, Y. Tsuboi, A. Makita, N. Fujita, and T. Fujii. Effect of Eddy current loss on the propagation properties of mageto-surface-acoustic-waves in highly magnetostrictive alloy film deposited on glass substrate. *Japanese Journal of Applied Physics*, 25 :157–159, 1986.
- [66] M. Inoue, S. Yamamoto, N. Fujita, and T. Fujii. Local detection of magneto-surface-acoustic-wave in highly magnetostrictive amorphous film by light probing technique. *IEEE Transactions on Magnetics*, 23(5) :3334–3336, 1987.
- [67] M. Inoue, N. Fujita, Y. Tsuboi, and T. Fujii. Diminution of micro-Eddy-current losses in magneto-surface-acoustic-wave propagation utilizing multilayered magnetostrictive film separated by insulating layers. *Japanese Journal of Applied Physics*, 27 :169–171, 1988.
- [68] M. Inoue, Y. Tsuboi, N. Yokokawa, and T. Fujii. Love-type magneto-surface-acoustic-wave in multilayered highly magnetostrictive films separated by insulating layers. *IEEE Transactions on Magnetics*, 26(5) :1465–1467, 1990.
- [69] M. Inoue and N. Fujita. Optimum geometrical structure of highly magnetostrictive multilayer for horizontally polarized high frequency magneto-surface-acoustic- wave propagation. *Journal of Applied Physics*, 73(10) :6159–6161, 1993.
- [70] V. Kavalero, J. Matsugi, A. Aono, M. Inoue, and T. Fujii. Interference effect in Love-type magneto-surface acoustic waves. *IEEE Transactions on Magnetics*, 31(6) :4115–4117, 1995.

-
- [71] N. Tiercelin, V. Preobrazhensky, P. Pernod, H. Le Gall, and J. BenYoussef. Sub-harmonic excitation of a planar magneto-mechanical system by means of giant magnetostrictive thin films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 210(1-3) :302–308, 2000.
- [72] J. R. Cullen, S. Rinaldi, and G. V. Blessing. Elastic versus magnetoelastic anisotropy in rare earth–iron alloys. *Journal of Applied Physics*, 49(3) :1960–1965, 1978.
- [73] R. C. LeCraw and R. L. Comstock. *Physical Acoustics : Principles and Methods, vol. III, Part B : Lattice Dynamics*. Academic, New York, 1965.
- [74] Yurii V Gulyaev, Igor E Dikshtein, and Vladimir G Shavrov. Magnetoacoustic surface waves in magnetic crystals near spin-reorientation phase transitions. *Physics Uspekhi*, 40(7) :701, 1997.
- [75] D. E. Eastman. Ultrasonic study of first-order and second-order magnetoelastic properties of yttrium iron garnet. *Physical Review*, 148(2) :530–542, 1966.
- [76] I. Mirsaev. Nonlinear interactions of acoustic modes in ferromagnets near magnetoacoustic resonance : Effective elastic constants. *Physics of Solid State*, 40 :1884–1888, 1998.
- [77] S. Rinaldi and G. Turilli. Theory of linear magnetoelastic effects. *Physical Review B*, 31(5) :3051, 1985.
- [78] A. G Gurevich and G. A. Melkov. *Magnetization Oscillations and Waves*. CRC Press, Boca Raton, 1996.
- [79] E. Du Trémolet de Lacheisserie. *Magnetostriction : theory and applications of magnetoelasticity*. CRC Press, Boca Raton, 1993.
- [80] J. Rouchy and E. Du Trémolet de Lacheisserie. Elastic Properties of Ferromagnetic Single Crystal with Cubic Symmetry. *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter*, 80 :67–80, 1979.
- [81] RL Melcher. Experimental Verification of First-Order Rotational Effects in the Magnetoelastic Properties of an Antiferromagnet. *Physical Review Letters*, 25(17) :1201–1204, 1970.
- [82] O. Bou Matar, J.F. Robillard, J.O. Vasseur, A.-C. Hladky-Hennion, P.A. Deymier, P. Pernod, and V. Preobrazhensky. Band gap tunability of magnetoelastic phononic crystal. *Journal of Applied Physics*, 111 :054901, 2012.
- [83] J. Smit and H. G. Beljers. *Philips Research Report*, 10 :113, 1955.
- [84] H. Suhl. Ferromagnetic resonance in nickel ferrite between one and two kilomegacycles. *Physical Review*, 97(2) :555–557, 1955.
- [85] Yu. I. Bespyatykh and I. E. Dikshtein. Inhomogeneous magnetostriction states in uniaxial ferromagnetic films. *Physics of the Solid State*, 41 :599–604, 1999.
- [86] Zs. Sarkozi, K. Mackay, and J. C. Peuzin. Elastic properties of magnetostrictive thin films using bending and torsion resonances of a bimorph. *Journal of Applied Physics*, 88(10) :5827, 2000.
- [87] V. G. Bar'yakhtar and M. I. Kaganov. *Ferromagnetic Resonance*, chapter Non uniform resonance and spin waves, page 231. Pergamon Press Oxford, 1965.

- [88] W. T. Thomson. Transmission of Elastic Waves through a Stratified Solid Medium. *Journal of Applied Physics*, 21(2) :89–93, 1950.
- [89] N.A. Haskell. The dispersion of surface waves on multilayered media. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 43(1) :17–34, 1953.
- [90] E. L. Adler, J. K. Slaboszewicz, G. W. Farnell, and C. K. Jen. PC software for SAW propagation in anisotropic multilayers. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 37(3) :215–23, 1990.
- [91] M.J.S. Lowe. Matrix techniques for modeling ultrasonic waves in multilayered media. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 42(4) :525–542, 1995.
- [92] D. Levesque and L. Piche. A robust transfer matrix formulation for the ultrasonic response of multilayered absorbing media. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 92(1) :452–467, 1992.
- [93] M. Castaings and B. Hosten. Delta operator technique to improve the Thomson-Haskell-method stability for propagation in multilayered anisotropic absorbing plates. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 95 :1931–1941, 1994.
- [94] T. Pastureaud, V. Laude, and S. Ballandras. Stable scattering-matrix method for surface acoustic waves in piezoelectric multilayers. *Applied Physics Letters*, 80(14) :2544–2546, 2002.
- [95] A. Reinhardt, T. Pastureaud, S. Ballandras, and V. Laude. Scattering matrix method for modeling acoustic waves in piezoelectric, fluid, and metallic multilayers. *Journal of Applied Physics*, 94(10) :6923–6931, 2003.
- [96] B. Collet. Recursive surface impedance matrix methods for ultrasonic wave propagation in piezoelectric multilayers. *Ultrasonics*, 42(1-9) :189–97, 2004.
- [97] V. Y. Zhang, B. Dubus, B. Collet, and M. Destrade. Piezoacoustic wave spectra using improved surface impedance matrix : application to high impedance-contrast layered plates. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 123(4) :1972–82, 2008.
- [98] L. Wang and S. I. Rokhlin. Recursive asymptotic stiffness matrix method for analysis of surface acoustic wave devices on layered piezoelectric media. *Applied Physics Letters*, 81(21) :4049–4051, 2002.
- [99] L. Wang and S. I. Rokhlin. Recursive geometric integrators for wave propagation in a functionally graded multilayered elastic medium. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 52(11) :2473–2506, 2004.
- [100] Y.Q. Guo, W.Q. Chen, and Y.L. Zhang. Guided wave propagation in multilayered piezoelectric structures. *Science in China Series G : Physics, Mechanics and Astronomy*, 52(7) :1094–1104, 2009.
- [101] S. Datta and B. J. Hunsinger. Analysis of surface waves using orthogonal functions. *Journal of Applied Physics*, 49(2) :475–479, 1978.
- [102] V. Pagneux and A. Maurel. Determination of Lamb mode eigenvalues. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 110(3) :1307–1314, 2001.

-
- [103] V. Lancellotti and R. Orta. Guided waves in layered cubic media : Convergence study of a polynomial expansion approach. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 104 :2638–2644, 1998.
- [104] J. E. Lefebvre, V. Zhang, J. Gazalet, and T. Gryba. Legendre polynomial approach for modeling free-ultrasonic waves in multilayered plates. *Journal of Applied Physics*, 85(7) :3419–3427, 1999.
- [105] Y. Kim and W.D. Hunt. Acoustic fields and velocities for surface-acoustic-wave propagation in multilayered structures : An extension of the Laguerre polynomial approach. *Journal of applied physics*, 68(10) :4993–4997, 1990.
- [106] J.E. Lefebvre, V. Zhang, J. Gazalet, and T. Gryba. Conceptual advantages and limitations of the Laguerre polynomial approach to analyze surface acoustic waves in semi-infinite substrates and multilayered structures. *Journal of applied physics*, 83(1) :28–34, 1998.
- [107] O. A. Peverini, R. Orta, and R. Tascone. Analysis of piezoelectric strip waveguides based on the effective index and pseudospectral element methods. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 112(6) :2623–2633, 2002.
- [108] V. Lancellotti and R. Orta. Modes of open layered anisotropic waveguides : a numerical method with exponential convergence. *Optical and Quantum Electronics*, 31 :781–796, 1999.
- [109] J. E. Lefebvre, V. Zhang, J. Gazalet, T. Gryba, and V. Sadaune. Acoustic wave propagation in continuous functionally graded plates : an extension of the Legendre polynomial approach. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 48(5) :1332–40, 2001.
- [110] J. Chen, E. Pan, and H. Chen. Wave propagation in magneto-electro-elastic multilayered plates. *International Journal of Solids and Structures*, 44(3-4) :1073–1085, 2007.
- [111] J. Du, X. Jin, and J. Wang. Love wave propagation in layered magneto-electro-elastic structures with initial stress. *Acta Mechanica*, 192(1-4) :169–189, 2007.
- [112] J. Liu, D. Fang, W. Wei, and X. Zhao. Love waves in layered piezoelectric/piezomagnetic structures. *Journal of Sound and Vibration*, 315(1-2) :146–156, 2008.
- [113] J. Liu, D. Fang, and X. Liu. A shear horizontal surface wave in magnetoelectric materials. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 54(7) :1287–9, 2007.
- [114] H. Calas, J.A. Otero, R. Rodriguez-Ramos, G. Monsivais, and C. Stern. Dispersion relations for SH wave in magneto-electro-elastic heterostructures. *International Journal of Solids and Structures*, 45(20) :5356–5367, 2008.
- [115] W.-J. Feng, J. Jin, and E. Pan. Stoneley (interfacial) waves between two magneto-electro-elastic half planes. *Philosophical Magazine*, 88(12) :1801–1810, 2008.
- [116] B.A. Auld. *Acoustic Fields and Waves in Solids*, volume I. Krieger, New York, 1990.

- [117] S.A. Orzag and D. Gottlieb. *Numerical Analysis of Spectral Methods : Theory and Applications*. SIAM, Philadelphia, PA, 1977.
- [118] C. Zimmermann. *Conception, realisation et etude de micro-capteurs a ondes de Love pour applications en milieu gazeux. Cas de la detection de composes organophosphores*. PhD thesis, Universite de Bordeaux 1, 2002.
- [119] G. Kovacs, M. Anhorn, H.E. Engan, G. Visintini, and C.C.W. Ruppel. Improved material constants for linbo3 and litao3. In *IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings*, pages 435–438, 1990.
- [120] F. Ramirez, P. Heyliger, and E. Pan. Free vibration response of two-dimensional magneto-electro-elastic laminated plates. *Journal of Sound and Vibration*, 292(3-5) :626–644, 2006.
- [121] S. Foner. Versatile and sensitive vibrating-sample magnetometer. *Review of Scientific Instruments*, 30 :548–557, 1959.
- [122] E Klokhholm. The measurement of magnetostriction in ferromagnetic thin films. *IEEE Transactions on Magnetism*, 12(6) :819–821, 1976.
- [123] E Du Trémolet de Lacheisserie and JC Peuzin. Magnetostriction and internal stresses in thin films : the cantilever method revisited. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 136 :189–196, 1994.
- [124] J.-F. Robillard, O. Bou Matar, J. O. Vasseur, P. A. Deymier, M. Stippinger, A.-C. Hladky-Hennion, Y. Pennec, and B. Djafari-Rouhani. Tunable magnetoelastic phononic crystals. *Applied Physics Letters*, 95(12) :124104, 2009.
- [125] J.-Ph. Jay, F. Petit, J. Ben Youssef, M. V. Indenbom, A. Thiaville, and J. Milat. Magnetostrictive hysteresis of tbco/cofe multilayers and magnetic domains. *Journal of Applied Physics*, 99 :093910, 2006.

Table des figures

1	Diagramme vectoriel illustrant les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement lors du processus de génération de l'onde conjuguée en phase sous l'action d'un pompage électromagnétique dans un matériau magnéto-élastique.	8
1.1	Schéma de la plaque magnéto-élastique considérée, et le système de coordonnées associé.	16
1.2	Variations de la constante élastique C_{11} en fonction de l'intensité du champ magnétique externe appliqué perpendiculairement à l'axe facile, pour un film mince de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$	29
1.3	Variations de la constante élastique C_{66} en fonction de l'intensité du champ magnétique externe appliqué perpendiculairement à l'axe facile, pour un film mince de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$	30
1.4	Courbe d'aimantation théorique pour un film mince de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$ possédant un champ d'anisotropie dans le plan de $H_A = 200$ Oe.	30
1.5	Variations du tenseur des constantes élastiques en fonction de l'intensité du champ magnétique externe appliqué perpendiculairement à l'axe facile, pour un film mince de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$	31
1.6	Variations du tenseur des constantes piézomagnétiques en fonction de l'intensité du champ magnétique externe appliqué perpendiculairement à l'axe facile, pour un film mince de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$	31
1.7	Variations du tenseur de perméabilité magnétique relative en fonction de l'intensité du champ magnétique externe appliqué perpendiculairement à l'axe facile, pour un film mince de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$	32
1.8	Variations de la constante élastique C_{11} en fonction de la fréquence et de l'intensité du champ magnétique externe appliqué perpendiculairement à l'axe facile, pour un film mince de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$	33
1.9	Variations de la fréquence de résonance ferromagnétique en fonction de l'intensité du champ magnétique externe appliqué perpendiculairement à l'axe facile, pour un film mince de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$	34
1.10	Courbes de dispersion pour les ondes magnéto-statiques dans un film mince de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$ dont l'aimantation est dans le plan du film et perpendiculaire à l'axe facile. L'épaisseur du film est de (a) $20 \mu\text{m}$, et (b) 200 nm . Dans les deux cas les ondes se propagent dans la direction de l'aimantation.	35
2.1	Notations et système de coordonnées utilisés pour une plaque multicouche.	40

2.2	Schématisation et système de coordonnées d'une plaque multicouche supportée par un substrat de dimension semi-infinie.	46
2.3	Erreur relative sur la vitesse de phase de l'onde de Love V_{Love} pour les six premiers modes ($n = 0$ à 5) en fonction du nombre de polynômes.	49
2.4	Vitesses V des 5 premiers modes en fonction de h_{SiO_2} pour un film de SiO_2 déposé sur un substrat de $LiNbO_3$ (coupe suivant X). La propagation de l'onde se fait dans la direction Y.	50
2.5	Amplitude des composantes du déplacement du premier mode de propagation d'une onde de Rayleigh dans une couche de $25 \mu m$ de SiO_2 déposée sur un substrat de $LiNbO_3$ (coupe X) : u_x (ligne continue), u_y (ligne pointillée), u_z (ligne point-tiret). La propagation se fait dans la direction Y.	51
2.6	Amplitude des composantes du déplacement du second mode de propagation dans une couche de $25 \mu m$ de SiO_2 déposée sur un substrat de $LiNbO_3$ (coupe X) : u_x (ligne solide), u_y (ligne pointillée), u_z (ligne point-tiret). La propagation se fait dans la direction Y.	51
2.7	Courbes de dispersion pour (a) un plaque homogène F/F/F et (b) une plaque composite F/B/F.	53
2.8	Formes des modes de propagation dans une plaque homogène F/F/F : (a) $k + h_{tot} = 2$ et (b) $k + h_{tot} = 5$. u_x et u_y : ligne pointillée, u_z : ligne solide, ϕ_e tiret, et ϕ_m ligne point-tiret.	54
2.9	Formes des modes de propagation dans une plaque homogène F/B/F : (a) $k + h_{tot} = 2$ et (b) $k + h_{tot} = 5$. u_x et u_y ligne pointillée, u_z ligne solide, ϕ_e tiret, et ϕ_m ligne point-tiret.	54
2.10	Vitesse V de phase en fonction de la fréquence pour des ondes se propageant dans un film de $SiO_2/TbCo_2-FeCo$ déposé sur un substrat de $LiNbO_3$ (coupe Y) pour deux valeurs du champs magnétique externe appliqué : 1 kOe (etoiles) et 250 Oe (diamants). La propagation se fait suivant l'axe X.	56
2.11	Amplitude des composantes du déplacement (a) d'une onde de Rayleigh et (b) du (premier) mode SH dans un film de $SiO_2/TbCo_2-FeCo$ déposé sur un substrat de $LiNbO_3$ (coupe Y) : u_x (ligne solide), u_y (ligne pointillée), u_z (ligne point-tiret). L'amplitude du champ magnétique statique appliqué suivant l'axe Z, perpendiculairement à l'axe facile (axe X) du film de $TbCo_2/FeCo$ d'épaisseur 200 nm, est de 250 Oe (ligne epaisse) ou de 1000 Oe (ligne fines). La propagation se fait suivant l'axe X. Les inserts affichent un zoom sur l'amplitude des composantes du déplacement dans le film de $TbCo_2/FeCo$ (200 nm)/ SiO_2 ($2.7 \mu m$).	57
2.12	Courbes de dispersion (k vs la fréquence) pour les ondes magnéto-statiques et les ondes acoustiques dans un film mince de $TbCo_2/FeCo$ dont l'aimantation est dans le plan du film et perpendiculaire à l'axe facile. L'épaisseur du film est de (a) $2 \mu m$, et (b) 200 nm. Dans les deux cas les ondes se propagent dans la direction de l'aimantation.	58

2.13	Variations des vitesses de phase en fonction de la fréquence pour les ondes magnéto-statiques et les ondes acoustiques dans un film mince de TbCo ₂ /FeCo dont l'aimantation est dans le plan du film et perpendiculaire à l'axe facile. L'épaisseur du film est de (a) 2 μ m, et (b) 200 nm. Dans les deux cas les ondes se propagent dans la direction de l'aimantation.	59
3.1	Schéma de principe pour la génération et détection d'onde élastiques de surface par un transducteur à électrodes interdigitales.	62
3.2	Schéma de la structure à ondes acoustiques de surface combinée avec une couche magnéto-élastique.	63
3.3	Champs des déplacements pour deux modes de polarisation différentes et présentant un coefficient de couplage électromécanique non nuls. (a) et (b) Mode de polarisation sagittale (de type Rayleigh), (c) et (d) mode de polarisation transverse. (a) et (c) Le potentiel électrique à l'interface entre le substrat et le film mince est supposé continu, (b) et (d) le potentiel électrique à l'interface entre le substrat et le film mince est imposé à une valeur constante.	64
3.4	Schéma de la structure multicouches à ondes acoustiques de surface combinée avec une couche magnéto-élastique.	65
3.5	Design des masques de lithographie utilisés pour les structures 1(en haut) et 2 (en bas).	66
3.6	Description du procédé de fabrication des électrodes interdigitales.	67
3.7	Bâti de pulvérisation Alliance concept Dp650.	67
3.8	Description des étapes technologiques pour la structuration de la couche magnéto-élastique.	68
3.9	Bâti de dépôt de couches minces magnéto-élastiques Leybold Z550.	69
3.10	Description des étapes technologiques pour la structuration de la couche magnéto-élastique.	70
3.11	Bâti de gravure RIE Plasmalab80 utilisé pour la gravure de SiO ₂	71
3.12	Magnétomètre à échantillon vibrant utilisé.	72
3.13	Schéma de principe du magnétomètre à échantillon vibrant.	72
3.14	Courbes d'aimantation suivant l'axe facile (triangle) et l'axe difficile (carré) d'un film magnéto-élastique déposé sur un wafer de Si.	73
3.15	Courbes d'aimantation suivant l'axe facile (triangle) et l'axe difficile (carré) du film magnéto-élastique déposé sur le premier échantillon.	74
3.16	Schéma de principe pour la mesure de la magnétostriktion.	74
3.17	Evolution du coefficient magnéto-élastique en fonction du champ magnétique pour un film multicouches de TbCo ₂ /FeCo.	75
3.18	Reponse frequentielle d'une structure de type 1 avec et sans le film magnéto-élastique autour du mode fondamental de Rayleigh.	76
3.19	Reponse frequentielle d'une structure de type 1 avec le film magnéto-élastique sur une plage de fréquence de 170 à 900 MHz.	76
3.20	Reponse frequentielle d'une structure de type 2 avec et sans le film magnéto-élastique.	77

4.1	Schéma du dispositif expérimental mis en place pour la mesure de la variation de vitesse des ondes de surface, dans les dispositifs magnéto-acoustiques, en fonction de l'intensité et de l'orientation du champ magnétique externe.	80
4.2	Description schématique de l'échantillon constitué d'un film uni-axial de $20x\text{TbCo}_2(5nm)/\text{FeCo}(5nm)$ de 200 nm déposé sur un substrat de LiNbO_3 en coupe Y, et du système de coordonnées associé.	81
4.3	Variations du tenseur des constantes élastiques en fonction de l'intensité du champ magnétique externe appliqué perpendiculairement à l'axe facile, pour un film mince de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$	81
4.4	Variations du tenseur des constantes piézomagnétiques en fonction de l'intensité du champ magnétique externe appliqué perpendiculairement à l'axe facile, pour un film mince de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$	82
4.5	Variations du tenseur de perméabilité magnétique relative en fonction de l'intensité du champ magnétique externe appliqué perpendiculairement à l'axe facile, pour un film mince de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$	82
4.6	Comparaison entre les calculs théoriques (lignes solide et pointillée) et les résultats expérimentaux (points) pour la variation de vitesse de l'onde de Rayleigh en fonction de l'amplitude du champ magnétique externe appliqué le long de l'axe difficile. La ligne solide correspond à une intensité décroissante du champ magnétique, et la ligne pointillée à une intensité croissante.	84
4.7	Comparaison entre les calculs théoriques (lignes solide et pointillée) et les résultats expérimentaux (points) pour la variation de vitesse du fondamental du premier mode de cisaillement horizontal en fonction de l'amplitude du champ magnétique externe appliqué le long de l'axe difficile. La ligne solide correspond à une intensité décroissante du champ magnétique, et la ligne pointillée à une intensité croissante.	84
4.8	Variations de la constante élastique longitudinale C'_{11} pour une onde se propageant suivant l'axe x , <i>i.e.</i> l'axe magnétique facile, pour une intensité du champ magnétique externe, appliqué perpendiculairement à l'axe facile, croissante (trait plein) et décroissante (pointillées).	85
4.9	Variations de la constante élastique transverse, dans le plan du film, C'_{66} pour une onde se propageant suivant l'axe x , <i>i.e.</i> l'axe magnétique facile, pour une intensité du champ magnétique externe, appliqué perpendiculairement à l'axe facile, croissante (trait plein) et décroissante (pointillées).	86
4.10	Calculs théoriques de la variation de vitesse de l'onde de Rayleigh en fonction de l'amplitude du champ magnétique externe appliqué perpendiculairement à l'axe facile pour 8 épaisseurs différentes du film de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$	87
4.11	Variation relative maximale de vitesse de l'onde de Rayleigh en fonction de l'épaisseur du film de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$. L'insert correspond à un zoom pour les plus faibles épaisseurs (jusqu'à 600 nm).	88

4.12	Variation relative des pertes subies par l'onde de Rayleigh mesurée en fonction de l'amplitude du champ magnétique externe appliqué perpendiculairement à l'axe facile.	89
4.13	Variation relative des pertes subies par l'onde de Rayleigh calculée en fonction de l'amplitude du champ magnétique externe appliqué perpendiculairement à l'axe facile.	89
4.14	Comparaison entre les calculs théoriques (ligne continue : H croissant, tirets : H décroissant) et les résultats expérimentaux (points) pour la variation de vitesse du troisième harmonique de l'onde de cisaillement horizontal en fonction de l'amplitude du champ magnétique externe appliqué le long de l'axe difficile.	90
4.15	Variations du tenseur des constantes élastiques en fonction de l'intensité du champ magnétique externe appliqué suivant à l'axe facile, pour un film mince de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$	91
4.16	Variations du tenseur des constantes piézomagnétiques en fonction de l'intensité du champ magnétique externe appliqué suivant à l'axe facile, pour un film mince de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$	91
4.17	Variations du tenseur de perméabilité magnétique en fonction de l'intensité du champ magnétique externe appliqué suivant à l'axe facile, pour un film mince de $\text{TbCo}_2/\text{FeCo}$	92
4.18	Comparaison entre les calculs théoriques (ligne continue : H croissant, tirets : H décroissant) et les résultats expérimentaux (points) pour la variation de vitesse de l'onde de Rayleigh en fonction de l'amplitude du champ magnétique externe appliqué le long de l'axe facile.	93
4.19	Comparaison entre les calculs théoriques (ligne continue : H croissant, tirets : H décroissant) et les résultats expérimentaux (points) pour la variation de vitesse de l'onde de Rayleigh en fonction de l'amplitude du champ magnétique externe appliqué dans une direction faisant un angle de 45° par rapport à l'axe facile.	93
4.20	Variation relative (en %) maximale de vitesse de l'onde de Rayleigh mesurée en fonction de l'angle Ψ entre le champ magnétique et l'axe facile.	94
4.21	Calculs théoriques de la variation de vitesse de l'onde de Rayleigh en fonction de l'amplitude du champ magnétique externe appliqué en fonction de l'angle Ψ entre le champ magnétique et l'axe facile.	95
4.22	Calculs théoriques de la variation relative de vitesse de l'onde de Rayleigh en fonction de l'amplitude du champ magnétique externe, appliqué suivant l'axe difficile, en fonction de l'angle Ψ' entre la direction de propagation de l'onde de surface et l'axe facile.	95
4.23	Comparaison entre les calculs théoriques (lignes solide et pointillée) et les résultats expérimentaux (points) pour la variation de vitesse de l'onde de Rayleigh en fonction de l'amplitude du champ magnétique externe appliqué dans une direction faisant un angle de 45° par rapport à l'axe facile.	96

4.24	Variation maximale de la vitesse de l'onde de Rayleigh en fonction de l'épaisseur de la couche de SiO ₂ pour un champ magnétique externe appliqué le long de l'axe difficile pour des fréquences allant de 200 MHz à 2 GHz par pas de 100 MHz (entre chacune des courbes).	99
4.25	Variation maximale de la vitesse de l'onde de Rayleigh en fonction de l'épaisseur de la couche de SiO ₂ pour un champ magnétique externe appliqué le long de l'axe difficile pour une fréquence de 232 MHz.	99
4.26	Variations de la vitesse de l'onde de Rayleigh en fonction de l'intensité d'un champ magnétique externe appliqué le long de l'axe difficile, pour une fréquence de 232 MHz et une épaisseur de SiO ₂ optimisée : 7.55 μm	100
4.27	Variation maximale de la vitesse du premier mode de cisaillement horizontal en fonction de l'épaisseur de la couche de SiO ₂ pour un champ magnétique externe appliqué le long de l'axe difficile pour des fréquences allant de 200 MHz à 2 GHz par pas de 100 MHz (entre chacune des courbes).	101
4.28	Variation maximale de la vitesse du premier mode de cisaillement horizontal en fonction de l'épaisseur de la couche de SiO ₂ pour un champ magnétique externe appliqué le long de l'axe difficile pour une fréquence de 272 MHz.	101
4.29	Variations de la vitesse du premier mode de cisaillement en fonction de l'intensité d'un champ magnétique externe appliqué le long de l'axe difficile, pour une fréquence de 271.32 MHz et une épaisseur de SiO ₂ optimisée : 7.1 μm	102
C.1	Mesures expérimentales de la variation relative de vitesse de l'onde de Rayleigh en fonction de l'amplitude du champ magnétique externe appliqué dans une direction faisant un angle Ψ avec la direction de l'axe facile variant entre 0° et 90°.	114
C.2	Mesures expérimentales de la variation relative de vitesse de l'onde de Rayleigh en fonction de l'amplitude du champ magnétique externe appliqué dans une direction faisant un angle Ψ avec la direction de l'axe facile variant entre 100° et 170°.	115
C.3	Mesures expérimentales des pertes relatives (en dB) de l'onde de Rayleigh en fonction de l'amplitude du champ magnétique externe appliqué dans une direction faisant un angle Ψ avec la direction de l'axe facile variant entre 0° et 90°.	116
C.4	Mesures expérimentales des pertes relatives (en dB) de l'onde de Rayleigh en fonction de l'amplitude du champ magnétique externe appliqué dans une direction faisant un angle Ψ avec la direction de l'axe facile variant entre 100° et 170°.	117
C.5	Mesures expérimentales des composantes M_x (trait plein) et M_y (pointillés) de l'aimantation pour une direction du champ magnétique externe faisant un angle Ψ avec la direction de l'axe facile variant entre 0° et 90°.	119

C.6 Mesures expérimentales des composantes M_x (trait plein) et M_y (pointillés) de l'aimantation pour une direction du champ magnétique externe faisant un angle Ψ avec la direction de l'axe facile variant entre 100° et 170°	120
---	-----

Etude théorique et expérimentale de la propagation d'ondes acoustiques de surface dans des structures multicouches piézomagnétiques

RÉSUMÉ

Les développements récents en physique, et technologiques, ont permis l'élaboration de nouveaux matériaux magnéto-électro-élastique, comme les composites multicouches piézoélectriques / piézomagnétiques. Leur coefficient magnétoélectrique, très grand en comparaison de celui des matériaux constitués d'une seule phase, a suscité récemment un grand nombre de travaux, menant au développement de capteurs, d'actionneurs, de systèmes de conversion d'énergie magnétique-électrique, et dans les mémoires à état solide.

Cette thèse porte sur l'étude théorique et expérimentale des ondes acoustiques de surface dans des structures multicouches piézomagnétiques. Une description théorique des matériaux magnéto-élastiques, reposant sur la dérivation d'un modèle de matériau piézomagnétique équivalent, est utilisée conjointement à une technique numérique afin de calculer les courbes de dispersion et les formes des modes des ondes acoustiques se propageant dans des composites piézo-électro-magnétiques déposés sur un substrat. Ce modèle, très général, peut être utilisé pour différents types de structures et pour une intensité et une direction quelconques du champ magnétique externe appliqué.

Les structures réalisées en salle blanche sont constituées d'un film mince de 20 couches de TbCo_2 (5nm)/ FeCo (5nm) déposé sur un substrat de LiNbO_3 entre deux peignes interdigités. Une comparaison, entre les variations de la vitesse de phase d'ondes acoustique de surface induites par l'application d'un champ magnétique externe modélisées et mesurées, est réalisée. Un bon accord quantitatif entre les mesures et les calculs théoriques, et cela pour toutes les orientations du champ magnétique (suivant l'axe facile ou l'axe difficile) et pour différents modes acoustiques, est obtenu. Le mode transverse horizontal présente les plus grandes variations de vitesse, proche de 20% pour un film dont l'épaisseur serait celle de la longueur d'onde acoustique.

Mots-Clés : Ondes Acoustiques de Surface, Magneto-élasticité, Multicouches Piézomagnétiques.

Theoretical and experimental study of Surface Acoustic Wave propagation in layered piezomagnetic structures.

ABSTRACT

Recent developments in physics and technology allow the elaboration of new magneto-electro-elastic materials such as multilayered piezoelectric-piezomagnetic composites. Their large magneto-electric coefficient, compared to the one of single phase materials, recently attracted a large number of studies, and they are now widely used in the development of sensors, actuators, magnetic-electric energy converting devices, and solid state memories.

This PhD thesis addresses the experimental and theoretical investigations of guided elastic waves propagation in piezomagnetic multi-layered structure. A theoretical description of magneto-elastic materials, based on the derivation of an equivalent piezomagnetic material of a magnetostrictive thin film, is used in conjunction with a numerical method to compute propagation constants, *i.e.* dispersion curves, and mode shapes of elastic waves in layered piezoelectric-piezomagnetic composites deposited on a substrate. This model can be used for different structures, and for an applied external magnetic field of any intensity and direction.

The realized structures are composed of a $20 \times \text{TbCo}_2(5\text{nm})/\text{FeCo}(5\text{nm})$ nanostructured multilayer deposited between two Aluminum Inter-Digitals Transducers forming a surface acoustic wave delay line, on a LiNbO_3 substrate. A comparison between the calculated and measured phase velocity variation under the action of the external magnetic field orientation and magnitude is made. A quantitative agreement between the measured and modeled phase velocity shift for all external magnetic field configurations (hard axis and easy axis) and for different shape modes of elastic waves at their first and third harmonic operation frequencies is obtained. The shear horizontal mode exhibits a maximum phase velocity shift close to 20% for a ratio close to 1 between magneto-elastic film thickness and wavelength.

Keywords : Surface Acoustic Wave, Magneto-elastic, Piezomagnetic multilayers.