UNIVERSITÉ DE TOURS

ÉCOLE DOCTORALE : EMSTU

GREMAN, UMR 7347, CNRS, Université de Tours, INSA Centre Val de Loire

THÈSE présentée par :

Linyu FEI

soutenue le **4 Octobre 2022**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université de Tours**

Discipline / Spécialité : Physique / Acoustique

Réduction du couplage inter-éléments au sein d'une plaque phononique piézoélectrique induite par des conditions aux limites électriques : Application aux transducteurs ultrasonores

THÈSE dirigée par :

TRAN-HUU-HUE Louis-Pascal	Professeur, INSA Centre Val de Loire
HAUMESSER Lionel	Maître de Conférences, HdR, Université de Tours

RAPPORTEURS :

ECH-CHERIF EL KETTANI Mounsif	Professeur, Université du Havre
LE CLEZIO Emmanuel	Professeur, Université de Montpellier

JURY :

ECH-CHERIF EL KETTANI Mounsif	Professeur, Université du Havre
LE CLEZIO Emmanuel	Professeur, Université de Montpellier
POTEL Catherine	Professeur, Université du Mans
LETHIECQ Marc	Professeur, INSA Centre Val de Loire
TRAN-HUU-HUE Louis-Pascal	Professeur, INSA Centre Val de Loire
HAUMESSER Lionel	Maître de Conférences, HdR, Université de Tours

Remerciements

Tout d'abord, je tiens à remercier **ECH-CHERIF EL KETTANI Mounsif** et **LE CLEZIO Emmanuel** d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse.

Je tiens également à remercier **POTEL Catherine**, présidente du jury, ainsi que **LETHIECQ Marc** pour l'attention portée à mon travail et pour les discussions constructives que nous avons eues lors de ma soutenance.

Je voudrais remercier mes directeurs de thèse, **TRAN-HUU-HUE Louis-Pascal** et **HAUMESSER Lionel**, qui m'ont appris beaucoup de choses durant ces années de travail. Je remercie le support de tous mes collègues du laboratoire GREMAN UMR CNRS 7347 et de l'INSA Centre Val de Loire.

Je tiens particulièrement à remercier les doctorants et post-doctorants avec qui je travaillais dans l'open-space. Je remercie Adderrahmane, Anthony, Axel, Dang chi, Fabrice, Rémy, Victor, Wenxiang, Xiaoyue, Youssef, dont j'ai apprécié l'amitié et la bonne ambiance de travail.

Mes remerciements s'adressent également à **An NGUTEN-DINH** de m'avoir accepté pour un stage d'observation chez VERMON. Merci également à **Bogdan ROSINSKI** pour son chaleureux accueil. Cette expérience m'a donné une perspective industrielle sur l'application des transducteurs ultrasonores.

Je remercie chaleureusement à ma famille et à mes amis pour leurs encouragements et leur soutien tout au long de cette thèse. Merci à Ao d'avoir été là et d'avoir écouté, surtout pendant les derniers mois d'écriture. Enfin, un grand merci à mes parents et à mon compagnon Loris pour tout l'amour que vous m'avez porté.

Table des matières

RESUME **3**

INTRODUCTION GENERALE **11**

1. DESCRIPTION ET CARACTERISTIQUES FONCTIONNELLES DES TRANSDUCTEURS ULTRASONORES MULTI-ELEMENTS **19**

1.1. INTRODUCTION **19**
1.2. PARAMETRES DU MATERIAU ELECTROACTIF POUR UN TRANSDUCTEUR ULTRASONORE **19**
1.2.1 PERMITTIVITE DIELECTRIQUE 20
1.2.2 COEFFICIENT DE COUPLAGE ELECTROMECANIQUE EFFECTIF 20
1.2.3 IMPEDANCE ACOUSTIQUE 21
1.2.4 RELATION ENTRE LES PARAMETRES 21
1.3. STRUCTURE D'UN TRANSDUCTEUR ULTRASONORE MULTI-ELEMENTS **22**
1.3.1 ELEMENT PIEZOELECTRIQUE 22
1.3.2 LAME ADAPTATRICE 23
1.3.3 MILIEU ARRIERE 24
1.4. FONCTIONNEMENT DES TRANSDUCTEURS MULTI-ELEMENTS **25**
1.4.1 FOCALISATION 25
1.4.2 DEFLEXION 26
1.4.3 BALAYAGE 26
1.4.4 POST-TRAITEMENT 26
1.5. PERFORMANCES D'UN TRANSDUCTEUR ULTRASONORE **27**
1.5.1 REPONSE ELECTROACOUSTIQUE 27
1.5.2 DIAGRAMME DE RAYONNEMENT 28
1.6. UN FACTEUR LIMITANT LA PERFORMANCE D'UNE SONDE : LE COUPLAGE INTER-ELEMENTS **32**
1.7. CONCLUSION **33**
1.8. BIBLIOGRAPHIE **33**

2. PROPAGATION DES ONDES ELASTIQUES DANS UNE PLAQUE PIEZOELECTRIQUE PHONONIQUE ET DANS UNE PLAQUE PIEZOCOMPOSITE **37**

2.1. INTRODUCTION **37**
2.2. IMPEDANCE ELECTRIQUE D'UNE PLAQUE PIEZOELECTRIQUE UNIFORME **37**
2.3. ONDES DE LAMB ET ANALYSE MODALE **41**
2.3.1 ONDES DE LAMB : MODES S ET A 41
2.3.2 MODELE DE CELLULE ELEMENTAIRE D'UNE PLAQUE INFINIE 41
2.4. DECOUPLAGE ELECTRIQUE PASSIF **44**
2.4.1 PLAQUE PIEZOELECTRIQUE PHONONIQUE AVEC LES ELECTRODES PERIODIQUES SYMETRIQUES 44
2.4.2 PLAQUE PIEZOELECTRIQUE PHONONIQUE POUR L'APPLICATION AUX TRANSDUCTEURS 46
2.4.3 ETUDE DES PARAMETRES : TAUX DE RECOUVREMENT 48
2.5. DECOUPLAGE MECANIQUE PASSIF **50**

2.5.1 PLAQUE PIEZOELECTRIQUE COMPOSITE 50
2.5.2 PLAQUE PIEZOELECTRIQUE COMPOSITE AVEC DECOUPLAGE MECANIQUE 52
2.5.3 EFFETS DE LA PROPORTION DES MATERIAUX CONSTITUANT LA PLAQUE PIEZOCOMPOSITE 54
2.5.4 ETUDE DE L'HOMOGENEISATION DE LA PLAQUE PIEZOCOMPOSITE 55
2.6. CONCLUSION 56
2.7. BIBLIOGRAPHIE 57

3. EFFETS DE SHUNTS INDUCTIFS AUX LIMITES ELECTRIQUES D'UNE PLAQUE PIEZOELECTRIQUE PHONONIQUE SUR LA PROPAGATION DES ONDES ELASTIQUES : ETUDES NUMERIQUE ET EXPERIMENTALE 60

3.1. INTRODUCTION 60
3.2. MODELISATION BIDIMENSIONNELLE 60
3.2.1 MODELE D'UNE PLAQUE PIEZOELECTRIQUE FINIE SANS ET AVEC INDUCTANCES 60
3.2.2 CHOIX DE LA VALEUR DES INDUCTANCES 64
3.2.3 PROPAGATION DES ONDES DE LAMB ET VIBRATION NORMALE LE LONG DE LA PLAQUE 66
3.2.4 EFFET DE LA REDUCTION DU COUPLAGE INTER-ELEMENTS SUR LE DIAGRAMME DE RAYONNEMENT 67
3.2.5 EFFET D'UNE INDUCTANCE 71
3.3. ETUDE EXPERIMENTALE 73
3.3.1 CARACTERISTIQUES MECANIQUE ET ELECTRIQUE DE L'ECHANTILLON 73
3.3.2 PREPARATION ET VERIFICATION DU DISPOSITIF 75
3.3.3 VIBRATION NORMALE LE LONG DE LA PLAQUE ET PROPAGATION DES ONDES DE LAMB 80
3.3.4 BENEFICE DE LA REDUCTION DU COUPLAGE INTER-ELEMENTS SUR LE DIAGRAMME DE RAYONNEMENT 82
3.4. CONCLUSION 83
3.5. BIBLIOGRAPHIE 84

4. ANALYSE ET AMELIORATION DU DIAGRAMME DE RAYONNEMENT ELEMENTAIRE DE LA PLAQUE PHONONIQUE MUNIE DE SHUNTS INDUCTIFS : ETUDE NUMERIQUE. 86

4.1. INTRODUCTION 86
4.2. ANALYSE DU DIAGRAMME DE RAYONNEMENT D'UNE PLAQUE PHONONIQUE 86
4.2.1 LOBES DE RESEAU 86
4.2.2 INFLUENCE DES ONDES GUIDEES 88
4.2.3 EFFETS DES BORDS DE LA PLAQUE 92
4.3. INFLUENCE DE SHUNTS INDUCTIFS IDENTIQUES ET VARIABLES 93
4.3.1 EFFET DE SHUNTS INDUCTIFS IDENTIQUES 93
4.3.2 ETUDES DES ONDES GUIDEES DANS LA DEUXIEME ZONE DE BRILLOUIN 96
4.3.3 EFFET DES CONDITIONS LIMITES ELECTRIQUES DES SECTEURS PASSIFS SUR LA VIBRATION DU SECTEUR ACTIF 100
4.3.4 APODISATION DES SHUNTS INDUCTIFS 102
4.4. CONCLUSION 108
4.5. BIBLIOGRAPHIE 108

5. APPLICATION AUX TRANSDUCTEURS ULTRASONORES MULTIELEMENTS 110

5.1. INTRODUCTION 110

5.2. PLAQUE PIEZOELECTRIQUE COMPOSITE AVEC SHUNTS INDUCTIFS 110
5.3. TRANSDUCTEUR ULTRASONORES MULTI-ELEMENTS 112
5.3.1 DESCRIPTION DES TROIS TRANSDUCTEURS 112
5.3.2 PROPAGATION DES ONDES DE LAMB 113
5.3.3 DIAGRAMME DE RAYONNEMENT 114
5.3.4 APODISATION DE LA VALEUR DES SHUNTS INDUCTIFS 117
5.4. CONCLUSION 119
5.5. BIBLIOGRAPHIE 120

6. CONCLUSION GENERALE 122

7. PERSPECTIVES 124

8. ANNEXES 127

8.1. ANNEXE A : EQUATIONS DES VIBRATIONS DE SOLIDES PIEZOELECTRIQUES EN MODES BARREAU ET PLAQUE .127
8.2. ANNEXE B : CHOIX DU MAILLAGE POUR LA SIMULATION NUMERIQUE 128
8.3. ANNEXE C : EFFET DE L'APPROXIMATION 2D SUR LES DIAGRAMMES DE RAYONNEMENT 129
8.4. ANNEXE D : CELLULES ELEMENTAIRES DE LA PLAQUE PIEZOELECTRIQUE COMPOSITE INFINIE CONTENANT 5 PERIODES 130
8.5. ANNEXE E : COURBES DE DISPERSION DES ONDES DE LAMB DANS LES TRANSDUCTEURS ULTRASONORES MULTI-ELEMENTS 131
8.6. ANNEXE F : DEPLACEMENTS LATERAUX DANS LE TRANSDUCTEUR DE SEIZE ELEMENTS 133

Introduction générale

L'effet piézoélectrique est la base du fonctionnement des transducteurs ultrasonores piézoélectriques. Il a été découvert par les frères Pierre et Jacques Curie en 1880 [1] en étudiant la relation entre les phénomènes pyroélectriques et la symétrie des cristaux. Ils ont trouvé cet effet dans l'amphibole de zinc, le chlorate de sodium, le quartz, Sel de Rochelle (tartrate de potassium et de sodium tétra hydraté), etc. Pendant la Première Guerre mondiale, Paul Langevin [2,3] a mis au point une méthode permettant de localiser les navires sous l'eau en utilisant les ondes acoustiques générées par un cristal de quartz piézoélectrique pour émettre dans la mer. Peu après la Première Guerre mondiale, des transducteurs à quartz ont été utilisés par le professeur G.W. Pierce pour créer un interféromètre ultrasonore. La première mesure de la dispersion de la vitesse a alors été effectuée en mesurant la vitesse dans le dioxyde de carbone en fonction de la fréquence. Depuis la découverte de la ferroélectricité dans les matériaux monocristallins (sels de Rochelle) en 1921 et son extension ultérieure aux céramiques polycristallines (le titanate de zirconate de plomb - PZT) au début des années 1940, de nouveaux matériaux et technologies ont été développés et ont donné lieu à un grand nombre d'applications industrielles et commerciales [4] : les transducteurs piézoélectriques ultrasonores, les filtres radio et de communication, les transducteurs de diagnostic médical, etc.

Dans le domaine médical, les transducteurs ultrasonores ont d'abord été utilisés en physiothérapie ultrasonore dans les années 1930, puis en échographie diagnostique en 1942 [5]. Un transducteur ultrasonore à hautes fréquences a été ensuite associé à un système à balayage mécanique pour créer des images échographiques bidimensionnelles en 1952, connues sous le nom d'images en B-mode [6]. En 1955, Jaffe a découvert que les propriétés piézoélectriques des compositions solides polarisées de titanate de zirconate de plomb (PZT) permettaient de fabriquer des transducteurs ultrasonores plus petits et plus performants [7]. Dans les années 1960, la technologie des ultrasons a été développée et a trouvé de nouvelles applications. Au cours des années 1970 et 1980, diverses améliorations et variations des transducteurs multi-éléments ont permis d'améliorer les images échographiques et d'étendre l'application de la technique.

Il existe différents types des transducteurs multi-éléments. Par exemple les transducteurs linaires à réseau phasé, basés sur des lois de retard, afin d'obtenir des images en temps réel. Par ailleurs, d'autres types de sondes utilisées dans l'industrie utilisent eux une méthode de post-traitement [8,9] car la cible est statique. Cette méthode permet à chaque élément du transducteur d'être excité individuellement et tous les éléments sont utilisés pour recevoir les signaux, puis une analyse des données est effectuée.

Les transducteurs multi-éléments dans l'industrie sont également développés [10], pour le nettoyage par ultrasons [11], les sonars, les contrôles non destructifs (CND), etc. À la fin des années 1940, les CND ont été utilisés dans le génie civil pour répondre au besoin de contrôler la résistance à la compression du béton à un stade précoce. Dans les années 1970, diverses techniques ont été développées et les méthodes de contrôle ont été normalisées. Dans les années 1980, les CND ont été appliqués pour l'évaluation de la résistance des matériaux vieillis ainsi que pour la détection et la caractérisation des défauts dans ces matériaux [12]. Des applications plus récentes apparaissent, comme les dispositifs micro électromécaniques (MEMS). La technologie MEMS est issue de la technologie planaire du silicium et constitue un outil puissant pour miniaturiser les transducteurs, les actionneurs et les

systèmes [13–15]. Elle permet de réduire la taille de nombreux types de transducteurs de plusieurs ordres de grandeur, tout en améliorant souvent même leurs performances.

Notons que face au règlement REACH [16] qui encadre plus strictement l'utilisation du plomb et ses composés à partir de 2015, les matériaux piézoélectriques sans plomb constituent une voie de développement pour la fabrication de transducteurs. De nos jours, de nombreux matériaux céramiques utilisés pour les transducteurs sont encore à base de plomb, comme le Titanate de Plomb (PT), le Zirconate Titanate de Plomb (PZT) et le MeraNiobate de plomb (PMN). Notre recherche est basée sur ce type de matériaux, il s'agira précisément de Pz26.

Les transducteurs ultrasonores multi-éléments actuellement sur le marché sont très divers. Les barrettes linaires sont généralement équipées de 128, 256 ou 512 éléments qui ne sont pas alimentés simultanément. Bien que cela affecte la résolution latérale, cette activation rapide d'un groupe d'éléments après l'autre permet de couvrir une plage de mesure considérable. Une barrette « phased array » est composé de 64, 128 ou 256 éléments qui sont activés en une fois selon une séquence temporelle. Elle est l'équivalent d'une lentille acoustique, mais présente l'avantage notable de pouvoir régler la distance focale de manière électronique en variant les écarts temporels entre les signaux. Lorsque le décalage temporel entre les différents signaux d'excitation est progressif, mais non symétrique, une déflexion du faisceau peut être réalisée. Les transducteurs de 1,5D donnent au système la flexibilité des barrettes « phased array » en ajoutant plusieurs rangées en élévation. En modifiant le déphasage de l'activation individuelle du réseau linéaire, une meilleure résolution en élévation à grande profondeur peut être obtenue. Les transducteurs matriciels, par exemple dans une configuration de 256x256 éléments, peuvent être activés par lots de sorte que la cible puisse être balayée en une seule acquisition. Sur la base des informations stockées en mémoire, nous pouvons également reconstruire n'importe quel plan sagittal, coronal, transversal ou oblique selon les besoins.

Dans nos recherches, le modèle est basé sur une barrette linéaire monodimensionnelle. Le couplage inter-éléments correspond au couplage éventuellement mécanique, acoustique, et électrique, entre les éléments du transducteur. Il tend à augmenter le nombre d'éléments vibrants mécaniquement par rapport au nombre d'éléments excités électriquement (actifs), produit des modes guidés parasites dans le réseau, qui peuvent causer des perturbations dans le rayonnement acoustique. Par conséquent, cela peut créer des artefacts ou masquer des caractéristiques dans l'image en raison de lobes supplémentaires dans le diagramme de rayonnement. Pour les systèmes à focalisation électronique, il peut également perturber la mise au point en agrandissant la tache focale. Un autre effet indésirable du couplage inter-éléments est une augmentation du temps de réponse et donc une réduction de la bande passante.

Pour réduire le phénomène du couplage inter-éléments, il faut éviter les ondes guidées et stationnaires dans la plaque piézoélectrique. L'idée principale est de faire vibrer les éléments excités électriquement de manière locale et isolée afin d'obtenir un diagramme de rayonnement aussi large que possible, comme un point source selon le principe de Huygens.

Certaines solutions ont été proposées pour réduire cet inconvénient. Par exemple, un découplage mécanique passif entre les éléments des transducteurs ultrasonores peut être réalisé par le découpage périodique des céramiques piézoélectriques. Ces rainures sont utilisées pour isoler mécaniquement et électriquement les éléments du réseau. Afin de fournir un support mécanique aux éléments étroits du réseau, les rainures sont généralement remplies d'un matériau polymère souple. N. Lamberti et *al.* [17] ont montré que la résine époxy est l'un des remplissages dont les propriétés conviennent. Les réseaux obtenus sont essentiellement des structures composites constituées de couches alternées de céramique PZT et de résine d'époxy, et s'appellent les piézocomposites [18–22]. Le mode de vibration

d’épaisseur des plots PZT périodiques est le mode barreau. Cette conception permet de réduire le couplage inter-éléments en créant une large bande interdite complète pour les ondes élastiques autour de la fréquence de travail. Cependant, aux hautes fréquences, le sous-découpage de la plaque pour délimiter les éléments actifs devient hasardeux en raison de la faible épaisseur.

Un autre type de solution est le découplage électrique actif [23]. Ce procédé consiste à appliquer aux autres éléments, à l'exception de l'élément actif, une tension électrique appropriée de manière à minimiser le champ de déplacement. Une troisième approche concerne le découplage électrique passif. Elle est notamment rapportée dans une étude récente, utilisant des éléments non actifs mis à la terre [24]. Dans ces deux situations, la plaque piézoélectrique formant le transducteur multi-éléments reste complète, c’est-à-dire sans séparation physique entre les éléments à l’exception des électrodes, et elle peut vibrer en mode plaque. Les équations des vibrations en modes barreau et plaque sont présentées au chapitre 1 et résumées dans l'annexe A.

À hautes fréquences, le découpage de la plaque pour délimiter les éléments actifs devient difficile en raison de la faible épaisseur. C'est le cas pour les fréquences supérieures à 50 MHz pour lesquelles des transducteurs sans kerf, c'est-à-dire sans séparation physique entre les éléments à l'exception des électrodes, sont conçus [25,26]. Les couplages inter-éléments sont faibles pour ces transducteurs car les matériaux utilisés ont un mode d'épaisseur faiblement couplé aux modes latéraux [18,27]. Ces matériaux disponibles sous forme de films épais sont inutilisables pour des fréquences de travail autour de 1 MHz, la gamme de fréquences de notre étude. La possibilité de réduire le couplage inter-éléments est ici envisagée, mais uniquement en appliquant des conditions limites électriques spécifiques aux éléments proches de l'élément actif, tout en utilisant des matériaux piézoélectriques standards d'une épaisseur de l'ordre du millimètre, sans usinage mécanique pour créer des encoches entre les éléments.

Dans cette thèse, nous étudions principalement la méthode de découplage électrique passif utilisant des shunts inductifs. Ces derniers sont dans un premier temps connectés à une plaque phononique piézoélectrique qui représente une version simplifiée du transducteur multi-éléments, et ensuite appliqués à une structure simple de transducteur multi-éléments. La capacité des structures périodiques complexes passives à absorber et filtrer les vibrations, ou à favoriser un mode de propagation hybride, a été démontrée récemment [28,29]. En ce qui concerne les structures électroactives telles que celles que nous étudierons, des travaux antérieurs [30–34] ont mis en évidence la possibilité de créer des bandes interdites au bord et à l'intérieur des zones de Brillouin avec des conditions limites électriques appropriées appliquées à un ensemble d'électrodes périodiques. L'intention est de créer une bande interdite couvrant une bande de fréquence comprenant le premier mode d'épaisseur pour les éléments passifs de la plaque. De cette manière, en localisant dans la plaque la vibration normale de l’élément excité électriquement, on s'attend à ce que le diagramme de rayonnement du champ de pression à cette fréquence puisse être élargi.

Ensuite, le diagramme de rayonnement d'un transducteur composite piézoélectrique avec une lame adaptatrice et un milieu arrière (backing) est simulé numériquement pour tester notre solution. Ces éléments sont toujours présents dans les transducteurs. Ils augmentent la sensibilité et la bande passante mais peuvent exercer une grande influence sur les ondes guidées dans la plaque piézoélectrique et éventuellement un impact négatif sur le rayonnement lorsqu'ils sont combinés avec des shunts. Au-delà de la première étape décrite ici, qui concerne l'élément principal (électroactif) d'un transducteur, d'autres questions scientifiques et techniques peuvent se poser lors de son intégration dans le dispositif en ajoutant de nombreuses lames adaptatrices et en élargissant la bande passante. Il est entendu que la mise en œuvre d'une telle amélioration pour les transducteurs commerciaux est

un objectif à long terme. En fin de compte, elle peut être considérée comme un moyen supplémentaire de réduire les effets de couplage inter-éléments en combinaison avec les techniques existantes.

Le présent manuscrit s'articule autour de cinq chapitres. Le premier chapitre est une description générale du transducteur ultrasonore multi-éléments. La structure de transducteur se compose de trois éléments distincts, une plaque électro active, une à deux lames adaptatrices et un milieu arrière (un backing). Le matériau de la plaque piézoélectrique est décrit par trois paramètres essentiels, la permittivité diélectrique ϵ, le coefficient de couplage électromécanique effectif k_{eff} et l'impédance acoustique Z_a. Ensuite, trois fonctionnements du transducteur qui peuvent être réalisés en appliquant des lois de retards sont décrites : le balayage, la focalisation et la déflexion. Afin d'évaluer la performance du transducteur, la réponse électroacoustique et le diagramme de rayonnement sont deux aspects importants à prendre en compte. Enfin, la présence du couplage inter-éléments du transducteur est montrée. Sa réduction sera discutée dans les chapitres suivants.

Le deuxième chapitre présente deux outils, l'impédance électrique et les courbes de dispersion d'une plaque piézoélectrique, pour comprendre la propagation des ondes acoustiques dans une plaque infinie. Lorsque la partie réelle de l'impédance électrique de la plaque atteint un maximum à une fréquence appelée fréquence d'antirésonance électrique f_a, la plaque vibre en mode épaisseur. Si tout ou partie des ondes guidées se propageant dans la plaque devient évanescente autour de cette fréquence, les vibrations des éléments passifs adjacents sont diminuées et donc le couplage entre les éléments est bien réduit. Un modèle de simulation d'une plaque piézoélectrique infinie est produit à l'aide de la méthode des éléments finis (FEM) en appliquant la condition de périodicité de Floquet. Les courbes de dispersion d'une plaque phononique piézoélectrique et d'une plaque piézocomposite sont présentées et analysées.

Ensuite, la méthode de découplage électrique passif utilisant des shunts inductifs connectés aux éléments non actifs d'une plaque phononique piézoélectrique est décrite et analysée dans les chapitres 3 et 4. Afin de faciliter la comparaison des déplacements normaux à la surface de la plaque obtenus à partir des résultats de simulation avec les résultats expérimentaux et de permettre d'évaluer l'influence des bords de la plaque en fonction de l'emplacement de l'élément actif, un modèle numérique tenant compte du nombre fini des éléments constituant la plaque est introduit au chapitre 3. Pour ce modèle, à la fréquence d'antirésonance, la valeur optimale de l'inductance est déterminée. En utilisant cette valeur, les déplacements normaux à la surface de la plaque piézoélectrique du côté mis à la masse et le diagramme de rayonnement en champ lointain dans l'eau sont analysés afin de montrer l'effet du shunt sur le couplage inter-éléments. Dans le chapitre 4, une analyse plus détaillée du diagramme de rayonnement est présentée. A cette fin, une plaque piézoélectrique phononique comportant des secteurs moins larges est choisie. Avec ce nouveau modèle numérique, une étude des courbes de dispersion dans la deuxième zone de Brillouin est possible. Nous étudions également la vibration du secteur actif au milieu de la plaque avec un nombre limité de secteurs shuntés et une version apodisée des shunts inductifs.

Dans le dernier chapitre, l'effet des shunts inductifs sur l'atténuation de la propagation des ondes guidées dans des plaques piézocomposites est montré. Ensuite les deux méthodes, le découplage mécanique passif et le découplage électrique passif, sont appliquées indépendamment à des transducteurs ultrasonores multi-éléments ; une lame adaptatrice et un backing sont ajoutés pour constituer une structure simple mais représentative d'un transducteur réel. Les bénéfices sur le couplage inter-éléments, obtenus soit par découpe mécanique soit par des shunts inductifs sont comparés au niveau du diagramme de rayonnement.

Bibliographie

[1] W.P. Mason, Piezoelectricity, its history and applications, J. Acoust. Soc. Am. 70 (1981) 1561–1566. https://doi.org/10.1121/1.387221.

[2] F. JOLIOT-CURIE, Paul Langevin, Experientia. 3 (1947) 167. https://doi.org/10.21136/cpmf.1947.122792.

[3] D. Amy, Discovery of the Piezoelectric Phenomenon: Curie and Langevin, Res. Dev. Breast Ultrasound. (2006) 1–2. https://doi.org/10.1007/4-431-27008-6_1.

[4] G.H. Haertling, Ferroelectrics Ceramics: history and technology, J. Am. Ceram. Soc. 82 (1999) 797–818.

[5] M. A, C. R, Development and Application of Piezoelectric Materials for Ultrasound Generation and Detection., Ultrasound. 19 (2011) 187–196.

[6] K. Maeda, History of medical ultrasound, Donald Sch. J. Ultrasound Obstet. Gynecol. 11 (2021) 91–100. https://doi.org/10.5005/jp-journals-10009-1509.

[7] P.G. Newman, G.S. Rozycki, The history of ultrasound, Surg. Clin. North Am. 78 (1998) 179–195. https://doi.org/10.1016/S0039-6109(05)70308-X.

[8] C. Holmes, B.W. Drinkwater, P.D. Wilcox, Post-processing of the full matrix of ultrasonic transmit-receive array data for non-destructive evaluation, NDT E Int. 38 (2005) 701–711. https://doi.org/10.1016/j.ndteint.2005.04.002.

[9] S. Bannouf, Développement et optimisation de méthodes d ' imagerie synthétique pour le contrôle non-destructif par ultrasons de composants industriels complexes, thesis, https://Tel.Archives-Ouvertes.Fr/Tel-01095671. (2014).

[10] A. Ballato, Piezoelectricity: History and new thrusts, Proc. IEEE Ultrason. Symp. 1 (1996) 575–583. https://doi.org/10.1109/ultsym.1996.584046.

[11] T.J. Mason, Ultrasonic cleaning: An historical perspective, Ultrason. Sonochem. 29 (2016) 519–523. https://doi.org/10.1016/j.ultsonch.2015.05.004.

[12] C.U. Grosse, Acoustic emission (AE) evaluation of reinforced concrete structures, 2010. https://doi.org/10.1533/9781845699604.2.185.

[13] S. Middelhoek, Celebration of the tenth transducers conference: The past, present and future of transducer research and development, Sensors Actuators, A Phys. 82 (2000) 2–23. https://doi.org/10.1016/S0924-4247(99)00395-7.

[14] J.W. Judy, Microelectromechanical systems (MEMS): Fabrication, design and applications, Smart Mater. Struct. 10 (2001) 1115–1134. https://doi.org/10.1088/0964-1726/10/6/301.

[15] M. Bao, W. Wang, Future of microelectromechanical systems (MEMS), Sensors Actuators, A Phys. 56 (1996) 135–141. https://doi.org/10.1016/0924-4247(96)01274-5.

[16] Parlement européen, J. Off. l'Union Eur. (2021).

[17] N. Lamberti, P. Gori, G. Caliano, A. Iula, R. Carotenuto, A. Gubbini, Radiation pattern distortion caused by the inter-element coupling via the backing and the matching layers in linear array transducers, Proc. IEEE Ultrason. Symp. 2 (2000) 1173–1178. https://doi.org/10.1109/ULTSYM.2000.921532.

[18] H.L.W. Chan, J. Unsworth, Simple Model for Piezoelectric Ceramic / Polymer 1-3 Composites Used in Ultrasonic Transducer Applications, (1989) 434–441.

https://doi.org/10.1109/58.31780.

[19] J. Guyonvarch, D. Certon, L. Ratsimandresy, F. Patat, M. Lethiecq, Analytical 2D model of transducer arrays for predicting elementary electroacoustic reponse and directivity pattern, IEEE Int. Ultrason. Symp. IUS. (2002) 1217–1220. https://doi.org/10.1109/ULTSYM.2002.1192513.

[20] M. Phamthi, H. Le Khanh, Fabrication and Characterization of Large Area 1-3 Piezo-composites based on PMN-PT Single Crystals for Transducer Applications, (2009) 1745–1748. https://doi.org/10.1109/ULTSYM.2009.5441989.

[21] K.J. Opieliński, M. Celmer, R. Bolejko, Crosstalk Effect in Medical Ultrasound Tomography Imaging, Proc. 2018 Jt. Conf. - Acoust. Acoust. 2018. (2018) 230–235. https://doi.org/10.1109/ACOUSTICS.2018.8502426.

[22] M. Celmer, K.J. Opieliński, M. Dopierała, Structural model of standard ultrasonic transducer array developed for FEM analysis of mechanical crosstalk, Ultrasonics. 83 (2018) 114–119. https://doi.org/10.1016/j.ultras.2017.06.006.

[23] A. Bybi, C. Granger, S. Grondel, A. Hladky-hennion, J. Assaad, Electrical method for crosstalk cancellation in transducer arrays, NDT E Int. 62 (2014) 115–121. https://doi.org/10.1016/j.ndteint.2013.12.003.

[24] I. Laasri, A. Bybi, O. Mouhat, M. Jamal, A.C. Hladky, A. Ettahir, K. Kettani, Investigation of the electrical limit conditions effects in piezoelectric transducer arrays utilized in medical imaging, Appl. Acoust. 170 (2020) 107509. https://doi.org/10.1016/j.apacoust.2020.107509.

[25] C.E. Morton, G.R. Lockwood, Evaluation of kerfless linear arrays, Proc. IEEE Ultrason. Symp. 2 (2002) 1257–1260. https://doi.org/10.1109/ultsym.2002.1192522.

[26] C.E.M. Démoré, S. Cochran, J.C. Bamber, 1-3 Piezocomposite Design Optimised for High Frequency Kerfless Transducer Arrays, (2009). https://doi.org/10.1109/ULTSYM.2009.0275.

[27] K.S. Ramadan, D. Sameoto, S. Evoy, A review of piezoelectric polymers as functional materials for electromechanical transducers, Smart Mater. Struct. 23 (2014). https://doi.org/10.1088/0964-1726/23/3/033001.

[28] A. Trzaskowska, P. Hakonen, M. Wiesner, S. Mielcarek, Generation of a mode in phononic crystal based on 1D/2D structures, Ultrasonics. 106 (2020) 106146. https://doi.org/10.1016/j.ultras.2020.106146.

[29] N. Aravantinos-Zafiris, F. Lucklum, M.M. Sigalas, Complete phononic band gaps in the 3D Yablonovite structure with spheres, Ultrasonics. 110 (2021) 106265. https://doi.org/10.1016/j.ultras.2020.106265.

[30] S.A. Mansoura, P. Maréchal, B. Morvan, B. Dubus, Active control of a piezoelectric phononic crystal using electrical impedance, (2014) 951–954. https://doi.org/10.1109/ULTSYM.2014.0233.

[31] S. Degraeve, C. Granger, B. Dubus, J.O. Vasseur, M. Pham Thi, A.C. Hladky-Hennion, Bragg band gaps tunability in an homogeneous piezoelectric rod with periodic electrical boundary conditions, J. Appl. Phys. 115 (2014). https://doi.org/10.1063/1.4876757.

[32] C. Vasseur, C. Croenne, B. Dubus, J. Vasseur, A.C. Hladky-Hennion, C. Prevot, P. Martins, M. Pham-Thi, Numerical and experimental demonstration of the electrical Bragg band gaps in piezoelectric plates with a periodic array of electrodes, IEEE Int. Ultrason. Symp. IUS. (2017) 0–3. https://doi.org/10.1109/ULTSYM.2017.8092676.

[33] N. Kherraz, L. Haumesser, F. Levassort, P. Benard, B. Morvan, Hybridization bandgap induced by an electrical resonance in piezoelectric metamaterial plates, J. Appl. Phys. 123 (2018). https://doi.org/10.1063/1.5016496.

[34] N. Kherraz, F.-H. Chikh-Bled, R. Sainidou, B. Morvan, P. Rembert, Tunable phononic structures using Lamb waves in a piezoceramic plate, 094302 (2019) 1–12. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.99.094302.

Chapitre 1

1. Description et caractéristiques fonctionnelles des transducteurs ultrasonores multi-éléments

1.1. Introduction

Les transducteurs ultrasonores sont largement utilisés dans le domaine médical ou industriel. Citons par exemple les transducteurs mono-élément plans ou avec une focalisation géométrique, les transducteurs doubles qui séparent la partie émission de la partie réception, les transducteurs multi-éléments (barrettes linéaire ou focalisée), etc. Pour concevoir un transducteur ultrasonore *idéal*, il faut répondre aux caractéristiques suivantes : une impédance électrique d'environ 50 Ω, une grande sensibilité, de fines résolutions axiale et latérale (elles dépendent de la fréquence du transducteur et peuvent atteindre 30 µm pour un transducteur mono-élément en haute fréquence [1]), une grande profondeur de champ qui est un des principaux paramètres définissant la zone de travail du capteur [2] et un faible bruit acoustique [3]. Malheureusement, certaines de ces exigences entrent en conflit avec d'autres. Par conséquent, des compromis doivent être trouvés, ce qui fait de la conception et de l'optimisation des transducteurs des processus complexes.

Les transducteurs ultrasonores multi-éléments ont été développés pour détecter tout type de défaut sans mouvement mécanique de la sonde [4–9]. Cette caractéristique est liée à la possibilité de contrôler indépendamment les éléments du transducteur. Par conséquent, parmi les nombreuses conditions qui doivent être remplies pour obtenir des images ultrasonores de bonne qualité, le couplage inter-éléments doit être maintenu à un niveau faible.

Dans ce chapitre, les propriétés principales des matériaux piézoélectriques pour un transducteur ultrasonore sont d'abord décrites. Ensuite, la structure d'un transducteur puis d'un transducteur multi-éléments sont abordées. Ensuite, nous nous concentrons sur le fonctionnement des transducteurs multi-éléments, par application de lois de retard et de balayage électronique, pour obtenir une focalisation et une déflexion. Enfin, le diagramme de rayonnement est utilisé pour montrer les performances d'une sonde, puis l'effet des défauts qui limitent ses performances, en particulier le couplage entre les éléments.

1.2. Paramètres du matériau électroactif pour un transducteur ultrasonore

Les céramiques piézoélectriques sont des matériaux couramment utilisés comme éléments actifs dans les transducteurs. Même si les matériaux piézoélectriques sans plomb connaissent un essor sans

précédent en raison des nouvelles réglementations européennes (l'utilisation du plomb est réglementé par les restrictions REACH), de nombreux matériaux céramiques restent à base de plomb, comme par exemple le Titanate de Plomb (PT), le Zirconate Titanate de Plomb (PZT) et le MeraNiobate de Plomb (PMN).

Les matériaux PZT « soft », tels que Pz29 [10], Pzt-5A ou Pzt-5H [11], sont conçus pour offrir des facteurs de couplage et des coefficients de charge piézoélectrique élevés. Ces matériaux répondent aux besoins des capteurs qui nécessitent une stabilité et un faible taux de vieillissement. Le Pz26 [12] est un des exemples de PZT « dur » qui présente de bons facteurs de couplage, une constante mécanique élevée et une faible constante diélectrique. Ces caractéristiques distinctives le rendent apte à être utilisé dans des applications ultrasonores de haute puissance, des transducteurs médicaux thérapeutiques, des hydrophones, etc. Les coefficients de couplage pour les deux types de matériaux PZT sont indiqués dans le Tableau 1.1.

Tout au long de notre étude, le matériau piézoélectrique utilisé sera le Pz26 : des échantillons sont disponibles au Laboratoire et les tenseurs du matériau sont connus [13].

Tableau 1.1 : Coefficients de couplage électromécanique pour les matériaux PZT : Pz26, Pz29, Pzt-5A et Pzt-5H.

Matériaux PZT	**Pz26 (Navy I)**	**Pz29 (Navy II)**	**Pzt-5A (Navy II)**	**Pzt-5H (Navy VI)**
k_t	0,47	0,51	0,49	0,52
k_{33}	0,70	0,75	0,71	0,74

En dehors des matériaux piézoélectriques non céramiques, il existe des piézopolymères tels que le polyfluorure de vinylidène (PVDF) et des copolymères tels que le P(VDF-TrFE), PVDF additionné de petites quantités de trifluoroéthylène. Les performances globales des transducteurs à base de polymères sont inférieures à celles des transducteurs à base de céramique piézoélectrique, de sorte qu'ils sont souvent préférés pour des applications spécifiques, comme les transducteurs mono-élément à très hautes fréquences ou des épaisseurs plus faibles sont nécessaires.

1.2.1 Permittivité diélectrique

La permittivité diélectrique relative conditionne l'impédance du transducteur. Une constante diélectrique modérée permet aux plaques piézoélectriques céramiques d'être bien adaptées électriquement aux câbles et aux instruments électroniques qui sont généralement au standard 50 Ω. La valeur optimale de la permittivité diélectrique dépend de la géométrie et de la taille du transducteur.

La plupart des fabricants de céramiques piézoélectriques proposent un certain nombre de références allant de constantes diélectriques relatives relativement faibles (centaines) à très élevées (milliers), et de tailles de 1 à 10 µm [3].

1.2.2 Coefficient de couplage électromécanique effectif

Le coefficient de couplage électromécanique effectif k_{eff} représente l'activité piézoélectrique du matériau dans le mode de vibration en épaisseur. Il montre la capacité du matériau à convertir l'énergie électrique en énergie acoustique.

Le coefficient dépend des propriétés du matériau et de la géométrie de l'élément actif. Pour les grandes plaques ou disques dont l'épaisseur est inférieure aux dimensions latérales d'un facteur au moins égal à dix, le facteur de couplage en épaisseur, nommé k_t, fait intervenir les propriétés du matériau [14]:

$$k_t^2 = \frac{e_{33}^2}{\epsilon_{33}^S c_{33}^D}, \quad (1.1)$$

où ϵ_{33}^Sest la permittivité diélectrique relative en épaisseur à déformation constante, e_{33} et c_{33}^D sont respectivement la constante piézoélectrique et la constante élastique selon l'épaisseur.

Dans le cas des plaques composites piézoélectriques, les plots céramiques sont des barreaux de section carré, dont la hauteur est supérieure aux dimensions latérales d'un rapport au moins égal à trois. Le facteur de couplage en mode barreau est alors noté k_{33} :

$$k_{33}^2 = \frac{d_{33}^2}{\epsilon_{33}^E s_{33}^E}, \quad (1.2)$$

où d_{33} est la constante piézoélectrique, ϵ_{33}^E et s_{33}^E sont la permittivité diélectrique relative et la constante élastique selon l'épaisseur à champ électrique constant.

La valeur du coefficient de couplage électromécanique effectif conditionne la sensibilité des transducteurs. Idéalement, il est égal à un pour un matériau piézoélectrique et il est nul pour un matériau passif. Pour une céramique PZT, ce coefficient de couplage du mode d'épaisseur est généralement autour de 0,5. Pour un piézocomposite, il est compris entre 0,5 et 0,8 [15].

1.2.3 Impédance acoustique

L'impédance acoustique de la plaque piézoélectrique en vibration influe sur la transmission de l'onde dans l'eau. L'impédance acoustique est donnée par :

$$Z = \rho c_L, \quad (1.3)$$

où ρ est la masse volumique de la plaque piézoélectrique céramique et c_L est la vitesse longitudinale dans la plaque respectivement.

Une plaque céramique de type PZT a généralement une impédance acoustique proche de 33 MRay, ce qui est beaucoup plus élevé que celle de l'eau (1,5 MRay). Cette grande différence conduit à une désadaptation acoustique qui entrave le transfert d'énergie et correspond à un coefficient de transfert d'énergie $t = \frac{2Z_{eau}}{Z_{piézo}+Z_{eau}} = 8{,}7\%$. La solution consiste à ajouter des couches supplémentaires sur la plaque piézoélectrique, des lames d'adaptation et un milieu arrière qui sont décrits dans la section 1.3.

1.2.4 Relation entre les paramètres

Le coefficient de couplage k_t et l'impédance acoustique *Z* des différents types de matériaux utilisés comme éléments actifs dans les transducteurs sont présentés sur la Figure 1.1.

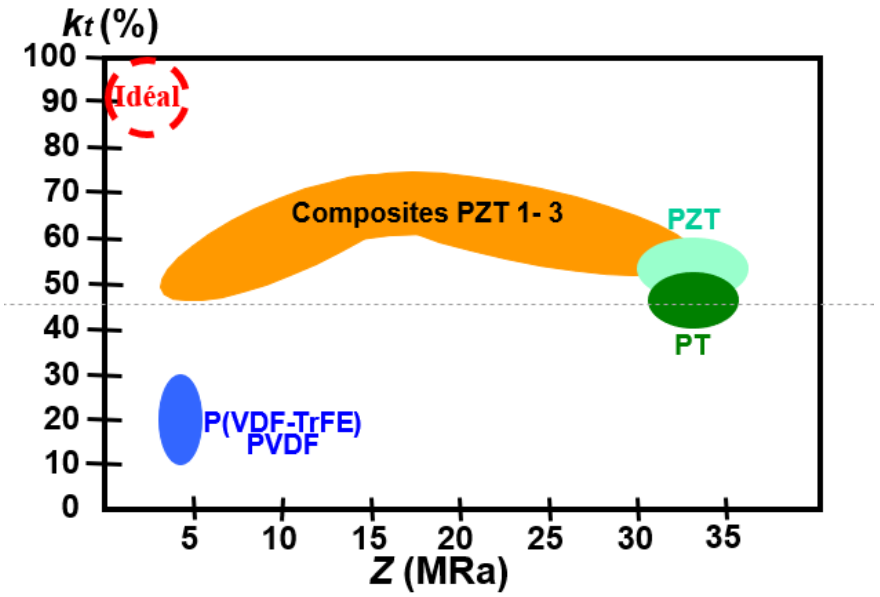


Figure 1.1 : Coefficient de couplage électromécanique en épaisseur en fonction de l'impédance acoustique pour plusieurs matériaux : PT, PZT, PVDF et composite PZT 1-3 [15].

Il a été observé qu'il n'existe aucun matériau unique qui combine un couplage élevé et une faible impédance acoustique. Les composites PZT 1-3, en revanche, présentent un fort couplage et une large gamme d'impédance électrique. Ils présentent un bon compromis entre k_t et Z pour la transduction ultrasonore. Il est important de remarquer que les paramètres pour un transducteur composite piézoélectrique sont montrés après homogénéisation.

Les matériaux de type PZT qui sont disponibles sous forme de céramiques massives sont peu adaptés pour émettre directement dans l'eau. Les films de PVDF sont quant à eux caractérisés par un faible coefficient de couplage.

1.3. Structure d'un transducteur ultrasonore multi-éléments

Selon les besoins dans le domaine médical ou industriel, plusieurs types de transducteurs ultrasonores multi-éléments ont été développés et sont disponibles sur le marché : les transducteurs linéaires, les transducteurs à géométrie courbe, les transducteurs à balayage (« phased array ») ou les transducteurs matriciels 2D.

La structure d'un transducteur multi-éléments comprend trois éléments principaux : un élément électroactif de type piézoélectrique, une ou plusieurs lames adaptatrices et un milieu arrière. Chaque élément joue un rôle spécifique dans l'optimisation du fonctionnement du transducteur.

1.3.1 Elément piézoélectrique

L'élément piézoélectrique est la partie active du transducteur. Lorsqu'elle se présente sous la forme d'une plaque céramique massive, elle est généralement polarisée selon son épaisseur. Ses faces sont recouvertes chacune d'une électrode (surfaces grisées dans la Figure 1.2 (a)). Sur ses électrodes est appliquée une tension électrique d'excitation qui permet de faire vibrer le matériau. C'est l'effet piézoélectrique inverse qui est utilisé pour générer des ondes mécaniques. L'effet piézoélectrique direct est lui utilisé pour convertir les vibrations mécaniques en signal électrique. Le matériau est alors utilisé comme récepteur des ondes mécaniques.

L'épaisseur de la plaque ainsi que ses propriétés diélectriques, électromécaniques et élastiques déterminent en particulier la fréquence de résonance mécanique du mode d'épaisseur qui est le mode de fonctionnement d'un transducteur ultrasonore lorsque la plaque vibre sur son mode fondamental.

L'élément actif peut également être un matériau composite, pour lequel un exemple typique est illustré à la Figure 1.2 (b) pour le piézocomposite 1-3 dont une période contient du matériau piézoélectrique recouvert par les électrodes en gris, la résine époxy est en jaune. Dans la matrice polymère du composite, les composants piézoélectriques se présentent sous la forme de barreaux pour éviter la présence des modes latéraux. La vibration en mode barreau sera abordée plus en détail dans les chapitres 2 et 5. Le rapport épaisseur sur largeur limite la fréquence de fonctionnement du transducteur, car une fréquence plus élevée nécessiterait une largeur plus petite difficilement atteignable par les techniques classiques d'usinage lors de la fabrication industrielle.

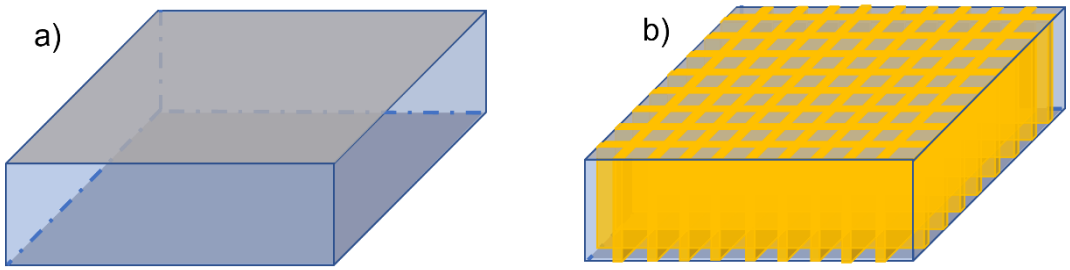


Figure 1.2 : Illustrations de designs d'électrodes de plaques piézoélectriques : (a) Plaque avec les électrodes complètes (b) Plaque piézocomposite 1-3.

1.3.2 Lame adaptatrice

La lame adaptatrice sert à favoriser le transfert de l'énergie vibratoire de la plaque piézoélectrique céramique au milieu extérieur, par exemple l'eau. Son impédance acoustique est intermédiaire entre celle de la plaque piézoélectrique et celle du milieu extérieur. Sa valeur est donnée par la relation $Z_L = \sqrt{Z_p Z_e}$ et est égale à 7 MRay, où Z_L, Z_p et Z_e sont les impédances de la lame adaptatrice, de la plaque et de l'eau, respectivement.

L'épaisseur d'une lame d'adaptatrice est généralement de l'ordre d'un quart de longueur d'onde à la fréquence de résonance fondamentale de la plaque, de sorte que les ondes aller-retour sont en opposition de phase, annulant ainsi l'énergie réfléchie dans la céramique. L'exemple d'une plaque piézoélectrique céramique simple d'épaisseur *e* en circuit ouvert dans l'eau, chargée d'une lame adaptatrice est représenté sur la Figure 1.3 (a). La partie réelle de son impédance électrique est tracée en courbe rouge en fonction de la fréquence sur la Figure 1.3 (b). La courbe bleue se réfère à la plaque piézoélectrique seule. Notons qu'il s'agit d'une approximation unidimensionnelle et que les modes latéraux ne sont pas pris en compte ; les paramètres de la plaque et de la lame adaptatrice sont indiqués dans le Tableau 1.2.

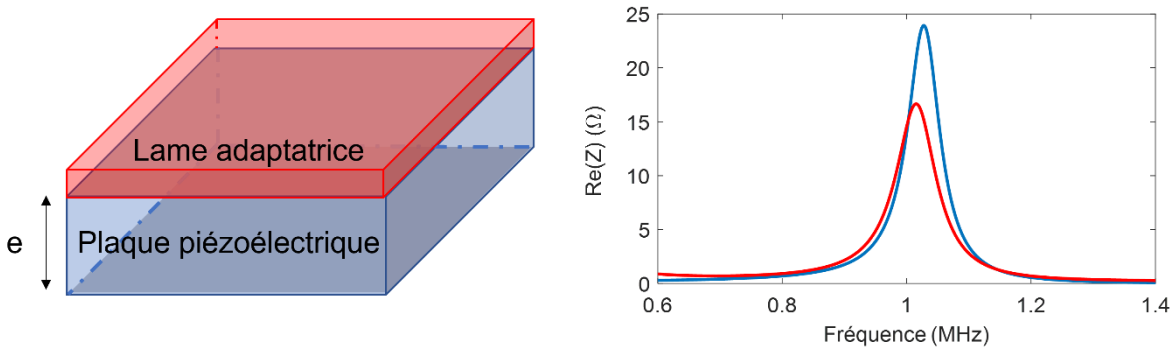


Figure 1.3 : (a) Schéma et (b) partie réelle de l'impédance d'une plaque piézoélectrique céramique simple (courbe bleue) et chargée d'une lame adaptatrice (courbe rouge) dans l'eau.

L'ajout de la lame diminue l'amplitude et le facteur de qualité du pic par rayonnement traversant la lame adaptatrice vers le milieu avant. Le décalage de la fréquence centrale vers les basses fréquences est lié à la masse ajoutée de la lame.

La sensibilité du transducteur est améliorée grâce à l'ajout de la lame adaptatrice, car une plus grande quantité d'énergie acoustique peut être transférée de la plaque piézoélectrique à l'eau. Le facteur de qualité de la résonance acoustique de la plaque piézoélectrique est réduit, ce qui entraîne également un temps de réponse plus court et donc une meilleure résolution axiale du transducteur.

Les concepts de sensibilité et de résolution des transducteurs ultrasonores sont présentés dans la section sur la performance du paragraphe 1.5.

L'adaptation d'impédance est en pratique améliorée en utilisant deux lames adaptatrices de façon à minimiser les sauts d'impédances aux interfaces [16]. Plus de deux lames n'améliorent pas significativement les résultats [17,18].

1.3.3 Milieu arrière

Le rôle du milieu arrière (backing) est d'absorber l'énergie acoustique émise par la plaque piézoélectrique céramique en l'atténuant et en la dispersant du côté opposé au milieu étudié. Il est constitué de matériaux dispersifs à fortes pertes mécaniques ou de matériaux poreux qui atténuent les ondes acoustiques.

Il faut noter que l'épaisseur du milieu arrière est souvent plus grande que celle de la plaque piézoélectrique et sa face arrière n'est pas lisse pour limiter l'amplitude des échos. Idéalement, l'impédance acoustique du backing s'approche de celle de la plaque piézoélectrique pour ne pas perturber sa vibration. L'inconvénient est que cela réduit l'énergie rayonnée vers l'avant, donc la sensibilité du transducteur.

La Figure 1.4 (a) montre le schéma d'une plaque piézoélectrique céramique lorsqu'elle est chargée d'un backing. La partie réelle de son impédance électrique est représentée à la Figure 1.4 (b) en fonction de la fréquence en courbe rouge.

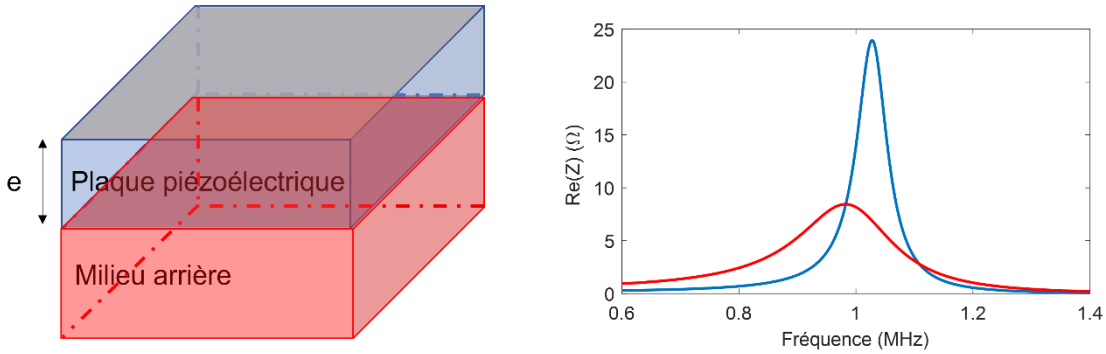


Figure 1.4 : (a) Schéma et (b) partie réelle de l'impédance électrique d'une plaque piézoélectrique céramique simple (courbe bleue) et chargée d'un backing (courbe rouge).

Nous observons une forte diminution de l'amplitude de l'impédance due à la diffusion de l'énergie des ondes acoustiques dans le milieu arrière, et donc une réduction du coefficient de qualité. Le décalage de la fréquence centrale vers les basses fréquences est dû à la même raison lorsque la charge sur la plaque est une lame adaptatrice, qui est liée à la masse supplémentaire du backing.

Tableau 1.2 : Paramètres de la plaque piézoélectrique céramique, de la lame adaptatrice et du backing.

	Plaque piézoélectrique	Lame adaptatrice	Backing
Epaisseur (mm)	λ/2	λ/4	9/10 λ
Impédance acoustique (MRay)	33	7	11
Perte mécanique	1 %	5 %	25 %

1.4. Fonctionnement des transducteurs multi-éléments

La géométrie et la fréquence d'un transducteur mono-élément fixe les caractéristiques de son rayonnement : limite de champ proche, ouverture angulaire. Le transducteur multi-éléments a été proposé et a permis d'obtenir des images ultrasonores plus simples à interpréter. Pour cela, des lois de retard appliquées aux éléments de la sonde permettent d'effectuer la focalisation, la déflexion ou le balayage du faisceau émis dans le milieu étudié. Nous détaillons maintenant ces différentes fonctions.

1.4.1 Focalisation

Pour un transducteur mono-élément, la focalisation peut être réalisée soit par la forme courbée de l'élément actif du transducteur, soit par une lentille collée sur la face avant. Pour un transducteur multi-éléments, la focalisation électronique résulte de décalages temporels entre les signaux électroniques qui excitent les différents éléments de la sonde.

Chaque élément créé une onde sphérique avec son propre retard. Typiquement pour une focalisation axiale, les éléments du transducteur situés aux extrémités sont activés en premier. Les éléments plus proches de l'élément central sont tour à tour activés. Ainsi, après propagation de ces différentes ondes, un signal de forte amplitude apparait en un point nommé point focal, par superposition en phase des signaux émis. Le processus est illustré sur la Figure 1.5. La variation de la loi de retard permet d'avoir des distances ajustables de focalisation pour une même sonde. Cette approche permet par exemple de sonder un matériau selon son épaisseur dans le cadre d'un contrôle non destructif.

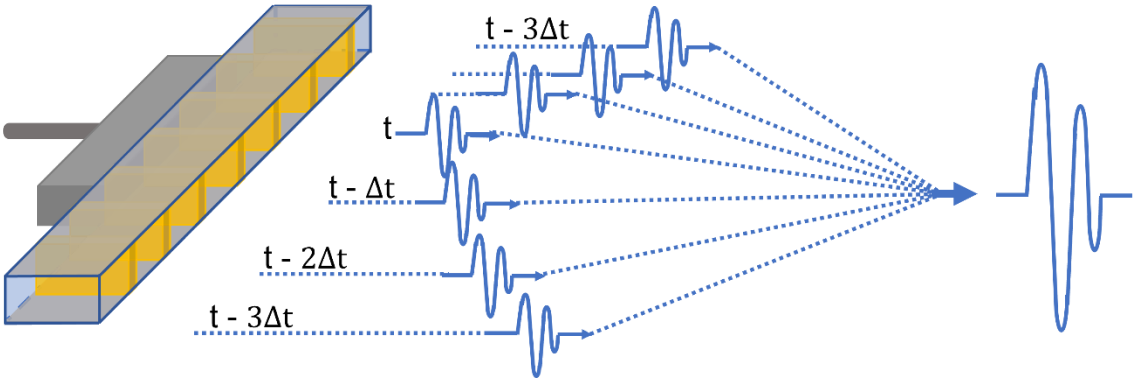


Figure 1.5 : Illustration de la focalisation axiale d'un transducteur multi-éléments utilisant une loi de retard.

1.4.2 Déflexion

Suivant le même principe, un transducteur multi-éléments permet de réaliser la déflexion d'un faisceau ultrasonore. Dans ce cas, l'élément d'un côté est activé en premier puis des éléments voisins séquentiellement. Par ce processus, la déviation obtenue pour une loi de retard donnée correspond à celle produite en utilisant un sabot pour transducteur. Différents angles peuvent alors être obtenus avec une succession de lois de retards, permettant ainsi un balayage angulaire du faisceau dans le milieu à sonder. On obtient par exemple des images dites sectorielles, à la manière des images échographiques médicales de suivi de grossesse.

1.4.3 Balayage

Afin d'obtenir une image d'une zone étendue spatialement, un transducteur mono-élément peut être déplacé mécaniquement. Ce balayage spatial peut être réalisé par l'électronique pour un transducteur multi-éléments. Certains éléments sont activés puis désactivés de manière à déplacer la zone sondée. De plus, le faisceau peut être rectiligne, focalisé ou défléchi en combinant ce décalage des éléments actifs avec les lois de retards décrites précédemment.

1.4.4 Post-traitement

Les fonctionnements présentés précédemment, basés sur la loi de retard, sont implantés dans les transducteurs multi-éléments actuels et sont souvent utilisés en échographie médicale. Cependant, lorsque la cible est statique comme dans le domaine contrôle non destructif (CND), la formation de faisceau en temps réel n'est pas indispensable. Une méthode de post-traitement [19,20] ou l'analyse des données est réalisée après acquisition des données est possible.

Afin d'obtenir une image ultrasonore, chaque élément du transducteur est excité individuellement et tous les éléments sont utilisés pour recevoir le signal retour, comme le montre la Figure 1.6. L'acquisition de tous les signaux d'un total de N éléments actifs permet la construction d'une matrice N*N, connue sous le nom de matrice K. Cette méthode est souvent appelée Full Matrix Capture (FMC). Lorsque la sonde dispose de canaux de réception parallèles séparés, la méthode demande approximativement le même temps pour acquérir une image qu'un transducteur multi-éléments *phased array*. En outre, elle permet une plus grande sensibilité aux petits défauts et une gamme d'inspection plus large.

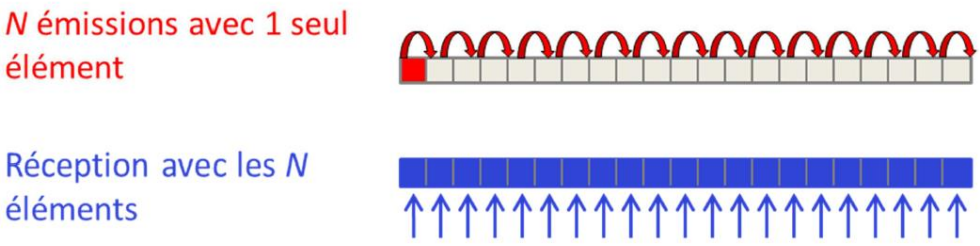


Figure 1.6 : Schéma de la méthode FMC pour l'acquisition d'images à l'aide d'un transducteur multi-éléments [20].

1.5. Performances d'un transducteur ultrasonore

Les performances d'une sonde peuvent être évaluées à partir de sa réponse impulsionnelle et son diagramme de rayonnement.

1.5.1 Réponse électroacoustique

La réponse électroacoustique souvent étudiée pour des transducteurs ultrasonores est la réponse impulsionnelle en réflexion. Elle représente la réception d'un signal ou un écho par un réflecteur parfait après qu'une courte impulsion électrique ait excité le transducteur et une propagation aller-retour sur une distance relativement courte (Figure 1.7). Le signal impulsionnel est en bleu et les signaux réfléchis incluant des informations sur les défauts détectés sont en rouge.

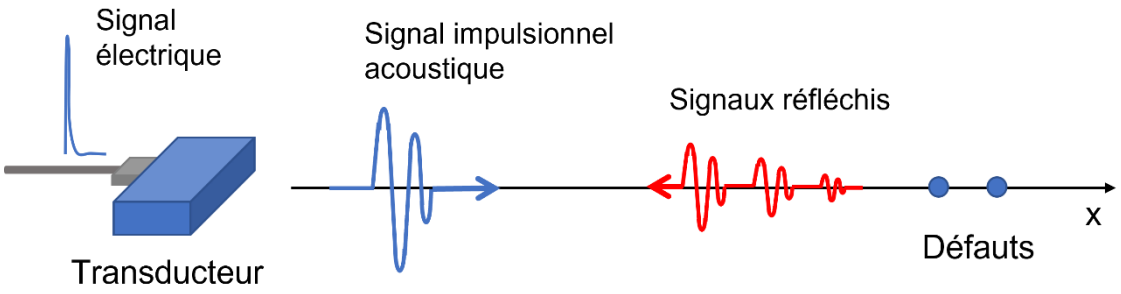


Figure 1.7 : Signal impulsionnel (bleu) émis par un transducteur et signaux réfléchis (rouge) sur des défauts.

Avec cette réponse impulsionnelle en réflexion, deux éléments importants décrivant la performance des transducteurs, la sensibilité et la bande passante, sont présentés sur la Figure 1.8.

1.5.1.1) Sensibilité

La sensibilité d'un transducteur ultrasonore est le facteur de conversion de la pression acoustique en tension électrique. Quand elle est importante, elle permet de détecter de petits défauts. Elle détermine également la profondeur de pénétration des ultrasons. Lorsque le rapport de l'amplitude de la tension sur la pression est plus grand, la sonde a une meilleure sensibilité.

La sensibilité optimale est obtenue au moyen de lames adaptatrices frontales et d'un backing air. En outre, dans ce cas, il est possible d'obtenir des impulsions relativement courtes si la réponse en fréquence se rapproche d'une forme gaussienne en sélectionnant des lames adaptatrices appropriées.

Lorsqu'une sensibilité importante est requise, les transducteurs à bande étroite produisent des images de qualité supérieure. En revanche, pour l'imagerie des objets où une bonne résolution axiale est souhaitée, les transducteurs à large bande sont le meilleur choix puisque les échos sont brefs.

1.5.1.2) Bande passante

La Figure 1.8 (a) montre le signal impulsionnel émis en bleu par un transducteur ultrasonore en fonction du temps. Les Figures 8 (b) et (c) montrent les signaux réfléchis en rouge, où les signaux réfléchis sont respectivement différenciés et mélangés selon la proximité de deux réflecteurs.

Le spectre d'un écho (Figure 1.8 (d-f)), est obtenu par la transformée de Fourier. La bande passante est généralement définie à -6 dB du maximum du spectre *(A_{-6dB})* et est indiquée par la double flèche sur la Figure 1.8 (d).

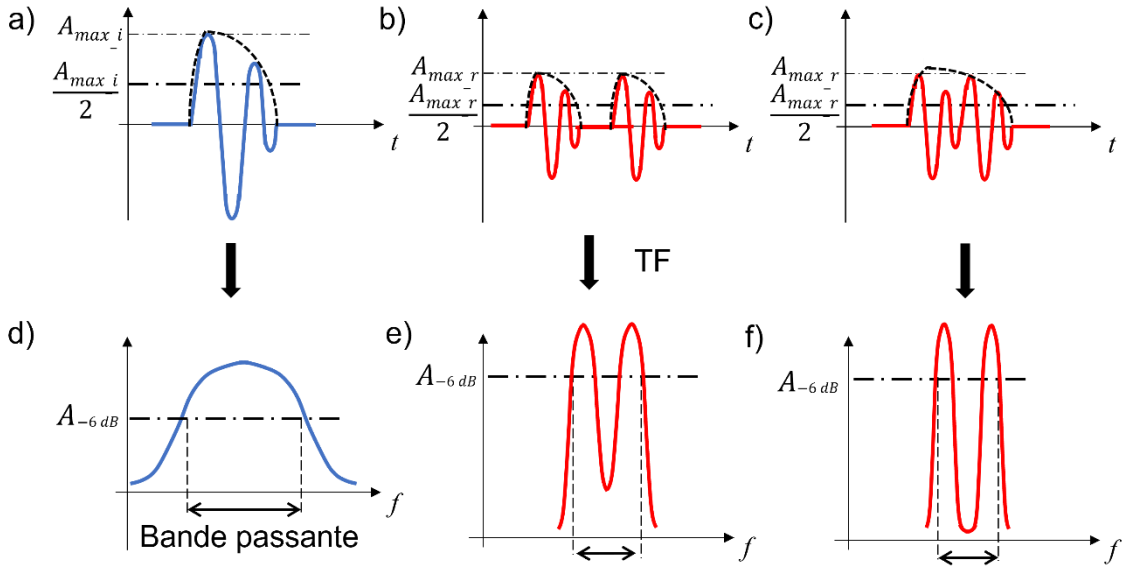


Figure 1.8 : Signal impulsionnel (bleu) émis par un transducteur piézoélectrique et signaux réfléchis (rouge) en fonction du temps (a-c), spectre des signaux (d-f).

Nous observons que plus les échos sont proches, plus les maximas des interférences seront écartés en fréquence. Ceci nous permet d'évaluer la distance entre les cibles alors que les échos se recouvrent.

1.5.2 Diagramme de rayonnement

Un autre critère pour définir les performances d'un transducteur est son diagramme de rayonnement. Le diagramme de rayonnement d'un transducteur permet de quantifier des paramètres tels que la directivité et le niveau des lobes secondaires. Il est souvent mesuré en mode transmission à l'aide d'un hydrophone [21,22] qui balaie le demi-espace devant le transducteur. Néanmoins le diagramme peut aussi être obtenu en mode émission/réception sur une cible ponctuelle, l'amplitude de l'écho est tracée en fonction de la position angulaire de la cible. Le diagramme de rayonnement peut également être obtenue à partir des déplacements normaux de la face avant du transducteur. Le principe de Huygens peut alors être appliqué pour obtenir la distribution spatiale de la pression acoustique d'après l'intégrale de Rayleigh. Nous utiliserons cette méthode pour les simulations et aussi la partie expérimentale dans le chapitre 3.

Le diagramme de rayonnement et l'image que permet d'obtenir un transducteur multi-éléments dépendent de la résolution axiale et de la résolution latérale, comme dans l'exemple de la Figure 1.9.

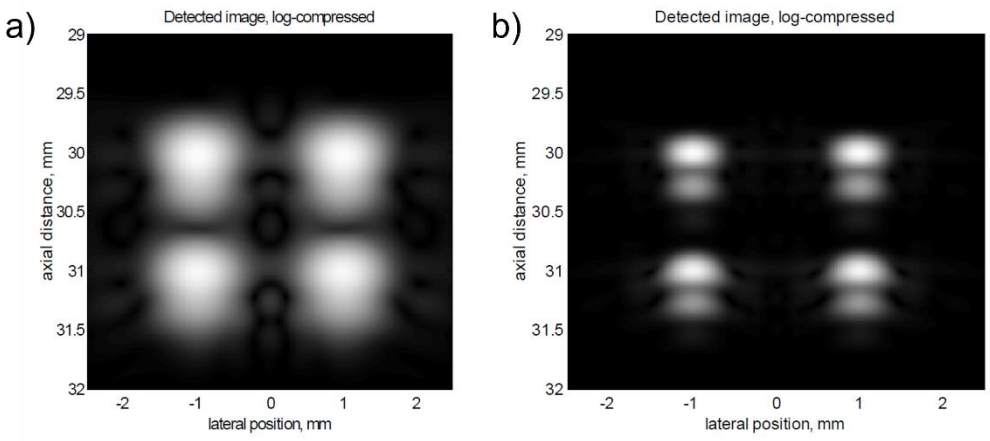


Figure 1.9 : Images ultrasonores avec (a) mauvaises résolutions axiale et latérale (b) bonnes résolutions axiale et latérale [23].

La Figure 1.9 (a) montre l'image avec les mauvaises résolutions. Les taches sont floues et fusionnées. En revanche, sur la Figure 1.9 (b), les taches sont bien séparées et beaucoup plus claires en raison des bonnes résolutions du transducteur.

1.5.2.1) Résolution axiale

La résolution axiale correspond à l'intervalle de temps. Elle est la capacité d'un transducteur mono-élément ou un transducteur multi-éléments à distinguer deux cibles ponctuelles voisines, l'une derrière l'autre et placées selon la direction de propagation. Elle dépend de la durée de la réponse impulsionnelle et donc de la bande passante du transducteur.

Un exemple de bonne résolution axiale où deux échos sont distincts et un exemple de mauvaise résolution axiale où les échos ne sont pas différenciés, sont montrés sur la Figure 1.8 (b-c).

1.5.2.2) Résolution latérale

La résolution latérale est la clé de la netteté de l'image. Un faible niveau de lobes parasites est nécessaire pour garantir l'absence d'artéfacts selon la direction latérale. Elle est définie de la même manière que la résolution axiale et permet de caractériser la possibilité de distinguer deux points situés sur un l'axe perpendiculaire à l'axe de propagation de l'onde (voir Figure 1.10 (a)).

La résolution latérale est déterminée par la largeur du faisceau acoustique à la moitié de sa valeur maximale. Elle dépend aussi du nombre et de l'écartement spatial des lignes de tir. Plus les lignes de tir sont fines et nombreuses, meilleure est la résolution latérale. Un exemple d'images ultrasonores obtenues avec certaines lignes de tir et avec un plus grand nombre de lignes de tir est montré sur les Figure 1.10 (b-c). La résolution latérale est généralement inférieure à la résolution axiale, surtout à des distances éloignées du foyer du transducteur.

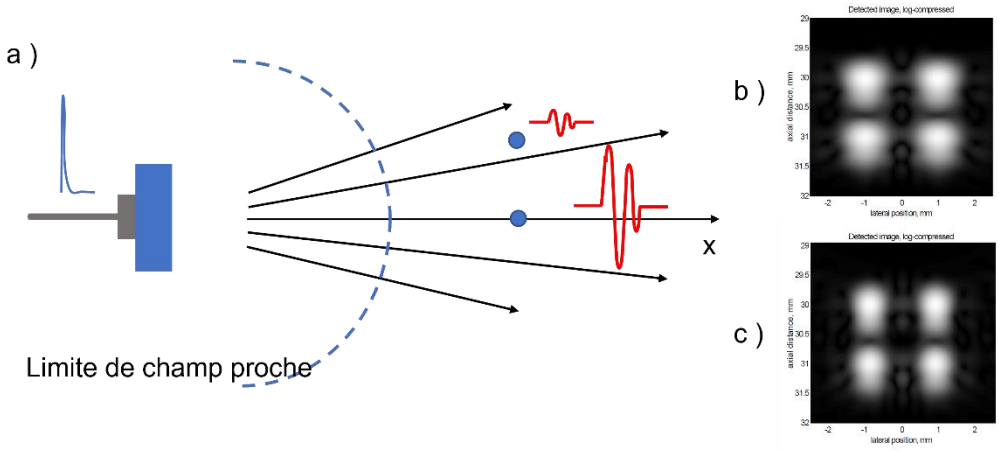


Figure 1.10 : (a) Illustration de la résolution latérale d'un transducteur ultrasonore avec deux cibles (points bleus) situées à des positions différentes dans son champ lointain avec des amplitudes de signal différentes en rouge. (b) Image ultrasonore avec certaines lignes de tir et (c) image avec un plus grand nombre de lignes de tir [23].

En comparant les deux images, nous observons que l'image dans la Figure 1.10 (c) a une meilleure résolution latérale (angulaire) en raison de la présence de plus de lignes de tir.

1.5.2.3) Principe de Huygens

L'application du principe de Huygens permet de montrer la directivité du champ de pression acoustique d'un transducteur ultrasonore multi-éléments.

La distribution de la pression due à un seul élément est établie en supposant que l'élément est composé de sources ponctuelles réparties sur sa largeur *a*.

La formule de directivité élémentaire pour un transducteur multi-éléments est donnée par [24] :

$$H(\theta)_{élémentaire} = \left| \frac{\sin \frac{\pi a \sin\theta}{\lambda}}{\frac{\pi a \sin\theta}{\lambda}} \right|, \qquad (1.4)$$

où *a* est la largeur élémentaire d'un élément et λ est la longueur d'onde dans le milieu.

La directivité d'un élément seul dépend du rapport a/λ. Certaines valeurs de ce rapport sont présentées dans la Figure 1.11.

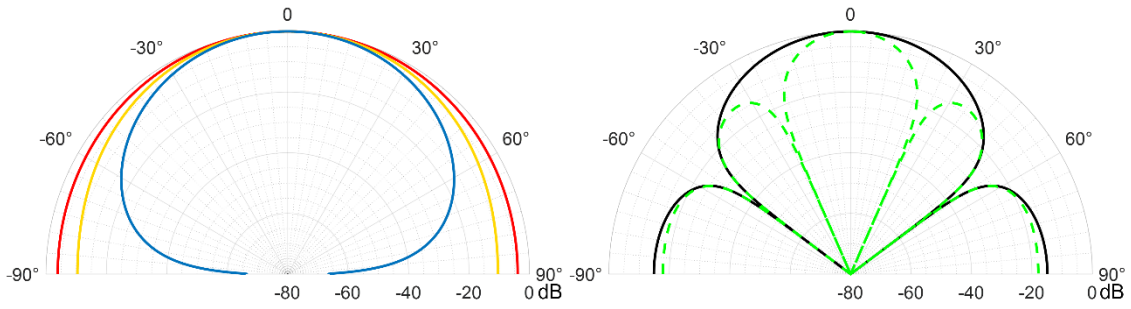


Figure 1.11 : Directivité d'un élément de largeur a = 1 λ /2 (courbe rouge), 3 λ /4 (courbe jaune), λ (courbe bleue), 5 λ /4 (courbe noire) et 10 λ /4 (courbe verte pointillée)

Nous observons que la valeur de l'amplitude reste maximale à 0° perpendiculairement au plan émetteur et que l'amplitude de la fonction diminue lorsque l'angle augmente. Pour les petits angles ou pour des tailles d'éléments plus petites que la longueur d'onde, la directivité reste uniforme et

proche de la valeur maximale. Dans ce cas, l'élément peut être considérée comme une source ponctuelle. Le demi-angle d'ouverture à -6 dB est d'environ 55° pour a/λ = 3/4 (Figure 11 à gauche). La fonction présente un lobe unique tant que a/λ reste inférieur ou égal à l'unité.

Lorsque la largeur de l'élément est supérieure à la longueur d'onde, l'élément ne vibre plus en mode piston. La fonction présente plusieurs lobes et des minima de pression dont les angles sont donnés par la relation $\sin\theta = \frac{\lambda}{\pi a}$ (Figure 11 à droite).

Ensuite, le diagramme de directivité du transducteur multi-éléments est calculé en superposant les contributions apportées par tous les éléments. Lorsqu'il y a N éléments, la formule de directivité s'écrit comme suit :

$$H(\theta)_{réseau} = \left|\frac{\sin\frac{\pi a \sin\theta}{\lambda}}{\frac{\pi a \sin\theta}{\lambda}}\right| \left|\frac{\sin N\frac{\pi d \sin\theta}{\lambda}}{N\sin\frac{\pi d \sin\theta}{\lambda}}\right|, \qquad (1.5)$$

où *d* est le pas du réseau et *N* est le nombre d'éléments du transducteur.

A présent, la directivité pour un transducteur de 16 éléments avec des éléments de largeur égale à une demi-longueur d'onde et différentes valeurs de distance inter-éléments est montrée dans la Figure 1.12.

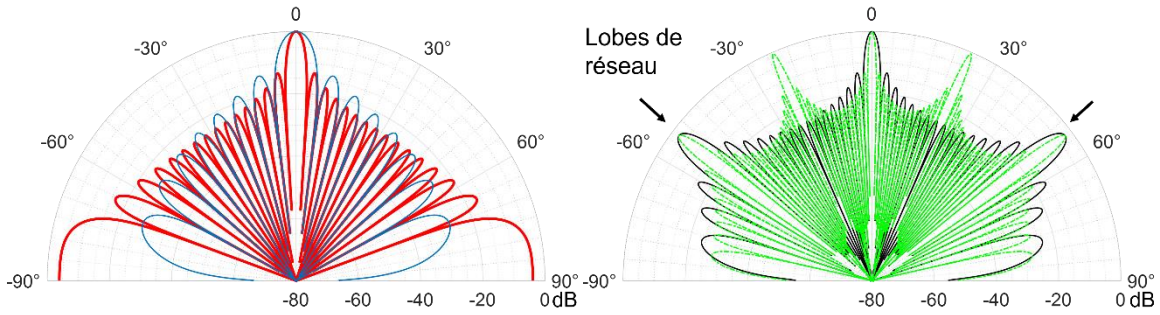


Figure 1.12 : Directivité d'un transducteur ultrasonore comprenant 16 éléments et a = 1 λ /2. La distance d entre les éléments est d = 1 λ /2 (courbe rouge), λ (courbe bleue), 5 λ /4 (courbe noire) et 10 λ /4 (courbe verte pointillée).

Nous observons un lobe principal qui a une amplitude maximale à 0°. Les autres lobes dont l'amplitude est moins importante correspondent aux interférences des N sources.

Lorsque la distance inter-éléments *d* est supérieure à la longueur d'onde, des lobes dits lobes de réseau apparaissent sur le diagramme. Par exemple, lorsque $\sin\theta = \frac{\lambda}{d}$ = 4/5 < 1, les lobes de réseau sont visibles à $\pm$ 53° (courbe noire de la Figure 12 à droite). Son amplitude est de l'ordre de celle du lobe principal en l'absence d'atténuation dans le milieu de propagation. Si nous doublons la distance inter-éléments, des lobes de réseau s'ajoutent à 23° (courbe verte).

Les lobes de réseau ont un effet néfaste sur les performances du transducteur et doivent être évités : ces signaux secondaires forts peuvent produire des artéfacts, ce qui dégrade la qualité de l'image.

1.6. Un facteur limitant la performance d'une sonde : le couplage inter-éléments

Le couplage inter-éléments est une caractéristique très importante de la performance d'un transducteur multi-éléments. Il couvre tous les couplages, mécanique, acoustique et électrique entre les éléments d'une sonde ultrasonore.

Dans un transducteur multi-éléments, le nombre d'éléments vibrant ne correspond pas au nombre d'éléments excités électriquement à cause de ces couplages indésirables. Les ondes guidées parasites créées se propagent dans le réseau et réémettent selon la loi de Snell-Descartes ; elles s'ajoutent et perturbent ainsi le rayonnement acoustique global du transducteur, comme le montre la Figure 1.13. Par conséquent, cela peut créer des artéfacts ou masquer certains des détails dans l'image en raison de lobes supplémentaires dans le diagramme de rayonnement.

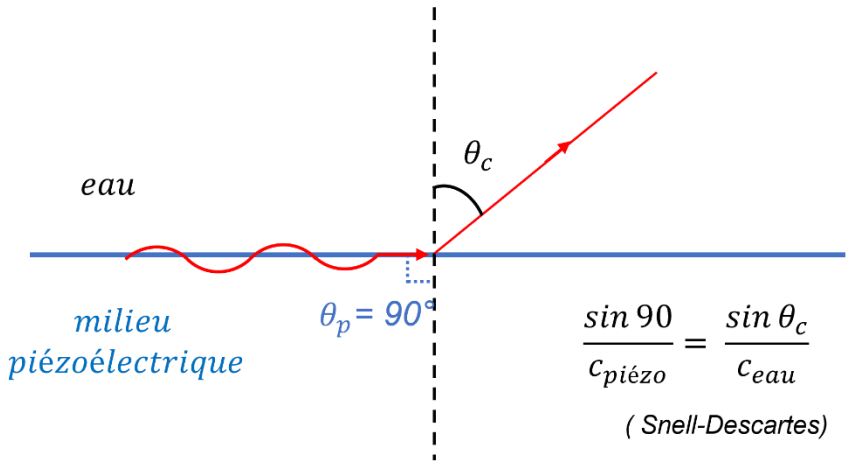


Figure 1.13 : Rayonnement acoustique dans l'eau sous l'angle θ_c d'une onde guidée à la surface d'un transducteur, selon la loi de Snell-Descartes indiquée.

Un autre effet indésirable de cette propagation d'ondes au sein du réseau est une augmentation du temps de réponse et donc une réduction de la bande passante.

Afin de réduire le phénomène de couplage inter-éléments et ses effets, il faut éviter les ondes guidées et stationnaires (en dehors de l'élément excité) dans la plaque piézoélectrique. L'idée générale est de faire vibrer les éléments excités électriquement de manière locale (en épaisseur) et isolée afin d'obtenir un diagramme de rayonnement le plus large possible, comme un point source selon le principe de Huygens. Pour y parvenir, les matériaux piézocomposites ont été développés. Ils combinent des éléments piézoélectriques de type barreau avec un fort couplage électromécanique selon leur axe principal qui correspond à la vibration en épaisseur de la plaque électroactive, et un polymère à faible impédance acoustique pour gêner les ondes latérales.

La Figure 1.14 (a) illustre une plaque piézoélectrique et une plaque composite en circuit ouvert. Les deux plaques ont la même largeur totale *L*, la même épaisseur *e* et la même excitation harmonique localisée sur un secteur de largeur *a* au milieu de la plaque. La plaque composite comporte 56 éléments passifs qui ont la même largeur que l'élément d'excitation. Le nombre d'éléments est limité par la largeur totale de l'échantillon de la plaque piézoélectrique phononique. Les diagrammes de rayonnement de ces deux plaques à leur fréquence d'antirésonance sont illustrés sur la Figure 1.14 (b) par une courbe bleue et une courbe rouge respectivement.

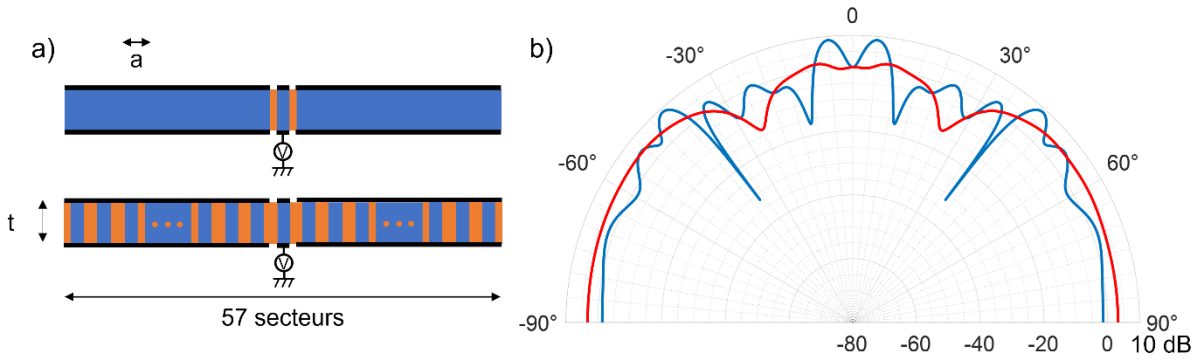


Figure 1.14 : (a) Illustrations et (b) diagrammes de rayonnement d'une plaque piézoélectrique (courbe bleue) et d'une plaque piézocomposite (courbe rouge) avec une excitation harmonique localisée sur un secteur au milieu de la plaque.

Dans le cas de la plaque piézoélectrique, nous observons une ouverture angulaire de 9° à un niveau de pression de -3 dB, contre 18° pour la plaque composite. Cette augmentation du simple au double de l'ouverture angulaire montre une réduction du couplage inter-éléments.

1.7. Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons rappelé les caractéristiques principales des matériaux piézoélectriques pour un transducteur ultrasonore. Une impédance électrique s'approchant de 50 Ω permet une meilleure adaptation d'impédance électrique avec l'environnement électrique de mesure. Un coefficient de couplage électromécanique effectif élevé permet une conversion efficace entre l'énergie électrique et l'énergie mécanique et inversement. Une lame adaptatrice mise entre la plaque piézoélectrique et le milieu avant est une solution pour améliorer le transfert d'énergie vibratoire. Elle permet d'améliorer la sensibilité et la résolution axiale du transducteur. L'ajout d'un milieu à l'arrière de la plaque piézoélectrique augmente également la résolution axiale en réduisant le temps de l'impulsion acoustique.

Grâce aux différents modes de fonctionnement des transducteurs multi-éléments, focalisation, déflexion et balayage, la détection et la caractérisation de défauts peut être réalisée plus simplement et plus efficacement qu'avec un transducteur mono-élément. Pour évaluer la performance d'un transducteur ultrasonore, la réponse électroacoustique et le diagramme de rayonnement sont des outils appropriés. Pour un transducteur multi-éléments, ils permettent notamment d'analyser le couplage inter-éléments qui tend à dégrader les performances des sondes ultrasonores.

Des méthodes ont été proposées dans le but de minimiser ces couplages et d'améliorer les caractéristiques d'un transducteur multi-éléments. La méthode de découplage mécanique passif est l'approche couramment utilisée car elle permet une réduction efficace des interactions entre les éléments. Ce principe de découplage sera détaillé dans le chapitre 2.

1.8. Bibliographie

[1] J.-M. Grégoire, S. Serrière, G. Georgesco, F. Jamet, A. Bleuzen, F. Ossant, F. Levassort, F. Tranquart, F. Patat, Techniques et applications de l'échographie haute résolution non invasive, J. Radiol. 87 (2006) 1920–1936. https://doi.org/10.1016/s0221-0363(06)74178-6.

[2] J.Y. Lu, J.F. Greenleaf, Pulse-echo imaging using a nondiffracting beam transducer, Ultrasound Med. Biol. 17 (1991) 265–281. https://doi.org/10.1016/0301-5629(91)90048-2.

[3] M. Lethiecq, F. Levassort, D. Certon, L.P. Tran-Huu-Hue, Piezoelectric transducer design for medical diagnosis and NDE, Piezoelectric Acoust. Mater. Transducer Appl. (2008) 191–215. https://doi.org/10.1007/978-0-387-76540-2_10.

[4] D.H. Turnbull, F.S. Foster, Fabrication and Characterization of Transducer Elements in Two-Dimensional Arrays for Medical Ultrasound Imaging, IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 39 (1992) 464–475. https://doi.org/10.1109/58.148536.

[5] K.K. Shung, M.J. Zipparo, Ultrasonic transducers and arrays, IEEE Eng. Med. Biol. Mag. 15 (1996) 20–30. https://doi.org/10.1109/51.544509.

[6] B.W. Drinkwater, P.D. Wilcox, Ultrasonic arrays for non-destructive evaluation: A review, NDT E Int. 39 (2006) 525–541. https://doi.org/10.1016/j.ndteint.2006.03.006.

[7] L. Merabet, S. Robert, C. Prada, The multi-mode plane wave imaging in the Fourier domain: Theory and applications to fast ultrasound imaging of cracks, NDT E Int. (2019) 102171. https://doi.org/10.1016/j.ndteint.2019.102171.

[8] J. Chang, Z. Chen, Y. Huang, Y. Li, X. Zeng, C. Lu, Flexible ultrasonic array for breast-cancer diagnosis based on a self-shape–estimation algorithm, Ultrasonics. 108 (2020) 106199. https://doi.org/10.1016/j.ultras.2020.106199.

[9] T. Latête, B. Gauthier, P. Belanger, Towards using convolutional neural network to locate, identify and size defects in phased array ultrasonic testing, Ultrasonics. 115 (2021) 106436. https://doi.org/10.1016/j.ultras.2021.106436.

[10] D. Sheet, Soft PZT Type Pz29, (n.d.) 4–5. https://www.meggittferroperm.com/wp-content/uploads/2021/10/Datasheet-soft-pz29.pdf.

[11] M. Kim, J. Kim, W. Cao, Electromechanical coupling coefficient of an ultrasonic array element, J. Appl. Phys. 99 (2006). https://doi.org/10.1063/1.2180487.

[12] D. Sheet, Hard PZT -low ageing rates Type Pz26 (Navy I), 26 (n.d.) 4–6. https://www.meggittferroperm.com/wp-content/uploads/2021/10/Datasheet-hard-pz26.pdf.

[13] N. Kherraz, Contrôle de la propagation d'ondes guidées dans une plaque piézoélectrique par application de conditions aux limites électriques périodiques, Thesis. (2017). https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01617398/.

[14] S.H. Chang, C.C. Chou, N.N. Rogacheva, Analysis of Methods for Determining Electromechanical Coupling Coefficients of Piezoelectric Elements, IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 42 (1995) 630–640. https://doi.org/10.1109/58.393106.

[15] F. Levassort, L.P. Tran-huu-hue, D. Certon, M. Lethiecq, Piezoelectric Materials for Ultrasonic Transducers : Review of Recent Developments, Lab. d'Ultrasons, Signaux Instrum. / GIP Ultrason. (2002).

[16] J.F. de Belleval, D. Lecuru, Improvement of Ultrasonic Transducers By Using a Multilayer Front Face, (1978) 122–126. https://doi.org/10.1109/ultsym.1978.197016.

[17] G. Kossoff, The Effects of Backing and Matching on the Performance of Piezoelectric Ceramic Transducers, IEEE Trans. Sonics Ultrason. 13 (1966) 20–30. https://doi.org/10.1109/T-SU.1966.29370.

[18] H.W. Persson, C.H. Hertz, Acoustic impedance matching of medical ultrasound transducers,

Ultrasonics. 23 (1985) 83–89. https://doi.org/10.1016/0041-624X(85)90037-X.

[19] C. Holmes, B.W. Drinkwater, P.D. Wilcox, Post-processing of the full matrix of ultrasonic transmit-receive array data for non-destructive evaluation, NDT E Int. 38 (2005) 701–711. https://doi.org/10.1016/j.ndteint.2005.04.002.

[20] S. Bannouf, Développement et optimisation de méthodes d ' imagerie synthétique pour le contrôle non-destructif par ultrasons de composants industriels complexes, thesis, https://Tel.Archives-Ouvertes.Fr/Tel-01095671. (2014).

[21] D. Royer, E. Dieulesaint, Y. Martin, Improved Version of a Polarized Beam Heterodyne Interferometer, (1985) 432–435.

[22] S. Igarashi, T. Morishita, T. Uchida, S. Takeuchi, Experimental evaluation of high-intensity ultrasound source system using acoustic waveguide for calibration of hydrophone, Jpn. J. Appl. Phys. 56 (2017). https://doi.org/10.7567/JJAP.56.07JF19.

[23] J. Guyonvarch, Modelisation analytique et caracterisation bidimensionnelle d'une sonde echographique, Phd Thesis, Univ. Tours. (2002). https://www.theses.fr/2002TOUR3318.

[24] S.C. Wooh, Y. Shi, Influence of phased array element size on beam steering behavior, Ultrasonics. 36 (1998) 737–749. https://doi.org/10.1016/S0041-624X(97)00164-9.

Chapitre 2

2. Propagation des ondes élastiques dans une plaque piézoélectrique phononique et dans une plaque piézocomposite

2.1. Introduction

Le chapitre 1 a présenté les paramètres principaux du matériau piézocomposite pour son utilisation dans un transducteur ultrasonore, puis la structure d'une sonde multi-éléments, ses modes de fonctionnement courants et son rayonnement élémentaire (celui d'un seul élément) qui sera utilisé dans ce travail pour caractériser sa performance. Afin de comprendre les informations que contient un diagramme de rayonnement, une analyse de la propagation des ondes acoustiques guidées dans la plaque électroactive est nécessaire. Les courbes de dispersion sont généralement utilisées à cet effet.

Un autre élément qui entre en ligne de compte dans la performance d'un transducteur multi-éléments est l'impédance électrique de la plaque piézoélectrique polarisée selon son épaisseur. Lorsque la partie réelle de cette impédance atteint sa valeur maximale au voisinage de son mode fondamental en épaisseur, la plaque vibre selon son épaisseur à une certaine fréquence, appelée la fréquence d'antirésonance électrique. Une attention particulière sera portée à cette fréquence dans l'étude des courbes de dispersion de la plaque.

Dans ce chapitre, le calcul de l'impédance électrique d'une plaque piézoélectrique uniforme va d'abord être présentée en utilisant le schéma électrique équivalent K.L.M. Un second modèle est ensuite développé pour obtenir les courbes de dispersion dans un guide d'onde infini. Cette simulation numérique s'appuie sur un modèle construit à partir d'une maille élémentaire. Les courbes de dispersion d'une plaque phononique piézoélectrique et d'une plaque piézocomposite sont présentées et analysées.

2.2. Impédance électrique d'une plaque piézoélectrique uniforme

Un transducteur peut être considéré comme un système à trois ports, dont deux sont des ports acoustiques représentant les faces avant et arrière de la plaque piézoélectrique et le troisième est un port électrique (les électrodes) représentant la connexion électrique du matériau vers le générateur électrique. Il existe divers circuits équivalents pour modéliser le comportement d'un transducteur. Les plus connus sont le modèle de Mason [1–3] et de Redwood [4] et le modèle de Krimholtz, Leedom et Matthaei (K.L.M.) [5–7].

Les chercheurs Mason et Redwood ont mis en place un circuit équivalent exact pour une analyse unidimensionnelle en utilisant un transformateur électromécanique idéal. Cependant, ce modèle nécessite une capacité négative au niveau du port électrique. Bien que cette capacité puisse être transposée au côté acoustique du transformateur et traitée comme la longueur d'une ligne acoustique, ce modèle ne représente pas la physique du matériau.

Le modèle K.L.M. est un circuit équivalent qui permet de relier le transformateur à la ligne de propagation acoustique. Ce modèle a été largement utilisé dans la communauté de l'imagerie médicale pour la conception de transducteurs. Il est donc choisi pour nos travaux. Il offre l'avantage de séparer les actions mécaniques, appliquées aux extrémités de la ligne, et les actions électriques localisées au milieu.

Une plaque piézoélectrique de surface métallisée *A* et d'épaisseur *e,* polarisée suivant la direction de son épaisseur, est représentée sur la Figure 2.1 (a). Elle est soumise à une tension électrique U et à des forces F_{av} et F_{ar} sur les faces avant et arrière de la plaque, respectivement. *I* est le courant électrique et v_{av} et v_{ar} sont les vitesses de vibration des deux surfaces. La Figure 2.1 (b) montre le schéma électrique équivalent du modèle K.L.M. La force *F* est répartie au centre de la ligne de propagation.

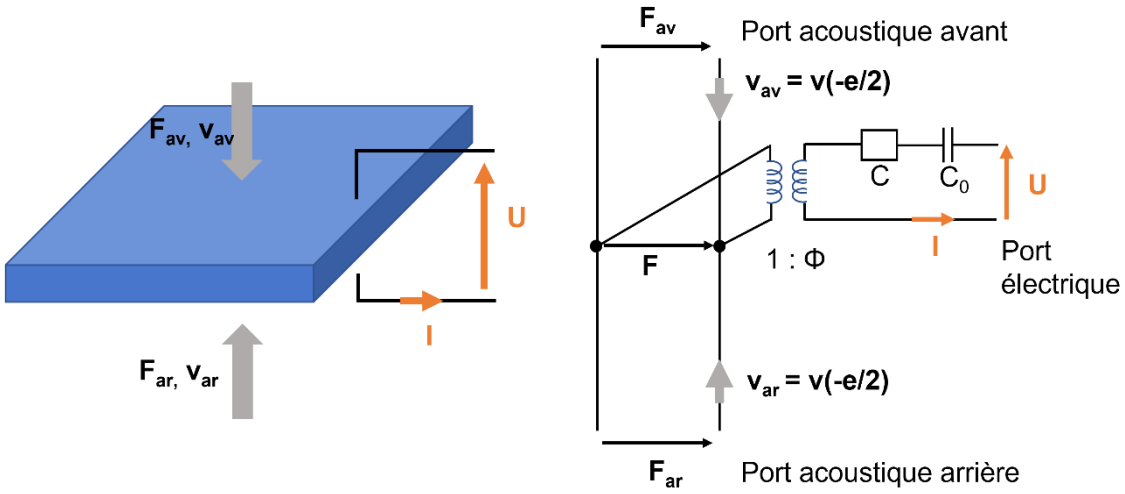


Figure 2.1 : Modèle d'une plaque piézoélectrique et schéma électrique équivalent (modèle K.L.M.).

Selon le schéma K.L.M, la tension électrique d'excitation U se réparti sur trois éléments. L'équation correspondante est la suivante :

$$U = \frac{1}{j\omega C_0} I - \frac{1}{j\omega C} I + \Phi F, \tag{2.1}$$

avec

$$C_0 = \frac{\epsilon_{33}^S A}{e}, \tag{2.2}$$

$$\Phi = k_t \sqrt{\frac{\pi}{A C_0 Z \omega}} \operatorname{sinc} \frac{\omega e}{\gamma}, \tag{2.3}$$

$$C = -\frac{C_0}{k_t^2 \operatorname{sinc}\left(\frac{\omega e}{\gamma}\right)}, \tag{2.4}$$

$$\Upsilon = \rho^2 \epsilon_{33}^S, \qquad (2.5)$$

où C_0 est la capacité statique du transducteur, Φ est le rapport de transformation et *C* est la capacité motionnelle.

Dans le cadre d'un résonateur libre, son impédance électrique est purement imaginaire et donnée par l'équation suivante :

$$Z_e = \frac{1}{iC_0\omega}\left(1 - k_t^2 \frac{\tan\left(\frac{\omega e}{2V}\right)}{\frac{\omega e}{2V}}\right). \qquad (2.6)$$

Le module de l'admittance $Y = 1/Z_e$ du résonateur est montré en fonction de la fréquence sur la figure suivante :

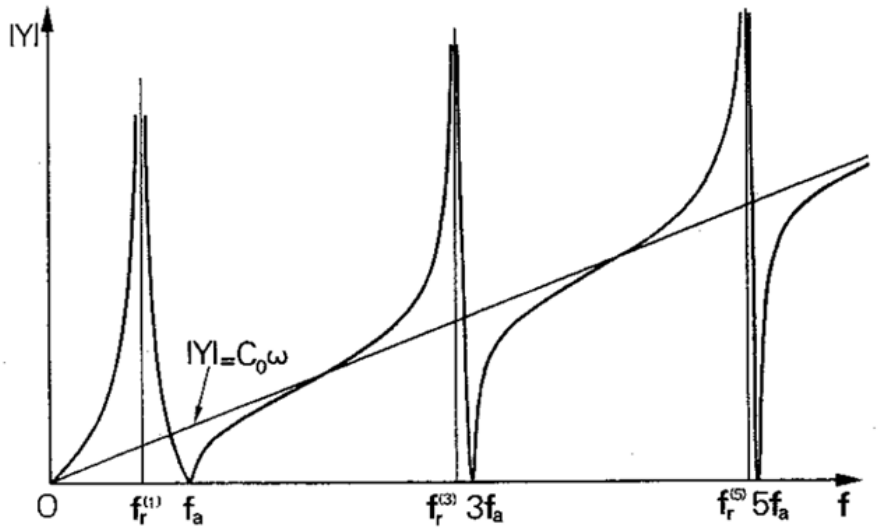


Figure 2.2 : Module de l'admittance d'un résonateur piézoélectrique libre en fonction de la fréquence [8].

L'impédance électrique nous permet de caractériser le mode fondamental en épaisseur d'une plaque piézoélectrique.

Nous observons qu'elle s'annule aux harmoniques impaires de la fréquence d'antirésonance f_a. L'expression de la fréquence d'antirésonance d'une plaque piézoélectrique est la suivante :

$$f_a = \frac{1}{2e}\sqrt{\frac{C_{33}^D}{\rho}}, \qquad (2.7)$$

où *e* et *ρ* sont respectivement l'épaisseur et la masse volumique de la plaque, C_{33}^D est le coefficient élastique le long de la direction de la polarisation, c'est-à-dire selon l'épaisseur. La fréquence f_a correspond à la fréquence de résonance mécanique de la plaque selon son mode fondamental.

Lorsque le module de l'admittance tend vers l'infini, c'est-à-dire que Z_e tend à être nulle, le rapport f_r/f_a est solution de l'équation suivante :

$$k_t^2 \tan\left(\frac{\pi}{2}\frac{f_r}{f_a}\right) = \frac{\pi}{2}\frac{f_r}{f_a}. \qquad (2.8)$$

Notons que d'un point de vue mécanique, les fréquences parallèle et série f_p et f_s correspondent aux valeurs maximales de la partie réelle de l'impédance et de la conductance, respectivement. Dans l'hypothèse de très faibles pertes diélectriques et mécaniques, la fréquence d'antirésonance électrique f_a est égale à f_p et la fréquence de résonance électrique f_r est égale à f_s. Les concepts f_a et f_r sont retenus dans le manuscrit de la thèse.

Dans notre travail, la plaque piézoélectrique de type Pz26 à une épaisseur égale à 2,236 mm. Comme l'épaisseur des électrodes est très faible par rapport à l'épaisseur de la plaque piézoélectrique, l'inertie mécanique des électrodes est généralement négligée. Cependant, il est utile de connaître leur effet. Les parties réelles et imaginaires de l'impédance électrique et de l'admittance calculées à l'aide du schéma K.L.M. pour la plaque avec une épaisseur des électrodes négligée (courbe rouge) ou prise en compte de 0,05mm (courbe bleue) sont représentées sur la Figure 2.3.

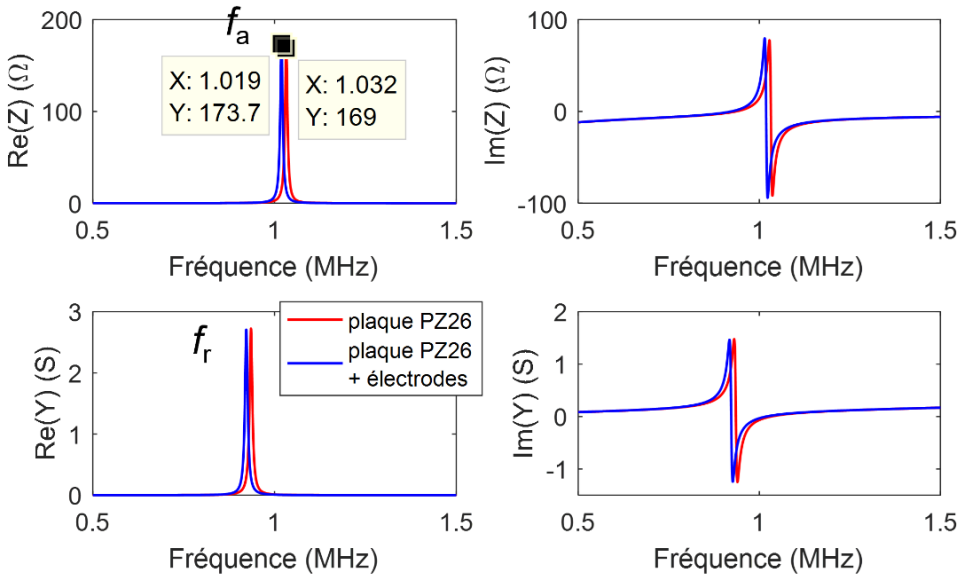


Figure 2.3 : Parties réelle et imaginaire de l'impédance (Z) et de l'admittance (Y) d'une plaque piézoélectrique avec une épaisseur des électrodes négligée (courbe rouge) ou prise en compte comme étant de 0,05mm (courbe bleue).

Nous observons que la fréquence d'antirésonance de la plaque dont l'épaisseur des électrodes est négligée est de 1,032 MHz. La modélisation par la méthode des éléments finis dans laquelle les électrodes sont assimilées à une ligne (pas d'épaisseur), conduit à une valeur identique indiquée dans le Tableau 2.1.

En revanche, lorsque l'épaisseur des électrodes est prise en compte et est égale à 0,05 mm, même si elle reste faible par rapport à celle de la plaque piézoélectrique (environ 2%), la fréquence d'antirésonance devient légèrement plus petite, égale à 1,019 MHz (voir Tableau 2.1). Cette valeur est conservée pour la comparaison avec le résultat expérimental obtenue au chapitre 3. Cependant, l'épaisseur des électrodes n'a pas été incluse dans les simulations numériques en raison du temps de calcul requis (voir l'annexe B pour le choix du maillage dans les simulations numériques).

Tableau 2.1 : Fréquence d'antirésonance calculée et simulée de la plaque piézoélectrique en fonction de l'épaisseur des électrodes.

Méthode	K.L.M		Eléments finis
Epaisseur des électrodes (mm)	0	0,05	0
f_a (MHz)	1,032	1,019	1,032

2.3. Ondes de Lamb et analyse modale

2.3.1 Ondes de Lamb : modes S et A

Les courbes de dispersion permettent de connaitre la vitesse de phase et la vitesse de groupe des ondes guidées dans les milieux bornés. La relation de dispersion entre la fréquence et le nombre d'onde *k*, l'équation de Rayleigh-Lamb, est montrée ci-dessous [9] pour un milieu isotrope et homogène :

$$\frac{\omega^4}{V_T^4} = 4\,k^2 q^2 \left(1 - \frac{p\tan(pe-\alpha)}{q\tan(qe-\alpha)}\right), \qquad (2.9)$$

où *e* est l'épaisseur de la plaque et $\alpha = 0\ ou\ \pi/2$.

Avec p^2 et q^2 posés pour satisfaire aux équations de propagation :

$$\partial^2\varphi + p^2\varphi = 0 \text{ et } \partial^2\Phi + p^2\Phi = 0, \qquad (2.10)$$

$$p^2 = \frac{\omega^2}{V_L^2} - k^2 \text{ et } q^2 = \frac{\omega^2}{V_T^2} - k^2, \qquad (2.11)$$

où φ est un potentiel scalaire et Φ la composante du potentiel vecteur selon la direction hors du plan de propagation. V_L et V_T sont les vitesses de phase des ondes de volume longitudinales et transversales respectivement.

Lorsque α est nul, il s'agit de modes de type symétrique, notés S comme illustré sur la Figure 2.4 (a), ce qui signifie que de part et d'autre du plan médian les composantes longitudinales des déplacements sont identiques et les composantes transversales sont opposées. Lorsque α est égal à π/2, il s'agit de modes antisymétriques A : les composantes transversales des déplacements sont égales et les composantes longitudinales sont de mêmes amplitudes mais de directions opposées, comme le montre la Figure 2.4 (b).

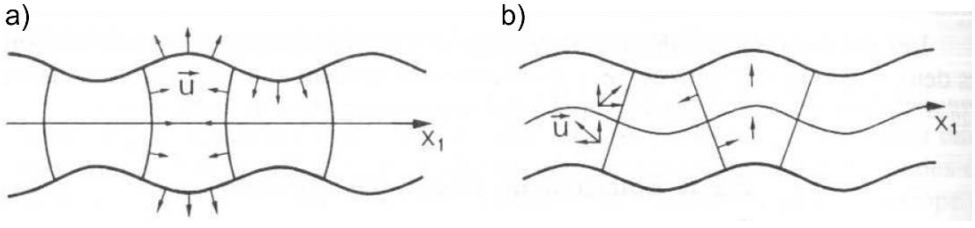


Figure 2.4 : Ondes de Lamb (a) modes symétriques S (b) modes antisymétriques A [9].

2.3.2 Modèle de cellule élémentaire d'une plaque infinie

Afin de visualiser les ondes de Lamb et les déplacements mécaniques, une étude numérique par éléments finis est effectuée à l'aide du logiciel COMSOL Multiphysics 5.4.

La méthode que nous utilisons pour déterminer les courbes de dispersion d'un guide d'onde périodique consiste à utiliser les conditions périodiques de Floquet aux limites d'une cellule élémentaire [10]. Les principaux avantages de cette méthode sont un temps réduit de calcul et une mise en œuvre simple. Les structures de bandes peuvent aussi être obtenues pour une variété de modes, ce qui est une considération importante pour toute application avec des ondes guidées ultrasonores.

A partir d'une plaque solide uniforme, on extrait une cellule élémentaire bidimensionnelle le long de la direction de propagation suivant l'axe *x* (Figure 2.5).

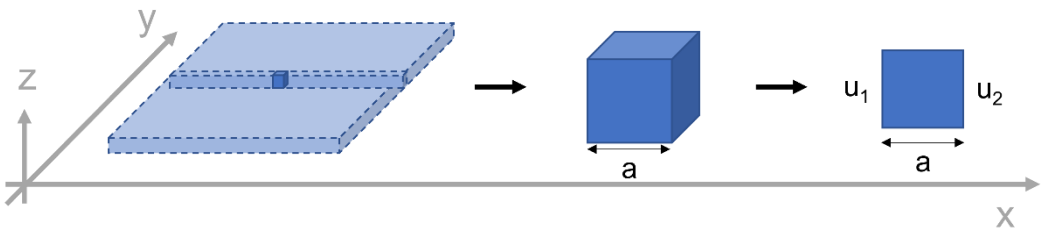


Figure 2.5 : Extraction d'une cellule élémentaire bidimensionnelle de largeur a. Les conditions aux limites de Floquet sont appliquées de part et d'autre de la cellule suivant l'axe x.

Les conditions aux limites périodiques de Floquet appliquées sur des plans y-z parallèles de la cellule sont définies par l'équation suivante :

$$u_1 = u_2 e^{-ik_x a}, \qquad (2.12)$$

où k_x est le nombre d'onde de Floquet dans la direction *x*, u_1 et u_2 représentent les déplacements des deux côtés de la cellule élémentaire selon l'axe *x*.

Pour une plaque en aluminium uniforme, infinie selon l'axe *x* et d'épaisseur *e* selon l'axe *z*, la cellule élémentaire de largeur *a* est représentée sur la Figure 2.6 (a). Une deuxième cellule avec un profil en forme de « U » est illustrée sur Figure 2.6 (b). Les courbes de dispersion de ces deux plaques, après application de cette méthode, sont tracées sur la Figure 2.6 (c) et (d), respectivement.

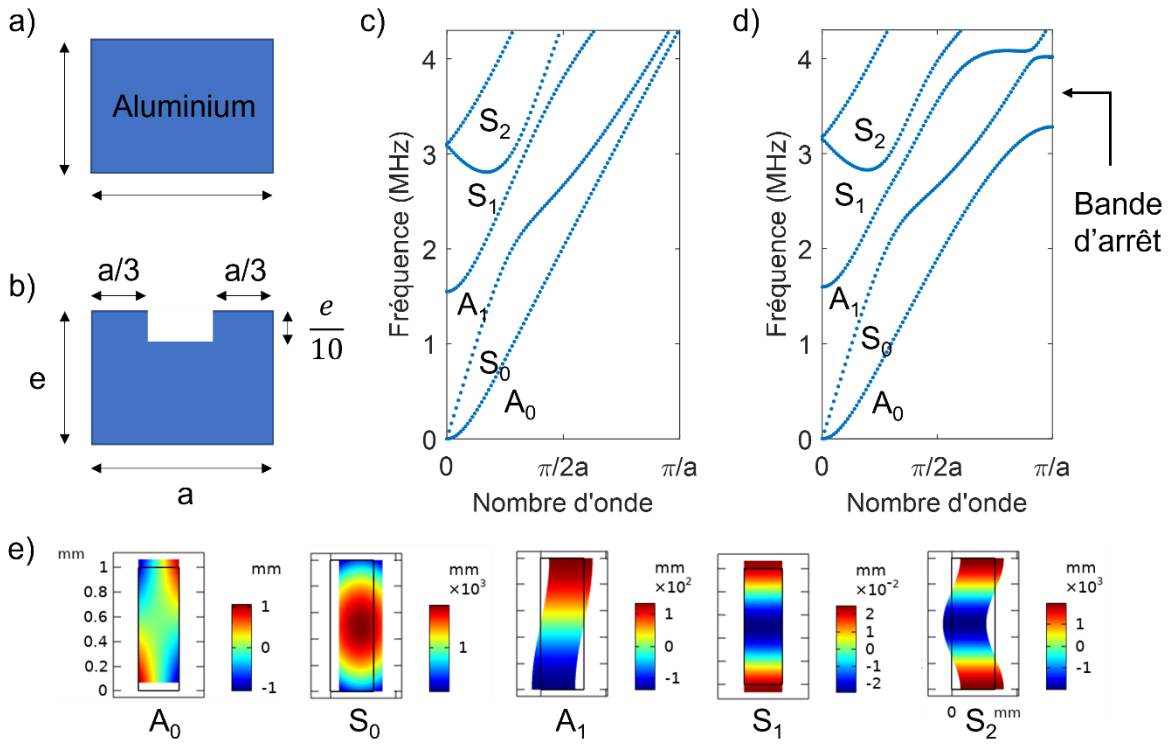


Figure 2.6 : Cellule élémentaire d'une plaque en aluminium infinie (a) complète et (b) découpée mécaniquement en « U » de 10% épaisseur. (c-d) Courbes de dispersion correspondant à (a-b) respectivement avec indication les modes symétriques et antisymétriques. (e) Forme des modes (déplacements) symétriques S_0, S_1, S_2 et antisymétriques A_0, A_1 pour k nul.

Sur les courbes de dispersion de la plaque uniforme, nous observons que les ondes de Lamb sont propagatives. Les modes symétriques et antisymétriques ont tous deux des vitesses de phase positives et différentes, à l'exception du mode S_1 aux petits nombres d'onde (nombres d'onde avant que la vitesse soit nulle). Cependant, dans la plaque dont la section élémentaire forme un « U », des bandes d'arrêt apparaissent en limite de zone de Brillouin : certaines ondes de Lamb deviennent évanescentes. Nous les appelons également les bandes interdites de Bragg. Le changement périodique de section de la plaque tend à ralentir les modes A_0 et S_0 au voisinage de 4 MHz. Ici la bande d'arrêt ne concerne que ces modes et pas tous les modes pour une fréquence donnée : elle n'est pas complète suivant l'axe de propagation.

La propagation des ondes de Lamb dans un matériau piézoélectrique est à présent considérée.

La cellule élémentaire de la plaque piézoélectrique Pz26 est représentée sur la Figure 2.7 (a). Les électrodes de la plaque piézoélectrique sont complètes. Les conditions de périodicité de Floquet s'appliquent aux déplacements mécaniques et également au potentiel électrique. Les Figure 2.7 (b) et (c) montrent les courbes de dispersion de la plaque dans des conditions aux limites électriques de circuit ouvert (CO) et de court-circuit (CC) respectivement. Les croix rouges indiquent la fréquence d'antirésonance et la fréquence de résonance de la plaque. La représentation est spécifique au nombre d'onde positifs et à la première zone de Brillouin même si les ondes se propagent dans les deux sens.

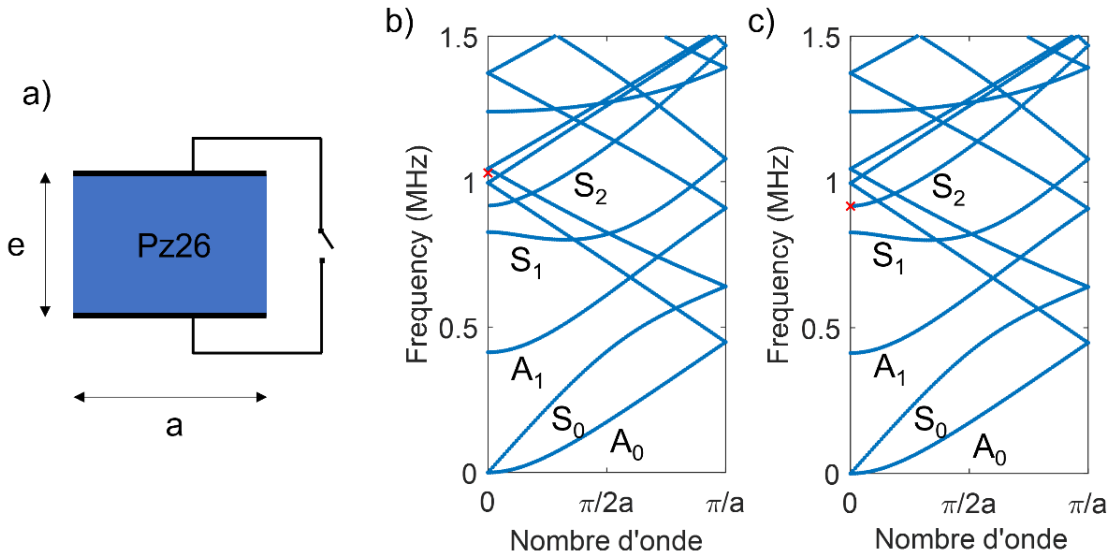


Figure 2.7 : (a) Cellule élémentaire d'une plaque piézoélectrique Pz26 avec les électrodes complètes avec possibilité de changer les conditions aux limites électriques. Courbes de dispersion : (b) circuit ouvert et (c) court-circuit. La fréquence d'antirésonance est indiquée par la croix rouge.

Nous observons que toutes les ondes de Lamb, symétriques et antisymétriques, se propagent également dans une plaque piézoélectrique munie d'électrodes complètes, mais à des vitesses plus lentes que dans une plaque d'aluminium.

Les courbes de dispersion de la plaque sous les conditions aux limites CO et CC sont identiques sauf pour la fréquence d'antirésonance au nombre d'onde *k* nul, c'est-à-dire que la propagation des ondes de Lamb dans la plaque est la même sauf le mode d'épaisseur qui trouve les conditions pour exister à une fréquence plus basse lorsque les électrodes sont en court-circuit.

2.4. Découplage électrique passif

2.4.1 Plaque piézoélectrique phononique avec les électrodes périodiques symétriques

Nous avons observé que la périodicité géométrique d'une plaque en aluminium conduit à des bandes d'arrêt sur la courbe de dispersion par le phénomène d'interférences de Bragg. Pour une plaque piézoélectrique, la périodicité des électrodes conduit également à des bandes interdites pour certains modes [11,12]. Cette plaque avec des électrodes périodiques sera nommée « plaque piézoélectrique phononique » dans ce travail.

La Figure 2.8 (a) montre une cellule élémentaire pour laquelle la largeur des électrodes périodiques représente 80% de la largeur. Cette largeur des électrodes est choisie pour une meilleure observation des bandes interdites, il faut donc noter que la valeur du taux de recouvrement peut changer la largeur des bandes interdites.

Les courbes de dispersion de la plaque pour les conditions aux limites électriques CO et CC sont montrées sur les Figure 2.8 (b) et (c).

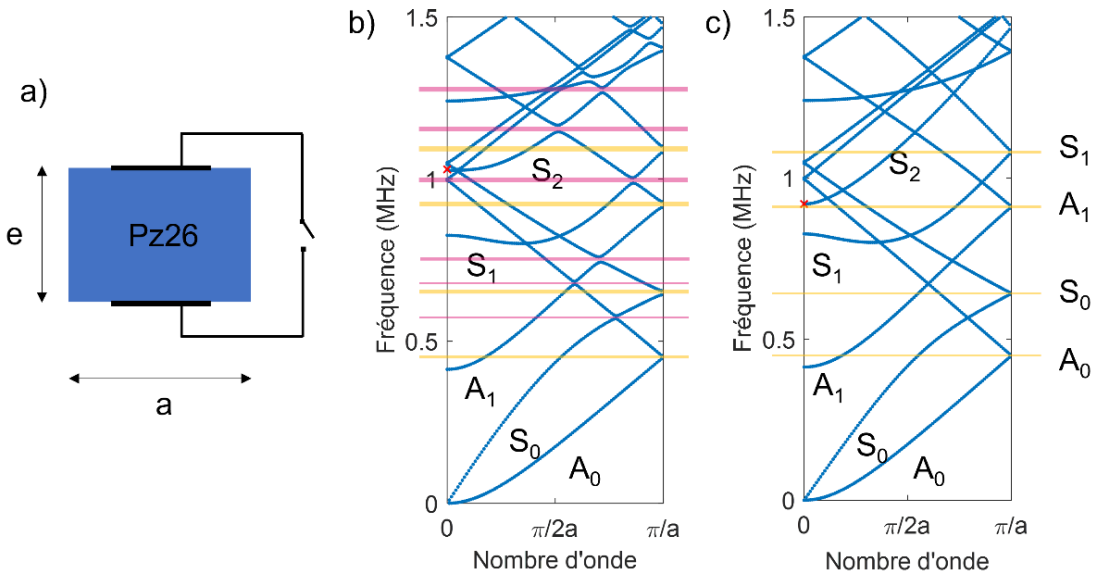
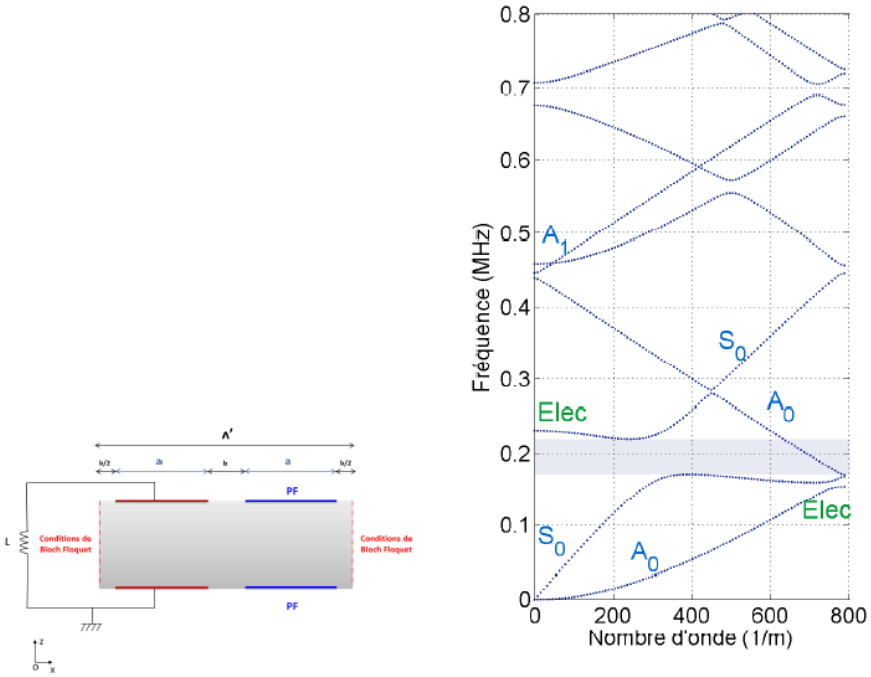


Figure 2.8 : (a) Cellule élémentaire d'une plaque piézoélectrique Pz26 avec les électrodes périodiques sous des conditions aux limites électriques : (b) circuit ouvert et (c) court-circuit. La fréquence de résonance mécanique de la plaque est indiquée par la croix rouge et les bandes interdites sont indiquées par les rectangles jaunes et violets selon qu'elles sont dans ou au bord de la première zone de Brillouin.

Les bandes interdites observées sur les courbes de dispersion entre 0 et 1.5 MHz ont deux types de nature. Le premier type est marqué en jaune, les bandes interdites sont situées au bord de la première zone de Brillouin. Elles sont introduites par la périodicité des électrodes et ne font intervenir qu'un seul mode, A_0, S_0, A_1, S_1, S_2, etc. Le deuxième type de bandes interdites, marquées en violet, se situe à l'intérieur des zones de Brillouin. Elles apparaissent à l'intersection de deux modes différents, où la vitesse de groupe s'annule. Elles sont appelées les bandes interdites d'hybridation [13].

Nous observons des effets différents selon les conditions limites. La largeur des bandes interdites de Bragg et le nombre des bandes interdites hybrides sont plus importants lorsque la plaque piézoélectrique phononique est en circuit ouvert.

Un autre type de bandes interdites hybrides est introduit par l'utilisation de shunts inductifs pour relier les électrodes en vis-à-vis pour la plaque piézoélectrique phononique. Les shunts inductifs périodiques installent un nouveau mode dispersif dit « mode électrique ». Lorsqu'il croise un mode symétrique ou antisymétrique, une bande interdite apparaît à l'intérieur de la zone de Brillouin [14]. Les études de Kherraz et *al.* sont basées sur une plaque piézoélectrique avec les électrodes disposées périodiquement sur les deux surfaces en vis-à-vis. Une inductance de 470 µH est connecté à chaque paire d'électrodes de part et d'autre de la plaque. Le schéma de la maille élémentaire et les courbes de dispersion entre 0 et 800 kHz sont présentées sur la Figure 2.9. L'influence du mode électrique indiqué par « Elec » en vert est marquée en basses fréquences.



(a) Maille élémentaire Λ' simulée. (b) Diagramme de bandes. **Elec** : mode électrique.

Figure 2.9 : (a) Schéma de la maille élémentaire Λ' (b) Diagramme de bandes correspondant à Λ' pour L = 470 µH [14].

Nous observons une bande interdite autour de 200 kHz correspondant à l'interaction du mode électrique et du mode symétrique S_0.

Dans cette thèse nous allons utiliser cet effet d'ouverture de bande interdite de façon à réduire le nombre de modes guidés à la fréquence du mode épaisseur dans le but de réduire les possibilités de couplage entre éléments voisins au sein d'un transducteur multi-éléments ultrasonore. Notons que la géométrie correspondant à une configuration de transducteur est un peu différente de celle de la Figure 2.9 en ce qu'elle impose d'avoir une électrode complète mise à la terre d'un côté.

Les bandes interdites obtenues pour des plaques piézoélectriques phononiques sont partielles, c'est-à-dire qu'il existe toujours un ou des modes propagatifs dans la gamme de fréquences où se trouve la bande d'arrêt. Afin d'obtenir une bande interdite complète sans propagation de mode de Lamb, des plaques piézoélectriques composites seront présentées et étudiées dans la section 1.5.

2.4.2 Plaque piézoélectrique phononique pour l'application aux transducteurs

Comme l'interaction entre le mode électrique et les modes de Lamb à basses fréquences permet l'ouverture d'une bande interdite, nous allons étudier son applicabilité aux transducteurs ultrasonores pour des fréquences au voisinage du mode de vibration en épaisseur.

Nous choisissons une cellule élémentaire d'épaisseur t = 2,236 mm et de largeur a = 2 mm, représentée sur la Figure 2.10. Elle est recouverte d'une électrode pleine mise à la masse d'un côté et d'une électrode centrale de largeur $e = a - b$ de l'autre côté (b est le kerf entre deux électrodes adjacentes dans la structure phononique). Les dimensions géométriques de l'électrode et du kerf sont e = 1,9 mm et b = 0,1 mm, respectivement. Le taux de recouvrement des électrodes pour les échantillons disponibles au laboratoire n'était pas le meilleur, et l'étude de la relation entre la largeur des bandes

interdites et le taux de recouvrement est décrite en détail dans la section 1.4.3, mais il nous a tout de même permis d'observer des bandes interdites.

L'électrode est laissée à un potentiel flottant, c'est-à-dire en circuit ouvert. Les conditions aux limites périodiques de Floquet sont appliquées à $x = 0$ et $x = a$ pour les déplacements mécaniques et les potentiels électriques.

Afin de limiter les temps de calculs pour le modèle numérique, une approximation bidimensionnelle est choisie. L'approximation de déformation plane bidimensionnelle, c'est-à-dire un mouvement dans le plan *x-z*, est choisie. Ainsi, on suppose que la dimension selon l'axe *y* peut être considérée comme infinie par rapport à *a*. Nous prenons cette dimension hors plan de propagation égale à 1m. Cette condition sera discutée dans le chapitre 3 lors de la comparaison avec les mesures.

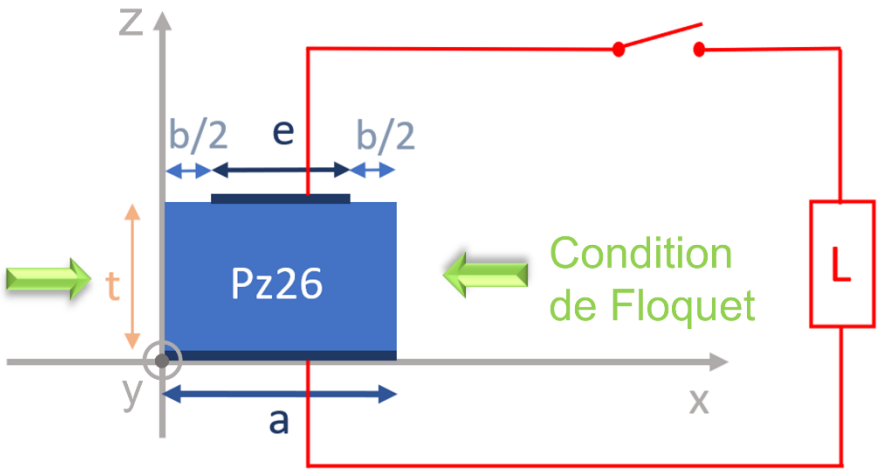


Figure 2.10 : Cellule élémentaire de la plaque piézoélectrique phononique infinie avec des conditions limites électriques CO (circuit ouvert) et SI (shunt inductif) appliquées sur les électrodes.

Avec ce modèle, les valeurs des fréquences propres sont calculées à partir de nombres d'ondes réels afin d'obtenir les courbes de dispersion qui sont représentées sur la Figure 2.11 (b).

Les courbes de dispersion sont périodiques par rapport au nombre d'onde, c'est-à-dire qu'à chaque intervalle de $\frac{2\pi}{a}$, le motif des courbes se répète. Dans l'espace du réseau réciproque, l'intervalle $-\frac{\pi}{a} \leq k \leq \frac{\pi}{a}$ est connu comme la première zone de Brillouin. Les zones suivantes sont identiques par translation du vecteur du réseau réciproque. Ainsi l'analyse des courbes de dispersion dans la première zone de Brillouin, de 0 à $\frac{\pi}{a}$ est suffisante pour connaitre le comportement vibratoire de la structure.

Nous ciblons la gamme de fréquences spécifique à l'application pour laquelle l'élément actif du transducteur ultrasonore vibre principalement en mode piston. La plaque piézoélectrique vibre en mode épaisseur à la fréquence la plus basse donnée par la fréquence d'antirésonance f_a correspondant au maximum de la partie réelle de l'impédance électrique sur la Figure 2.11 (a). Cette fréquence peut également être observée dans les courbes de dispersion de la plaque sous la condition CO à la fréquence de coupure du mode Lamb S_2 (croix rouge sur la Figure 2.11 (b)).

Les formes des modes symétriques S_0, S_1 et antisymétriques A_0, A_1 sont illustrées sur la Figure 2.11 (c). Les amplitudes de déplacement sur les deux faces de la plaque sont opposées pour les modes symétriques et identiques pour les modes symétriques.

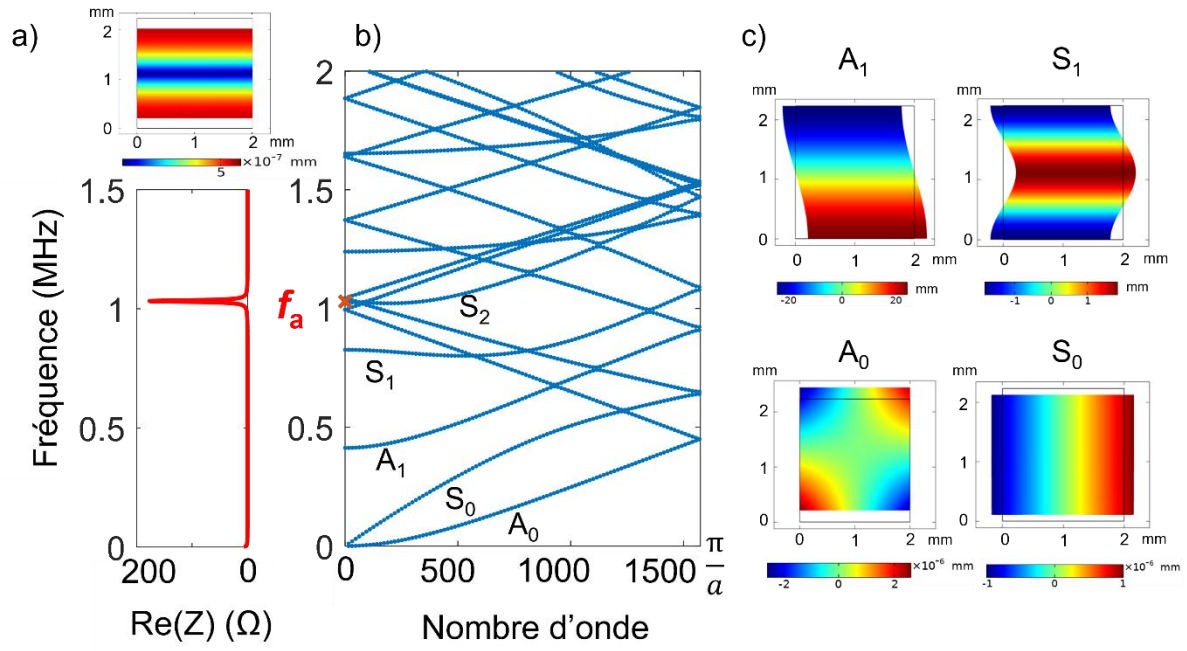


Figure 2.11 : (a) Partie réelle de l'iImpédance électrique de la plaque piézoélectrique en fonction de la fréquence. f_a représente la fréquence d'antirésonance électrique à laquelle correspond la forme du premier mode d'épaisseur. (b) Courbe de dispersion des ondes de Lamb dans la plaque piézoélectrique phononique en condition CO. Le mode d'épaisseur à la fréquence de coupure du mode de Lamb propagatif S_2 est indiqué par la croix rouge. (c) Forme des modes symétriques S_0, S_1 et antisymétriques A_0, A_1 pour k nul.

2.4.3 Etude des paramètres : taux de recouvrement

La plaque phononique piézoélectrique a été obtenue en découpant en secteurs réguliers l'électrode initialement uniforme. La largeur de l'électrode *e* est de 1,9 mm, soit 95% de la largeur de la cellule élémentaire. Or, la largeur des bandes interdites dépend de cette valeur. Il est donc nécessaire d'étudier la relation entre la largeur de l'électrode et la largeur des bandes interdites.

Nous définissons d'abord le taux de recouvrement de l'électrode = largeur de l'électrode / largeur de la maille élémentaire * 100 % = *e / a * 100 %.* Les fréquences maximale et minimale de la bande interdite sont notées f_{max} et f_{min}, respectivement, de sorte que la largeur de la bande interdite est la différence entre ces deux fréquences. Les vitesses de phase maximale et minimale correspondante sont notées v_{max} et v_{min} et sont calculées par la relation $v = 2*\pi*f/k$.

Les évolutions de ces deux fréquences et de la largeur de bande interdite du mode S_0 au bord de la première zone de Brillouin en fonction du taux de recouvrement de l'électrode, pour la plaque piézoélectrique en condition CO et CC, sont présentées sur la Figure 2.12.

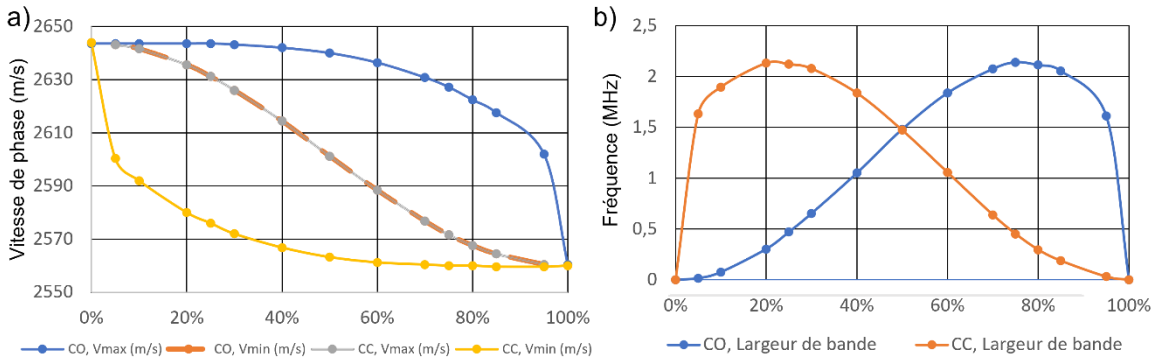


Figure 2.12 : (a) Vitesse de phase maximale et minimale, (b) largeur de la bande interdite du mode S_0 au bord de la première zone de Brillouin en fonction de taux de recouvrement de l'électrode pour la plaque piézoélectrique en CO et CC.

Sur la Figure 2.12 (a), les courbes bleue et orange représentent la vitesse de phase maximale et minimale, respectivement, en fonction du taux de recouvrement lorsque la condition CO est appliquée sur les électrodes de la plaque. Elles varient de 2645 m/s à 2560 m/s. La tendance à la baisse de la vitesse maximale est initialement plus lente, puis s'accentue. La tendance à la baisse de la vitesse minimale est d'abord lente, puis elle augmente jusqu'à atteindre la valeur maximale à 50 % de taux de remplissage, pour ensuite augmenter plus lentement jusqu'à un recouvrement de 100%. Les courbes grise et jaune représentent la vitesse de phase maximale et minimale, respectivement, en condition de court-circuit (CC). La variation pour la vitesse maximale en CC est identique à celle de la vitesse minimale en CO. La diminution de la vitesse minimale est élevée pour des taux de recouvrement faibles puis tend vers zéro lorsque l'électrode est complète.

La Figure 2.12 (b) représente la différence entre la fréquence maximale et minimale : la largeur de la bande interdite. Elle est la plus importante lorsque le taux de recouvrement de l'électrode est de 80% en CO ou de 20% en CC.

A plus hautes fréquences, au voisinage du mode épaisseur utilisé en transduction, on étudie de la même manière les vitesses de phase et les largeurs des bandes interdites du mode S_2 au bord de la première zone de Brillouin dans les conditions CO et CC. Les courbes sont présentées sur la Figure 2.13.

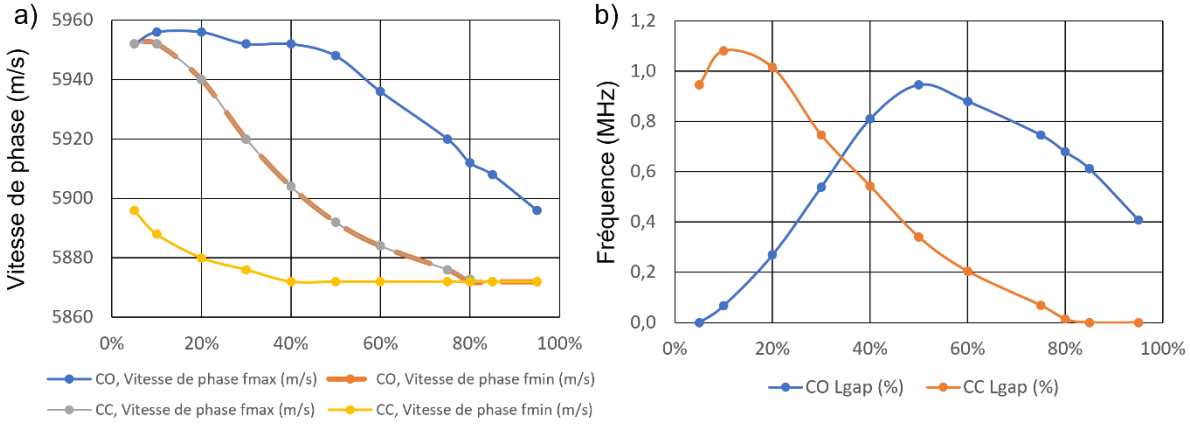


Figure 2.13 : (a) Vitesse de phase maximale et minimale, (b) largeur de la bande interdite du mode S_2 au bord de la première zone de Brillouin en fonction du taux de recouvrement de l'électrode pour la plaque piézoélectrique en CO et CC.

Nous observons les mêmes tendances que précédemment pour les vitesses de phase en condition CO et CC. Néanmoins les vitesses sont ici plus élevées et comprises entre 5870 m/s et 5960 m/s. Par ailleurs, les valeurs optimales du taux de remplissage de l'électrode pour atteindre la bande interdite

maximale sont de 50% en CO et de 10% en CC. Nous en concluons que des conditions bien choisies aux limites électriques (10% de recouvrement en CC) peuvent empêcher la propagation du mode S_2 au voisinage du mode d'épaisseur de la céramique piézoélectrique. Cependant, l'échantillon dont nous disposons pour les mesures ne répondra pas à cette condition de recouvrement.

2.5. Découplage mécanique passif

2.5.1 Plaque piézoélectrique composite

Dans les transducteurs ultrasonores multi-éléments piézoélectriques, on trouve habituellement une plaque piézoélectrique composite, également appelée piézocomposite, constituée de deux types de matériaux : un matériau piézoélectrique et un polymère.

La façon dont sont agencés ces matériaux est indiquée par la connectivité [15,16], une caractéristique importante pour comprendre les propriétés des solides multi-phases. Les propriétés physiques effectives peuvent changer de plusieurs ordres de grandeur selon le type de connectivité. Comme chaque phase du composite peut être connectée en zéro, une, deux ou trois dimensions, il existe donc au total dix modèles de connectivité différents pour les piézocomposites formés de deux matériaux : 0-0, 1-0, 2-0, 3-0, 1-1, 2-1, 3-1, 2-2, 2-3 et 3-3 (voir la Figure 2.14). Par exemple, les composites contenant une inclusion ellipsoïdale isolée est caractérisés par une connectivité 0-3 ou 3-0, où l'indice 3 fait référence au nombre d'axes de coordonnées le long desquels la matrice du composite est distribuée de manière continue. Lorsque les inclusions ont la forme d'un cylindre elliptique ou d'une tige allongée, cette géométrie microscopique entraîne une connectivité 1-3 ou 3-1 du composite.

La connectivité 1-3 est la plus utilisée pour une sonde ultrasonore qui correspond à un composite céramique/polymère ferroélectrique avec des inclusions céramiques.

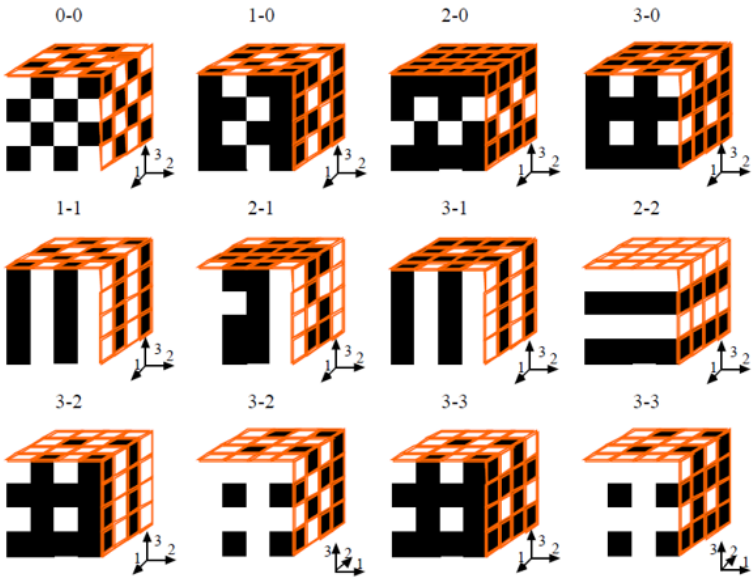


Figure 2.14 : Les modèles de connectivité différentes d'un piézocomposite. Les parties noire et blanche sont le matériau piézoélectrique et le polymère, respectivement [17].

Une compréhension détaillée de la propagation des ondes de Lamb dans la plaque composite est nécessaire afin de sélectionner correctement ses dimensions caractéristiques pour une utilisation dans

un transducteur. Les études de D. Certon et *al*, Guyonvarch et *al.* et Mikaël Wilm et *al.* ont porté sur la propagation des ondes de Lamb dans des plaques composites.

La propagation des modes latéraux [18] dans les composites piézoélectriques 1-3 a été étudiée par D. Certon et *al.* sans tenir compte du couplage avec les modes d'épaisseur de plaque. Ils ont montré la présence de larges bandes interdites complètes dans la première zone de Brillouin. Ils ont montré également que les vitesses de phase des ondes latérales déterminent les fréquences des modes latéraux pour une structure donnée. La variation de la vitesse de phase du premier mode latéral en fonction du rapport entre la largeur de barreau de céramique et le pas de la cellule élémentaire, expose un compromis entre l'impédance acoustique spécifique du composite et la fréquence du premier mode latéral.

Les études de Guyonvarch et *al.* [19] ont montré qu'un composite piézoélectrique peut être considéré comme un milieu homogène dans certaines limites notamment en basses fréquences. Il est donc possible d'évaluer les paramètres effectifs des composites piézoélectriques et de prédire les déplacements transitoires et harmoniques à la surface du réseau. Il a été observé la présence de plusieurs ondes de Lamb de différentes amplitudes, dont les principales pour le mode de Lamb symétrique.

Les études de Mikaël Wilm et *al.* [20] ont montré que lorsqu'un élément du piézocomposite est excité, le couplage joue un rôle dans la vibration des éléments voisins. L'élément activé et le deuxième élément adjacent vibrent principalement dans la direction longitudinale, tandis que le premier et le troisième élément adjacents présentent un comportement d'onde de cisaillement selon la forme du mode S_2. Ce comportement est lié à la proximité de fréquence du mode d'épaisseur et du mode S_2 de type Lamb.

Afin de minimiser le couplage du mode d'épaisseur aux modes latéraux parasites, il est important d'avoir des bandes interdites où les ondes de Lamb sont atténuées près de la fréquence de résonance du mode d'épaisseur. W. A. Smith et al. [21] ont représenté schématiquement la courbe de dispersion des ondes de Lamb dans une plaque composite avec des bandes interdites complètes. Ils ont expliqué que la première bande interdite à $k = \pi/a$, correspondant aux interférences destructives entre les barreaux adjacents plutôt qu'à une excitation électrique.

Les étapes essentielles lors de la conception d'un transducteur ultrasonore multi-éléments sont présentées sur la Figure 2.15. En fonction du besoin, nous sélectionnons la gamme de fréquences du transducteur ultrasonore. L'épaisseur de la plaque composite piézoélectrique est ainsi déterminée. Afin d'éviter les lobes de réseau sur son diagramme de rayonnement, la condition selon laquelle la largeur de l'élément est inférieure à la longueur d'onde doit être remplie. En outre, à l'intérieur d'un élément, le rapport entre l'épaisseur et la largeur du motif doit être supérieur à trois pour que les plots piézoélectriques vibrent en mode barreau. En augmentant ce rapport, les résonances latérales sont repoussées à des fréquences plus élevées et n'interfèrent pas avec la résonance du mode d'épaisseur du composite.

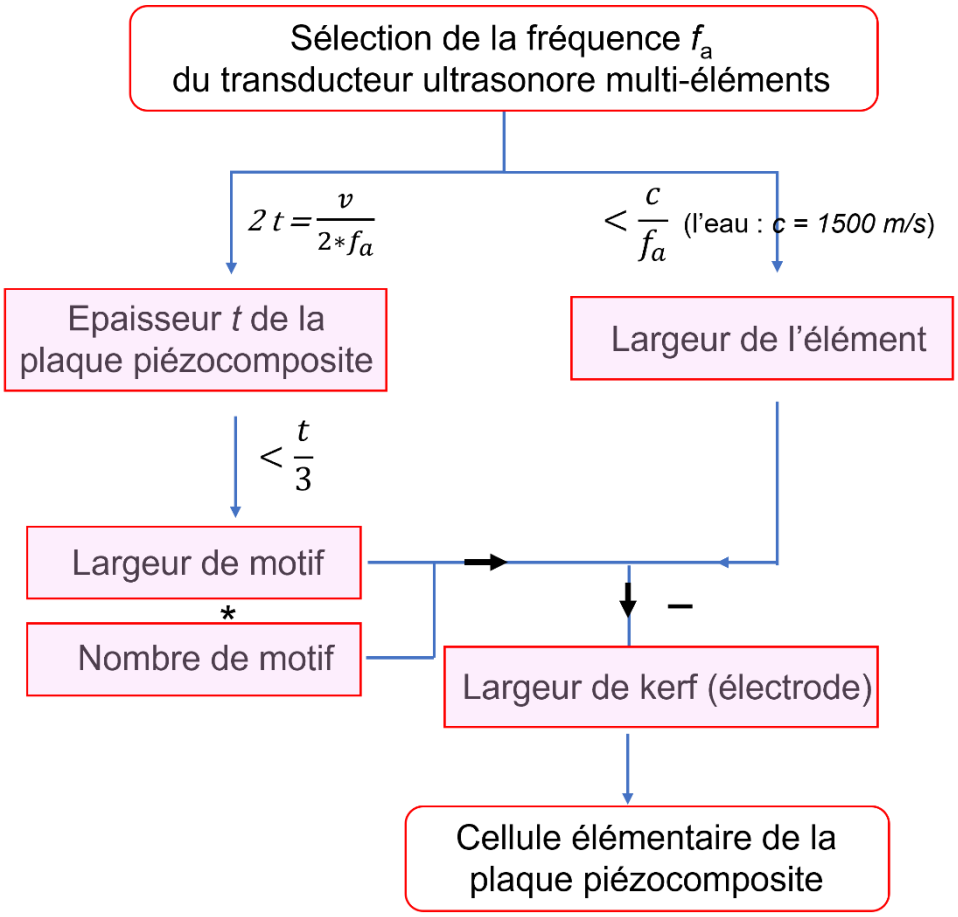


Figure 2.15 : Conception d'un transducteur ultrasonore multi-éléments.

Pour notre modèle de simulation, l'épaisseur de la plaque piézoélectrique composite *t* est de 1 mm et la largeur de la maille élémentaire *a* est donc choisi de 0,33 mm. Chaque élément de taille *d* = *2 a* = 0,66 mm est constitué de deux périodes (motifs) de piézocomposite, dont 50% de matériau piézoélectrique Pz26 et 50% d'époxy représentés par les barreaux bleus et les barreaux orange respectivement sur la Figure 2.16 (a). Sur la face avant de l'élément (au-dessus sur la figure), l'électrode est pleine et mise à la terre. Sur la face arrière (en bas sur la figure), l'électrode est en circuit ouvert.

Le choix de la proportion de matériau Pz26 et d'époxy est détaillé par une analyse paramétrique dans la section 2.5.3, car il influence la position et la largeur de la bande interdite. Nous supposons aussi que l'étendue spatiale du Pz26 et de l'époxy est suffisamment petite par rapport à la longueur d'onde pour que le piézocomposite soit représenté comme un milieu effectif pour les fréquences d'intérêt proches de la résonance d'épaisseur. Cette question de l'homogénéité du composite fait l'objet de la section 2.5.4.

Dans le paragraphe suivant, l'effet de la découpe mécanique sur les courbes de dispersion est analysé.

2.5.2 Plaque piézoélectrique composite avec découplage mécanique

Le découplage mécanique consiste classiquement à isoler les éléments les uns des autres en réalisant des découpes mécaniques dans la matrice polymère. Les éléments unitaires de la plaque piézoélectrique composite infinie avec 50% de matériaux piézoélectrique Pz26 et 50% d'époxy en circuit ouvert sans et avec découpe mécanique entre les éléments, sont représentés sur la Figure 2.16.

Pour obtenir des effets francs, le choix est fait de fentes profondes de 90% de l'épaisseur du composite et de largeur égale à 10% du pas a du composite (représentées par l'espace blanc sur la Figure 2.16 (b)).

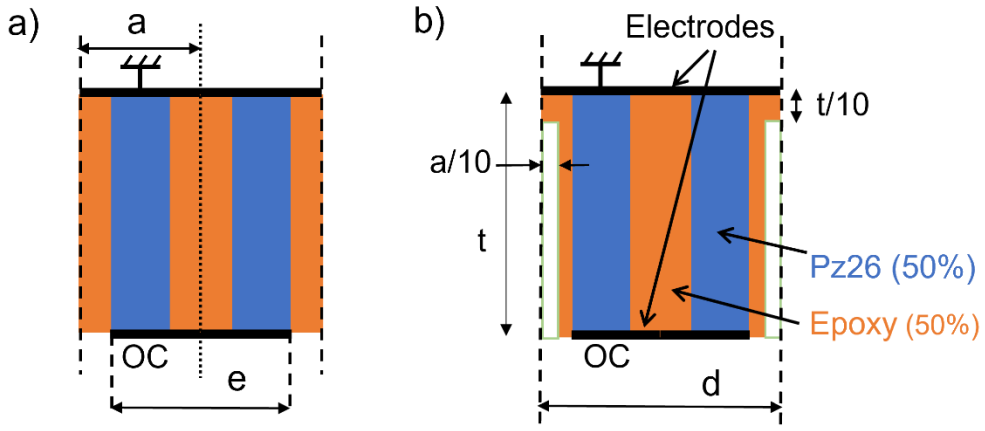


Figure 2.16 : Elément unitaire de la plaque piézoélectrique composite infinie avec 50% de matériau piézoélectrique Pz26 (barreaux bleus) et 50% d'époxy (zones orange) en circuit ouvert (a) sans découpe et (b) avec découpe mécanique entre les éléments, de 90% en profondeur et de 10% de la période du composite.

Les courbes de dispersion sont présentées sur la Figure 2.17 pour les deux configurations de la Figure 2.16 afin d'observer l'effet d'une découpe mécanique périodique.

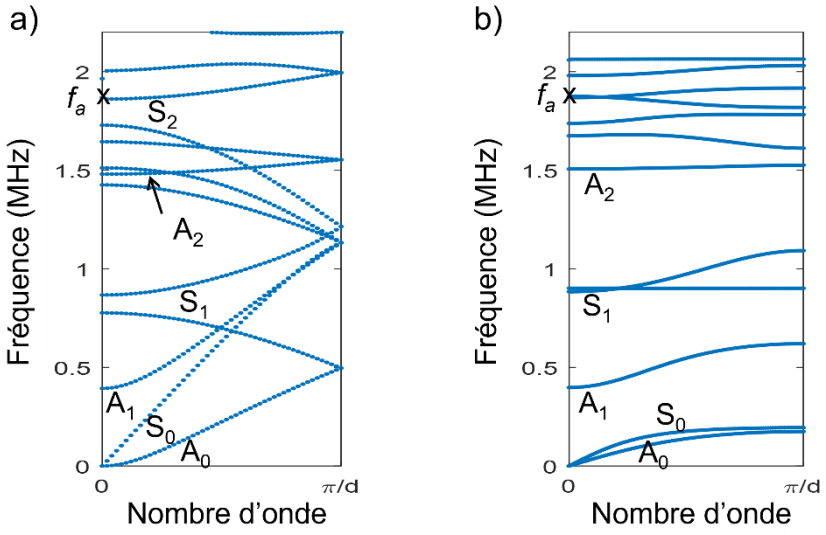


Figure 2.17 : Courbes de dispersion des ondes de Lamb dans le transducteur piézocomposite en circuit ouvert : (a) sans découpe et (b) avec découpe mécanique entre les éléments.

Avec cette géométrie et les paramètres du Pz26 et de la résine époxy, nous identifions en l'absence de découpe que la fréquence d'antirésonance $f_a = \frac{1}{2e}\sqrt{\frac{C^D_{33eff}}{\rho_{eff}}}$, indiquée par la croix noire sur la Figure 2.17, est de 1,8 MHz lorsque k = 0 rad.m^{-1}. ρ_{eff}, la masse volumique effective du composite est égale à 4880 kg/m^3 donc C^D_{33eff}, le coefficient élastique effectif, est de l'ordre de 58 GPa. f_a correspond à la fréquence de coupure d'un mode guidé unique dans la gamme de fréquences de 1,5 à 2 MHz en l'absence de découpe. Le mode S_2 est légèrement dispersif.

L'ensemble des modes guidés est affecté de différentes manières par la présence de l'interstice d'air. L'effet du découplage mécanique est principalement observé dans le ralentissement des vitesses de groupe des modes guidés. Idéalement, avec une découpe totale entre les éléments, la vitesse de groupe des modes tendra à s'annuler, supprimant ainsi le couplage par conduction solide entre éléments voisins.

Ces résultats préliminaires seront repris et enrichis dans le chapitre 5, lorsqu'une lame adaptatrice et un backing seront ajoutés pour se rapprocher d'une configuration type de sonde multi-éléments, et pour différentes conditions aux limites électriques.

2.5.3 Effets de la proportion des matériaux constituant la plaque piézocomposite

Afin d'obtenir une faible impédance acoustique et un couplage électromécanique élevés, le matériau optimal peut être obtenu en sélectionnant d'après leurs propriétés la céramique piézoélectrique et le polymère et en ajustant la fraction volumique des deux constituants.

Le modèle de W. A. Smith et *al.* [22,23] montre que les propriétés des composites piézoélectriques varient avec la fraction volumique du cristal piézoélectrique. En réduisant la fraction volumique de la céramique piézoélectrique, l'impédance acoustique du composite peut être réduite. Cependant, le couplage électromécanique des composites piézoélectriques diminue à de très faibles teneurs en céramique en raison de la charge élastique du polymère. Le compromis a trouver offre au concepteur de capteurs une multitude d'options afin de concevoir un composite piézoélectrique pour chaque application spécifique.

Les courbes de dispersion pour les fractions volumiques de 30 %, 50 %, 70 % et 80 % d'époxy dans la maille élémentaire, sont représentées sur la Figure 2.18.

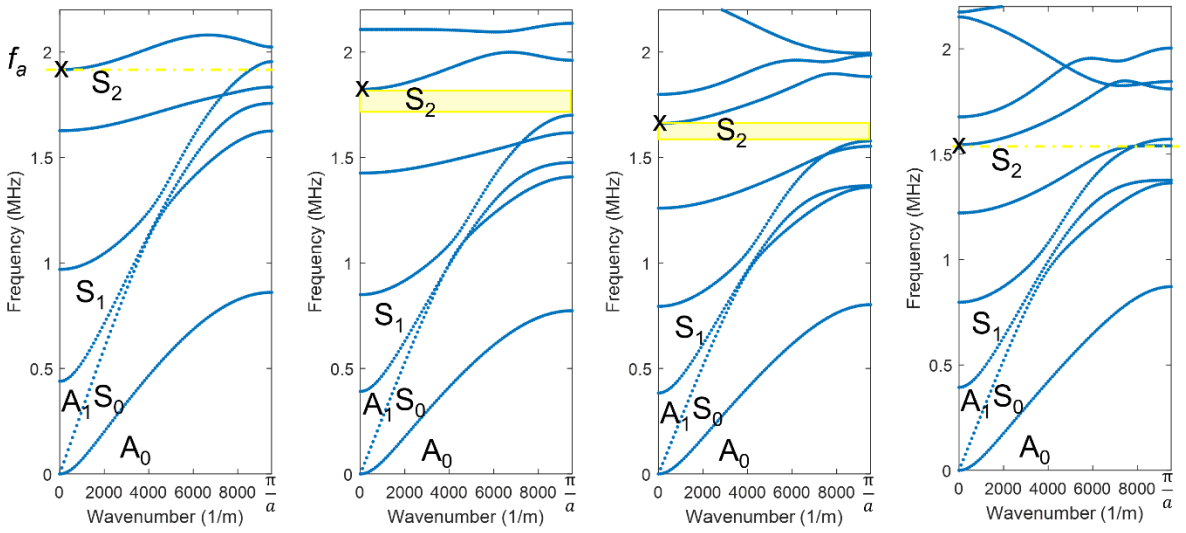


Figure 2.18 : Courbes de dispersion de la plaque piézocomposite de fraction volumique 30%, 50%, 70% et 80% d'époxy, de gauche à droite respectivement.

Sur ces courbes, nous observons que la fréquence d'antirésonance tend à diminuer lorsque la fraction volumique de la résine époxy dans la plaque composite piézoélectrique augmente. Nous observons une bande interdite complète pour des fractions de volume de 50% et 70%. Une analyse paramétrique

de cette bande interdite est donc présentée dans la Figure 2.19. La fréquence d'antirésonance f_a et la fréquence f_{min} sont les fréquences maximale et minimale de la bande interdite complète. La relation entre ces deux fréquences et la fraction volumique de la résine époxy se trouve sur la partie gauche de la Figure 2.19 et la différence entre ces deux fréquences, c'est-à-dire la bande interdite complète lorsqu'elle existe, se trouve sur la partie droite.

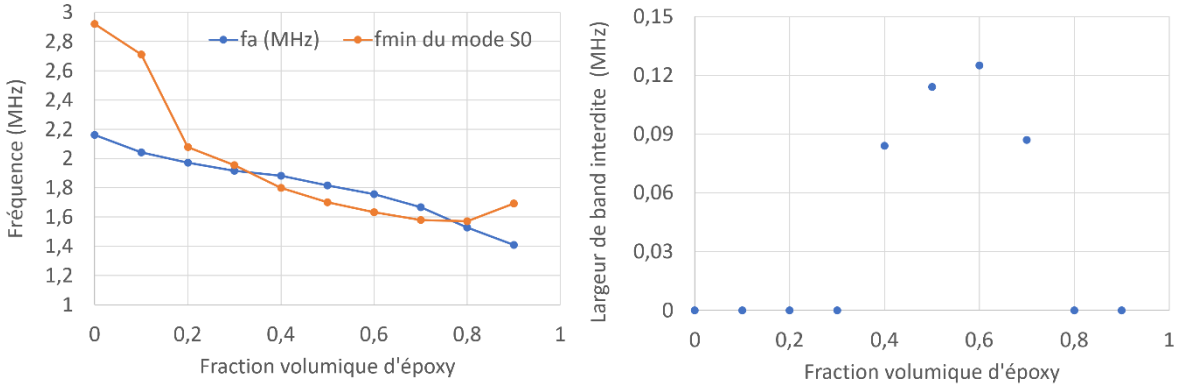


Figure 2.19 : Courbes des fréquences f_a, f_{min} (gauche) et la largeur de la bande interdite complète (droite) en fonction de la fraction volumique d'époxy dans la plaque piézocomposite.

Nous observons que la bande interdite complète apparait pour une fraction volumique comprise entre 35% et 75%. Sa valeur maximale est approximativement égale à 110 kHz lorsque la fraction volumique d'époxy et du matériau piézoélectrique sont égales. Dans les transducteurs ultrasonores, 50% est la fraction volumique la plus choisie afin de limiter la propagation des ondes de Lamb.

2.5.4 Etude de l'homogénéisation de la plaque piézocomposite

Ce n'est que si la demi-longueur d'onde de toutes les ondes excitées est supérieure aux dimensions caractéristiques d'un élément que ce composite peut être considéré comme un milieu homogène avec de nouveaux paramètres matériels effectifs [19]. L'hypothèse d'homogénéité, c'est-à-dire le nombre de motifs, est donc testée ici.

Dans la gamme de fréquences de 0 à 2,2 MHz, pour l'épaisseur de 1 mm choisie pour notre modèle (f_a = 1,8 MHz), la largeur de l'élément doit être inférieure à 0,83 mm et la largeur du motif doit être inférieure à 1/3 mm, comme expliqué dans la section 2.5.1.

Ces dimensions sont respectées si la largeur de l'élément du composite est de d = 0,66 mm et si par exemples, le motif du matériau piézocomposite est de a = 0,33 mm ou de a = 0,132 mm. Nos deux modèles prennent en compte la même fraction volumique de 50%, 2 motifs par élément et 5 motifs par élément, respectivement. Ils sont représentés sur la Figure 2.20 et les courbes de dispersions associées sont tracées sur la Figure 2.21.

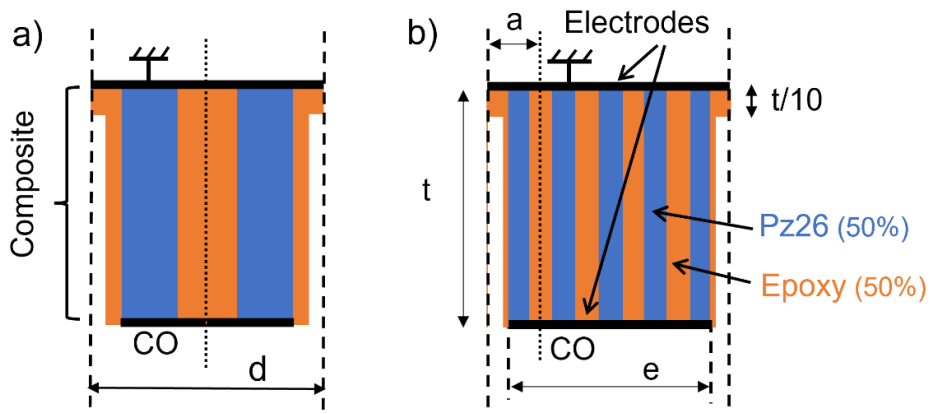


Figure 2.20 : Modèle d'un élément avec découpe mécanique, qui contient (a) 2 motifs (b) 5 motifs (voir l'annexe D).

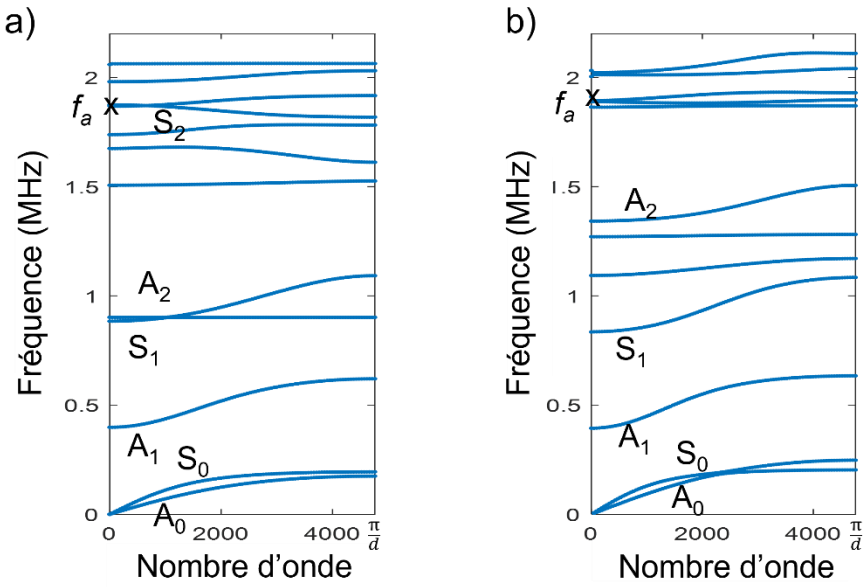


Figure 2.21 : Courbes de dispersion de la plaque piézocomposite avec découpe mécanique entre éléments. L'élément contient (a) 2 et (b) 5 motifs de matériau piézocomposite.

Nous observons que le changement de la fréquence d'antirésonance de la plaque piézocomposite est négligeable lorsque le nombre de motifs du piézocomposite augmente de 2 à 5 au sein de chaque élément. En dessous de 700 kHz, les modes antisymétriques A_0 et A_1 et le mode symétrique S_0 sont peu affectés par le nombre de motifs. À des fréquences plus élevées, les ondes de Lamb varient considérablement en raison des multiples réflexions des ondes dans la plaque.

Finalement, l'hypothèse de l'homogénéité est recevable en ce qui concerne le mode épaisseur uniquement. Ce n'est pas le cas pour l'ensemble des modes guidés aux fréquences supérieures à 700 kHz.

2.6. Conclusion

Ce chapitre se concentre sur la propagation des ondes de Lamb à partir d'une analyse modale, pour des plaques piézoélectriques uniformes, piézoélectriques phononiques et piézocomposites. Les modèles sont réalisés par la méthode des éléments finis. Les plaques sont considérées infinies selon une direction *x* par l'application des conditions de périodicité de Floquet.

A la fréquence d'antirésonance f_a, la plaque vibre dans le mode épaisseur fondamental. Cette fréquence se trouve sur les courbes de dispersion de la plaque pour un nombre d'onde nul. Sur les courbes de dispersion, la présence d'autres modes guidés à cette fréquence contribue à la création de liaisons dynamiques et donc à un couplage inter-éléments indésirable dans la plaque. Afin de réduire cet effet, deux méthodes consistant à introduire une bande interdite autour de la fréquence d'antirésonance sont présentées.

La première méthode est un découplage électrique passif. Des shunts inductifs sont connectés des électrodes périodiques qui couvrent un des côtés de la plaque piézoélectrique, à l'électrode du côté opposé qui est mise à la masse. A ce stade, avec l'utilisation d'inductances ayant la même valeur, les bandes interdites observées sur les courbes de dispersion sont partielles, c'est-à-dire qu'elles ne concernent qu'un ou quelques un des modes présents à cette fréquence. Le développement de cette méthode en vue d'application à des transducteurs ultrasonores multi-éléments est décrit dans le chapitre 3.

La deuxième méthode consiste en la découpe mécanique périodique d'une plaque piézocomposite. Elle permet de faire apparaitre une bande interdite complète au voisinage de f_a sur les courbes de dispersion. La proportion des deux matériaux du composite influence la position et la largeur de cette bande interdite. Lorsque les fractions volumiques du matériau piézoélectrique (Pz26) et du matériau passif (résine époxy) sont égales, la largeur de la bande interdite complète est de 0,11 MHz. Lorsque les éléments du transducteur est constitué de peu de motifs, par exemple 2, l'homogénéité n'est maintenue que pour le mode d'épaisseur et non pour les ondes de Lamb propagatives. Cette seconde approche de découplage mécanique, plus classique, nous apporte une situation de référence à laquelle comparer notre approche pour découplage électrique passif.

2.7. Bibliographie

[1] W.P. Mason, An Electromechanical Representation of a Piezoelectric Crystal Used as a Transducer, ELECTRO-MECHANICAL Represent. Cryst. (1935) 1–23.

[2] W.P. Mason, Physical Acoustics and the Properties of Solids, J. Acoust. Soc. Am. Vol. 28, Number 6. 1 (1956).

[3] W.P. Mason, Equivalent Electromechanical Representation of Trapped Energy Transducers, Proc. IEEE. 57 (1969) 1723–1734. https://doi.org/10.1109/PROC.1969.7387.

[4] M. Redwood, Transient Performance of a Piezoelectric Transducer, J. Acoust. Soc. Am. 33 (1961) 527–536.

[5] R. Krimholtz, D. Leedom, G. Matthaei, New equivalent circuits for elementary piezoelectric transducers, Electron. Lett. 6 (1970) 398–399.

[6] S. Sherrit, S.P. Leary, B.P. Dolgin, Y. Bar-Cohen, Comparison of the Mason and KLM equivalent circuits for piezoelectric resonators in the thickness mode, Proc. IEEE Ultrason. Symp. 2 (1999) 921–926. https://doi.org/10.1109/ultsym.1999.849139.

[7] M. Castillo, P. Acevedo, E. Moreno, KLM model for lossy piezoelectric transducers, Ultrasonics. 41 (2003) 671–679. https://doi.org/10.1016/S0041-624X(03)00101-X.

[8] D. Royer, E. Dieulesaint, Ondes élastiques dans les solides - Tome 2, Chapter 6, (2000).

http://archives.umc.edu.dz/handle/123456789/119070.

[9] D. Royer, E. Dieulesaint, ondes elastiques dans les solides - Tome 1, Chapitre 5, (2000).

[10] C. Hakoda, J. Rose, P. Shokouhi, C. Lissenden, C. Hakoda, J. Rose, P. Shokouhi, Using Floquet Periodicity to Easily Calculate Dispersion Curves and Wave Structures of Homogeneous Waveguides, 020016 (2018). https://doi.org/10.1063/1.5031513.

[11] C. Vasseur, C. Croenne, B. Dubus, J. Vasseur, A.C. Hladky-Hennion, C. Prevot, P. Martins, M. Pham-Thi, Numerical and experimental demonstration of the electrical Bragg band gaps in piezoelectric plates with a periodic array of electrodes, IEEE Int. Ultrason. Symp. IUS. (2017) 0–3. https://doi.org/10.1109/ULTSYM.2017.8092676.

[12] N. Kherraz, F.-H. Chikh-Bled, R. Sainidou, B. Morvan, P. Rembert, Tunable phononic structures using Lamb waves in a piezoceramic plate, 094302 (2019) 1–12. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.99.094302.

[13] M. Bavencoffe, A.C. Hladky-Hennion, B. Morvan, J.L. Izbicki, Attenuation of lamb waves in the vicinity of a forbidden band in a phononic crystal, Springer Proc. Phys. 128 (2009) 227–235. https://doi.org/10.1007/978-3-540-89105-5_20.

[14] N. Kherraz, Contrôle de la propagation d'ondes guidées dans une plaque piézoélectrique par application de conditions aux limites électriques périodiques, Thesis. (2017). https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01617398/.

[15] R.E. Newnham, Composite electroceramics, Ferroelectr. 681, 1-32. (1986). http://dx.doi.org/10.1080/00150198608238734.

[16] W.A. Smith, New opportunities in ultrasonic transducers emerging from innovations in piezoelectric materials, Proc. SPIE 1733, New Developments in Ultrasonic Transducers and Transducer Systems, (5 November 1992). https://doi.org/10.1117/12.130585 .

[17] J. Guyonvarch, Modelisation analytique et caracterisation bidimensionnelle d'une sonde echographique, Phd Thesis, Univ. Tours. (2002). https://www.theses.fr/2002TOUR3318.

[18] D. Certon, F. Patat, F. Levassort, G. Feuillard, B. Karlsson, Lateral resonances in 1–3 piezoelectric periodic composite: Modeling and experimental results, J. Acoust. Soc. Am. 101 (1997) 2043–2051. https://doi.org/10.1121/1.418136.

[19] D. Certon, L. Ratsimandresey, M. Lethiecq, I. Introduction, Response of bare 1 – 3 piezocomposite array to localized, 117 (2005). https://doi.org/10.1121/1.1829259.

[20] M. Wilm, R. Armati, W. Daniau, S. Ballandras, Cross-talk phenomena in a 1-3 connectivity piezoelectric composite, J. Acoust. Soc. Am. 116 (2004) 2948–2955. https://doi.org/10.1121/1.1804631.

[21] W.A. Smith, A.A. Shaulov, B.A. Auld, Design of piezocomposites for ultrasonic transducers, Ferroelectrics. 91 (1989) 155–162. https://doi.org/10.1080/00150198908015735.

[22] T.R. Gururaja, W.A. Schulze, L.E. Gross, R.E. Newnham, B.A. Auld, Y.J. Wang, Piezoelectric Composite Materials for Ultrasonic Transducer Applications . Part I : Resonant Rod-Polymer Composites, (1985).

[23] W.A. Smith, B.A. Auld, Modeling 1–3 Composite Piezoelectrics: Thickness-Mode Oscillations, IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 38 (1991) 40–47. https://doi.org/10.1109/58.67833.

Chapitre 3

3. Effets de shunts inductifs aux limites électriques d'une plaque piézoélectrique phononique sur la propagation des ondes élastiques : études numérique et expérimentale.

3.1. Introduction

Dans les chapitres précédents, le mécanisme de couplage inter-éléments dans un transducteur ultrasonore multi-éléments a été présenté, ainsi que deux méthodes pour le réduire : la méthode de découplage mécanique entre les éléments, ainsi qu'un principe original de découplage électrique. Ce dernier a été appliqué à une plaque piézoélectrique phononique infinie pour créer une bande interdite centrée sur le premier mode d'épaisseur.

Dans ce chapitre, un nouveau modèle numérique est introduit pour prendre en compte le nombre fini de cellules constituant la plaque. Grâce à ce modèle, les déplacements normaux à la surface de la plaque, résultat de la simulation, sont plus facilement comparés aux résultats expérimentaux et l'influence des bords de la plaque peut être évaluée en fonction de l'emplacement de l'élément actif.

D'abord, une comparaison des courbes de dispersion obtenues numériquement, d'une part à l'aide de ce nouveau modèle et d'autre part en utilisant le modèle du chapitre 2 pour une plaque infinie, sous conditions aux limites électriques de circuits ouverts (CO) et de shunts inductifs (SI), est effectuée. Puis, nous déterminons la valeur optimale de l'inductance à connecter aux éléments passifs de la plaque piézoélectrique. Ensuite, à la fréquence d'antirésonance, les déplacements normaux du côté de la plaque piézoélectrique mise à la masse et le diagramme de rayonnement en champ lointain dans l'eau sont calculés et analysés afin de montrer l'effet du shunt sur le couplage inter-éléments. Enfin, l'échantillon et le dispositif expérimental sont présentés pour la validation des résultats de simulation.

3.2. Modélisation bidimensionnelle

3.2.1 Modèle d'une plaque piézoélectrique finie sans et avec inductances

Un nouveau modèle numérique est introduit pour prendre en compte la dimension finie de la plaque piézoélectrique. Elle est composée de 40 cellules (secteurs de largeur a = 2 mm) et a une longueur totale de $L = 40\,a = 80$ mm. Le modèle est en 2D dans le plan x-z, comme représenté dans la Figure 3.1. La dimension de la plaque le long de la direction y est fixée à L également, ce qui correspondra à la dimension de notre échantillon. Des conditions aux limites mécaniques libres sont appliquées aux bords de la plaque (en $x = 0$ et $x = L$ pour $0 \leq z \leq t$ et en $z = 0$ et $z = t$ pour $0 \leq x \leq L$). La surface d'un côté

de la plaque ($z = t$) est mise à la masse et l'autre côté ($z = 0$) est soumis à des conditions électriques définies dans la suite. Une étude fréquentielle est réalisée et les déplacements normaux à $z = t$ sont obtenus pour tout $0 \leq x \leq L$.

Un des secteurs est excité avec une source de tension harmonique d'amplitude égale à 10 V et les autres secteurs ont comme conditions aux limites électriques soit CO soit SI. Lorsque le secteur excité est au bord de la plaque (secteur 1 sur la Figure 3.1), la propagation des ondes de Lamb dans la plaque est analysée dans l'espace (k, ω) avec les courbes de dispersion d'une plaque phononique piézoélectrique infinie comme élément de comparaison. Lorsque le secteur excité est le 20ème secteur (presque au centre de la plaque), les déplacements normaux à la surface de la plaque sont comparés à des résultats de mesures (section 3.3).

La mise en place du calcul numérique de ce modèle est faite à l'aide du logiciel Comsol Multiphysics en version 5.4. A la condition de circuit ouvert (CO) appliquée sur les électrodes correspond un « Potentiel Flottant ». Le module « circuit électrique » est utilisé pour ajouter une inductance et une résistance en série pour relier les électrodes à la masse et ainsi appliquer la condition SI [1]. Le type de maillage « Mapped » est choisi pour convenir à la plaque piézoélectrique en raison de sa géométrie rectangulaire régulière. La taille de la maille est un cinquième de la dimension caractéristique minimale, la longueur du kerf, soit 0,02 mm. Nous choisissons toujours la gamme fréquentielle de 2 kHz à 2 MHz avec un pas de 2 kHz.

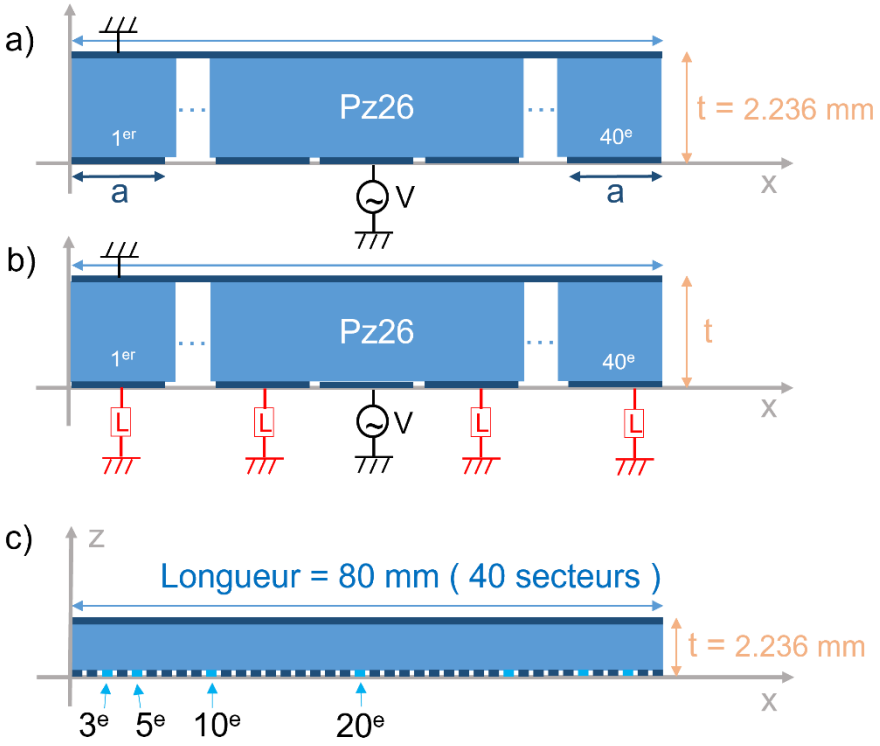


Figure 3.1 : Modèle bidimensionnel de la plaque phononique piézoélectrique finie. Le 20ème secteur de plaque est excité à l'aide d'une source de tension harmonique. Les autres secteurs sont sous conditions aux limites électriques CO (a) ou SI (b). Localisation des secteurs (c).

La tension électrique est ici appliquée au premier secteur de la plaque ($0 < x < 2$ mm sur la Figure 3.1). Les déplacements normaux à la surface sont collectés suivant la direction x ($2 < x < 80$ mm à $y = t$). Des transformées de Fourier rapides sont effectuées à partir de ces données afin d'obtenir les courbes de dispersion dans la représentation fréquence/nombre d'onde. Le temps d'analyse correspond à une seule traversée de la plaque (de $x = 2$ mm à $x = 80$ mm en CO). Les courbes de dispersion de la plaque

sous conditions aux limites électriques CO et SI sont représentées dans la Figure 3.3. La valeur des shunts inductifs est de 22 µH, ce choix étant expliqué dans la section 3.2.2. Ces résultats sont comparés aux courbes de dispersion du modèle de plaque piézoélectrique phononique infinie représentées dans la Figure 3.2 (c-d).

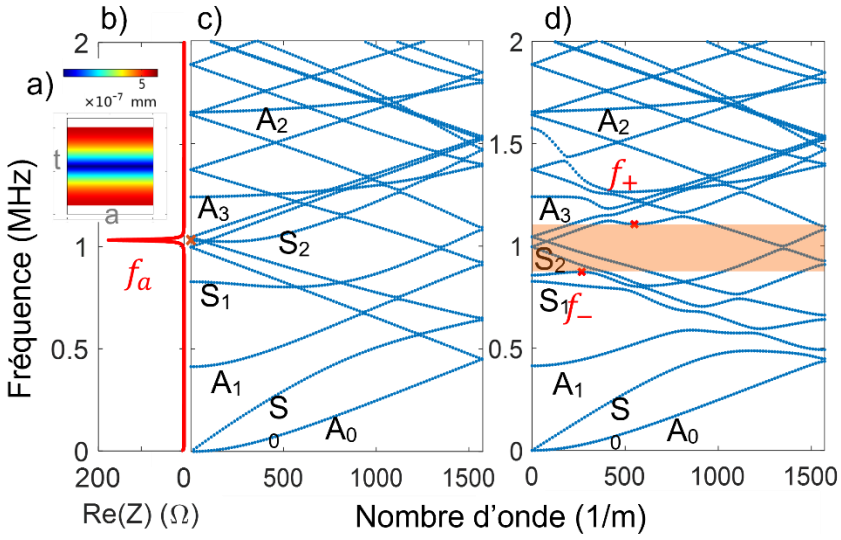


Figure 3.2 : (a) Déplacements pour le mode d'épaisseur à f_a. (b) Partie réelle d'impédance électrique de la plaque. (c) Courbes de dispersion de la plaque phononique infinie sous condition CO avec la fréquence d'antirésonance f_a indiquée par une croix rouge et (d) sous condition SI avec une inductance de 22 µH. Une bande interdite est créée entre f_+ et f_- pour le mode S_2 (Zone orange).

La gamme de fréquences ciblée est spécifique à l'application pour laquelle le transducteur piézoélectrique vibre en mode piston. La plaque électroactive vibre en mode épaisseur à la fréquence d'antirésonance f_a correspondant au maximum local de la partie réelle de l'impédance électrique. En considérant le matériau et l'épaisseur de l'échantillon dans cette étude, f_a = 1,03 MHz (Figure 3.2 (b)), ce qui correspond à la valeur théorique qui est obtenue dans le chapitre 2.

La fréquence d'antirésonance peut également être observée dans les courbes de dispersion pour la condition limite CO à la fréquence de coupure du mode Lamb S_2 (croix rouge sur la Figure 3.2 (c)). La forme du mode est illustrée à la Figure 3.2 (a). Les déplacements sont bien uniformes selon x et le gradient selon l'épaisseur. L'ajout d'un shunt inductif de 22 µH à la plaque piézoélectrique ouvre une bande interdite pour le mode S_2 autour de f_a. La bande interdite est comprise entre les fréquences f_+ et f_-, comme le montre la Fig. 2(d).

Les modes symétriques « S » et antisymétriques « A » des ondes de Lamb identifiés par le modèle de plaque infinie sous conditions CO et SI dans la Figure 3.2 (c-d) sont retrouvés dans les courbes de dispersion obtenues par le modèle 2D de plaque finie dans la Figure 3.3. La génération des deux types de modes est permise par l'absence de symétrie ou d'antisymétrie du système. Au bord de la première Zone de Brillouin (ZB), un exemple de la bande interdite du mode S_0 est indiqué par une flèche blanche. Notons que les courbes expérimentales sont présentées dans les zones de Brillouin étendues, contrairement aux courbes théoriques.

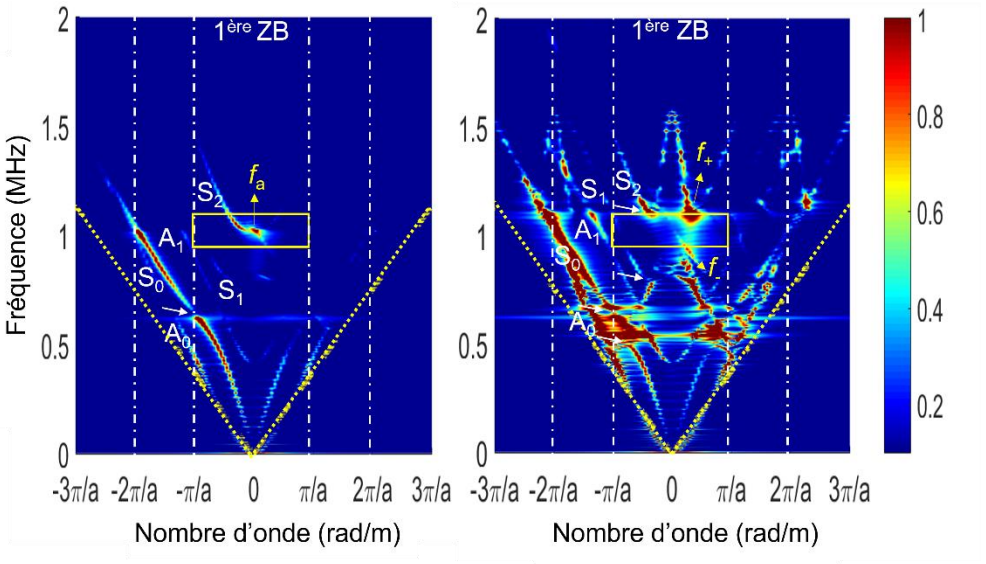


Figure 3.3 : Courbes de dispersion simulées des ondes de Lamb de la plaque piézoélectrique phononique sous conditions aux limites électriques CO (gauche) et SI (droite) dans les trois premières Zones de Brillouin. Les lignes pointillées jaunes correspondent à la vitesse du son dans l'eau.

L'observation principale sur l'image de gauche de la Figure 3.3 concerne le mode d'épaisseur à la fréquence d'antirésonance f_a lorsque k = 0 (rectangle jaune dans la première ZB). Cette fréquence de coupure du mode S_2 à 1,02 MHz sous condition électrique CO est en accord avec la valeur du modèle de la plaque infinie : elle correspond au premier mode d'épaisseur de la plaque piézoélectrique. Avec la condition électrique SI, le mode S_2 disparaît à k = 0 m^{-1}. Ceci est un point essentiel dans notre étude puisque la vibration en épaisseur est supprimée. Le mode guidé S_2 est de nouveau observable pour les fréquences plus élevées (autour de f = 1,1 MHz), en particulier pour des valeurs de nombre d'ondes positives. En effet, les ondes "retour" sont maintenant observées sans changer le temps d'analyse en raison du contraste d'impédance introduit par les shunts inductifs.

Au-dessus et au-dessous de la zone encadrée se trouve le mode électrique tel que décrit ailleurs [2]. Ce mode n'est pas d'un intérêt direct dans notre travail dont la gamme de fréquences visée est autour de f_a. Cela le deviendrait si nous souhaitions travailler sur une large bande de fréquences. De la même manière, on observe dans les différentes Zones de Brillouin de nombreuses modifications dans les trajectoires des modes de Lamb, avec des bandes interdites dans et sur les bords des ZBs, ainsi que des réflexions et des conversions des modes (quelques-unes d'entre elles sont indiquées par des flèches sur la Figure 3.3). De telles caractéristiques peuvent également être observées à une échelle plus petite en considérant les conditions CO, puisque les potentiels électriques sont périodiques sur une face de la plaque. Là encore, les zones de fréquence et de nombre d'onde où cela se produit sont loin de la zone d'intérêt ciblée et les changements qui y sont observés ne seront pas détaillés davantage.

Enfin, il y a un point notable pour les courbes de dispersion en condition électrique SI. Quelle que soit la fréquence, les ondes de Lamb n'ont jamais une vitesse de phase inférieure à la vitesse du son dans l'eau qui est indiquée par deux lignes en pointillés jaunes dans la Figure 3.3. Ceci est différent du cas d'un composite C_{13} classique (voir Chapitre 2). Dans notre étude, toutes les ondes contribuent donc au rayonnement acoustique de la plaque. Par ailleurs, la suppression du mode épaisseur, si elle est nécessaire, n'est pas suffisante puisque les modes A_0 et S_0 sont présents dans la deuxième et la troisième ZBs autour de la fréquence d'antirésonance. L'idéal serait de pouvoir supprimer ces modes guidés afin d'avoir une bande interdite complète. Ce point sera abordé dans le Chapitre 4.

3.2.2 *Choix de la valeur des inductances*

Dans cette section, la valeur de l'inductance à connecter aux éléments passifs de la plaque piézoélectrique de manière à limiter le couplage inter-éléments est déterminée.

Grâce aux conditions aux limites SI appliquées sur les 39 électrodes identiques, des bandes interdites sont créées au bord et dans la première ZB. Nous allons choisir la valeur des inductances pour que la fréquence d'antirésonance soit dans la bande interdite ouverte pour le mode S_2.

Une modélisation approximative par une ligne électrique [3] est utilisée. La cellule élémentaire de la plaque phononique est équivalente à un circuit électrique : le matériau piézoélectrique se comporte comme un condensateur *C.* L'inductance *L* connectée aux électrodes est en parallèle avec ce premier condensateur. Un second condensateur *C'* prend en compte les effets capacitifs entre deux électrodes voisines. L'ensemble est représenté en haut à droite de la Figure 3.4.

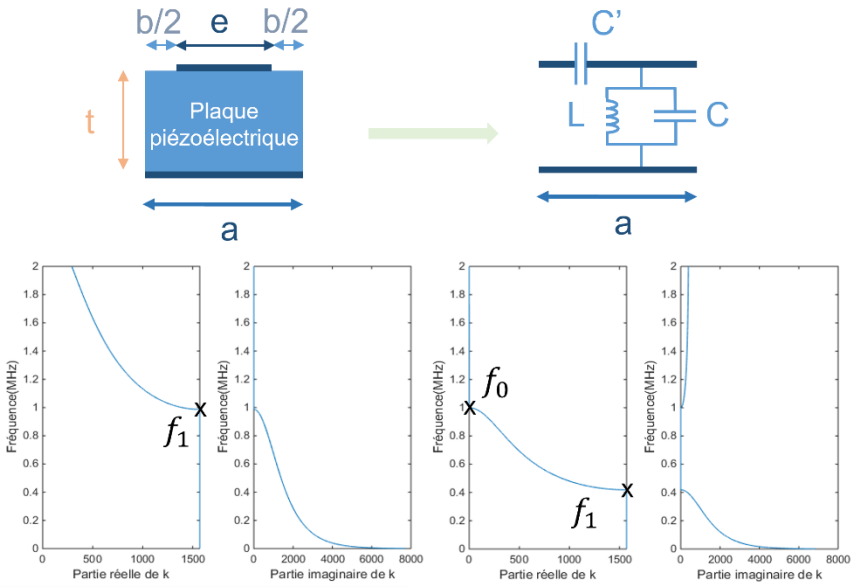


Figure 3.4 : Circuit électrique équivalent d'une maille élémentaire (en haut) et bande électrique entre les fréquences f_0 et f_1 pour L = 8 µH et L = 49 µH (en bas à gauche et à droite, respectivement)

En s'appuyant sur le circuit électrique équivalent, deux exemples de courbes de dispersion donnés par l'équation suivante sont représentés en bas de la Figure 3.4:

$$k = \frac{2}{a}\operatorname{asin}\left(\sqrt{\frac{1}{4C'}\left(\frac{1}{L\omega^2} - C\right)}\right), \qquad (3.1)$$

où *a* est la largeur de cellule élémentaire, ω est la pulsation et *k* est le nombre d'onde.

Selon l'équation (3.1), à nombre d'onde donné, lorsque la valeur d'inductance ajoutée augmente, la fréquence diminue. La fréquence maximale f_0 (pour $k = 0$) et la fréquence minimale f_1 (pour $k = \pi/a$) du mode électrique associé à cette ligne électrique, sont indiquées dans la Figure 3.4 et sont calculées par les équations ci-dessous :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}, \tag{3.2}$$

$$f_1 = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{L(4C' + C)}}. \tag{3.3}$$

Afin que la fréquence d'antirésonance f_a soit dans la bande de fréquence où le nombre d'onde est réel, c'est à dire inférieure à la fréquence f_0 et supérieure à la fréquence f_1, l'inductance doit être comprise entre 8 µH et 49 µH.

Sur les courbes de dispersion obtenues par éléments finis, des bandes interdites apparaissent dans la première ZB aux croisements des modes de propagation et du mode électrique (Figure 3.5 à gauche). Celles au voisinage de la fréquence d'antirésonance peuvent contribuer à limiter le couplage inter-éléments. Sur cette vue détaillée des courbes de dispersion entre 0,8 MHz et 1,3 MHz, nous observons que la bande interdite n'est pas complète. En particulier, le repliement des modes A_0 et S_0 n'est pas affecté par les shunts inductifs, car ils sont tous deux environ trois fois la longueur d'onde du mode électrique à f_a. Le mode S_2 est lui sensible au shunt inductif et il se scinde en deux, faisant apparaitre une bande interdite. Le mode A_1 replié est lui aussi affecté par le shunt inductif.

L'évolution de la largeur de la bande interdite pour le mode S_2 est représentée en fonction de la valeur de l'inductance. On note f_+ et f_- les valeurs des fréquences qui encadrent cette bande interdite. L'objectif est d'obtenir une gamme de fréquences la plus large possible et centrée sur la fréquence d'antirésonance. La valeur de l'inductance est choisie dans une plage allant jusqu'à 90 µH (Figure 3.5 à droite). En suivant ces critères, nous trouvons que la valeur optimale de l'inductance correspond à 22 ± 1 µH.

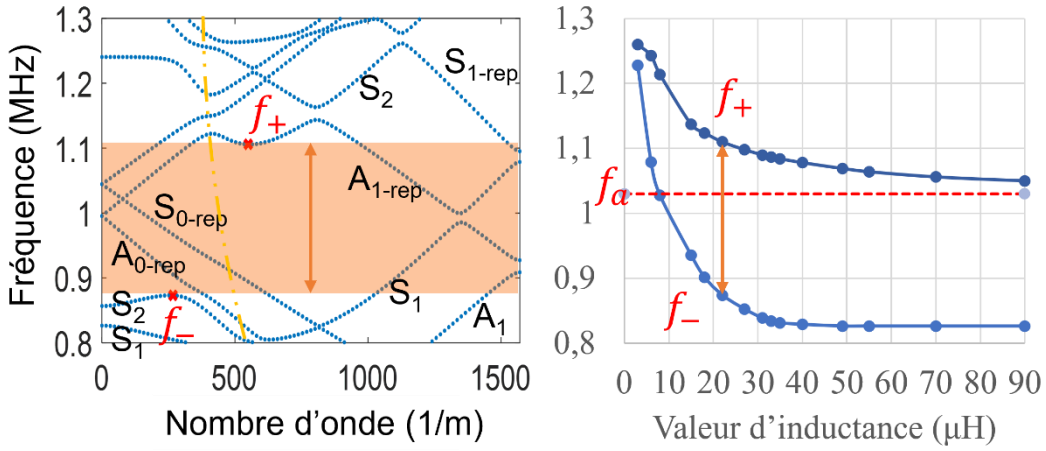


Figure 3.5 : Courbe de dispersion de la plaque phononique piézoélectrique pour les conditions aux limites SI pour L = 22µH (gauche) avec la courbe jaune indique le mode électrique. Diagramme des fréquences f_+ et f_- en fonction de la valeur des inductances (droite).

3.2.3 Propagation des ondes de Lamb et vibration normale le long de la plaque

Dans ce paragraphe, nous voyons dans quelle mesure l'application de conditions aux limites électriques sur les secteurs passifs permet de mieux localiser la vibration au voisinage du secteur excité.

La tension électrique est appliquée au 20ème secteur de la plaque (38 mm < x < 40 mm) et les déplacements normaux de surface sont collectés sur la face de la plaque mise à la masse, suivant un axe selon la direction *x*. Afin de visualiser l'effet des couplages inter-éléments, les déplacements normaux calculés numériquement sont représentés sur la Figure 3.6 pour une excitation harmonique dans la gamme de fréquence de 0,7 MHz à 1,7 MHz et comparés selon les conditions aux limites CO et SI.

Il faut remarquer que le secteur excité n'est pas au centre de la plaque. Nous avons vérifié que les déplacements normaux à la surface de la plaque pour une excitation du 20ème secteur sont retrouvés par symétrie lorsqu'on excite le 21ème secteur.

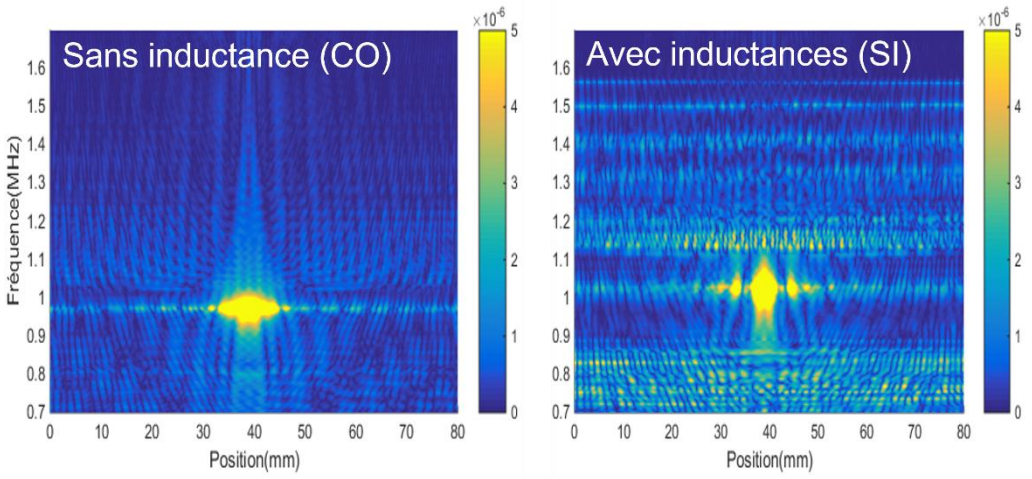


Figure 3.6 : Amplitudes des déplacements normaux simulés le long de la plaque phononique piézoélectrique avec des conditions aux limites électriques CO (gauche) et SI (droite). Le secteur source est compris entre 38 ≤ x ≤ 40 mm.

Selon les conditions aux limites, les résultats sont visiblement différents, notamment au voisinage de 1 MHz et du secteur excité. Ainsi la comparaison des amplitudes et les phases des déplacements normaux à la fréquence d'antirésonance f_a est représentée sur la figure suivante.

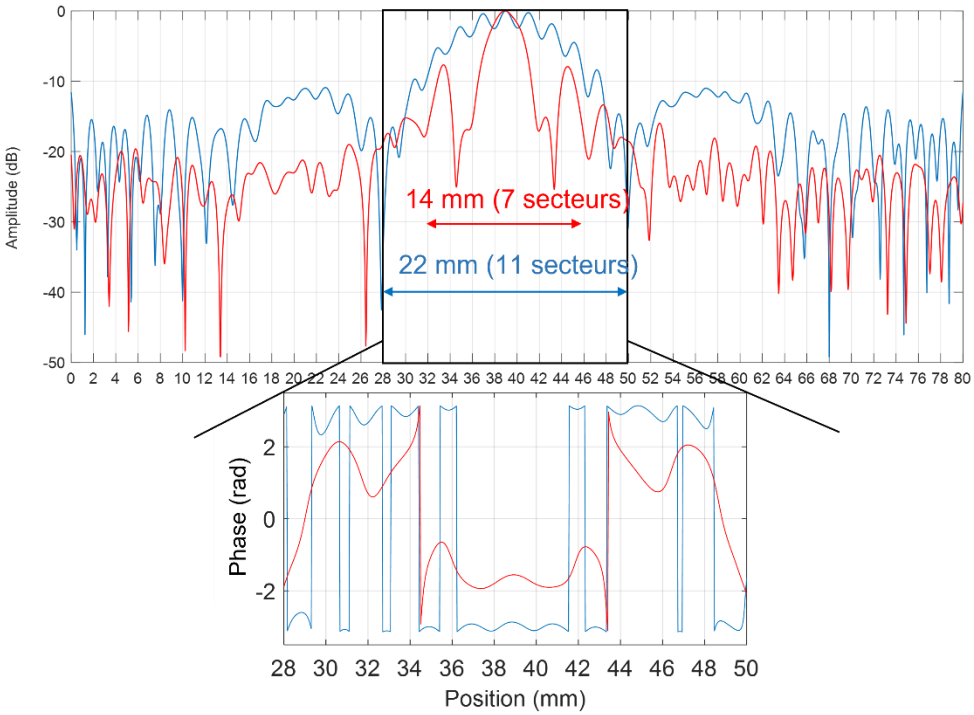


Figure 3.7 : Amplitudes (haut) et phases (bas) des déplacements normaux simulés le long de la plaque phononique piézoélectrique avec des conditions aux limites CO (ligne bleue) et SI (ligne rouge) à la fréquence d'antirésonance.

Lorsque les secteurs passifs sont en condition CO, nous observons que les amplitudes sur les cinq éléments de part et d'autre de l'élément excité sont à moins de 10 dB en dessous du niveau mesuré sur l'élément excité. Par conséquent, cela reflète un niveau significatif de couplage inter-éléments dans cette région de la plaque. La contribution au couplage inter-éléments des parties plus éloignées de la plaque est moins importante (< -10 dB). Néanmoins, nous observons aussi de petites oscillations d'amplitudes résultant d'ondes guidées aller-retour selon *x*, qui interfèrent dans la plaque dont les extrémités sont laissées libres dans la simulation.

Le niveau est globalement plus faible lorsque les secteurs passifs sont en condition SI. Ceci est observé dans la région centrale pour laquelle seuls les champs de déplacement sur les secteurs 17 (32 < x < 34 mm) et 23 (44 < x < 46 mm) ont un niveau supérieur à -10 dB. De plus ces zones vibrent en opposition de phase par rapport à l'élément actif comme le révèle l'évolution de la phase (en bas de la Figure 3.7). On observe par ailleurs une réduction des déplacements dans les zones éloignées pour lesquelles les niveaux sont inférieurs à -20 dB.

Dans la section suivante, ces champs de déplacement normaux sont utilisés pour obtenir la pression rayonnée en champ lointain dans l'eau.

3.2.4 Effet de la réduction du couplage inter-éléments sur le diagramme de rayonnement

A l'intérêt de comprendre le rayonnement de la plaque piézoélectrique phononique,

Dans ce paragraphe, la pression rayonnée en champ lointain lors de l'excitation d'un élément est étudiée afin d'évaluer l'effet de la réduction du couplage inter-éléments.

3.2.4.1) Pression en champ lointain

Pour une source acoustique harmonique sur une surface S_0, immergée dans un milieu fluide isotrope homogène infini, le champ de pression acoustique rayonné est décrit par la formule intégrale de diffraction de Helmholtz-Kirchhoff [4–8] :

$$P\,(r_0) = \int_{S\,=\,S_0+\,S_h} \left[g(\overrightarrow{r_0}\,|\overrightarrow{r}) \frac{\partial p(\vec{r})}{\partial n(\vec{r})} - p(\vec{r}) \frac{\partial g(\overrightarrow{r_0}\,|\overrightarrow{r})}{\partial n(\vec{r})} \right] dS(\vec{r}), \tag{3.4}$$

où S_h est une surface fermée, $\overrightarrow{r_0}$ décrit les points de champ, $\vec{r}$ décrit les points de la surface S, $dS\,(\vec{r})$ est un élément de surface, et $g(\overrightarrow{r_0}\,|\overrightarrow{r})$ est une fonction de Green pour les ondes harmoniques.

Dans l'approximation d'un baffle rigide dans le demi-espace, la solution pour le champ de pression acoustique de l'onde rayonnée se simplifie et peut être exprimée sous la forme de l'intégrale de Rayleigh :

$$P\,(r_0) = \frac{jP_0}{\lambda} \int_{S_0} \frac{e^{-ik|\overrightarrow{r_0}-\vec{r}|}}{|\overrightarrow{r_0}-\vec{r}|}\, dS(\vec{r}). \tag{3.5}$$

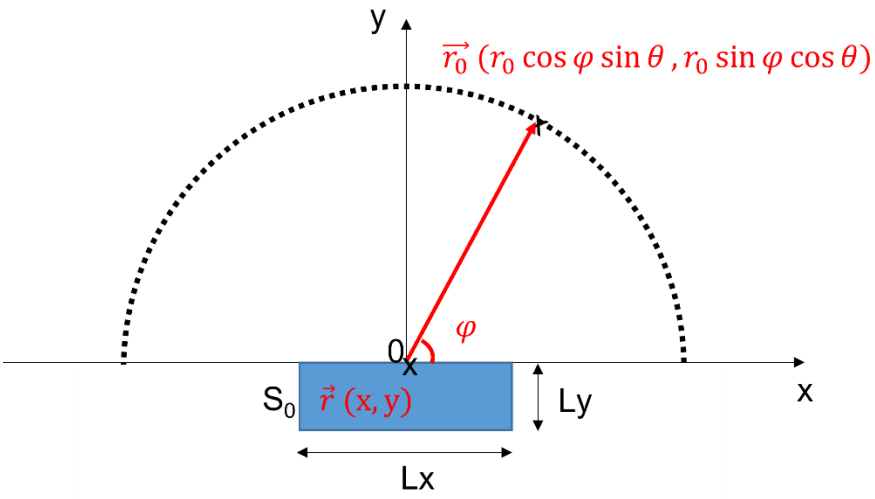


Figure 3.8 : Illustration de champ de pression lointain d'une plaque piézoélectrique de longueur L_x et de largeur L_y.

Spécifiquement pour notre modèle, la surface source est de longueur L_x et de largeur L_y comme illustré sur la Figure 3.8, les conditions limites sont considérées comme un baffle rigide, en supposant que $\vec{r} = (x,y)$ avec $x \in \left[-\frac{L_x}{2}, \frac{L_x}{2}\right]$ et $y \in \left[-\frac{L_y}{2}, \frac{L_y}{2}\right]$ et $\overrightarrow{r_0} = (r_0 \cos\varphi \sin\theta\,, r_0 \sin\varphi \cos\theta)$, l'équation de la pression en champ lointain devient :

$$P(r_0) = \frac{jkZe^{-jkr_0}}{2\pi r_0} \int_{-\frac{L_x}{2}}^{\frac{L_x}{2}} \int_{-\frac{L_y}{2}}^{\frac{L_y}{2}} V(x,y)\, e^{jk(x\cos\varphi\sin\theta + y\sin\varphi\cos\theta)} dxdy. \tag{3.6}$$

La vitesse vibratoire $V(x,y)$ = 0 dans le plan *S* ôté de S_0, les bornes des deux intégrales peuvent donc être étendues à l'infini :

$$P(r_0) = \frac{jkZe^{-jkr_0}}{2\pi r_0}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} V(x,y)\, e^{j(k_x x + k_y y)}dxdy. \qquad (3.7)$$

Cette équation est utilisée afin de calculer les diagrammes de rayonnement en champ lointain à la fréquence d'antirésonance. Nous nous limitons à cette fréquence puisque le shunt inductif est déterminé pour cette fréquence et son action peut être contreproductive à d'autres fréquences.

Les diagrammes sont présentés sur la Figure 3.9. L'angle zéro correspond à la direction *z* (voir Figure 3.1). Les amplitudes en dB sont normalisées par l'amplitude maximale dans chaque diagramme. Il est à remarquer que les diagrammes ne sont pas strictement symétriques pour les angles positifs et négatifs puisque le 20ème élément (l'élément actif) n'est pas au centre du réseau fini. A ce titre, il a été vérifié que les déplacements de la plaque avec les conditions aux limites CO et SI sont retrouvés par symétrie pour une excitation au 10ème secteur ou au 31ème secteur.

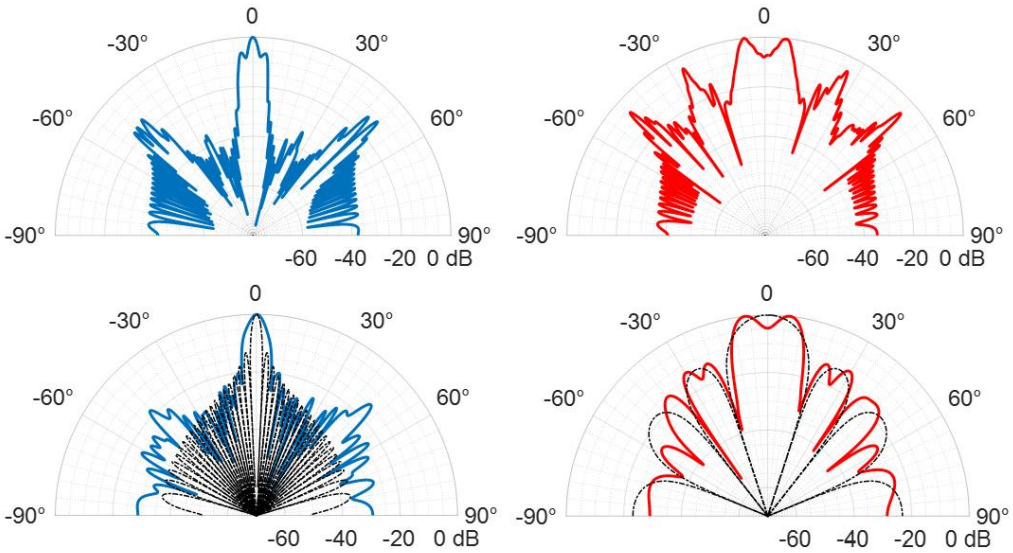


Figure 3.9 : Diagrammes de rayonnement simulés à la fréquence d'antirésonance (en haut) à partir des déplacements normaux à la surface de la plaque phononique piézoélectrique avec les conditions aux limites électriques CO (à gauche) et SI (à droite). Diagrammes de rayonnement (en bas) d'un élément activé équivalent (ligne noire pointillée).

En conditions CO aux limites électriques, le diagramme de rayonnement présente cinq lobes (en haut à gauche dans la Figure 3.9). Le lobe central dont le maximum est à 0° correspond principalement au rayonnement de l'élément activé. Avec la condition aux limites SI, ce lobe se structure en deux lobes (en haute à droite dans la Figure 3.9) qui résultent du déphasage de la vibration des 17ème et 23ème éléments par rapport à celle de l'élément activé. En dehors de ce lobe principal, deux caractéristiques apparaissent. D'une part, les lobes latéraux à ±48° sont liés à la périodicité du réseau. Ils apparaissent ici parce que la longueur d'onde de l'onde rayonnée dans l'eau est plus petite que le pas du réseau. D'autres part, des lobes latéraux supplémentaires, notamment autour de ±28°, révèlent la propagation d'ondes guidées dans la plaque. Si ces ondes indésirables sont minimisées, le niveau de pression de ces derniers lobes diminuera.

Pour évaluer le couplage inter-éléments, nous considérons ici la largeur effective comme étant un nombre entier de secteurs : *D = N * a.* Pour l'obtenir, l'équation (1.4) de la formule de directivité

élémentaire est appliqué. La largeur effective est de 32,4 mm pour la plaque phononique piézoélectrique en condition CO. Suivant la même méthode de calcul, la largeur effective pour l'élément actif de la plaque en état SI est égale à 4,8 mm. Par conséquent, la largeur effective de l'élément rayonnant est réduite d'un facteur égal 6,75 lorsqu'on ajoute les inductances.

Pour plus de clarté, l'effet de cette réduction du couplage inter-éléments est souligné en calculant la directivité $H(\theta)$ à partir des valeurs de la largeur effective D (diagrammes noirs pointillés), puis en comparant les tracés aux diagrammes simplifiés au bas de la Figure 3.9.

En outre, afin d'analyser la directivité du réseau, on définit l'angle de bigle ϑ comme étant l'angle du maximum du lobe le plus proche de 0 degré, puis Φ par la différence entre le niveau de pression à 0 degré et celui au niveau de l'angle de bigle (Tableau 3.1). L'angle de bigle en condition aux limites CO est de 4 degrés et la différence des niveaux de pression est de 6 dB. Avec les conditions aux limites SI, l'angle de bigle atteint 6 degrés alors que Φ est de – 7 dB puisque la pression n'est plus maximale à 0° en raison de la valeur de phase signalée précédemment.

Tableau 3.1 : Largeur effective D, angle de bigle ϑ, et différence de niveau de pression Φ calculés à partir des données simulées pour la plaque en conditions aux limites électriques CO et SI.

Conditions aux limites électriques	D (mm)	ϑ (°)	Φ (dB)
CO	32,4	4	6
SI	4,8	6	-7

Afin d'appréhender l'effet de la limitation de la longueur de la plaque sur le couplage inter-éléments, l'influence de la position du secteur actif sur le rayonnement en champ lointain à la fréquence d'antirésonance est considérée et analysée. Les diagrammes de rayonnement sont présentés sur la Figure 3.10 pour quatre positions en tenant compte des conditions aux limites CO et SI. Lorsque le 10ème ou le 5ème secteur est actif (voir Figure 3.1(c)), la légère dissymétrie qui s'installe ne modifie pas l'aspect général du motif observé lorsque le 20ème secteur est actif. Les paramètres effectifs restent semblables à ceux évalués dans le Tableau 3.1. Néanmoins, avec la condition aux limites SI lorsque le 5ème secteur est actif, on remarque une évolution de l'amplitude des lobes à ±28° et ±56°, ce qu'indiquent les flèches sur la Figure 3.10. À mesure que le secteur actif se rapproche du bord du réseau (3ème secteur), le lobe principal est plus large quelles que soient les conditions aux limites électriques. Les diagrammes de rayonnement ne sont plus symétriques par rapport à 0° et les paramètres effectifs précédents ne conviennent plus à leur description.

Comme indiqué précédemment, les résultats sont obtenus en appliquant la terminaison IS à chaque secteur passif. Cependant, des calculs supplémentaires (diagrammes en bas de la Figure 3.10) montrent que ces résultats restent sensiblement inchangés tant qu'il y a au moins quatre secteurs shuntés de chaque côté au voisinage immédiat du secteur actif : la largeur effective est alors environ égale à 5 mm.

Nous concluons ici que la longueur finie du réseau affecte faiblement la symétrie du diagramme de rayonnement mais pas l'élargissement du diagramme. Ces résultats ont un sens dans la mesure où le secteur actif est au moins à une distance du bord de la plaque égale à D/2, approximativement.

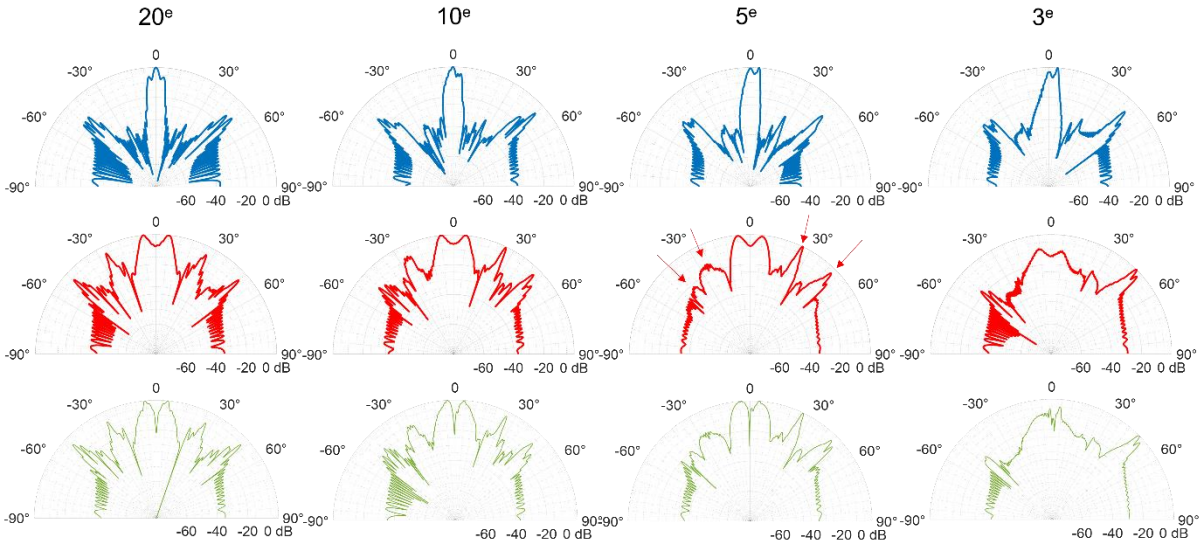


Figure 3.10 : Diagrammes de rayonnement pour quatre positions du secteur actif : 20ème, 10ème, 5ème et 3ème secteur. Conditions aux limites électriques CO (en haut - ligne bleue). Conditions aux limites électriques SI (milieu - ligne rouge). Conditions aux limites électriques SI uniquement pour les 4 secteurs adjacents à l'élément actif (en bas - ligne verte).

3.2.5 *Effet d'une inductance*

La réduction du couplage inter-éléments dans la première zone de Brillouin au voisinage de la fréquence d'antirésonance à l'aide d'une série d'inductances identiques connectées sur la plaque piézoélectrique phononique vient d'être montrée. Cette réduction est liée à l'ouverture d'une bande interdite pour le mode guidé S_2. Cette bande interdite est-elle un effet de réseau où un effet de résonance locale ? Pour répondre à cette question, une unique inductance est connectée au 20ème secteur ($38 < x < 40$ mm) et les autres secteurs de la plaque sont en circuit ouvert. Le 10ème secteur ($18 < x < 20$ mm) est l'élément activé. Les déplacements normaux à la surface de la plaque sont simulés en fonction des fréquences entre 0 et 2 MHz. En appliquant la Transformée de Fourier temporelle inverse, on accède aux plans temps/position représentés ci-dessous :

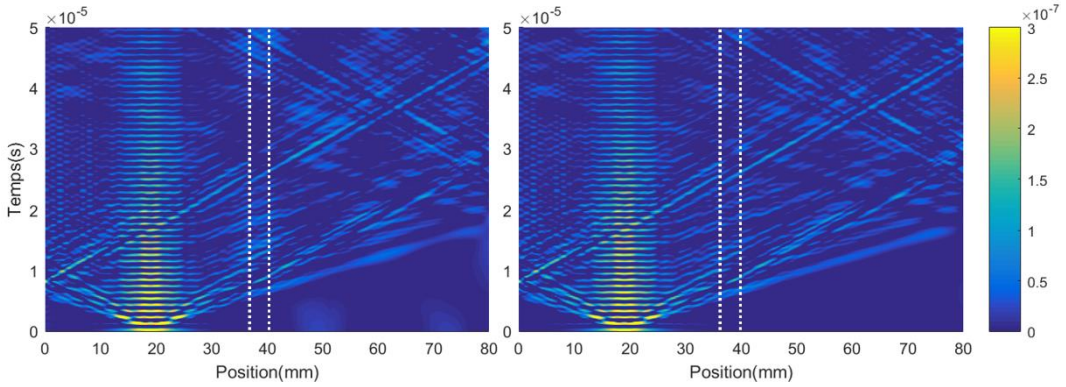


Figure 3.11 : Déplacements normaux à la surface de la plaque piézoélectrique phononique en condition CO (gauche) et avec une unique inductance connectée au 20ème secteur (droite).

L'excitation est facilement identifiable autour de 20 mm. En revanche, ces représentations permettent difficilement de confirmer une nette différence au niveau du secteur shunté (40 mm) situé entre les deux lignes verticales blanches. En effet, des différences semblent apparaitre à partir de 25 µs. Les signaux peuvent aussi être différents ailleurs (autour de 60 mm entre 40 µs et 50 µs). Finalement pour clarifier ces premières observations, les déplacements normaux de la plaque à la fréquence

d'antirésonance, puis à une fréquence de 1 MHz et enfin à une fréquence plus grande de 1,068 MHz, sont représentés sur la Figure 3.12. Les représentations à des fréquences particulières sont davantage appropriées pour déterminer la nature du phénomène. Les courbes bleues correspondent à la condition CO et les courbes rouges à la condition de connexion d'une inductance au 20ème secteur de la plaque.

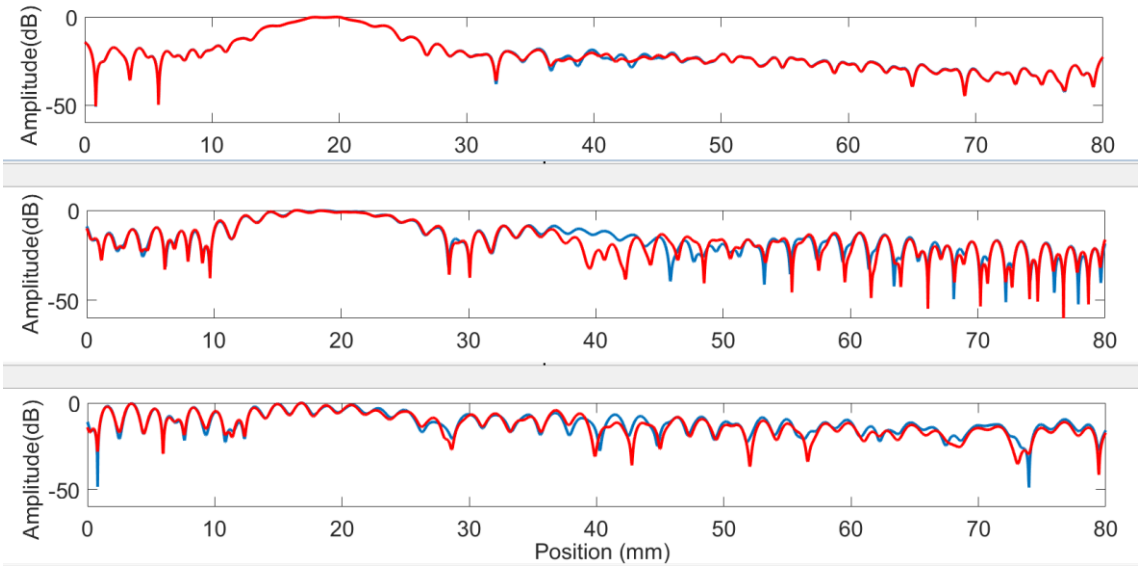


Figure 3.12 : Déplacements normaux à la surface de la plaque piézoélectrique phononique sans (courbe bleue) et avec une inductance (courbe rouge) située au 20ème secteur pour f = 1 MHz (haut), f_a = 1,028 MHz (milieu) et f = 1,068 MHz (bas).

A la fréquence d'antirésonance de la plaque, l'amplitude des déplacements diminue localement (38 < x < 40 mm) d'environ 20 dB en connectant l'inductance. Cet effet s'estompe pour les fréquences inférieures à 1 MHz et supérieures à 1,068 MHz. Nous confirmons ainsi l'effet spatialement localisé de l'inductance. La fréquence est donnée par la relation $f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC_p}}$, où C_p est la capacité bloquée d'un secteur nu de la plaque (voir paragraphe 3), ce qui confirme la nature résonante de l'effet à l'origine de la bande interdite pour le mode S_2.

Ensuite, l'effet de l'inductance sur la courbe de dispersion de la plaque est montré. Les sections transversales (en fonction du nombre d'onde) des courbes de dispersion aux trois fréquences d'antirésonance, 1MHz et 1,068MHz sont représentées sur la Figure 3.13.

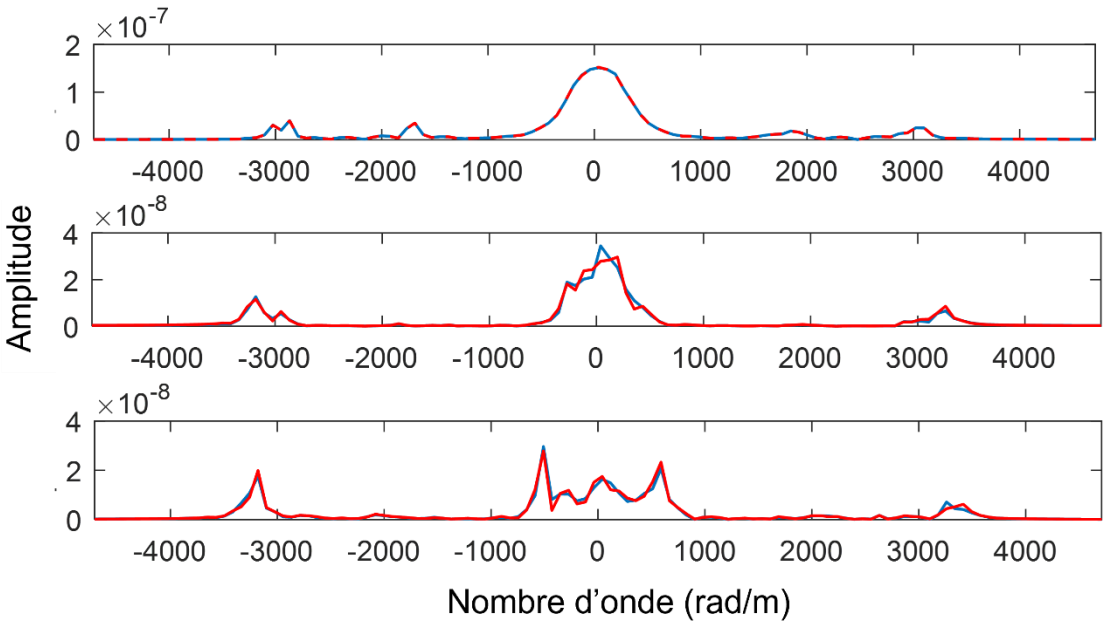


Figure 3.13 : Sections transversales des courbes de dispersion de la plaque piézoélectrique phononique sans (courbe bleue) et avec une inductance (courbe rouge) située au 20ème secteur pour f = 1 MHz (haut), f_a = 1,028 MHz (milieu) et f = 1,068 MHz (bas).

Nous observons qu'à 1 MHz, une seule inductance ne porte aucun effet sur la section transversale des courbes de dispersion de la plaque. Cependant, à travers l'absorption qu'elle provoque, elle peut un peu influencer l'excitation à la fréquence d'antirésonance même s'il y a 9 secteurs entre les deux secteurs. Pour la fréquence de 1,068 MHz, l'influence est très faible.

3.3. Etude expérimentale

L'objet de cette partie est de confirmer expérimentalement les tendances observées numériquement, en considérant toujours l'élément électroactif dépourvu de milieu arrière et de lame adaptatrice.

3.3.1 Caractéristiques mécanique et électrique de l'échantillon

Dans cette section, la configuration expérimentale et le principe d'acquisition des données sont présentés.

La plaque piézoélectrique phononique utilisée est constituée de matériau Pz26 et a pour dimensions 80mm x 80mm x 2,036mm. Initialement la plaque possède deux électrodes pleines et est polarisée selon son épaisseur. Une des électrodes est ensuite découpée à l'aide d'une scie circulaire diamantée: 40 électrodes espacées périodiquement avec un pas de 2 mm ont été obtenues, comme représenté dans la Figure 3.14 (a). Les 38 électrodes au milieu de la plaque sont identiques avec une largeur égale à 1,9 mm. Les deux électrodes placées aux extrémités ont des cotes sensiblement différentes en raison de la position de la pièce à l'usinage. Leur largeur a été mesurée au microscope optique : l'une est de 1,76 mm (- 12 %) et l'autre est de 2,109 mm (+ 5 %), et sont représentées sur les Figure 3.14 (b) et (c). Le kerf, écart entre deux électrodes voisines, est égal à 0,1 mm $\pm$ 0,01 mm. Cette incertitude n'est pas prise en compte dans le modèle numérique.

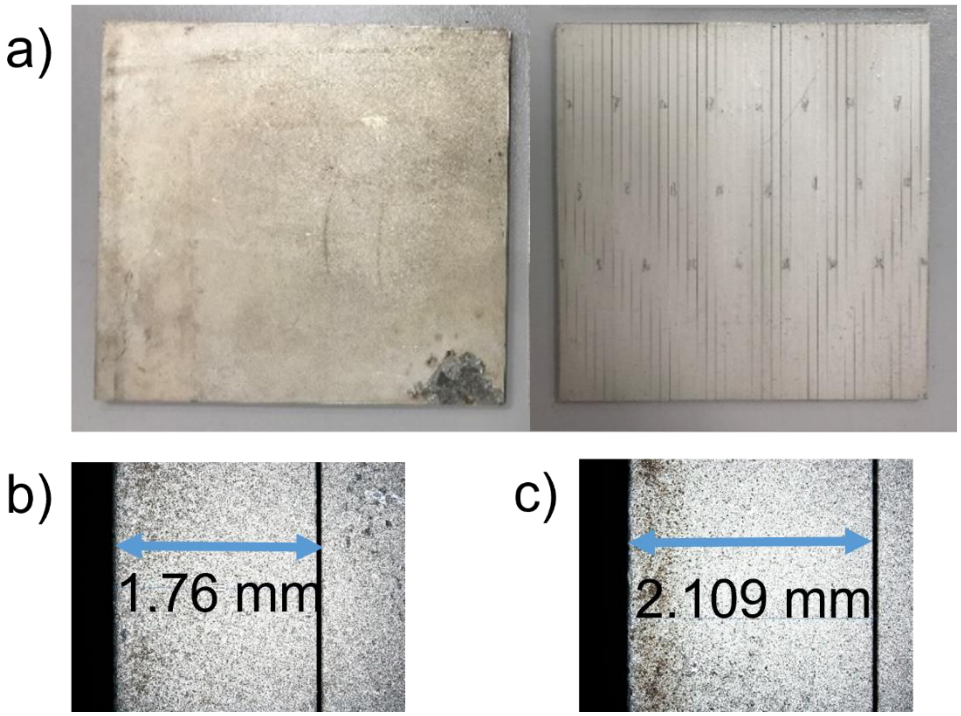


Figure 3.14 : (a) Recto-verso de l'échantillon de la plaque piézoélectrique phononique. (b) et (c) Les deux secteurs extrêmes de la plaque.

L'épaisseur de la plaque est mesurée par un pied à coulisse Mitutoyo (MDC-25PX). Elle est entre 2,230 mm et 2,242 mm. La valeur moyenne retenue pour la simulation de la section précédente est égale à 2,236 mm. La masse de l'échantillon est égale à 109,41 g : sa masse volumique est de 7712,8 kg/m^3, ce qui est utilisée dans la simulation.

Les impédances électriques des différents secteurs de la plaque piézoélectrique phononique sont mesurées à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel (Omicron Lab / Bode 100).

Pour les impédances mesurées, des tests ont conduit à choisir un pas fréquentiel de 40 Hz, cet échantillonnage permettant de disposer de spectres suffisamment résolus par rapport au modes observables, tout en ayant des fichiers de taille raisonnable.

Pour évaluer la répétabilité de mesure sur un secteur, quatre mesures en des points différents sont réalisées. La variation maximale est de 400 Hz, soit 0,4 % de la fréquence d'antirésonance, et la variation en amplitude n'est pas significative.

L'homogénéité entre les 40 secteurs est également évaluée même si les secteurs situés aux extrémités de la plaque ont des dimensions un peu différentes. Les impédances électriques de trois secteurs parmi les 40 en condition CO dans l'intervalle fréquentiel de 0,98 MHz à 1,08 MHz sont représentées sur la Figure 3.15. Les courbes rouge et bleue représentent les impédances électriques les plus semblables en termes de positions en fréquence et la courbe verte représente l'impédance électrique du secteur qui fait apparaitre le plus grand l'écart fréquentiel.

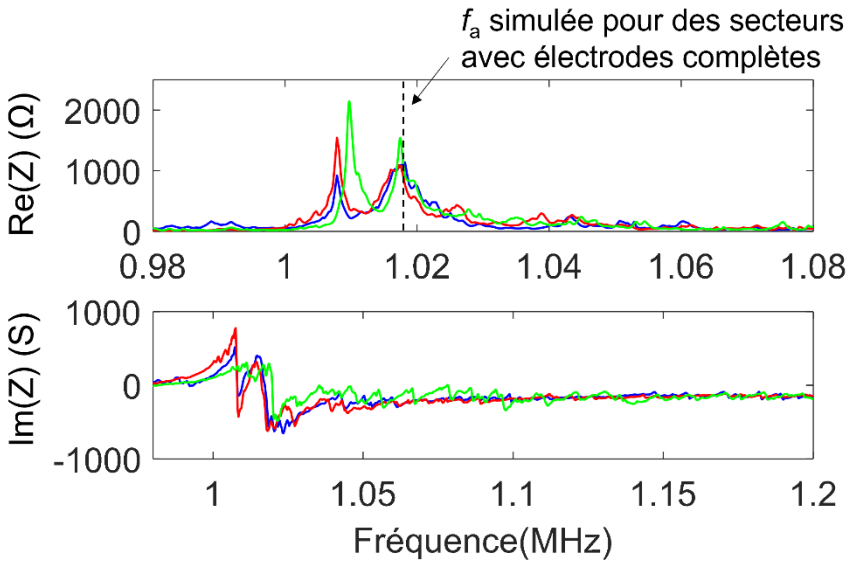


Figure 3.15 : Impédances électriques de trois secteurs en conditions CO qui mettent en évidence la dispersion de mesure.

Dans les mesures, à cause du chevauchement du mode d'épaisseur et certains modes latéraux de la plaque piézoélectrique, la fréquence d'antirésonance ne peut être située par le maximum local de la partie réelle de l'impédance électrique, car elle se situe dans un intervalle contenant plusieurs pics sur la partie réelle. La valeur centrale de cette bande fréquentielle est choisie comme la fréquence d'antirésonance expérimentale de cette plaque.

La fréquence d'antirésonance pour les trois secteurs libres sélectionnés est montrée dans le tableau suivant ainsi que la fréquence calculée dans le chapitre 2 selon le modèle K.L.M.

Tableau 3.2 : Fréquence d'antirésonance calculée et expérimentale de la plaque piézoélectrique.

	K.L.M (électrodes complètes sans épaisseur)	K.L.M (électrodes complètes avec épaisseur)	Secteur N°5 CO (bleu)	Secteur N°10 CO (rouge)	Secteur N°18 CO (vert)
f_a (MHz)	1,032	1,019	1,014	1,012	1,012

L'écart maximal de la fréquence obtenue par rapport à la fréquence d'antirésonance expérimentale est de 2 kHz, soit 0,2 %. Ainsi, malgré le découpage des électrodes, la vibration des secteurs est relativement homogène et analogue à celle de la plaque initiale dont les deux électrodes sont complètes.

3.3.2 Préparation et vérification du dispositif

Le dispositif pour mesurer les déplacements normaux des ondes de Lamb se propageant dans la plaque piézoélectrique phononique a été photographié (voir Figure 3.16). Le vibromètre laser (Série OFV de Polytec) est constitué de la tête de capteur pour la mesure optique et du contrôleur pour le décodage de l'information. Il permet une mesure de la vitesse de vibration dans une bande de fréquences comprise entre 50 kHz et 1.5 MHz, dont nous déduisons le déplacement.

Le dispositif comprend aussi un système d'excitation électrique (générateur d'impulsion ou générateur basses fréquences) relié à un secteur de la plaque, un système de déplacement motorisé de résolution égale à 2 µm (support de la tête de capteur) et un système d'acquisition (oscilloscope + ordinateur). En raison de la symétrie du système, les ondes élastiques se propagent principalement dans le plan xz de la plaque piézoélectrique. Le système d'acquisition permet de numériser et de stocker les valeurs temporelles des déplacements. Un moyennage de 256 traces est effectué pour limiter le rapport signal sur bruit.

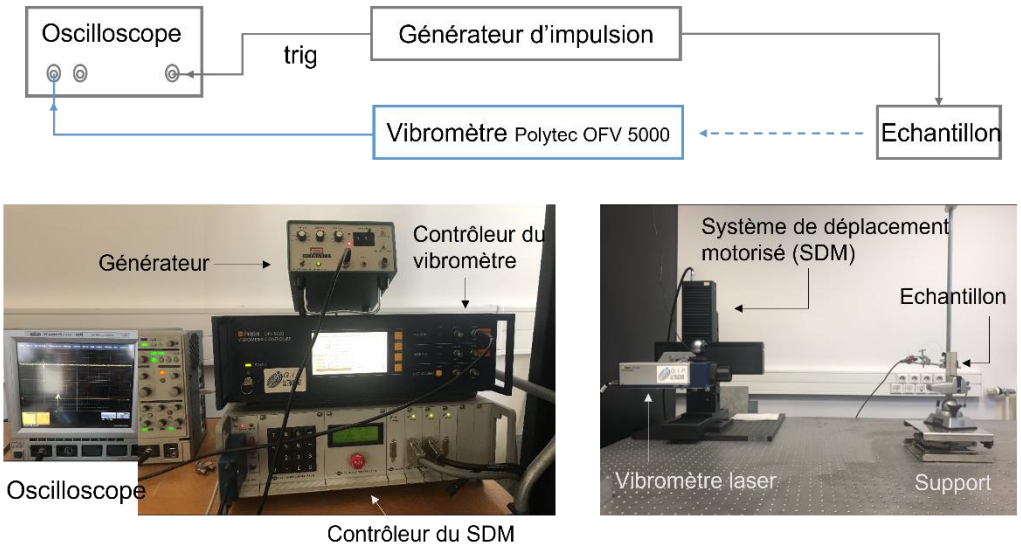


Figure 3.16 : Dispositif de mesure des déplacements normaux de la plaque piézoélectrique du côté de l'électrode uniforme.

La composante normale des déplacements mécaniques au niveau de l'électrode mise à la terre sont obtenus en fonction du temps suivant la direction x, avec un incrément de 0,2 mm, à une position médiane ($y \sim L/2$) sur la plaque (Figure 3.17). Une meilleure focalisation du spot laser est obtenue à l'aide d'un mince réflecteur optique collé sur la plaque le long du trajet de mesure et permet d'améliorer le rapport signal sur bruit.

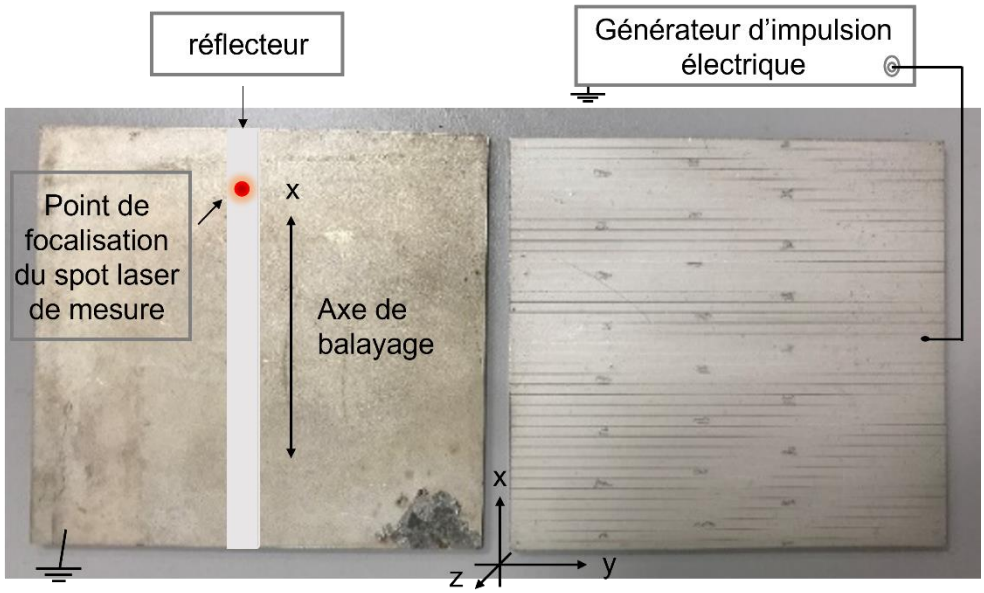


Figure 3.17 : Mesure (point rouge) des déplacements normaux de la plaque piézoélectrique du côté de l'électrode mise à la terre (gauche) et excitation électrique d'un secteur de la plaque de l'autre côté de la plaque (droite).

Le générateur délivre un train d'onde sinusoïdal d'amplitude dix volts à la fréquence d'un mégahertz. Du choix du nombre de périodes dépend la bande passante du signal. Le secteur excité est le 20^{e} (Figure 3.1 (c)).

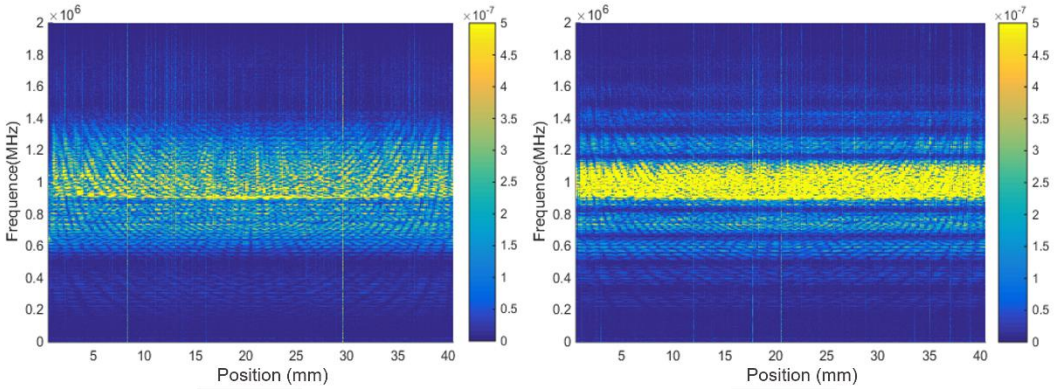


Figure 3.18 : Modules de spectres en fonction de la position pour une source de tension sinusoïdale à 1 MHz comprenant 2 périodes (gauche) ou 6 périodes (droite). Le secteur excité est le 20^{e} et les secteurs non excités de la plaque sont en court-circuit.

Après Transformée de Fourier temporelle, l'amplitude des déplacements normaux est présentée dans le plan fréquence position sur la Figure 3.18. Lorsque l'excitation temporelle est longue, la limitation de la bande passante gêne l'observation des modes propagatifs sur une large plage de fréquences. On choisit donc l'excitation la plus courte, une seule période, dans la suite du travail.

Un support a été utilisé pour maintenir mécaniquement les inductances puis les relier aux différents secteurs (Figure 3.19). Dans un premier temps, la valeur de chacune des inductances a été mesurée à l'aide l'analyseur de spectre entre 500 Hz et 2 MHz avec un pas fréquentiel de 500 Hz. La valeur moyenne et l'écart type des parties réelle et imaginaire des inductances sont présentées dans le Tableau 3.3. La variation est de l'ordre de 4%.

Les inductances sont soudées à un support non conducteur (voir Figure 3.19). Les secteurs de plaque sont reliés au support à l'aide d'un ruban plat contenant l'ensemble des câbles conducteurs. L'impédance supplémentaire Z_{add} ajoutée par l'ensemble des connexions est évaluée et reportée dans le Tableau 3.3.

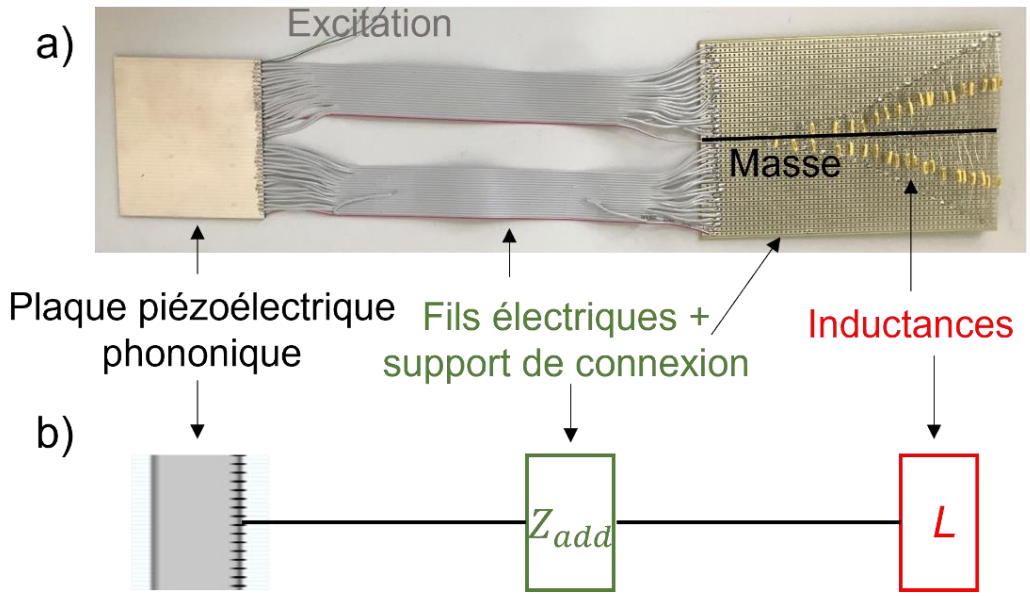


Figure 3.19 : Plaque piézoélectrique phononique connectée aux inductances.

Tableau 3.3 : Mesures des impédances des inductances et des 39 câbles conducteurs du ruban.

	Valeur moyenne	Ecart type
Partie réelle de l'impédance R_{Lexp}	3,21 Ω	± 0,16 Ω
Partie imaginaire de l'impédance X_{Lexp}	21,14 µH	± 0,53 µH
Impédance des câbles conducteurs Z_{add}	1,28 Ω	Négligé

Afin d'estimer l'influence des conditions expérimentales, ces valeurs ($Z_{Lexp} + Z_{add} = R_{Lexp} + jX_{Lexp} + Z_{add}$) ont été utilisées comme nouvelles données d'entrée pour recalculer les courbes de dispersion et les comparer aux résultats initiaux obtenus pour L = 22 µH. La bande interdite pour le mode S_2 est réduite de 1% pour 267,0 ≤ k ≤ 565,5 m^{-1}. En fin de compte, l'influence de l'impédance supplémentaire est considérée comme suffisamment faible pour que la configuration puisse être utilisée dans ce qui suit.

En outre, afin d'évaluer une valeur critique de cette impédance supplémentaire à partir de laquelle les résultats seraient erronés, différentes valeurs sont prises pour de nouvelles simulations (Figure 3.20). A gauche de la figure, les courbes de dispersion de la plaque piézoélectrique avec des impédances de 0, 10 et 30 ohms. Nous observons seulement pour la valeur la plus élevée des différences autour des fréquences f_+ et f_-. Une analyse plus précise de la largeur de la bande interdite du mode S_2 ($f_+ - f_-$) en fonction de la valeur de l'impédance ajoutée est représentée sur la partie droite de la Figure 3.20. Plus l'impédance supplémentaire est importante, moins la bande interdite est large. Jusqu'à une impédance supplémentaire de 10 ohms ce qui est déjà au-delà de la valeur expérimentale, la

diminution de la largeur de bande interdite est inférieure de 0,2 %. Ceci montre que la largeur de la bande interdite pour le mode S_2 est peu sensible à l'augmentation de la partie réelle du dipôle ajouté (jusqu'à 10 ohms) mais davantage sensible à la déviation de la partie imaginaire (0.5 µH ici) par rapport aux valeurs cibles.

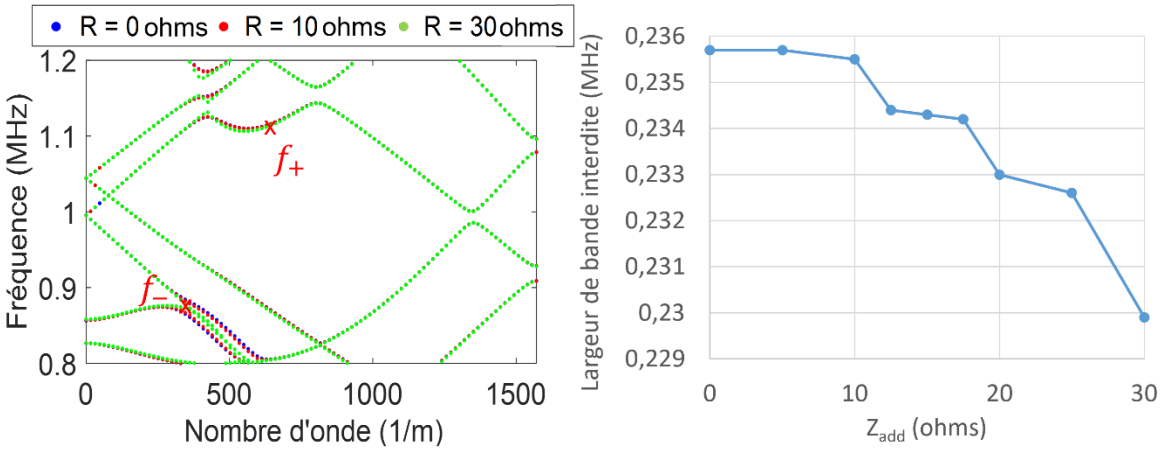


Figure 3.20 : Courbes de dispersion de la plaque piézoélectrique avec les électrodes connectées à une inductance de 22 µH à laquelle est ajoutée une impédance de 0, 10 et 30 Ohms (à gauche) ; largeur de la bande interdite en fonction de la valeur de la résistance supplémentaire (à droite).

La dernière étape est de vérifier les connexions électriques. Pour cela, nous mesurons l'impédance électrique de chaque secteur connecté avec une inductance de 22 µH. Un exemple de résultat est représenté sur la Figure 3.21 (courbe verte), et comparé aux impédances en CO des secteurs n°5 et n°10.

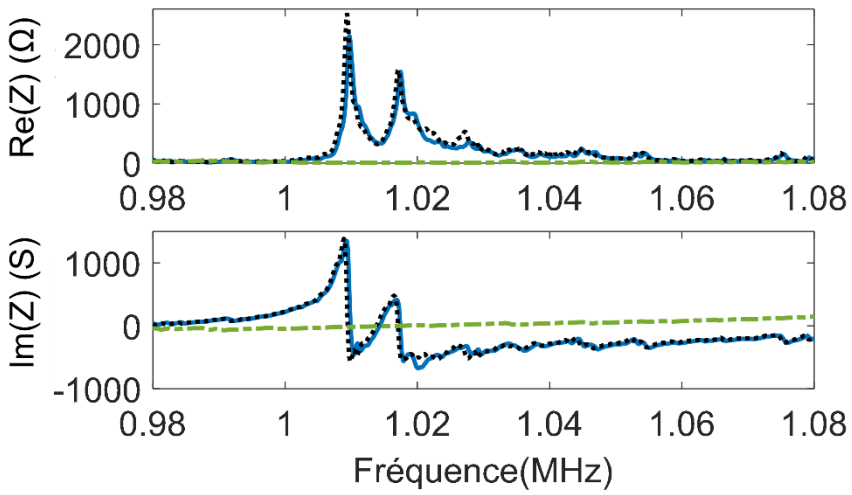


Figure 3.21 : Impédances électriques mesurées en CO (courbes bleue et noire) et en SI avec une inductance de 22 µH (courbe verte).

Il apparait que l'impédance électrique au voisinage de la fréquence d'antirésonance est totalement modifiée au point de ne plus observer le mode épaisseur. Cette vérification pour chaque secteur permet de s'assurer de la connexion avec la charge inductive.

Dans la suite, nous allons considérer les déplacements normaux de la plaque piézoélectrique phononique à cette fréquence, et analyser la propagation des ondes de Lamb dans la plaque connectée aux inductances de 22 µH.

3.3.3 Vibration normale le long de la plaque et propagation des ondes de Lamb

Dans un premier temps, l'excitation électrique est appliquée au premier secteur de la plaque. Les déplacements normaux à la surface sont collectés suivant l'axe *x* (2 mm < *x* < 80 mm). La durée du signal traité correspond à un aller simple pour les ondes se propageant dans la plaque phononique, soit environ 20 µs. Les transformées de Fourier temporelles et spatiales sont effectuées à partir de ces données afin d'obtenir les courbes de dispersion expérimentales. Les résultats sont affichés pour les conditions aux limites électriques CO et SI sur la Figure 3.22.

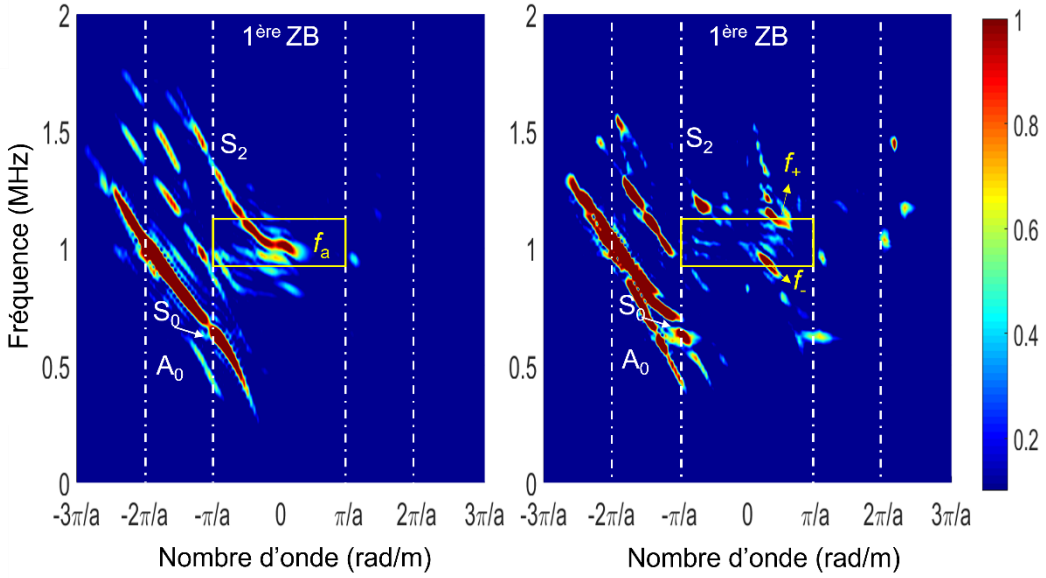


Figure 3.22 : Courbes de dispersion expérimentales de la plaque piézoélectrique pour les conditions aux limites CO (gauche) et SI (droite).

Globalement, les courbes de dispersion sur la Figure 3.22 présentent les mêmes caractéristiques que celles obtenues numériquement sur la Figure 3.3. En particulier, en condition CO, le mode épaisseur est observé à la fréquence de coupure du mode S_2 à 1,02 MHz, en accord avec la valeur numérique (voir paragraphe 3.2.1). Avec la condition SI, le mode S_2 n'est plus observable à k = 0 m^{-1} et réapparait pour des nombres d'ondes supérieurs à plus hautes et basses fréquences (f_+ et f_-) dans la première ZB. Les ondes réfléchies sont aussi observées sur les courbes expérimentales à des valeurs positives du nombre d'ondes en raison du contraste d'impédance introduit par les shunts.

La limitation des vibrations d'épaisseur au voisinage de la fréquence d'antirésonance est un point central de notre étude. Ce faisant, une localisation accrue de la vibration au voisinage du secteur excité est attendue, ce que nous montrerons dans la suite.

Dans un second temps le 20ème secteur de la plaque est choisi pour appliquer l'excitation électrique. La mesure des déplacements normaux est réalisée à nouveau. Les résultats sont présentés à la fréquence d'antirésonance pour les deux conditions aux limites électriques (Figure 3.23). Les résultats expérimentaux confirment des tendances observées en simulation sur la Figure 3.7.

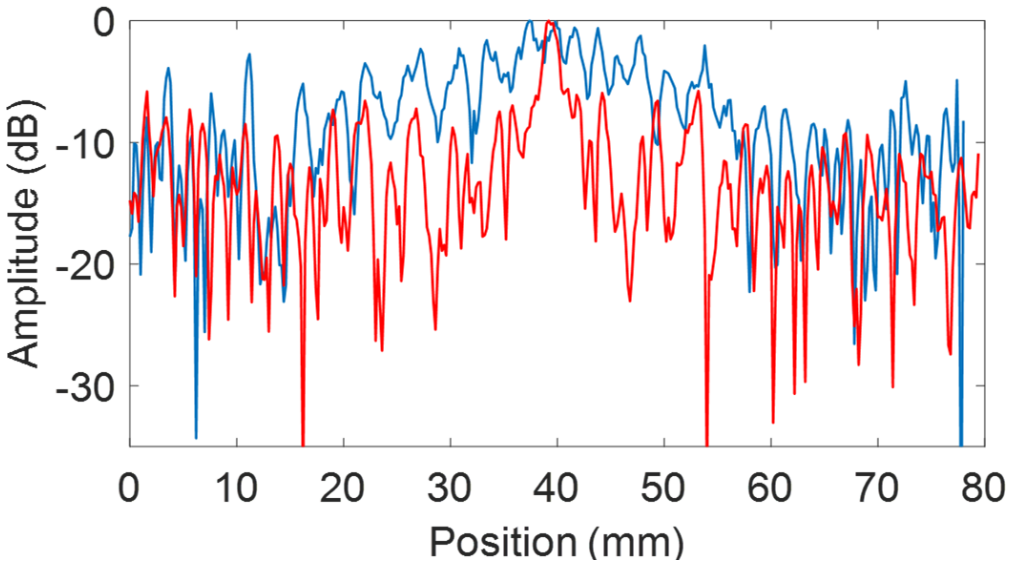


Figure 3.23 : Module des déplacements normaux mesurés à la surface de la plaque piézoélectrique pour les deux conditions aux limites électriques (CO en bleu et SI en rouge). L'excitation électrique est située en 38 mm < x < 40 mm.

Les déplacements normaux ont une amplitude plus importante au voisinage du secteur excité (25 mm < x < 55 mm) que près des extrémités où les signaux deviennent bruités. Dans cet intervalle, en dehors de l'élément excité, le niveau vibratoire moyen est clairement réduit avec la condition SI (courbe rouge).

Néanmoins, plusieurs éléments de divergence peuvent être relevés. D'une part, la distinction lobe principal et lobes secondaires n'est plus observé, ni en condition CO, ni en SI. D'autre part, les niveaux restent bien supérieurs aux prédictions théoriques : par exemple en CO, ils ne chutent que de 3 dB dans la zone centrale, alors que la diminution est de l'ordre de 10 dB d'après la simulation. Près des extrémités, les niveaux restent de l'ordre de -10 dB par rapport au niveau vibratoire de l'élément excité. Les effets liés aux extrémités seront analysés dans la section 1.3.5.

Malgré quelques caractéristiques communes, les modules des déplacements mesurés et calculés sont différents. La raison principale de cette différence n'est pas imputable aux nombreuses incertitudes expérimentales mais au modèle numérique. Le modèle numérique est bidimensionnel et repose sur l'approximation de déformation plane 2D dans la dimension perpendiculaire à la propagation (axe *z*). D'un côté, en raison de la taille de la plaque le long de l'axe *y* (80 mm), l'approximation correspond à la condition de propagation le long de l'axe *x* dans le cas d'une plaque infiniment étendue selon *y*. Ce choix a été fait en raison de la dimension de la plaque (80 mm) vis à vis des longueurs d'ondes présentes en f_a (de l'ordre de 4 mm). Cependant, d'un autre côté, la condition de source se fait tout le long de l'axe *y* du secteur de plaque excité ce qui correspond à l'approximation de contrainte plane 2D avec la nullité des contraintes en y = ± 40 mm. Aucune des deux approximations ne correspond pleinement à la situation expérimentale qui devrait donc être décrite à l'aide d'un modèle 3D (voir Annexe C). Cette option n'a pas pu être mise en œuvre en raison du coût en ressources numériques.

Dans la section suivante, les champs de déplacement mesurés sont utilisés pour obtenir les champs de pression rayonnés en champ lointain dans l'eau.

3.3.4 Bénéfice de la réduction du couplage inter-éléments sur le diagramme de rayonnement

Sur le principe décrit au paragraphe 1.2.4, les diagrammes de rayonnement sont calculés à la fréquence d'antirésonance à partir des déplacements normaux mesurés. Les résultats sont obtenus à partir des données brutes (sans fenêtrage temporel). Les amplitudes en dB sont normalisées par l'amplitude maximale dans chaque diagramme sur la Figure 3.24. Les diagrammes ne sont pas symétriques pour les angles positifs et négatifs puisque le secteur source n'est pas tout à fait au milieu de la plaque (excitation au 20ème secteur).

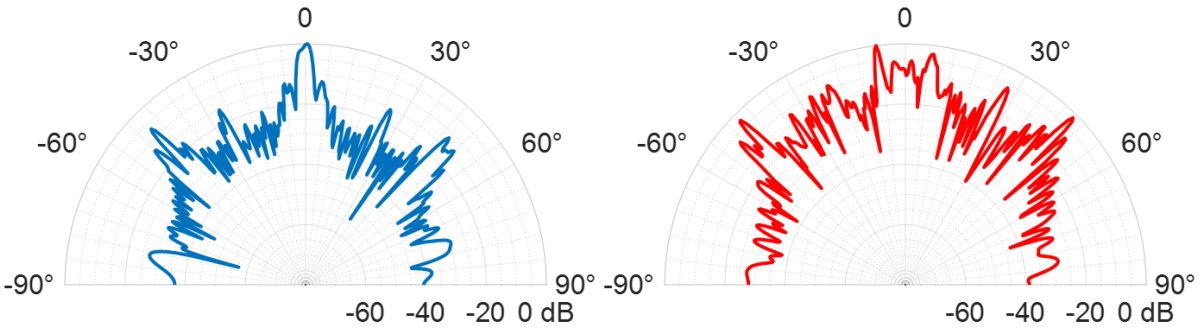


Figure 3.24 : Diagrammes de rayonnement obtenus à partir des données de mesures, à la fréquence d'antirésonance. Conditions aux limites électriques CO (à gauche) et SI (à droite).

Les résultats basés sur des expériences confirment les tendances dégagées à partir des informations numériques. En premier lieu, l'élargissement du lobe central correspond à une largeur effective réduite de la zone rayonnante sur la plaque avec la terminaison SI et donc à une réduction du couplage inter-éléments.

Avec la condition CO aux limites électriques, les trois lobes principaux et les deux lobes de réseau à ±48° sont observés dans le diagramme de rayonnement comme au paragraphe 1.2.4. Avec la condition SI, le lobe central est divisé en plusieurs parties. L'angle de strabisme, au maximum du lobe le plus proche de 0°, est observé à θ = ±6° ce qui correspond la valeur numérique. On devine aussi les nouveaux lobes ±28° dus au déphasage des faisceaux issus des 17ème et 23ème secteurs, sans pour autant avoir observé des maximas d'amplitude saillants dans le champ des déplacements normaux (Figure 3.23).

Globalement, quoique les résultats expérimentaux montrent une dynamique faible et la simulation reste perfectible, ces résultats indiquent la possibilité de réduire l'effet de couplage inter-éléments en tirant avantage des ports électriques. Pour ne pas se limiter à une seule fréquence, le paragraphe suivant propose une brève excursion en fréquences sur la base des données obtenues.

L'effet de la bande passante sur les déplacements de la plaque sous les conditions aux limites CO ou SI est montré.

Un train d'onde sinusoïdale de quelques périodes et d'amplitude de vingt volts à la fréquence d'un mégahertz est l'excitation choisie au 20ème secteur de la plaque sous la condition SI. L'acquisition des données expérimentales est obtenue après moyenne de 2000 signaux temporels. Les déplacements simulés à la fréquence de 1,005 MHz en courbe rouge, les déplacements expérimentaux à cette fréquence en courbe verte et moyennés dans une gamme fréquentielle $\pm$ 20 kHz autour de cette fréquence en courbe bleue sont représentés dans la Figure 3.25.

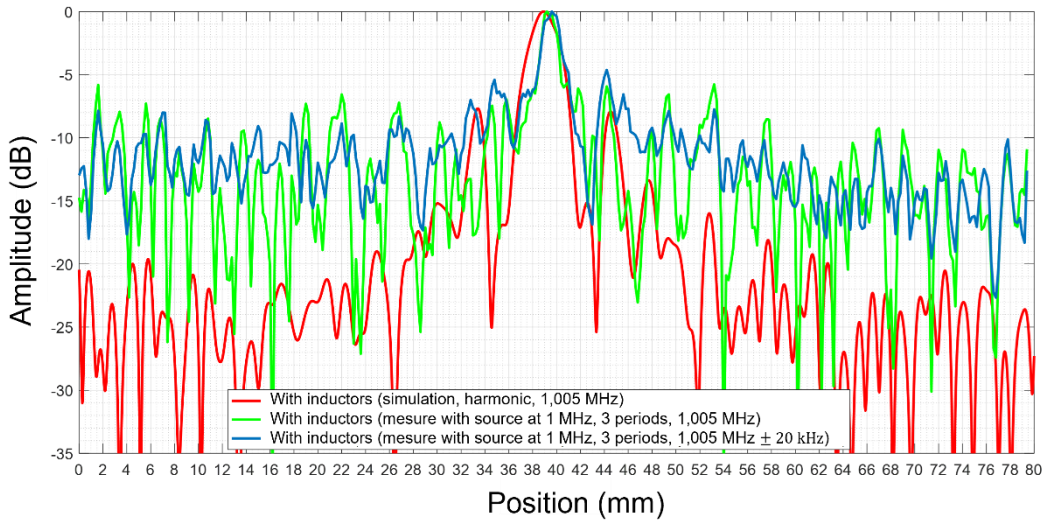


Figure 3.25 : Déplacements simulés à la fréquence 1,005 MHz (courbe rouge) ; Déplacements expérimentaux à la fréquence de 1,005 MHz (courbe verte) et moyennés sur une gamme fréquentielle ± 20 kHz (courbe bleue) autour de 1,005 MHz.

Nous observons que le niveau d'amplitude des déplacements expérimentaux le long de la plaque piézoélectrique est plus élevé que celui simulé. Pour les résultats expérimentaux, lorsque plusieurs fréquences sont considérées, la dynamique se réduit davantage, ce qui laisse à penser que le couplage inter-éléments augmente en dehors de f_a.

3.4. Conclusion

Dans ce chapitre, la réduction du couplage inter-éléments est étudiée en connectant des shunts inductifs aux éléments non actifs d'une plaque phononique piézoélectrique. Une bande interdite est ouverte dans la première zone de Brillouin, au niveau et au voisinage de la fréquence de coupure du mode S_2 qui est la fréquence d'antirésonance du premier mode d'épaisseur de la plaque lorsqu'elle est en condition de circuit ouvert. Suite à ces modifications des conditions aux limites électriques du guide d'ondes, aucun mode guidé dont la vitesse est inférieure à celle de l'eau n'a été observé.

Les shunts inductifs ont pour effet d'ensemble, à la fréquence cible, de minimiser le champ des déplacements normaux le long de la plaque et de les localiser au voisinage de l'élément actif. La largeur angulaire du lobe principal du diagramme de rayonnement d'un élément actif augmente d'un facteur supérieur à 4, ce qui correspond à la réduction de la largeur effective de l'élément rayonnant d'un facteur de 6,75 par rapport à la condition de circuit ouvert. Il est intéressant de noter que ces résultats sont maintenus si nous n'avons seulement que quatre secteurs shuntés de part et d'autre du secteur actif.

Les résultats expérimentaux confirment les tendances observées en simulation. Cependant, l'effet du shunt est étroitement lié aux propriétés de l'échantillon. En particulier, la variation du taux de recouvrement des électrodes d'un secteur (e/a), ainsi que la présence d'un fluide externe, pourront changer ces résultats de manière significative. Ces études pourront faire l'objet de développements futurs mais ne sont pas abordés dans la suite de ce travail.

L'utilisation de shunts inductifs installe un effet de résonance pour chaque secteur, qui cantonne la réduction du couplage inter-éléments sur une gamme de fréquences étroite. Néanmoins, cette étude met en évidence les possibilités nouvelles et efficaces qui découlent de la connexion de circuits aux

limites électriques de la plaque électroactive. À partir de là, pour obtenir une bande de fréquences plus large, comme l'exigent des applications telles que l'imagerie ultrasonore, il faudra envisager d'autres composants (par exemple, l'introduction de capacités négatives) ou des lignes de transmission électrique sur mesure à coupler avec la plaque phononique [1,9,10].

Les résultats obtenus ici avec des shunts inductifs vont être affinés dans le prochain chapitre afin d'améliorer les caractéristiques du diagramme de rayonnement élémentaire.

3.5. Bibliographie

[1] A.E. Bergamini, M. Zündel, E.A. Flores Parra, T. Delpero, M. Ruzzene, P. Ermanni, Hybrid dispersive media with controllable wave propagation: A new take on smart materials, J. Appl. Phys. 118 (2015). https://doi.org/10.1063/1.4934202.

[2] N. Kherraz, L. Haumesser, F. Levassort, P. Benard, B. Morvan, Hybridization bandgap induced by an electrical resonance in piezoelectric metamaterial plates, J. Appl. Phys. 123 (2018). https://doi.org/10.1063/1.5016496.

[3] N. Kherraz, Contrôle de la propagation d'ondes guidées dans une plaque piézoélectrique par application de conditions aux limites électriques périodiques, Thesis. (2017). https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01617398/.

[4] B. Delannoy, H. Lasota, C. Bruneel, R. Torguet, E. Bridoux, The infinite planar baffles problem in acoustic radiation and its experimental verification, J. Appl. Phys. 50 (1979) 5189–5195. https://doi.org/10.1063/1.326656.

[5] C. Brunoel, Application of the finite element method to two-dimensional radiation problems, 94 (1993) 562–573.

[6] J. Assaad, C. Bruneel, Radiation from finite phased and focused linear array including interaction, 101 (1997) 1859–1867. https://doi.org/10.1121/1.418237.

[7] J. Assaad, J. Rouvaen, Numerial evaluation of the far-field directivity pattern using the fast Fourier transform, 104 (1998) 72–80.

[8] N. Felix, D. Certon, E. Lacaze, M. Lethiecq, F. Patat, Experimental investigation of cross-coupling and its influence on the elementary radiation pattern in 1D ultrasound arrays, Proc. IEEE Ultrason. Symp. 2 (1999) 1053–1056. https://doi.org/10.1109/ULTSYM.1999.849181.

[9] N. Kherraz, F.-H. Chikh-Bled, R. Sainidou, B. Morvan, P. Rembert, Tunable phononic structures using Lamb waves in a piezoceramic plate, 094302 (2019) 1–12. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.99.094302.

[10] Y. Lu, J. Tang, Electromechanical tailoring of structure with periodic piezoelectric circuitry, J. Sound Vib. 331 (2012) 3371–3385. https://doi.org/10.1016/j.jsv.2012.02.029.

Chapitre 4

4. Analyse et amélioration du diagramme de rayonnement élémentaire de la plaque phononique munie de shunts inductifs : étude numérique.

4.1. Introduction

Par l'ajout de shunts inductifs de 22 µH, la largeur effective de l'élément rayonnant a été réduite d'un facteur 6,75. Ce résultat obtenu dans le chapitre 3, s'il est significatif, appelle une analyse plus détaillée. En effet, l'origine et l'influence de certains facteurs n'est pas mise en évidence : les lobes latéraux et les lobes de réseau dans le diagramme de rayonnement ainsi que les bords de la plaque.

Dans ce chapitre, une analyse du diagramme de rayonnement s'appuyant sur des études numériques, est présentée. Une plaque piézoélectrique phononique comportant des secteurs plus courts (largeur des secteurs égale à 1,4 mm) est choisie pour supprimer les lobes de réseaux. Avec cette nouvelle géométrie, une étude des courbes de dispersion dans la deuxième zone de Brillouin est faite afin d'ouvrir une bande interdite complète autour de la fréquence d'antirésonance de la plaque infinie. Ensuite, nous étudions la vibration du secteur actif et ses effets sur les secteurs voisins. Enfin, une version apodisée des shunts inductifs est élaborée pour améliorer le découplage. Pour chaque cas proposé, le diagramme de rayonnement est analysé au regard des modifications de la configuration.

4.2. Analyse du diagramme de rayonnement d'une plaque phononique

4.2.1 Lobes de réseau

La formule des réseaux (relation *1.5*) est utilisée pour tracer la fonction de directivité en champ lointain correspondant à différentes largeurs de l'élément rayonnant. Les lobes de réseau apparaissent dans le diagramme de rayonnement en raison de la périodicité. Lorsque $\sin\theta = n\frac{\lambda}{a}$ $(n = 1,2,3,\dots)$, avec pour notre modèle de plaque piézoélectrique phononique qui rayonne dans l'eau et le pas du réseau a = 2 mm, les lobes de réseau se situent à $\pm 46°$ (Figure 4.1).

Plus le pas du réseau diminue, plus l'angle des lobes de réseau θ tend vers 90°. Lorsque le pas a est égal ou inférieur à la longueur d'onde, les lobes de réseau disparaissent du diagramme de rayonnement et le rayonnement dans l'eau n'est plus affecté (Figure 4.1).

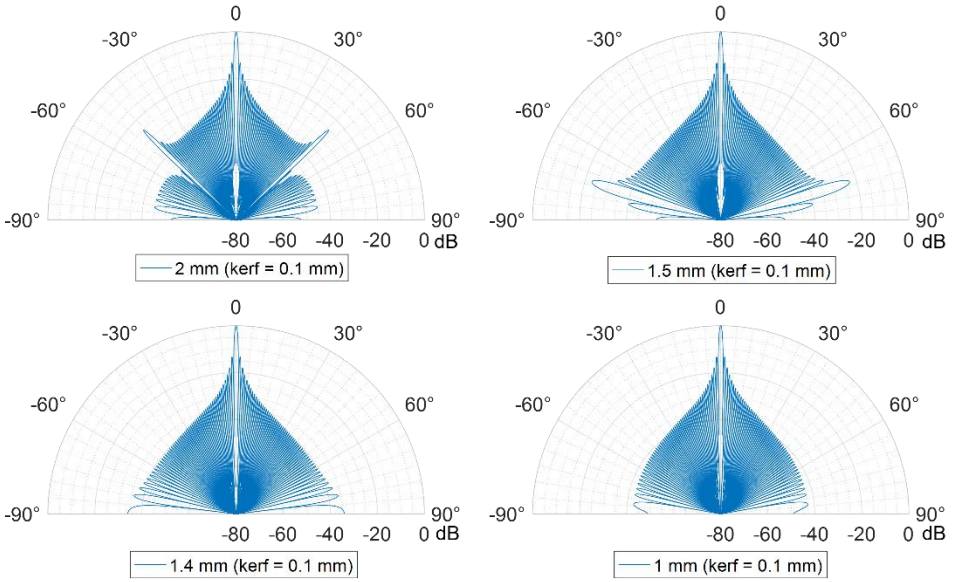


Figure 4.1 : Diagrammes de rayonnement théoriques pour un pas du réseau de 2 mm, 1,5 mm, 1,4 mm et 1 mm.

Nous observons sur les images du bas que les lobes de réseau sont absents lorsque le pas du réseau est égal ou inférieur à la longueur d'onde, ce qui est vérifié pour a = 1,4 mm et a = 1 mm. Afin de garantir cette situation et simplifier le diagramme de rayonnement, la dimension des éléments est modifiée dans ce chapitre. Le pas du réseau choisi est a = 1,4 mm.

Dans la définition de la géométrie de la plaque piézoélectrique Pz26 utilisée dans les simulations numériques, l'épaisseur de 2,236 mm est conservée. La largeur totale du réseau est de 54,6 mm avec 39 secteurs. Un côté de la plaque est couvert par une électrode complète reliée à la masse et l'autre côté est couvert par 39 électrodes identiques périodiques, séparées par un kerf de 0,1 mm.

Les diagrammes de rayonnement obtenus pour les deux pas de réseau, 2 mm et 1,4 mm sont représentés sur la Figure 4.2.

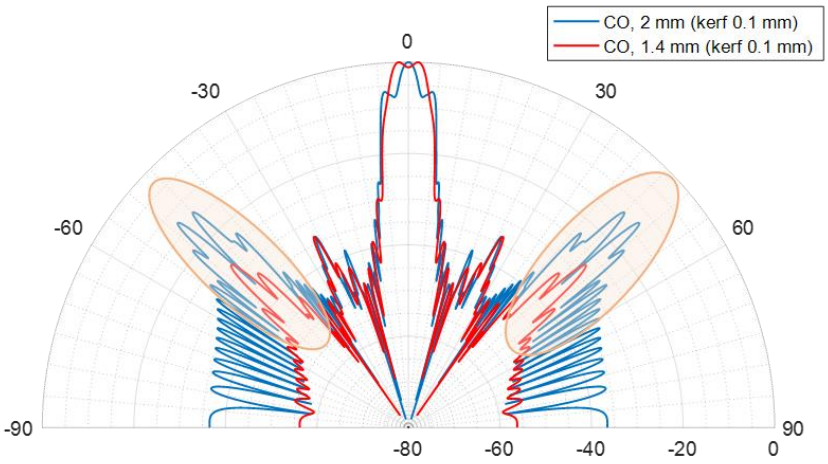


Figure 4.2 : Diagrammes de rayonnement d'une plaque piézoélectrique phononique en circuit ouvert comprenant 39 secteurs avec un pas de réseau de 1,4 mm (courbe rouge) et de 2 mm (courbe bleue). Les lobes de réseau sont entourés par les ellipses.

A l'angle $\pm$ 46°, dans les ellipses encadrées oranges, une diminution du niveau de pression de 15 dB est observée lorsque le pas du réseau change de 2 mm à 1,4 mm. Cependant, ce lobe ne disparait pas tout à fait. Par ailleurs, nous constatons que les lobes latéraux à l'angle $\pm$ 28° ne sont presque pas

modifiés. La structure du lobe principal se simplifie et l'amplitude devient quasiment constante sur la plage de -2° à +2°.

Afin de comprendre l'origine des lobes latéraux persistant à $\pm$ 28° et à $\pm$ 46° et l'évolution de la forme du lobe principal, les déplacements normaux à la surface de la plaque piézoélectrique phononique sont relevés et analysés pour les deux valeurs du pas du réseau.

4.2.2 Influence des ondes guidées

Une analyse des lobes latéraux est d'abord effectuée pour la plaque sur laquelle le pas du réseau est de 1,4 mm de façon à définir leur origine et une stratégie pour les minimiser. Les courbes de dispersion dans la gamme fréquentielle de 0,7 MHz à 1,3 MHz sont montrées sur la Figure 4.3 (a). Le maximum d'amplitude à environ 1 MHz et à nombre d'onde nul semble être la source d'excitation (mode d'épaisseur).

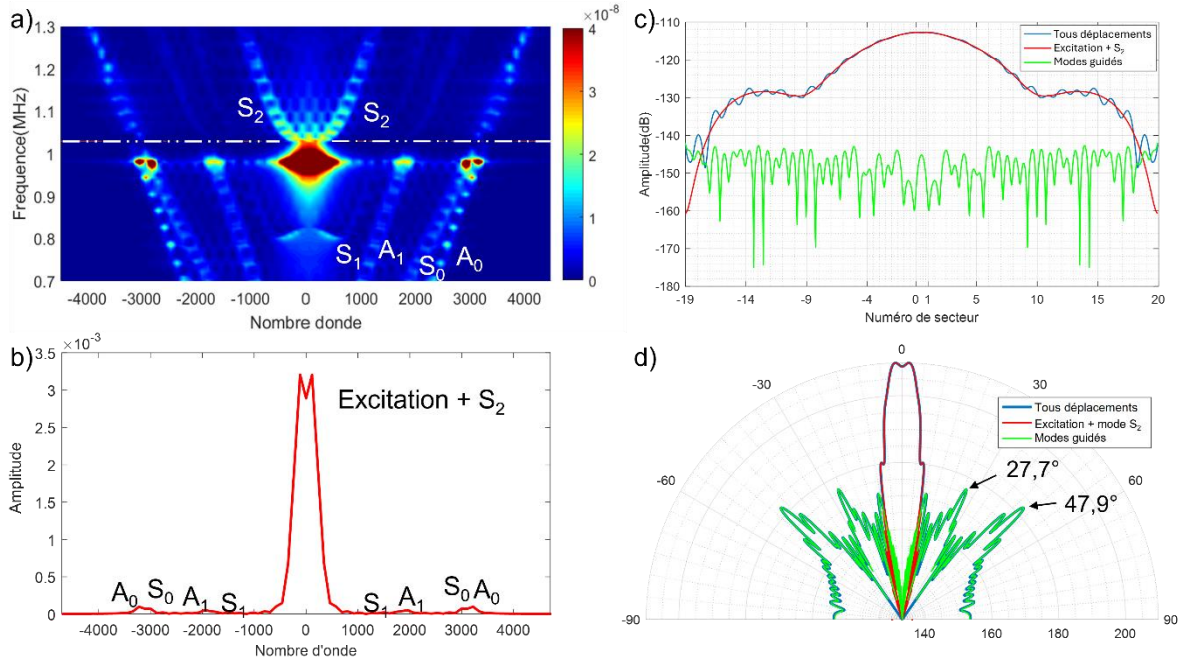


Figure 4.3 : (a) Courbes de dispersion en CO pour la plaque comprenant 39 secteurs de 1,4 mm; La ligne pointillée blanche est située à la fréquence d'antirésonance f_a de la plaque. (b) Coupe transversale des courbes de dispersion à f_a. (c) Représentation spatiale des déplacements le long de la plaque à f_a. (d) Diagrammes de rayonnement de la plaque à f_a : contributions de la source et des modes guidés.

La coupe à la fréquence d'antirésonance f_a sur la Figure 4.3 (a), indiquée par la ligne pointillée blanche, est extraite et représente l'amplitude en fonction du nombre d'onde sur la Figure 4.3 (b). Nous observons que le grand pic à nombre d'onde nul ou proche de zéro est en fait une combinaison entre l'excitation et le mode S_2. Les pics observables pour les nombres d'ondes positifs et négatifs représentent les modes guidés S_1, A_1 d'une part puis S_0 et A_0 d'autre part. L'échantillonnage en nombres d'ondes ne permet pas ici de distinguer les ondes symétriques et antisymétriques. Les vitesses de phase des quatre modes A_0 et S_0, A_1 et S_1 à la fréquence f_a sont déduites par la relation $c = \omega/k$: $c_{A0} = c_{S0}$ =2022 m.s^{-1}, $c_{A1} = c_{S1}$ =3227 m.s^{-1}.

Pour identifier la contribution des modes sur les déplacements normaux à la surface de la plaque (courbe bleue sur Figure 4.3 (c)), nous utilisons la transformée de Fourier inverse pour deux intervalles de nombres d'ondes. La courbe rouge (excitation + mode S_2) et la courbe verte (autres modes guidés)

conduisent aux résultats de la Figure 4.3 (c). Nous pouvons observer que l'interaction entre l'excitation et le mode S_2 correspond à l'enveloppe des déplacements normaux et l'ensemble des modes guidés A_0, S_0, A_1 et S_1 aux oscillations de cette enveloppe. Ces dernières étant près de 30dB inférieures au niveau de l'élément excité, elles sont davantage observables loin de la source.

Enfin, nous calculons les diagrammes de rayonnement à partir des déplacements normaux extraits de la Figure 4.3 (c) et les présentons sur la Figure 4.3 (d). L'interaction entre l'excitation et le mode S_2 correspond uniquement au lobe principal (courbe rouge), tandis que l'interaction des modes guidés S_1 et A_1, S_0 et A_0 produit les lobes latéraux du diagramme (courbe verte).

Les angles des lobes latéraux peuvent être obtenus par la loi de Snell Descartes :

$$\frac{\sin\theta_{piezo}}{c_{piezo}} = \frac{\sin\theta_{eau}}{c_{eau}}. \qquad (4.1)$$

Pour une onde guidée dans la plaque piézoélectrique, l'angle $\theta_{\text{piézo}}$ est égal à 90°. D'après le calcul, nous obtenons que l'angle de rayonnement θ_{eau} dans l'eau est de 27,7° pour le groupe de modes A_1, S_1 et de 47,9° pour le groupe des modes A_0, S_0, ce qui correspond aux angles de 28° et de 46° observés dans le diagramme de rayonnement simulé de la Figure 4.2 et de la Figure 4.3 (d).

Les célérités des modes et les angles associés de réémission dans l'eau à la fréquence d'antirésonance f_a pour la plaque sur laquelle le pas du réseau est de 1,4 mm, sont regroupés dans le Tableau 4.1. Pour le mode S_2, on s'approche de la fréquence de coupure. Les nombres d'ondes sont faibles et la vitesse tend vers l'infini.

Tableau 4.1 : Vitesses de phase et angles calculés des modes de l'excitation, A_0, S_0, A_1, S_1 et S_2 et les angles de réémission à la fréquence d'antirésonance f_a pour la plaque sur laquelle le pas du réseau est de 1,4 mm.

Modes	S_2	A_1 et S_1	A_0 et S_0
Vitesses ($m.s^{-1}$)	56179	3227	2022
Angle calculé à f_a	1,5°	27,7°	47,9°
Angle de réémission à f_a	1,6°	28°	46°

Cette analyse a permis d'identifier l'influence des modes A_0, S_0, A_1 et S_1 dans le diagramme de rayonnement en l'absence de lobes de réseau. Sur cet exemple pour lequel le pas du réseau est de 1.4mm, nous observons que le mode épaisseur est perturbé par la présence du mode S_2 au voisinage de sa fréquence de coupure. Ceci modifie le lobe central de rayonnement. Pour mieux comprendre les évolutions du diagramme de rayonnement par rapport aux modes guidées, plusieurs pas de réseaux sont considérés dans la suite.

La même analyse est à présent faite pour la plaque sur laquelle le pas du réseau est de 2 mm. Les courbes de dispersion entre 0,7 MHz et 1,3 MHz sont représentées sur la Figure 4.4 (a) ; La coupe à f_a, marquée par la ligne pointillée blanche, est montrée sur la Figure 4.4 (b). Ces figures montrent que les modes guidés sont globalement décalés vers les basses fréquences alors que le mode d'épaisseur demeure à f_a puisque l'épaisseur de la céramique n'a pas été modifiée. En conséquence, les maximas correspondant au mode S_2 apparaissent à des valeurs de nombres d'ondes plus éloignées de zéro et « s'éloignent » de l'excitation. Cette situation facilite leur analyse. On remarque également la différence d'amplitude apparue en faveur des modes A_0 et S_0, cela étant cohérent avec l'ampleur du lobe de réseau autour de $\pm 46°$ sur la Figure 4.2.

Afin d'identifier plus en détail l'origine des différents lobes dans le diagramme de rayonnement, nous prélevons isolément les déplacements normaux correspondant à chaque mode. Pour la contribution au diagramme de rayonnement du mode S_2, nous observons les deux petits lobes en courbe grise à $\pm 5°$ dans la Figure 4.4 (c). Pour les deux autres groupes de modes guidés, nous observons que le groupe des modes A_1, S_1 représente les lobes latéraux à $\pm$ 28° et le groupe des modes A_0, S_0 représente les lobes latéraux à $\pm$ 48° qui apparaissent dans le diagramme de rayonnement sur la Figure 4.4 (d).

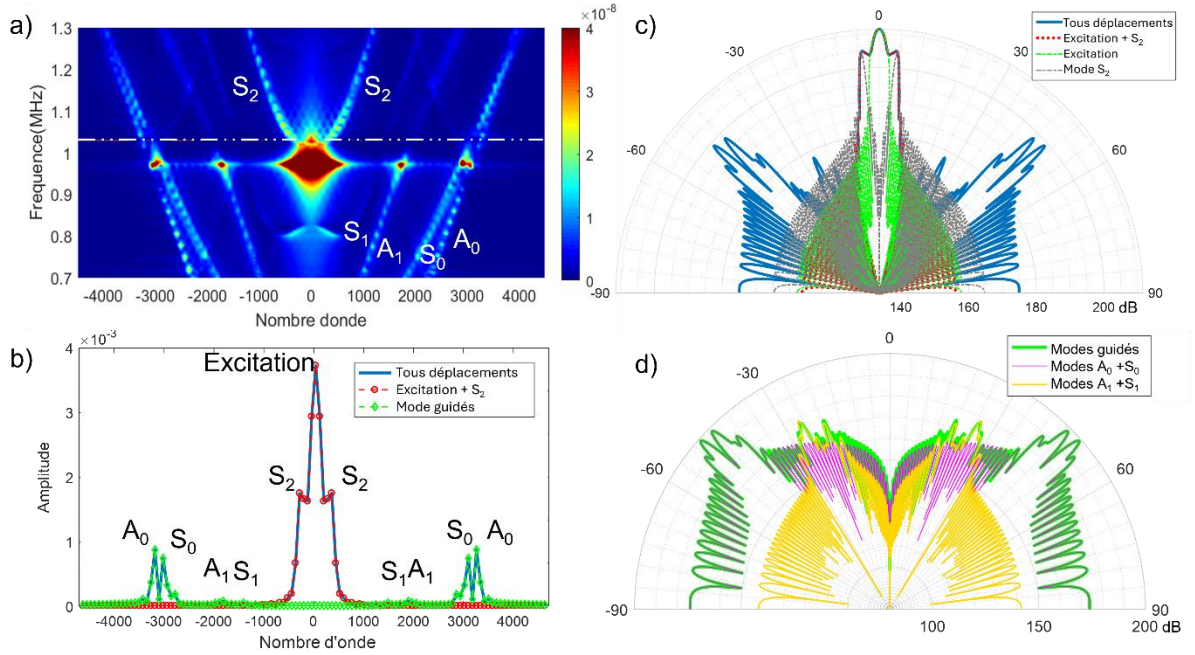


Figure 4.4 : (a) Amplitudes des déplacements normaux en fonction de la fréquence et du nombre d'onde pour la plaque comprenant des secteurs de 2 mm. La ligne pointillée blanche est à f_a. (b) Coupe dans les courbes de dispersion à f_a (correspondant à la ligne pointillée blanche). (c) Diagramme de rayonnement global (bleu), de l'ensemble excitation + S_2 (rouge), de l'excitation seule (vert) et du mode S_2 isolé (gris). (d) Diagrammes de rayonnement de la plaque des modes A_0 et S_0 (violet), A_1 et S_1 (jaune) à f_a.

Avec les analyses précédentes pour des pas du réseau de 1,4 mm et 2 mm, apparait l'évolution du diagramme de rayonnement selon la combinaison entre l'excitation et le mode S_2. Deux exemples supplémentaires de pas de réseau sont maintenant proposés : 0,5 mm et 3,5 mm.

Les courbes de dispersion pour quatre pas différents (0,5 mm, 1,4 mm, 2 mm et 3,5 mm), dans la gamme de fréquences de 0,7 MHz à 1,3 MHz sont tracées à la Figure 4.5.

Pour chaque cas la largeur de l'élément actif identique à celle des éléments passifs. Notons que la maille de la simulation est fixée à 0,1 mm pour les quatre cas.

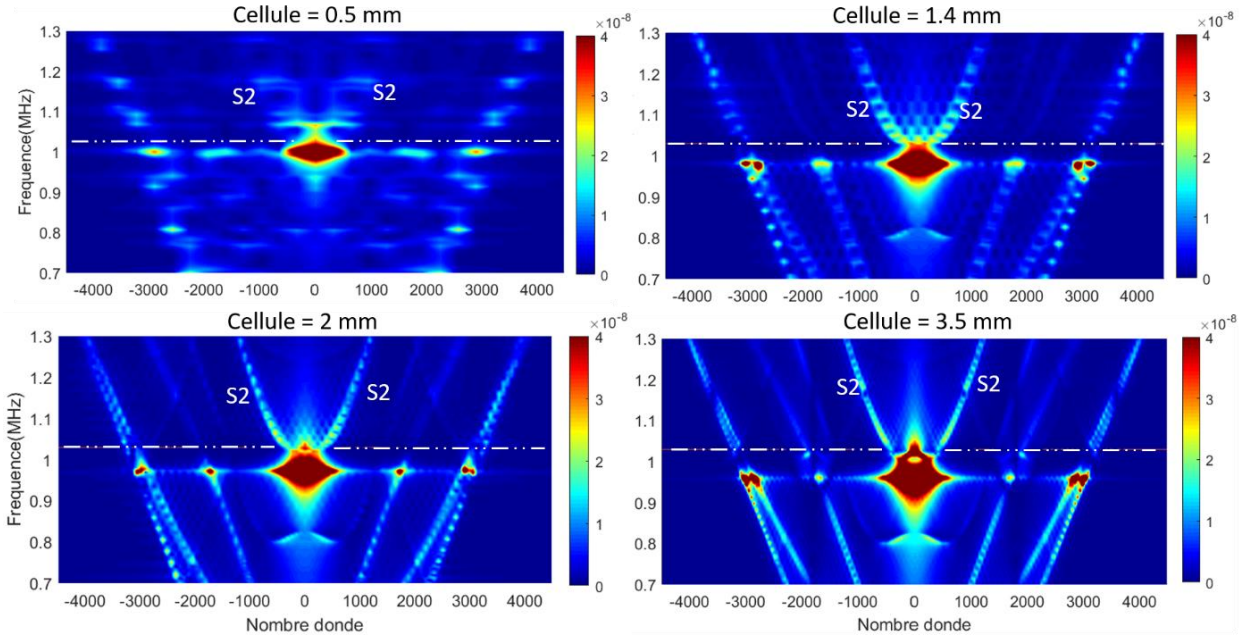


Figure 4.5 : Courbes de dispersion pour différents pas du réseau de la plaque : 0,5 mm, 1,4 mm, 2 mm et 3,5 mm. La ligne pointillée blanche correspond à la fréquence d'antirésonance f_a.

Nous observons que les courbes de dispersion des modes guidés se décalent vers les basses fréquences quand le pas du réseau augmente. Les courbes de dispersion de la Figure 4.6 représentent les coupes à f_a indiquées par les lignes pointillées blanches sur la Figure 4.5. On constate que les modes guidés S_0, A_0, S_1 et A_1 restent plus ou moins présents quel que soit le cas ; ces courbes permettent de suivre l'évolution du mode S_2 en fonction du pas de réseau pour les quatre cas.

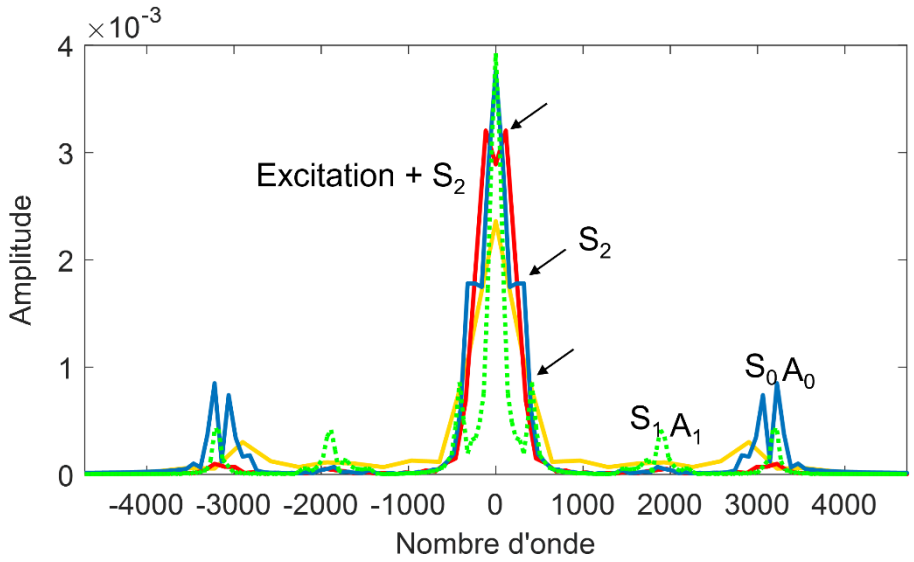


Figure 4.6 : Coupes des courbes de dispersion de la plaque à f_a pour différents pas de réseau : 0,5 mm en courbe jaune, 1,4 mm en rouge, 2 mm en bleue et 3,5 mm en verte. Les modes S_2 sont indiqués par les flèches.

Lorsque la largeur du secteur est de 0,5 mm (courbe jaune), le mode S_2 se superpose à l'excitation. La fréquence de coupure du mode S_2 correspond la fréquence du mode d'épaisseur de la plaque. Lorsque le pas du réseau augmente, le mode S_2 se détachent de l'excitation (indiqués par les flèches noires). Pour la largeur égale à 3,5 mm (courbe verte), les deux pics de mode S_2 sont complètement distincts de l'excitation.

4.2.3 *Effets des bords de la plaque*

Pour une plaque piézoélectrique phononique avec un nombre limité de secteurs, l'effet de bord sur la distribution des déplacements normaux est une caractéristique à considérer.

Des secteurs de différentes largeurs sont considérés pour une largeur totale *L* de la plaque d'environ 80 mm. La Figure 4.7 montre les déplacements normaux pour des secteurs de largeurs *a* de 2 mm, 1,4 mm, 1 mm et 0,5 mm. *N* indique le nombre de secteurs. Les largeurs les plus petites, 1 mm et 0,5 mm, sont examinées en vue de leur utilisation dans la section 1.3.4 concernant l'apodisation des shunts inductifs connectés à la plaque piézoélectrique, afin de disposer de suffisamment d'éléments N.

Sur la Figure 4.7, les modules des déplacements normaux sont également tracés lorsque le nombre de secteurs est le même (39 secteurs) pour les quatre largeurs de secteurs, ce qui correspond à des largeurs *L* différentes (courbes pointillées noires).

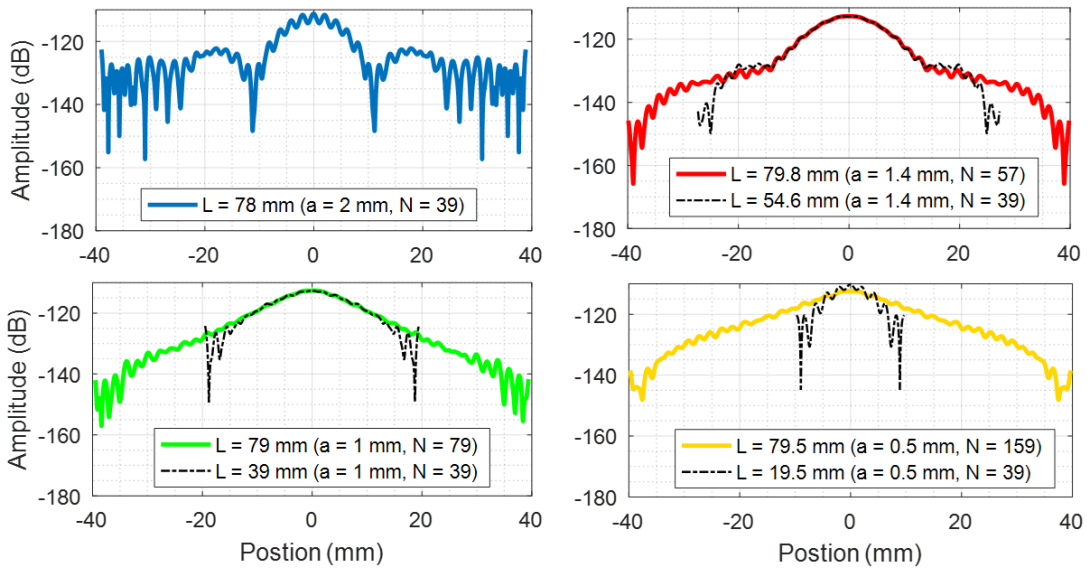


Figure 4.7 : Déplacements normaux de la plaque piézoélectrique phononique de largeur totale d'environ 80 mm avec la largeur des secteurs de 2 mm en courbe bleue, de 1,4 mm en courbe rouge, de 1 mm en courbe verte et de 0,5 mm en courbe jaune. Les courbes pointillées noires représentent les déplacements normaux pour un même nombre de 39 secteurs (donc des plaques de longueurs différentes). Dans chaque situation c'est l'élément central qui est actif.

L'effet de bord se manifeste par des oscillations qui apparaissent près des bords de la plaque. Lorsque la largeur des secteurs est de 2 mm, il est d'environ 20 dB et situé entre 25 mm et 40 mm (de -40 mm à -25 mm pour le côté gauche). En comparant des plaques avec différentes tailles de secteurs et une plaque de largeur d'environ 80 mm, nous observons que l'effet de bord devient moins important lorsque la largeur du secteur diminue. L'amplitude des oscillations diminue et se localise davantage aux extrémités de la plaque. Lorsque la largeur de secteur est réduite à 0,5 mm, l'effet de bord est de l'ordre de 10 dB et s'observe jusqu'à 5 mm des bords de la plaque.

Si le nombre N de secteurs est identique (la largeur de la plaque diminue avec celle du secteur), nous observons que l'effet de bord devient significatif au point d'être observable sur toute la plaque (courbe noire en bas à droite, Figure 4.7). Cette situation est défavorable à l'observation des effets des shunts.

Finalement nous retiendrons la situation de la courbe rouge (Figure 4.7), configuration pour laquelle *a* = 1,4 mm (57 secteurs) et les effets de bords peu marqués pour -30 mm < x < 30 mm. Avant d'étudier

l'effet de l'apodisation des valeurs des shunts inductifs dans la section 1.3.4, nous considérons la façon dont apparaissent et l'importance des effets de bords sur le diagramme de rayonnement.

Les diagrammes sont présentés à cet effet sur la Figure 4.8 pour les largeurs de secteurs de 1,4 mm et 0,5 mm, avec et sans effets de bord. Afin de réduire les effets de bord, l'amplitude des déplacements normaux de la plaque de quelques millimètres au bord (7 mm pour une largeur de secteur de 1,4 mm et 5 mm pour une largeur de secteur de 0,5 mm) est réduite d'une valeur de 40 dB. Les courbes pointillées grises indiquent l'absence d'effets de bords dans les deux cas.

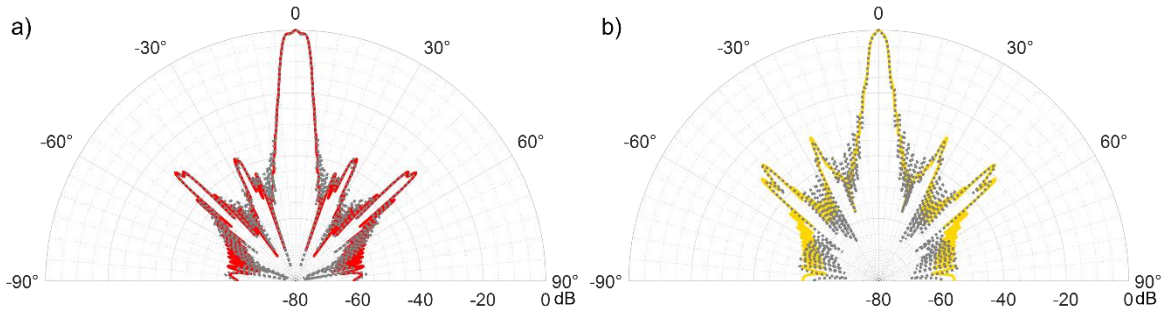


Figure 4.8 : Diagrammes de rayonnement de la plaque piézoélectrique phononique de largeur totale d'environ 80 mm avec la largeur de secteur de (a) 1,4 mm en courbe rouge et de (b) 0,5 mm en courbe jaune. Les courbes pointillées grises indiquent l'absence d'effets de bords dans les deux cas.

Pour une largeur de secteur de 1,4 mm, l'effet de bord sur le diagramme de rayonnement est plus prononcé à plus de 60° et pour une largeur de secteur de 0,5 mm, il est plus remarqué à environ 60°, dans les deux cas avec une différence d'environ 5 dB. Nous confirmons donc que l'effet de bord est très faible sur le diagramme de rayonnement pour les plaques d'une largeur totale d'environ 80 mm, ce qui servira de support au fait que les effets de bord de ce modèle peuvent être négligés dans les prochaines études.

4.3. Influence de shunts inductifs identiques et variables

Sur la base de l'étude précédente, un modèle de plaque de largeur égale à 79,8 mm, des secteurs de 1,4 mm et une découpe entre les électrodes (kerf) de 0,1 mm, est choisi pour la suite afin d'éviter un effet significatif des lobes de réseau sur les déplacements, en particulier au voisinage de l'élément actif, et sur le diagramme de rayonnement.

Nous avons déjà observé au chapitre 3 que l'application de conditions répétées aux électrodes modifie les vibrations de la plaque, modifie la vitesse de certains modes guidés et contrarie la vibration selon le mode épaisseur utilisé en transduction à f_a. Par conséquent, la question est de savoir si la méthode est transposable à cette nouvelle géométrie, si des phénomènes physiques nouveaux ou différents existent, et si un gradient de valeurs d'inductances serait avantageux par rapport à une valeur unique.

4.3.1 Effet de shunts inductifs identiques

Nous connectons chaque secteur passif de la plaque à la masse par l'intermédiaire d'une inductance. Les inductances sont identiques. En utilisant la méthode de ligne électrique décrite au chapitre 3, section 1.2.2, la valeur optimale des inductances à connecter doit être d'environ 30 µH.

La simulation des courbes de dispersion de la plaque infinie est ensuite réalisée. Les courbes de dispersion de la plaque en CO et en SI sont montrées sur les Figure 4.9 (a-b). La bande interdite pour

le mode S_2 est due à son interaction avec le mode électrique. Nous définissons les fréquences f_{max} et f_{min} comme les fréquences maximale et minimale de cette « bande interdite » pour les nombres d'onde inférieurs à 1000 m^{-1}, indiquées par les croix bleue et rouge, respectivement (Figure 4.9 (b)). La largeur de la bande interdite pour le mode S_2 est la différence entre ces deux fréquences. L'évolution des deux fréquences en fonction de la valeur de l'inductance connectée est présentée pour déterminer la valeur optimale de l'inductance (Figure 4.9 (c)).

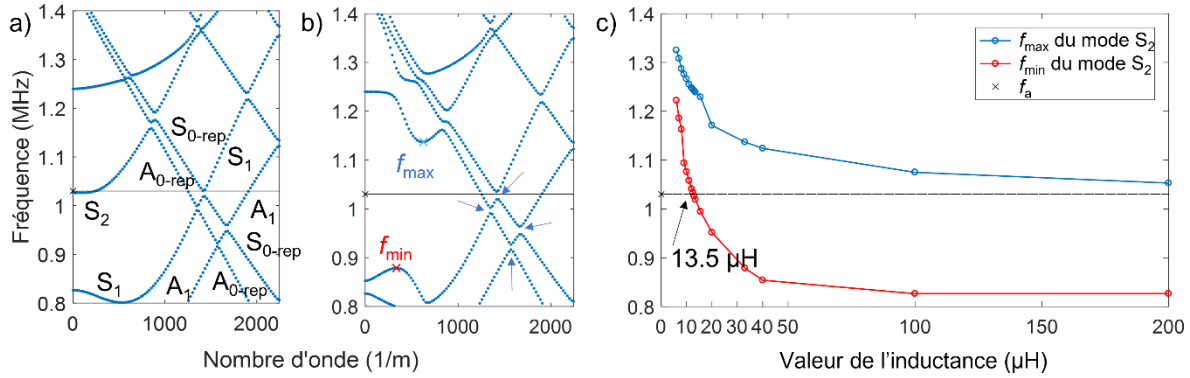


Figure 4.9 : Courbes de dispersion de la plaque piézoélectrique (a) en CO et (b) avec un SI de 33 µH. Les fréquences maximale (croix bleue) et minimale (croix rouge) définissent la bande interdite du mode S_2. Les flèches bleues indiquent les petites bandes interdites dues aux interactions entre les modes. (c) Evolution des fréquences maximales f_{max} (courbe bleue), des fréquences minimales f_{min} (courbe rouge) en fonction de la valeur de l'inductance ; fréquence d'antirésonance f_a (ligne grise).

Nous observons que les fréquences f_{max} et f_{min} diminuent d'abord, puis se stabilisent lorsque la valeur de l'inductance augmente. Dans la gamme explorée (de 6 µH à 200 µH), la fréquence maximale diminue plus lentement pour atteindre 1,05 MHz, tandis que la fréquence minimale diminue plus rapidement et atteint 0,83 MHz. Nous constatons que la fréquence d'antirésonance f_a de la plaque se situe dans la bande interdite du mode S_2 dès que la valeur de l'inductance est supérieure à 13,5 µH.

Nous concluons qu'une valeur de l'inductance d'environ 33 µH satisfait le compromis entre une meilleur largeur de bande interdite et avec f_a approximativement centrée dans cet intervalle. Les courbes de dispersion de la plaque piézoélectrique avec cette valeur de shunt à chaque secteur sont montrées à la Figure 4.9 (b) entre 0,8 MHz et 1,4 MHz.

Dans la même gamme fréquentielle délimitée par f_{min} et f_{max}, il existe pour des nombres d'onde supérieurs à 1000 m^{-1} quatre petites bandes interdites locales, marquées par des flèches bleues, ouvertes par des interactions entre les modes ; plus précisément, elles apparaissent lorsque les repliements des modes A_0, S_0 croisent les modes A_1, S_1. Elles s'élargissent par la présence des shunts inductifs.

Lorsque les courbes de dispersion sont observées dans leurs zones de Brillouin respectives, ces petites bandes interdites disparaissent. Une étude des courbes de dispersion dans la deuxième zone de Brillouin sera présentée dans la section 4.3.2.

Le choix de la valeur des inductances de 33 µH s'appuie sur les courbes de dispersion (modèle du chapitre 2). Pour valider cette valeur nous considérons à présent le modèle du chapitre 3 permettant de visualiser les déplacements normaux à la surface de la plaque et ensuite calculer le diagramme de rayonnement. Pour voir l'effet réel sur le diagramme de rayonnement, trois valeurs caractéristiques sont prises comme exemples : 13,5 µH, 45 µH et 100 µH.

Les inductances sont connectées aux 56 secteurs passifs de la plaque. La Figure 4.10 (a) montre les diagrammes de rayonnement de la plaque à la fréquence f_a en CO (courbe bleue), en SI de 13,5 µH

(courbe rouge), de 33 µH (courbe violette), de 45 µH (courbe jaune) et de 100 µH (courbe verte). La largeur angulaire du lobe central et des lobes latéraux à $\pm$ 28° et à $\pm$ 48° des diagrammes de rayonnement en fonction des valeurs de l'inductance est représenté sur la Figure 4.10 (b). Les déplacements normaux de la plaque correspondants à ces cinq conditions aux limites sont représentés sur la Figure 4.10 (c). Il est à noter que les déplacements normaux dans la figure sont pris de la source d'excitation et du mode S_2, correspondant l'enveloppe des déplacements normaux de la plaque. La Figure 4.10 (d) montre la largeur de la zone centrale (pic à la position 0 mm) des déplacements en fonction des valeurs de l'inductance.

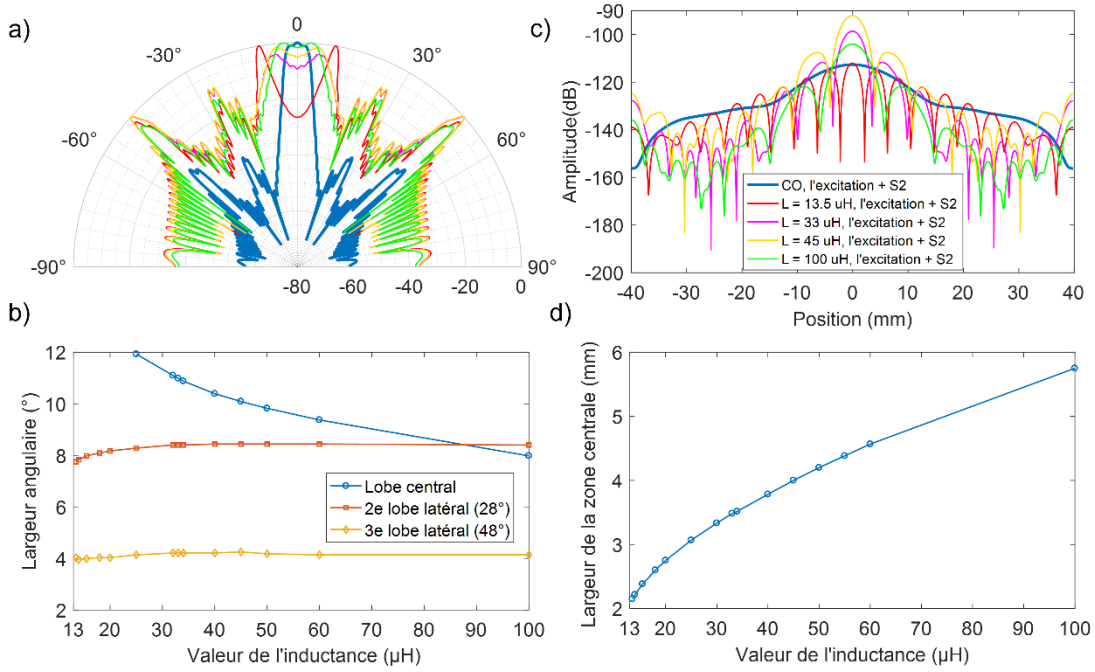


Figure 4.10 : (a) Diagrammes de rayonnement) à f_a de la plaque en circuit ouvert (bleu), puis avec des shunts inductifs de 13,5 µH (rouge), 33 µH (violet), 45 µH (jaune) et 100 µH (verte). (b) Largeurs angulaires du lobe central et des lobes latéraux à $\pm$ 28° et à $\pm$ 48°. (c) Déplacements normaux de la plaque. (d) Largeur de zone centrale (pic central à la position 0 mm) des déplacements normaux.

En comparant les déplacements normaux de la plaque en CO et en SI de 13,5 µH, on observe que l'enveloppe des courbes est similaire. Cependant ces shunts sont à l'origine d'oscillations dans la courbe : la propagation du mode S_2 dans la plaque est favorisée.

Sur les Figure 4.10 (b) et (d), nous observons que la largeur angulaire du lobe central décroit lorsque la valeur de l'inductance augmente et que la zone centrale des déplacements normaux croit avec la valeur de l'inductance. Par conséquent, la largeur angulaire du lobe central devient plus petite au fur et à mesure que la zone centrale des déplacements s'élargit. En revanche, la largeur angulaire des lobes latéraux à $\pm$ 28° et à $\pm$ 48° due aux modes A_0, S_0, A_1 et S_1 reste relativement constante en fonction de *L*. La dispersion de ces modes guidés dans la plaque ne semble donc pas être influencée par la valeur de l'inductance.

On s'intéresse ensuite aux amplitudes. On montre à gauche sur la Figure 4.11 l'amplitude maximale des déplacements normaux pris à la position 0 mm pour la plaque avec différents shunts inductifs. Le niveau de pression maximal du lobe central et des lobes latéraux à $\pm$ 28° et à $\pm$ 48° est montré sur la figure du centre ; le niveau relatif des lobes latéraux est montré sur la Figure 4.11. Notons que le niveau de pression relatif est la différence entre le niveau de pression maximal absolu et le niveau de pression correspondant à 0° pris comme référence.

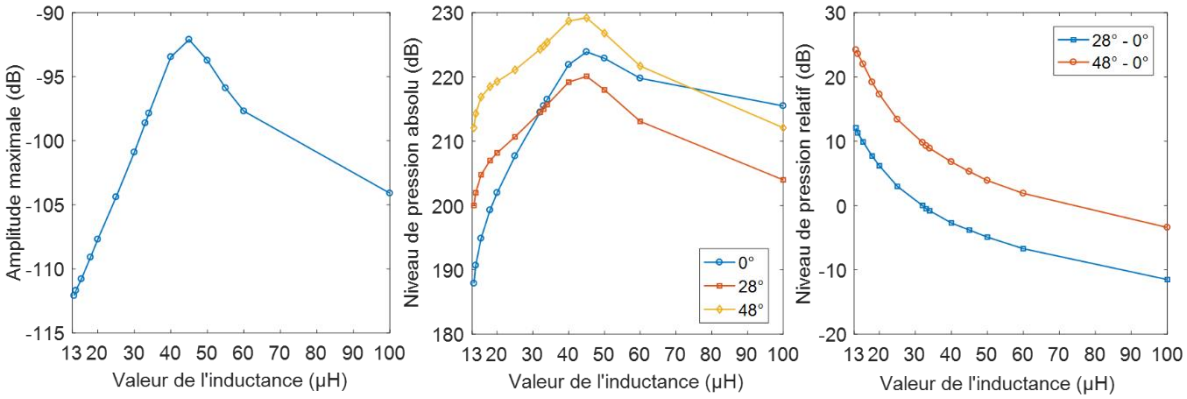


Figure 4.11 : Amplitude maximale des déplacements normaux de la plaque piézoélectrique (gauche) ; Niveau de pression maximal absolu (milieu) et relatif (droit) du lobe central et des lobes latéraux à ± 28° et à ± 48° des diagrammes de rayonnement de la plaque piézoélectrique.

Nous constatons que les valeurs maximales des amplitudes des déplacements normaux, du niveau de pression maximal absolu du lobe central et des lobes latéraux à ± 28° et ± 48° augmentent avec la valeur de l'inductance jusqu'à 45 µH, valeur à laquelle elles atteignent une valeur maximale. Elles diminuent ensuite au fur et à mesure que la valeur de l'inductance continue d'augmenter. Si nous considérons les niveaux de pression relatifs des lobes secondaires, ils décroissent lorsque à la valeur de l'inductance augmente.

Si les critères de choix sont la grande largeur angulaire du lobe central et le faible niveau de pression des lobes latéraux, 45 µH est le meilleur compromis. Cependant pour cette valeur, la forme du lobe central n'est pas appropriée puisque le niveau de pression à 0° est beaucoup plus faible que le niveau de pression aux angles de bigle. Nous choisissons donc la valeur de 33 µH pour la valeur des inductances connectées sur les secteurs périodiques de la plaque, pour laquelle le diagramme de rayonnement présente un lobe central qui répond davantage à l'application visée avec une valeur maximale à 0°. Cette valeur permet aussi d'avoir une bande interdite relativement large et centrée sur f_a , selon nos conclusions précédentes. Afin d'améliorer la forme du lobe central, une méthode par apodisation de la valeur de *L* sera présentée et mise en œuvre dans la section 4.3.4.

4.3.2 Etudes des ondes guidées dans la deuxième zone de Brillouin

Sur les courbes de dispersion de la Figure 4.9, nous pouvons trouver une valeur d'inductance qui permet, dans la première zone de Brillouin, d'avoir une bande interdite partielle autour de la fréquence d'antirésonance de la plaque grâce à l'interaction entre le mode électrique et le mode S_2. Il est intéressant d'étudier si ce principe s'applique également aux autres modes A_0, S_0, A_1 et S_1, c'est-à-dire si pour chaque mode de propagation peut être ouverte une bande interdite partielle au voisinage de la fréquence f_a lorsqu'il interagit avec le mode électrique, et quelle serait alors les valeurs de l'inductance le permettant. Finalement, une combinaison de ces valeurs pourrait-elle faire apparaitre une bande interdite complète ?

Afin d'étudier l'effet de l'interaction du mode électrique avec les modes symétriques et antisymétriques puis la possibilité d'avoir une bande interdite complète, les modes A_0 et S_0 sont artificiellement dépliés dans la deuxième zone de Brillouin en fixant la périodicité à 0,7 mm. La valeur de l'inductance choisie d'après l'évolution des courbes de dispersion est 66 µH. L'évolution des fréquences f_{max} (courbe bleue), f_{min} (courbe rouge) et f_a (courbe noire) en fonction des valeurs des inductances connectées est présentée à droite de la Figure 4.12.

Nous observons la même tendance de décroissance des fréquences en fonction des valeurs de l'inductance, la fréquence maximale convergeant finalement vers 1,08 MHz et la fréquence minimale vers 0,83 MHz. A partir de la valeur de l'inductance de 31 µH, la fréquence d'antirésonance f_a se situe dans la bande interdite où l'onde S_2 ne se propage pas dans la plaque.

Les courbes de dispersion de la première et de la deuxième zone de Brillouin entre 0,7 MHz et 1,4 MHz pour la plaque inductive shuntée avec la valeur optimale de 66 µH sont représentées sur le côté gauche de la Figure 4.12, la ligne verticale violette représentant la limite entre la première et la deuxième zone de Brillouin. Notons que la première zone de Brillouin de la plaque de périodicité a = 0,7 mm correspond aux deux premières zones de Brillouin de la plaque de périodicité a = 1,4 mm. Il est à noter qu'en raison de la périodicité de 0,7 mm, aucun autre mode n'est affecté par la présence du mode électrique, contrairement au cas de la Figure 4.9 (b) pour lequel.

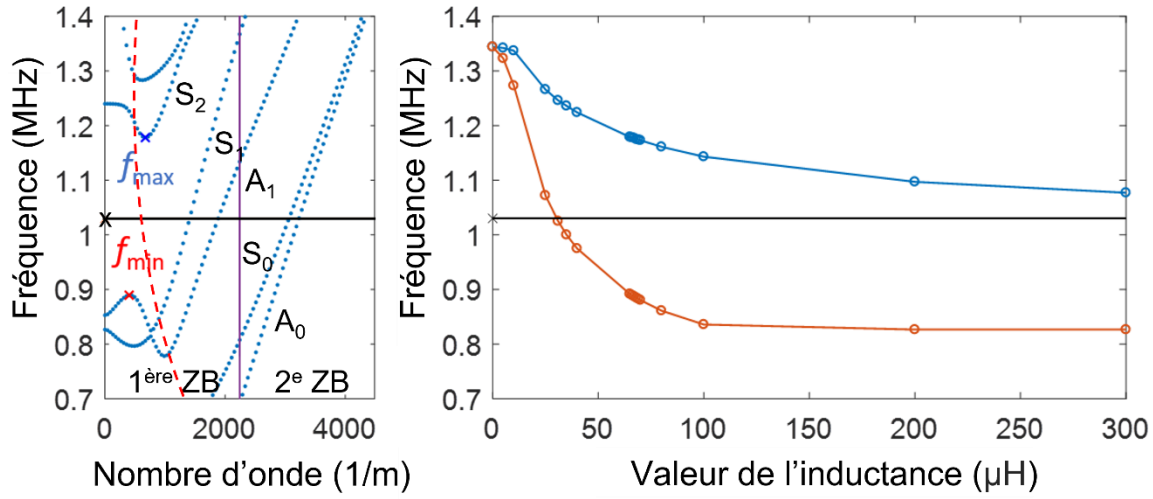


Figure 4.12 : Courbes de dispersion de la plaque infinie pour a = 0,7 mm avec shunts inductifs de 66 µH (gauche) dans la première zone de Brillouin correspondant aux deux premières zones de Brillouin de la plaque de périodicité a = 1,4mm. La courbe pointillée rouge représente le mode électrique. La bande interdite partielle pour le mode S_2 est repéré par ses fréquences maximale (croix bleue) et minimale (croix rouge). Courbe des fréquences maximales f_{max} (courbe bleue), des fréquences minimales f_{min} (courbe rouge) et de la fréquence d'antirésonance f_a (croix noire) en fonction des différentes valeurs des inductances connectées (droite).

Selon les éléments du chapitre 3, les modes électriques de la plaque opèrent vers des fréquences plus élevées lorsque la valeur de l'inductance de connexion est réduite, donc pour avoir l'intersection du mode électrique et des autres modes de propagation A_0, S_0, A_1 et S_1 autour de la fréquence f_a, la valeur de l'inductance choisie pour ces modes doit être inférieure à 66 µH.

De même, l'évolution de la bande interdite à f_a est analysée pour ces quatre modes de propagation en fonction de la valeur de l'inductance. Les valeurs choisies sont 6,5 µH pour les modes A_0 et S_0, 11,5 µH pour le mode A_1 et 20 µH pour le mode S_1.

Les courbes de dispersion de la plaque shuntée pour 6,5 µH sont représentées entre 0,7 MHz et 1,3 MHz sur la Figure 4.13 (a), la ligne pointillée rouge représentant le mode électrique. La Figure 4.13 (b) est une vue agrandie de la Figure 4.13 (a) entre le nombre d'onde de 2000 m^{-1} et le bord de la deuxième zone de Brillouin. La ligne rouge représente le mode A_0, qui représente une bande interdite entre 0,98 MHz et la fréquence f_a en raison de l'interaction avec le mode électrique. La ligne verte représente le mode S_0, qui a une bande interdite entre f_a et 1,11 MHz.

La Figure 4.13 (c-d) montre les déplacements de la plaque pour le mode électrique et les modes de propagation A_0 et S_0 suivant la croissance de la fréquence au nombre d'onde de 2783 m^{-1} (Figure 4.13 (c)) et au nombre d'onde de 3725 m^{-1} (Figure 4.13 (d)).

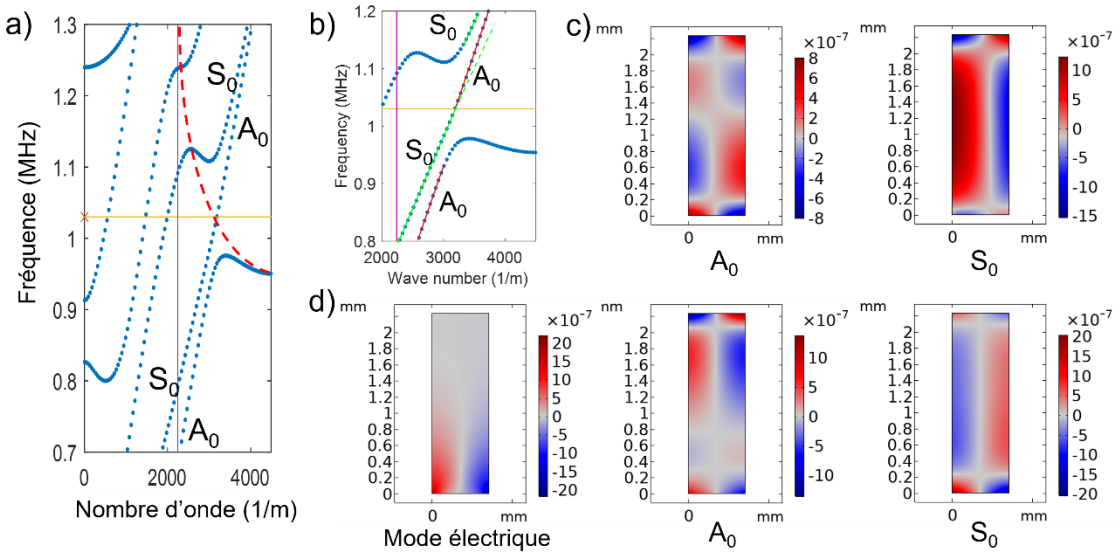


Figure 4.13 : (a) Courbes de dispersion de la plaque piézoélectrique phononique shuntée avec 6,5 µH avec la ligne rouge pointillée représentant le mode électrique. (b) Vue agrandie de (a) entre le nombre d'onde de 2000 m^{-1} et le bord de la deuxième zone de Brillouin. (c) Déplacements des modes propagatifs A_0 et S_0 au nombre d'onde de 2783 m^{-1}. (d) Déplacements du mode électrique et des modes propagatifs A_0 et S_0 au nombre d'onde de 3725 m^{-1}.

Nous constatons que la ligne qui relie le mode S_0 au mode A_0 entre 0,98 MHz et 1,11 MHz aux nombres d'onde autour de 3150 m^{-1} n'est pas le même mode. Les vitesses de phase des modes A_0 et S_0 dans la deuxième zone de Brillouin sont très proches autour de la fréquence f_a, 2029 m/s et 2037 m/s, respectivement. En conséquence, les deux modes sont mélangées de manière destructive et les deux bandes interdites sont difficiles à distinguer.

Ensuite, les courbes de dispersion de la plaque shuntée obtenues entre 0,7 MHz et 1,3 MHz sont présentées sur la Figure 4.14 pour le mode A_1 à une valeur d'inductance de 11,5 µH et le mode S_1 à une valeur d'inductance de 20 µH, respectivement.

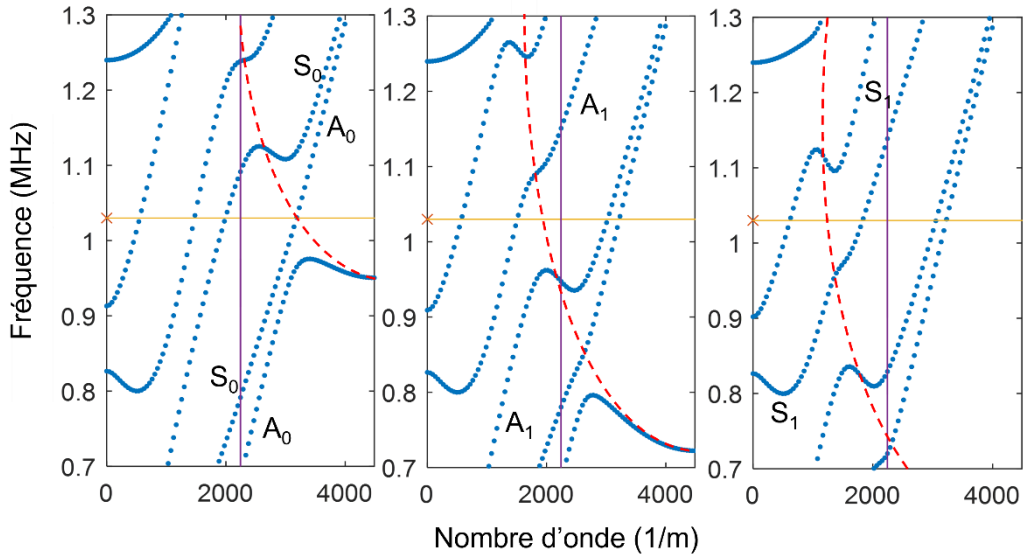


Figure 4.14 : Courbes de dispersion de la plaque piézoélectrique phononique inductive shuntée de 6,5 µH (gauche), 11,5 µH (milieu) et 20 µH (droite) avec la fréquence d'antirésonance f_a indiquée par la ligne horizontale orange et le bord de la première zone de Brillouin indiquée par la ligne verticale violette. Les lignes pointillées rouges représentent le mode électrique.

Nous observons que pour la valeur de 11,5 µH, une bande interdite partielle s'ouvre pour le mode A_1 entre 0,96 MHz et 1,08 MHz pour des nombres d'onde proches du bord de la première zone de Brillouin. Pour 20 µH, le phénomène est analogue pour le mode S_1 entre 0,97 MHz et 1,09 MHz dans la première ZB.

Les valeurs des inductances utilisées pour des mailles élémentaires de 1,4 mm et 0,7 mm sont résumées dans la Tableau 4.2. La case est jaune si une bande interdite partielle autour de f_a apparait sur la courbe de dispersion pour le mode considéré. Il n'est pas envisageable d'ouvrir une bande interdite totale à f_a en raison du comportement des modes A_0 et S_0 pour lesquels nous ne parvenons pas à tout ouvrir. Pour les modes A_1 et S_1, la bande interdite partielle des courbes de dispersion obtenue à partir d'un seul mode indépendant, lorsque la plaque est en SI de 11,5 µH et 20 µH respectivement. Cependant, les bandes partielles n'empêchent pas la propagation de toutes les ondes guidées dans la plaque. L'idée d'obtenir une bande interdite complète par cette méthode ne peut donc pas être mise en œuvre.

Tableau 4.2 : Valeurs des inductances connectées sur la plaque piézoélectrique phononique, dont certaines peuvent ouvrir une bande interdite partielle aux modes propagatifs A_0 et S_0, A_1, S_1 et S_2 autour de f_a dans les cases jaunes.

Pas du réseau	Modes A_0 et S_0	Mode A_1	Mode S_1	Mode S_2
1,4 mm	3,25 µH	5,65 µH	10 µH	33 µH
0,7 mm	6,5 µH	11,5 µH	20 µH	66 µH

En suivant la même approche que celle étudiée pour la plaque de périodicité de 1,4 mm, nous devons également vérifier que pour la plaque de périodicité de 0,7 mm, le choix de la valeur d'inductance optimale de 66 µH obtenue à partir du modèle infini s'applique également à la plaque finie (79,8 mm).

La Figure 4.15 montre les déplacements normaux et les diagrammes de rayonnement à la fréquence f_a pour les interactions des modes d'excitation et S_2 de la plaque en circuit ouvert (courbes bleues) ou en shunts inductifs de 31 µH (courbes vertes), 40 µH (courbes jaunes), 66 µH (courbes violettes) et 500 µH (courbes noires).

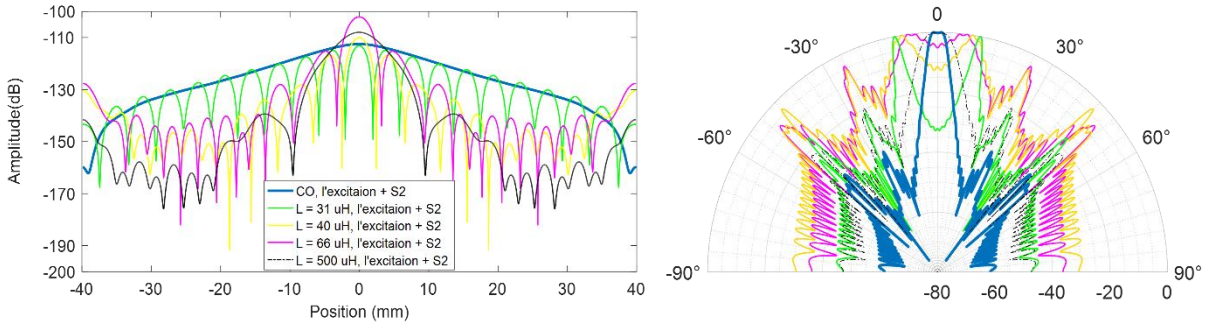


Figure 4.15 : Déplacements normaux de l'interaction de l'excitation et du mode S_2 et diagrammes de rayonnement de la plaque piézoélectrique phononique avec le pas de réseau de 0,7 mm en circuit ouvert (bleu), en shunts inductifs de 31 µH (vert), 40 µH (jaune), 66 µH (violet) et 500 µH (noir).

Nous observons la même évolution que pour la plaque de périodicité de 1,4 mm, la zone centrale des déplacements normaux augmentant avec la valeur de l'inductance. En revanche, dans le mode rayonnement, la largeur angulaire augmente jusqu'à un maximum puis diminue avec l'augmentation des valeurs d'inductance. Il éprouve la possibilité d'augmenter le degré de liberté des secteurs qui sera utilisé pour l'apodisation des shunts inductifs dans la section 4.3.4.

La valeur de 66 µH pour les shunts connectés permet d'obtenir de grande largeur angulaire et de conserver une forme de lobe central acceptable sur le diagramme de rayonnement de la plaque. La forme idéale du lobe central ressemble à un demi-cercle rayonnant à partir d'une source ponctuelle, avec le maxima à 0°. Il est donc important de comprendre d'bord la cause de la diminution de niveau de pression à 0° et de l'éviter.

4.3.3 Effet des conditions limites électriques des secteurs passifs sur la vibration du secteur actif

Nous reprenons la plaque piézoélectrique finie de 79,8 mm avec une largeur de secteur de 1,4 mm et un kerf de 0,1 mm sous conditions aux limites CO et SI de 33 µH. Les modules des déplacements normaux en fonction de la position dans une gamme de fréquence allant de 0 à 2 MHz, sont représentés sur la Figure 4.16, ainsi à la fréquence d'antirésonance la vibration de la plaque suivi l'axe *x* et *z*.

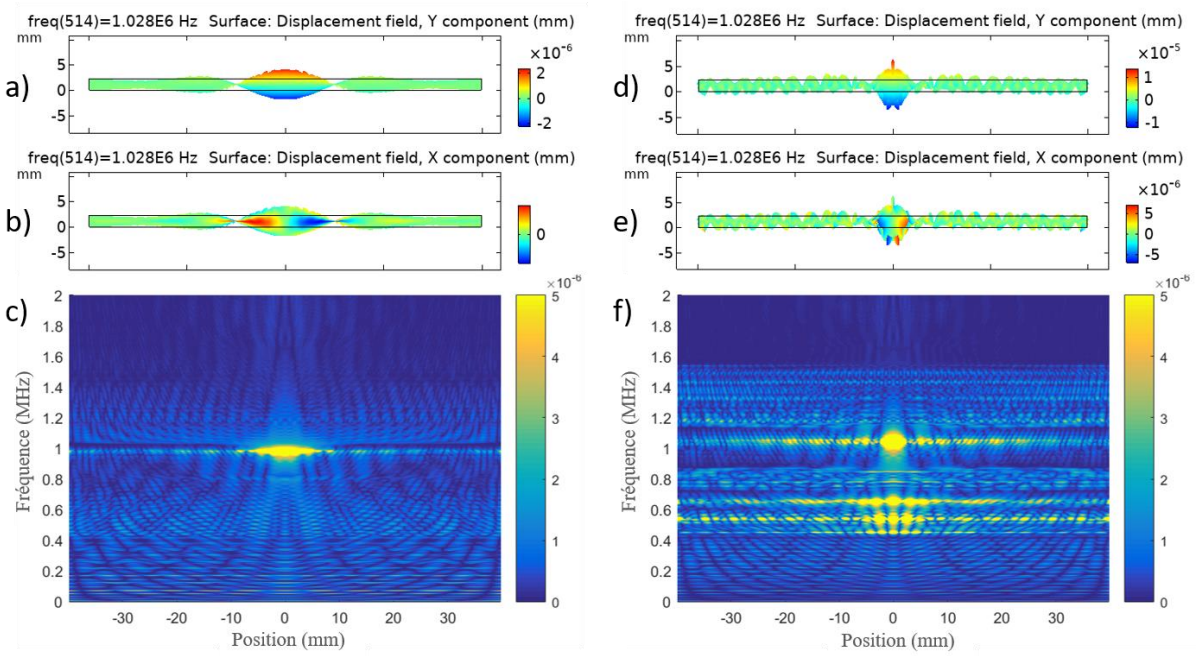


Figure 4.16 : (a) Déplacements normaux (selon y) et (b) déplacements latéraux (selon x) à la fréquence f_a et (c) module des déplacements normaux de 0 à 2 MHz de la plaque piézoélectrique en CO. (d) Déplacements normaux et (e) déplacements latéraux à f_a et (f) module des déplacements normaux de 0 à 2 MHz de la plaque avec SI de 33 µH.

Lorsque la plaque piézoélectrique est en CO, nous constatons que l'amplitude des déplacements est maximum au niveau du secteur excité électriquement puis diminue progressivement pour ne plus être significatif à une distance de $\pm$ 10 mm de chaque côté. Nous pouvons également voir, d'après la déformation de la plaque à f_a sur la Figure 4.16 (a-b), que ces 13 secteurs (le secteur excité et les six secteurs de chaque côté) vibrent selon le mode épaisseur.

Lorsque le SI de 33 µH est appliqué, la région centrale où l'amplitude des déplacements normaux est plus importante (tache de couleur jaune à f_a sur la Figure 4.16 (f)), est moins étendue spatialement mais plus large bande. En outre, la vibration de la plaque entre 0,45 MHz et 0,85 MHz est favorisée. A travers la déformation de la plaque sur les Figure 4.16 (d-e), nous constatons que les déplacements de la zone centrale correspondant à l'élément excité électriquement et à son voisinage, sont modifiés dans les deux directions à cause des inductances connectées et ne présente plus la symétrie caractéristique de la vibration selon le mode épaisseur.

Deuxièmement, nous examinons l'évolution de la déformation vibratoire de la zone centrale de la plaque en fonction de la variation des valeurs d'inductance. Les simulations sont effectuées pour de nombreuses valeurs d'inductance, et les déplacements normaux des sept exemples sont représentés à la Figure 4.17 : 400 µH, 200 µH, 100 µH, 80 µH, 60 µH, 40 µH et 33 µH. La Figure 4.17 (a) montre les déplacements normaux de la plaque en CO, qui sont repris de la Figure 4.16 (a) comme référence pour la comparaison.

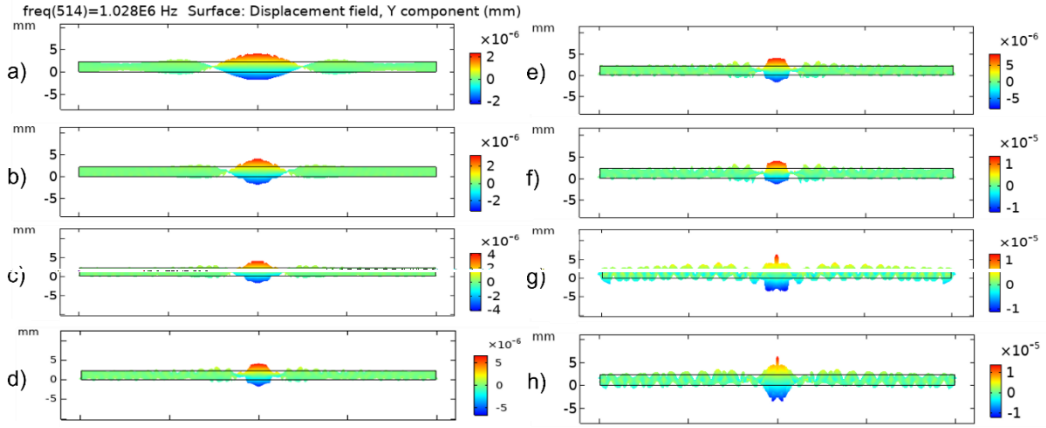


Figure 4.17 : Déplacements normaux de la plaque piézoélectrique à f_o pour les limites électriques suivantes : (a) CO (b) L = 400 µH (c) L = 200 µH (d) L = 100 µH (e) L = 80 µH (f) L = 60 µH (g) L = 40 µH (h) L = 33 µH.

Lorsque la valeur des inductances connectées à la plaque est importante, par exemple 400 µH sur la Figure 4.17 (b), la largeur de la zone centrale est inférieure à la largeur de la plaque en condition CO mais elle reste en mode d'épaisseur : la vibration selon l'axe *z* est symétrique par rapport au plan médian de la plaque. Lorsque la valeur de l'inductance diminue, à partir de 80 µH, la symétrie disparait bien la largeur de la zone centrale diminue. Le phénomène s'accentue jusqu'à la valeur de 33 µH et s'accompagne de l'apparition d'oscillations grandissantes le long de l'axe *x*, ceci correspondant à la propagation d'onde guidées dans la plaque (Figure 4.17 (g-h)). Pour garder l'intérêt de la vibration selon le mode épaisseur sans favoriser l'apparition d'ondes guidées, nous proposons d'apodiser les valeurs d'inductance [1].

4.3.4 Apodisation des shunts inductifs

Dans ce paragraphe, il s'agit de déterminer d'une part le nombre de secteurs à allouer de chaque côté de l'élément excité électriquement pour réaliser l'apodisation des valeurs des inductances de manière à préserver la symétrie du mode épaisseur, et d'autre part les valeurs des inductances à appliquer à ces secteurs.

Dans un premier nous cherchons à déterminer le nombre de secteurs allouables à l'apodisation des valeurs d'inductance.

Le modèle du chapitre 3 est utilisé pour obtenir les courbes de dispersion (Figure 4.18). La transformée de Fourier spatiale des déplacements normaux est réalisée soit sur l'ensemble des secteurs de la plaque, soit après annulation des déplacements sur l'éléments central excité et un ou plusieurs de ses voisins (Figure 4.18 (a-b)). Les courbes de dispersion données par le modèle du chapitre 2 dans la première ZB complètent la figure.

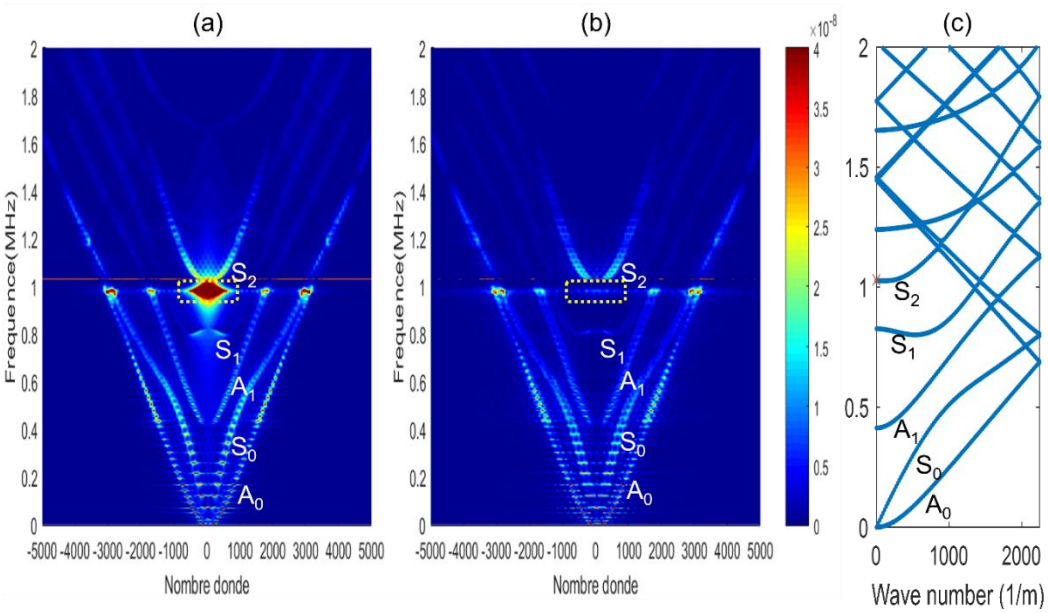


Figure 4.18 : (a) Courbes de dispersion de la plaque piézoélectrique finie de 79,8 mm avec une largeur de secteur de 1,4 mm (57 secteurs) en CO incluant la source ou (b) sans les 6 secteurs de chaque côté de l'élément excité correspondant à la source. (c) Courbes de dispersion de la plaque piézoélectrique infinie en CO.

Nous observons que les modes symétriques et antisymétriques sont identiques que ce soit sur les courbes de dispersion de la plaque piézoélectrique finie en CO et sur celles du modèle de la plaque infinie (Figure 4.18 (b-c)). Pour l'observer clairement, l'annulation des secteurs vibrant tout ou en partie selon le mode épaisseur a été effectué par rapport à la Figure 4.18 (a).

A présent, la plaque piézoélectrique finie est avec SI de 33 µH. Les courbes de dispersion de la plaque avec tous les secteurs vibrants sont représentées dans la Figure 4.19 (a).

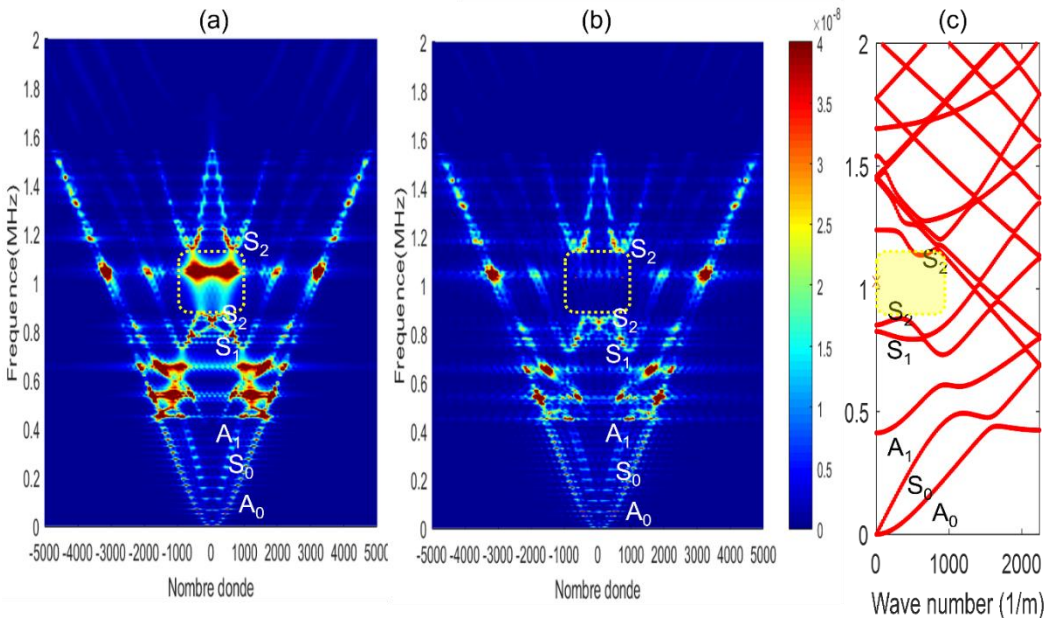


Figure 4.19 : (a) Courbes de dispersion de la plaque piézoélectrique finie avec SI de 33 µH incluant la source ou (b) sans les 6 secteurs de chaque côté de l'élément excité correspondant à la source. (c) Courbes de dispersion de la plaque piézoélectrique infinie avec SI de 33 µH.

Sur les courbes de dispersion du modèle de la plaque piézoélectrique infinie avec SI de 33 µH (Figure 4.19 (c)), la bande interdite partielle du mode S_2 est observée. Cependant cette bande interdite est

masquée par la source sur les courbes de dispersion lorsque les déplacements sont pris en compte sur tous les secteurs de la plaque (Figure 4.19 (a)).

Afin de choisir le nombre approprié de secteurs éloignés de la source, nous testons systématiquement un à un les 22 secteurs de chaque côté du secteur excité électriquement. Les courbes de dispersion présentées dans la Figure 4.19 (b) sont retenues et ne prennent pas en compte les 13 secteurs centraux (six secteurs de chaque côté du secteur excité). Ainsi ces six secteurs vont être utilisés pour réaliser une apodisation des valeurs du shunt.

Afin d'améliorer le diagramme de rayonnement, c'est-à-dire avoir un lobe central convexe de largeur augmentée à mi-hauteur et avec des lobes latéraux dont le niveau de pression est minimisé, le choix de l'apodisation à réaliser a été guidé par une étude antérieure [1]. Nous essayons deux configurations des valeurs des shunts inductifs connectés sur les six secteurs, dont *n* est le numéro de l'élément passif à partir de l'élément excité qui est entre 2 et 7 :

- Une augmentation donnée par la relation : *33 * L^n µH* avec *L est une constante,* égale à 1 (shunts de 33 µH sur tous les élément passifs), 1,25, 1,5, 1,75 et 2.
- Une augmentation linaire : *33 + L*(n-1) µH* avec *L* est la valeur de l'inductance augmentée, égale à 0 (shunts de 33 µH sur tous les élément passifs), 33, 50, 75 et 100.

Pour ces différentes possibilités, les vraies valeurs des six secteurs sont listées dans le Tableau 4.3 et les diagrammes de rayonnement sont représentés sur la Figure 4.20, où la Figure 4.20 (a) est pour l'apodisation de relation *33 * L^n µH* et la Figure 4.20 (b) est pour l'apodisation linaire de relation *33 + L*(n-1) µH*.

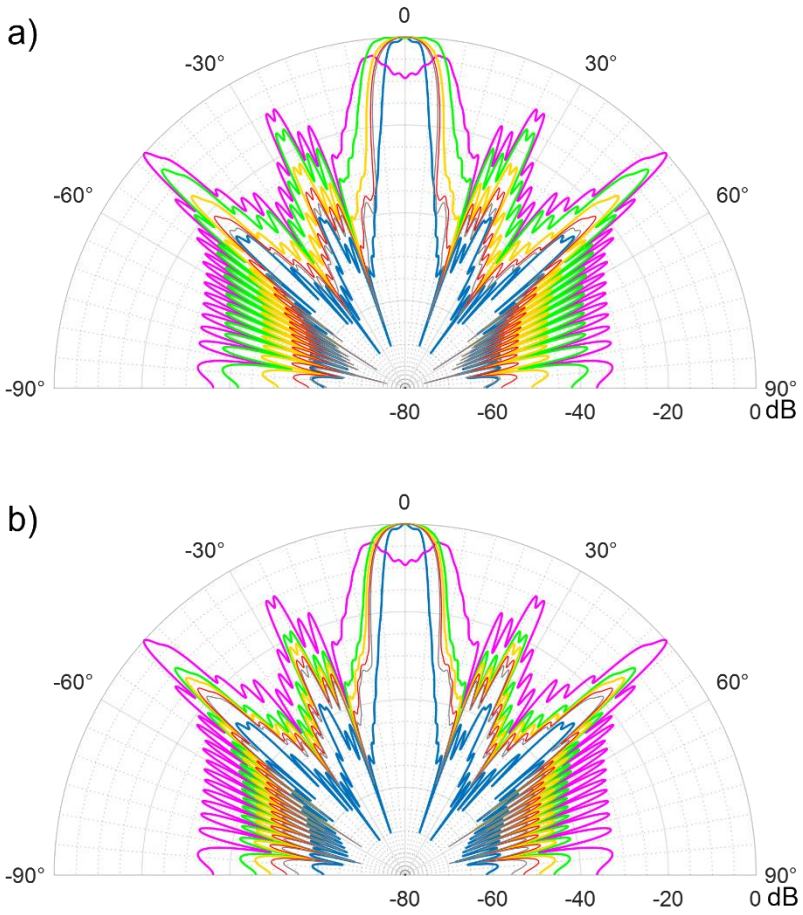


*Figure 4.20 : Diagrammes de rayonnement de la plaque piézoélectrique en CO (bleu), en SI de 33 µH (violet), et avec une apodisation de (a) 33 * L^n µH avec L égale à 1,25 (vert), 1,5 (jaune), 1,75 (rouge) et 2 (gris) et de (b) 33 µH + L*(n-1) µH avec L égale à 33 (vert), 50 (jaune), 75 (rouge) et 100 (gris).*

Nous observons que plus l'apodisation se fait sur un ΔL important, c'est-à-dire que la valeur de l'inductance à côté de du secteur excité augmente, plus la largeur du lobe central augmente par rapport à celle de la plaque en CO. Ceci s'opère au détriment de sa forme qui perd sa convexité : le niveau de pression à 0° n'est plus la valeur maximale. En même temps, les lobes latéraux ont une largeur en légère diminution et leur niveau de pression augmente.

Les diagrammes de rayonnement du meilleur exemple de chaque type d'apodisation sont montrés par la courbe rouge dans la Figure 4.21 (a) et (b) : *33 * 2^n µH* (les valeurs des 6 éléments passifs successifs du plus proche au plus éloigné de chaque côté de l'élément actif : 4224 µH, 2112 µH, 1056 µH, 528 µH, 264 µH, 132 µH) et *33 + 100*(n-1) µH* (les valeurs des 6 éléments passifs : 633 µH, 533 µH, 433 µH, 333 µH, 233 µH, 133 µH). La courbe pointillée noire montre le diagramme de rayonnement d'une plaque piézoélectrique phononique avec seulement 7 secteurs en condition CO.

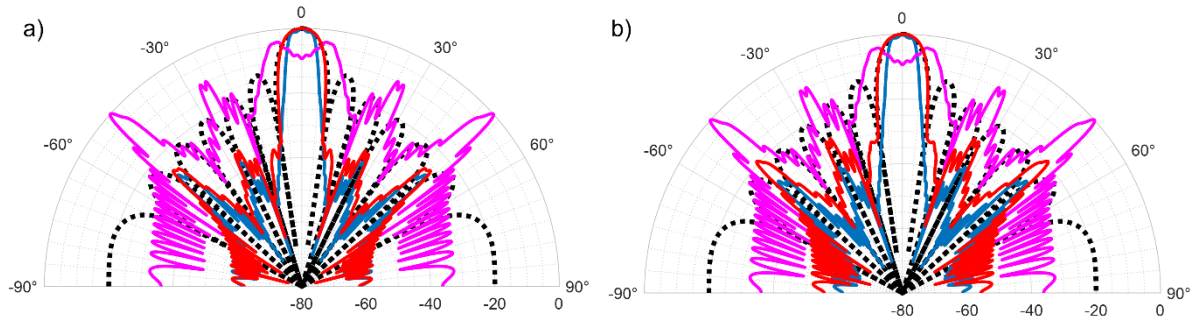


*Figure 4.21 : Diagrammes de rayonnement de la plaque piezoélectrique en CO (bleu), en SI de 33 µH (violet), et avec une apodisation (rouge) de (a) 33 * 2^n µH (les valeurs des 6 éléments passifs successifs du plus proche au plus éloigné de chaque côté de l'élément actif : 4224 µH, 2112 µH, 1056 µH, 528 µH, 264 µH, 132 µH) et de (b) 33 µH + 100*(n-1) µH (les valeurs des 6 éléments passifs : 633 µH, 533 µH, 433 µH, 333 µH, 233 µH, 133 µH). La courbe pointillée noire est le diagramme de rayonnement d'une plaque avec 7 secteurs en CO.*

Nous observons que la largeur effective du lobe central obtenu avec l'apodisation *33 * 2^n µH* (courbe rouge de la Figure 4.21 (a)) est équivalente à celle observée sur le diagramme de rayonnement de la plaque avec seulement 7 secteurs en condition CO, représenté par la courbe pointillée noire sur la Figure 4.21. De plus, le niveau de pression des lobes latéraux n'est pas augmenté en raison des shunts. Lorsque l'apodisation est de *33 + 100*(n-1) µH*, la largeur effective du lobe central est encore légèrement plus grande de 0,2°. Le niveau de pression des lobes latéraux augmente en même temps, mais reste négligeable par rapport au niveau de pression à 0°. Nous conclusions donc que l'apodisation de *33 + 100*(n-1) µH* est le choix le plus favorable pour la suite.

Tableau 4.3 : Caractéristiques des diagrammes de rayonnement de la plaque pour deux configurations des valeurs des shunts inductifs connectés sur les six éléments passifs à chaque côté de l'élément actif.

Configuration d'apodisation (µH)		Valeurs des 6 éléments passifs successifs du plus proche au plus éloigné de chaque côté de l'élément actif (µH)	Largeur angulaire (°)	Niveau de pression relatif (dB)	
				28° - 0°	48° - 0°
*33 **	*1^n*	33, 33, 33, 33, 33, 33	11	-0,5	9,3
	1,25^n	157, 126, 101, 81, 64, 52	8,3	-14,6	-5,4
	1,5^n	564, 376, 251, 167, 111, 74	6,9	-23,5	-14,6
	1,75^n	1659, 948, 542, 310, 177, 101	6,2	-29,6	-21,6
	2^n	4224, 2112, 1056, 528, 264, 132	5,9	-33,5	-26,3
33 +	*0*(n-1)*	33, 33, 33, 33, 33, 33	11	-0,5	9,3
	33(n-1)*	231, 198, 165, 132, 99, 66	7,4	-18,6	-9,5
	50(n-1)*	333, 283, 233, 183, 133, 83	6,9	-21,7	-12,9
	75(n-1)*	483, 408, 333, 258, 183, 108	6,4	-25	-26,6
	100(n-1)*	633, 533, 433, 333, 233, 133	6,2	-27,3	-19,2

L'effet de la discrétisation des secteurs est maintenant analysé. Nous conservons le même secteur d'excitation et nous coupons chaque secteur passif de la plaque en deux parties de largeurs identiques pour augmenter le nombre de secteurs sur lequel apodiser.

Les différentes allures des secteurs à un côté de l'excitation du modèle de 1,4 mm et du modèle de 0,7 mm sont représentées sur la Figure 4.22. Les traits bleus indiquent le profil n°1 correspondant aux six inductances connectées aux secteurs de largeur égale à 1,4 mm avec l'apodisation de *33 + 100*(n-1) µH*. Le profil n°2 correspondant aux inductances connectées aux secteurs de largeur égale à 0,7 mm est indiqué par les traits noirs pointillés. Les deux modèles sont analogues avec différentes valeurs des inductances : la valeur de l'inductance est proportionnelle à l'inverse de sa surface indiqué à la formule

(3.2) au chapitre 3. Enfin, nous échelonnons l'apodisation des douze secteurs dans le cas des secteurs de 0,7 mm (profil n°3 en traits rouges).

Ensuite, nous réduisons la zone sur laquelle se fait l'apodisation, de 6 à 4 secteurs de 1,4 mm (profil n° 4 en traits verts) ou 8 secteurs de 0,7 mm (profil n°5 en traits oranges). Les couleurs sont conservées pour tracer les diagrammes de rayonnement (bas de la Figure 4.22). Les données extraites des diagrammes de rayonnement de la Figure 4.22 sont réunies dans le Tableau 4.4.

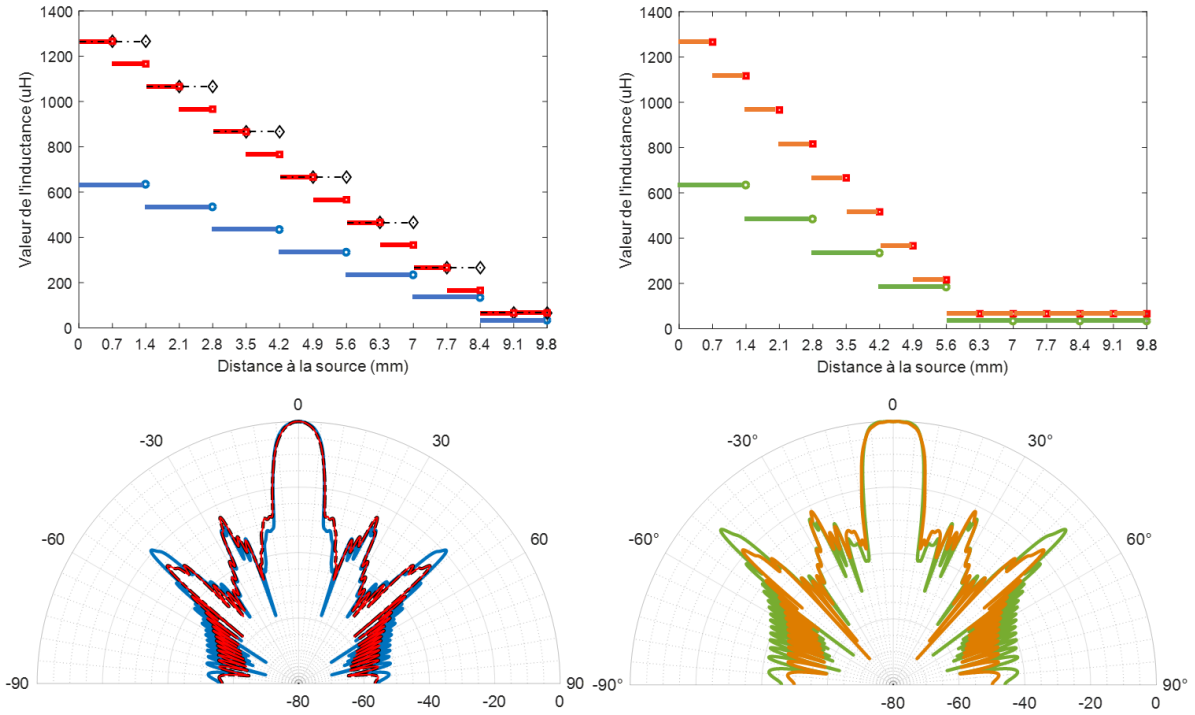


Figure 4.22 : Apodisations des valeurs des inductances connectées aux 6 secteurs de part et d'autre de la source et diagrammes de rayonnement correspondant (à gauche) : les secteurs de 1,4 mm en trait bleu, les secteurs de 0,7 mm équivalents en trait noir et les secteurs de 0,7 mm en trait rouge. Apodisation des valeurs des inductances connectées aux 4 secteurs de part et d'autre de la source et diagrammes de rayonnement (à droite) : les secteurs de 1.4 mm en trait vert et les secteurs de 0,7 mm en trait orange.

Nous observons que les diagrammes obtenus à partir du profil n°2 et n°3 davantage discrétisés (courbes noire et rouge sur la Figure 4.22) montrent que la largeur du lobe principal est maintenue et met en évidence une diminution de moitié du lobe à $\pm$ 48°.

Lorsque la largeur de la zone d'apodisation diminue, le lobe principal s'élargit de façon significative (de 6° à 7,9° sur les profils n°3 et n°5, respectivement, dans le Tableau 4.4). Concernant la discrétisation sur cet intervalle réduit, nous pouvons observer le même phénomène que précédemment, c'est-à-dire la conservation de la largeur du lobe principal et une diminution significative de 9 dB du niveau de pression à $\pm$ 48°.

Tableau 4.4 : Caractéristiques des diagrammes de rayonnement de la plaque pour les cinq profils d'apodisation.

Apodisation			Largeur angulaire (°)			Niveau de pression relatif (dB)	
Profil	a	n	Lobe central	Lobe secondaire (28°)	Lobe secondaire (48°)	28° - 0°	48° - 0°
1	1,4 mm	6	6,2°	8,6°	4,4°	-27,3	-19,2
2	0,7 mm	12	6°	7,7°	6,4°	-23,9	-26,1
3	0,7 mm	12	6°	7,7°	6,4°	-23,9	-26,1
4	1,4 mm	4	7,5°	12,95°	4,1°	-23,6	-9,5
5	0,7 mm	8	7,9°	12,45°	6,0°	-21,7	-18,5

4.4. Conclusion

Dans ce chapitre, l'analyse du diagramme de rayonnement d'une plaque piézoélectrique phononique en circuit ouvert ou munie de shunts inductifs identiques puis variables, est approfondie. Le lobe central, les lobes latéraux à $\pm$ 28° et à $\pm$ 48° sont issus d'interaction d'onde (voir Tableau 4.1).

Lorsque le pas de réseau est égal ou inférieur de la longueur d'onde des ondes guidées dans la plaque, le lobe de réseau est rejeté à 90° et n'apparait plus dans le diagramme de rayonnement. Par ailleurs, la largeur entre l'élément d'excitation et le bord de la plaque doit être suffisamment longue pour minimiser l'effet de bord dans le diagramme.

En réduisant le pas de réseau de la plaque de 1,4 mm à 0,7 mm, nous pouvons étudier les courbes de dispersion de la plaque dans la deuxième zone de Brillouin. En choisissant des valeurs appropriées pour les inductances, nous pouvons obtenir les bandes interdites issues de l'interaction des modes A_0, S_0, A_1 ou S_1 et du mode électrique. Cependant, ces différentes bandes interdites obtenues dans la 1ère ou 2ème ZB sont partielles. Elles ne peuvent pas se faire dans la même gamme de fréquences et ne peuvent pas donc pas empêcher la propagation de toutes les ondes guidées dans la plaque. L'idée d'obtenir une bande interdite complète par cette méthode ne peut donc pas être mise en œuvre.

L'analyse de la vibration du secteur actif au milieu de la plaque montre qu'elle peut être à son tour affectée par la vibration des secteurs shuntés voisins. En effet, lorsque la valeur des inductances amène une forte restriction sur la vibration selon le mode épaisseur du secteur shunté, la vibration de l'élément excité se voit elle aussi affectée. En conséquence, le lobe principal du diagramme de rayonnement de la plaque est déstructuré, ce qui est contreproductif en termes de qualité d'image.

L'apodisation des shunts inductifs au voisinage de l'élément excité électriquement résout cette difficulté et permet d'assurer pour l'essentiel la forme convexe du lobe principal. En augmentant la discrétisation sur la zone spatiale ou est faite l'apodisation, on réduit par ailleurs la génération de certaines ondes guidées dans la plaque ce qui conduit à réduire le lobe latéral à $\pm$ 48° observé dans le diagramme de rayonnement. L'ensemble de ces résultats est obtenu en considérant une structure piézoélectrique phononique « simple ». Le chapitre suivant reprend l'analyse lorsqu'un milieu arrière et une lame adaptatrice viennent compléter la structure.

4.5. Bibliographie

[1] S. Alan, A. Allam, A. Erturk, Programmable mode conversion and bandgap formation for surface acoustic waves using piezoelectric metamaterials, Appl. Phys. Lett. 115 (2019). https://doi.org/10.1063/1.5110701.

Chapitre 5

5. Application aux transducteurs ultrasonores multiéléments

5.1. Introduction

Dans les chapitres précédents, nous avons abordé deux méthodes permettant de réduire la propagation des ondes de Lamb à la fréquence d'antirésonance dans les plaques piézoélectriques. Le chapitre 2 décrit la méthode de découplage mécanique passif pour les plaques piézoélectriques composites. La découpe mécanique entre les éléments permet classiquement d'obtenir une bande interdite complète où aucun mode guidé ne se propage au voisinage de la fréquence d'antirésonance de la plaque. Cette méthode présente des limites de fabrication pour les transducteurs à hautes fréquences. Les chapitres 3 et 4 décrivent et analysent la méthode de découplage électrique passif qui fait l'originalité de ce travail. Elle permet de modifier la dispersion des ondes guidées dans les plaques piézoélectriques phononiques en ajoutant des shunts inductifs.

Dans ce chapitre, nous allons montrer l'effet des shunts inductifs sur l'atténuation de la propagation des ondes guidées pour les plaques piézoélectriques composites. Ensuite les deux méthodes, le découplage mécanique passif et le découplage électrique passif, seront appliquées indépendamment à des transducteurs ultrasonores multi-éléments ; une lame adaptatrice et un backing sont ajoutés à l'élément actif pour constituer une structure simple mais représentative d'un transducteur réel. Les diagrammes de rayonnement obtenus par les deux approches seront comparés avec l'objectif de réduire au mieux le couplage inter-éléments dans un transducteur ultrasonore multi-éléments.

5.2. Plaque piézoélectrique composite avec shunts inductifs

Les chapitres 3 et 4 ont permis de montrer des effets des shunts inductifs sur une plaque piézoélectrique céramique. Ici, nous allons appliquer les shunts inductifs aux électrodes périodiques d'une plaque piézoélectrique composite.

L'illustration de la cellule élémentaire du composite à la Figure 5.1 (a) et les courbes de dispersion représentées à la Figure 5.2 (a) sont tirées du chapitre 2. Elles sont rappelées ici car elles sont utilisées comme point de départ dans ce chapitre.

La nouvelle cellule élémentaire est représentée sur la Figure 5.1 (b) lorsqu'une inductance de 2 µH est connectée. Les courbes de dispersion correspondantes sont représentées sur la Figure 5.2 (b) et font apparaitre une bande interdite complète (rectangle jaune).

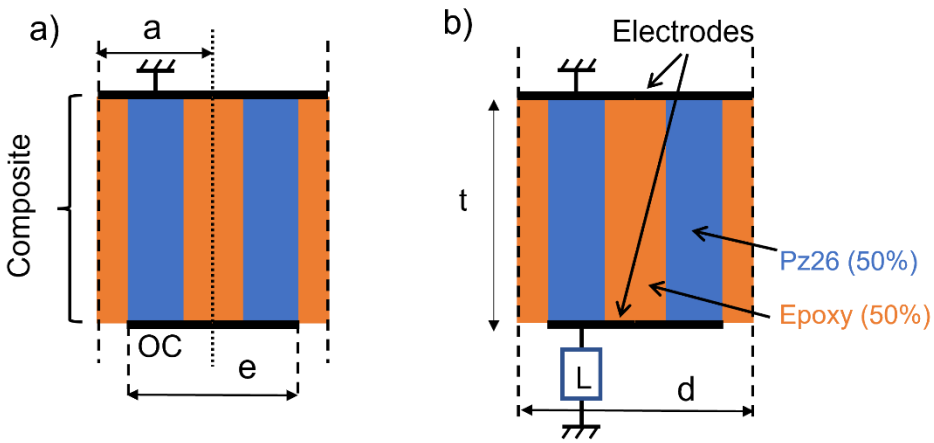


Figure 5.1 : Cellule élémentaire de la plaque piézoélectrique composite infinie avec 50% de matériau piézoélectrique Pz26 (barreaux bleus) et 50% d'époxy (barreaux orange) (a) en circuit ouvert et (b) avec shunt inductif.

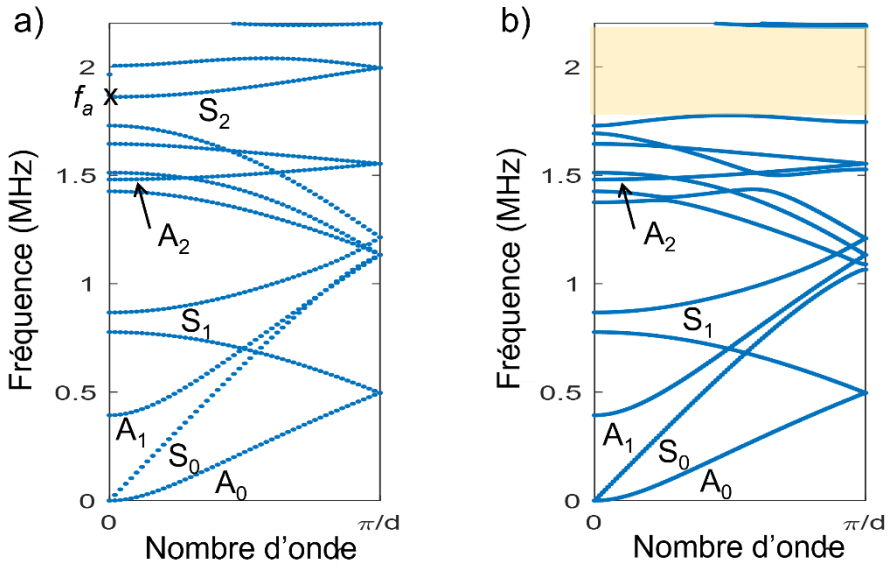


Figure 5.2 : Courbes de dispersion des ondes de Lamb dans une plaque piézoélectrique composite : (a) en circuit ouvert et (b) avec shunt inductif de 2 µH.

Nous observons que les modes symétriques S_0, S_1 et antisymétriques A_0, A_1 et A_2 sont peu affectés en basses fréquences lorsque des inductances de 2 µH sont ajoutées mais une petite bande d'arrêt apparaît au bord de la première ZB du mode S_0. Une bande interdite d'hybridation est trouvée au repliement du mode S_1 à l'intérieur de la ZB.

Une bande interdite complète d'une largeur égale à 0,43 MHz est également observée autour de la fréquence d'antirésonance f_a = 1,8 MHz de la plaque piézoélectrique composite en raison du shunt inductif. Dans cette gamme de fréquences, aucune onde de Lamb ne se propage dans la plaque, de sorte que le couplage inter-éléments est réduit.

5.3. Transducteur ultrasonores multi-éléments

Après avoir étudié et éprouvé dans les chapitres 3 et 4 les avantages des deux méthodes, le découplage mécanique et le découplage électrique passif, sur des plaques piézoélectriques seules, nous considérons des structures plus réalistes avec une lame adaptatrice et un milieu arrière (backing).

G. Kossoff a analysé les effets du backing et de la lame adaptatrice sur les performances des transducteurs PZT7A fonctionnant en émission et réception dans une charge d'eau [1]. La largeur de bande du transducteur est augmentée lorsqu'il existe un milieu arrière. Cependant avec un backing de haute impédance mécanique, la réponse maximale est déplacée vers les basses fréquences. Les transducteurs à large bande passante et ayant une bonne sensibilité résultent d'une adaptation quart d'onde à la fois pour la charge et le backing. En raison des coefficients de réflexion élevés aux interfaces transducteur-charge et transducteur-frontière arrière, la largeur d'impulsion de l'écho dans les applications de détection d'impulsion n'est pas grandement affectée par de telles augmentations de la largeur de bande. La forme des échos courts ne peut être obtenu qu'avec un backing non réfléchissant du transducteur.

D.J. Powell et *al.* ont montré le design d'un transducteur multi-éléments biomédical 1D centré à 5 MHz en 1D [2]. Ils ont observé que de petits changements dans les propriétés de la couche adaptatrice (célérité longitudinale ou de cisaillement) peuvent avoir un impact considérable sur la réponse globale du transducteur.

5.3.1 Description des trois transducteurs

Pour chacun des trois transducteurs ultrasonores multi-éléments étudiés, la plaque électroactive est prise en sandwich entre la lame adaptatrice et le backing (Figure 5.3).

La plaque électroactive d'épaisseur t = 1 mm est un piézocomposite avec 50% de matériau piézoélectrique Pz26 et 50% de résine époxy N°1 (voir Tableau 5.1). Chaque élément de taille $d = 2\,a$ = 0,66 mm est constitué de deux périodes de piézocomposite. Sur la face supérieure, l'électrode est pleine et mise à la terre. Elle est recouverte d'une lame adaptatrice en résine époxy N°2 d'un quart de longueur d'onde en épaisseur (t_1 = 0,21 mm). L'épaisseur de l'électrode est négligée. Sur la face arrière du piézocomposite, délimitée par un support d'épaisseur t_2 = 2 mm en résine époxy N°3, une électrode partielle relie les barreaux piézoélectriques. Les paramètres matériels des résines époxy N°2 et N°3 utilisés dans les calculs se trouvent dans Tableau 5.1. Enfin, une couche PML permet d'absorber toutes les ondes sortantes par la paroi inférieure du backing.

Tableau 5.1 : Paramètres des résines époxy N°1, N°2 et N°3 pour le kerf, la lame adaptatrice et le backing respectivement [3].

Paramètre / Matériau	N°1 (kerf du composite)	N°2 (lame adaptatrice)	N°3 (backing)
Masse volumique : ρ (kg/m3)	1673	3290	3800
Module d'Young : E (GPa)	4	11,9	5,9
Coefficient de poisson : ν	0,4	0,3	0,23

- Transducteur composite sans découpe (Figure 5.3 (a))

La plaque piézoélectrique composite n'est pas découpée mécaniquement. L'électrode arrière est laissée à un potentiel libre. Cette configuration fait office de référence parmi les trois.

- Transducteur composite avec découpe (Figure 5.3 (b))

Les éléments sont séparés par une découpe de 90% de l'épaisseur du piézocomposite. La largeur des fentes représente un cinquième de *a*.

- Transducteur composite avec shunt inductif (Figure 5.3 (c))

Dans cette nouvelle configuration, aucune découpe mécanique : le découplage s'effectue avec un shunt inductif relié à l'électrode arrière de la plaque piézoélectrique composite.

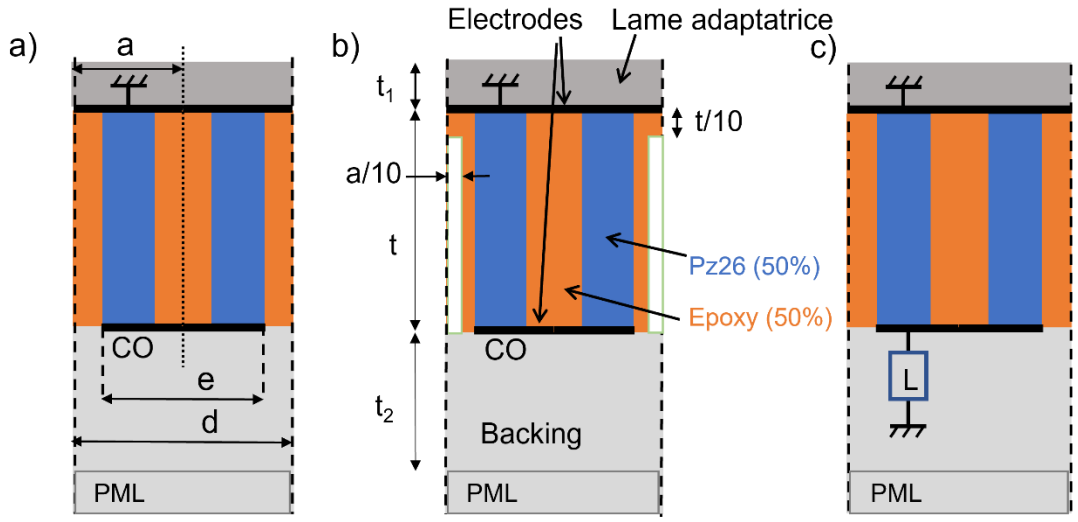


Figure 5.3 : Cellules élémentaires des transducteurs ultrasonores multi-éléments (a) en circuit ouvert, (b) avec découplage mécanique entre les éléments et (c) avec shunt inductif.

Dans un premier temps, les courbes de dispersion pour des milieux infinis sont présentées et commentées. Dans un deuxième temps, les déplacements normaux et les diagrammes de rayonnement sont analysés pour des structures finies.

5.3.2 Propagation des ondes de Lamb

Les courbes de dispersion sont présentées pour chaque configuration (à droite sur les Figure 5.4 (a)-(c)). Les calculs sont également effectués sans lame adaptatrice ni backing afin de mieux observer leur effet (à gauche sur les Figure 5.4 (a)-(c)).

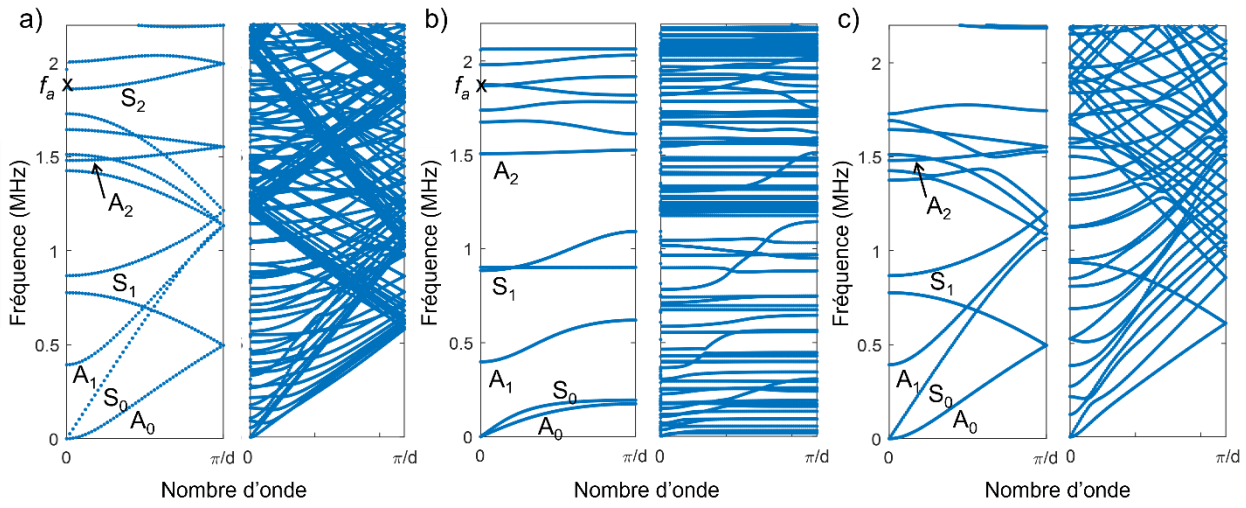


Figure 5.4 : Courbes de dispersion des ondes de Lamb dans les transducteurs multi-éléments : (a) sans découpe en circuit ouvert, (b) avec découpage mécanique entre les éléments et (c) sans découpe avec shunts inductifs de 2 µH. Sans (à gauche) et avec (à droite) lame adaptatrice et milieu arrière (backing).

Dans la plaque piézocomposite simple (Figure 5.4 (a) gauche), la fréquence d'antirésonance est identifiée à f_a = 1,8 MHz et k = 0 rad.m^{-1}. Elle correspond à la fréquence de coupure d'un seul mode guidé dans la gamme de fréquences de 1,5 à 2 MHz. Le mode S_2 est légèrement dispersif en raison de la périodicité du matériau.

En l'absence de lame adaptatrice et de backing, l'ensemble des modes guidés est affecté de différentes manières selon la méthode de découplage. L'effet du découplage mécanique est principalement observé dans le ralentissement des vitesses de groupe des modes guidés, tandis que pour un shunt inductif de 2 µH, une bande interdite est créée au voisinage de f_a pour les faibles valeurs du nombre d'onde k (à gauche sur les Figure 5.4 (b) et (c), respectivement).

Lorsqu'une lame adaptatrice et un backing sont mis en place, les courbes de dispersion sont modifiées de façon spectaculaire. De multiples modes guidés et leurs repliements sont observés dans le premier type de transducteur (Figure 5.4 (a) droite). La densité de modes devient importante au point de ne plus pouvoir distinguer les modes de Lamb de la plaque piézocomposite seule. Pour le cas du transducteur composite avec découpe (Figure 5.4 (b) droite), la plupart des modes guidés ont une faible vitesse de groupe ce qui limite le couplage inter-éléments et les modes dispersifs restants ont été observés en l'absence d'une lame adaptatrice et d'un backing. Enfin, le troisième cas ne met pas en évidence de bande d'arrêt au voisinage de la fréquence d'antirésonance. Néanmoins, l'utilisation de shunts inductifs réduit le nombre de modes guidés dans le transducteur (Figure 5.4 (c) droite). Cette baisse de la densité modale est favorable à une diminution du couplage inter-éléments.

Au voisinage de la fréquence du mode d'épaisseur, les courbes de dispersion des trois types de transducteur présentent des différences significatives mais ne permettent pas de conclure quant au gain recherché. L'influence sur de la pression rayonnée dans l'eau est alors étudiée.

5.3.3 Diagramme de rayonnement

Un transducteur composé de seize éléments est considéré. La configuration avec ses trois couches est représentée sur la Figure 5.5 (a) : la plaque piézoélectrique composite, la lame adaptatrice et le backing. L'élément actif, le huitième secteur coloré en rouge, est excité par une source de tension

harmonique à la fréquence d'antirésonance de la plaque et se situe presque au centre du réseau. Les autres éléments sont soit laissés à un potentiel flottant, soit mis à la terre par un shunt inductif pour le troisième type de transducteur.

Les déplacements normaux à l'interface supérieure de la lame adaptatrice du transducteur sont simulés pour les trois configurations à la fréquence f_a (Figure 5.5 (b-c)). Les courbes bleue, violette et rouge représentent respectivement le module des déplacements lorsque la plaque piézoélectrique du transducteur est en condition aux limites CO, avec la découpe mécanique entre les éléments et en shunts inductifs de 2 µH.

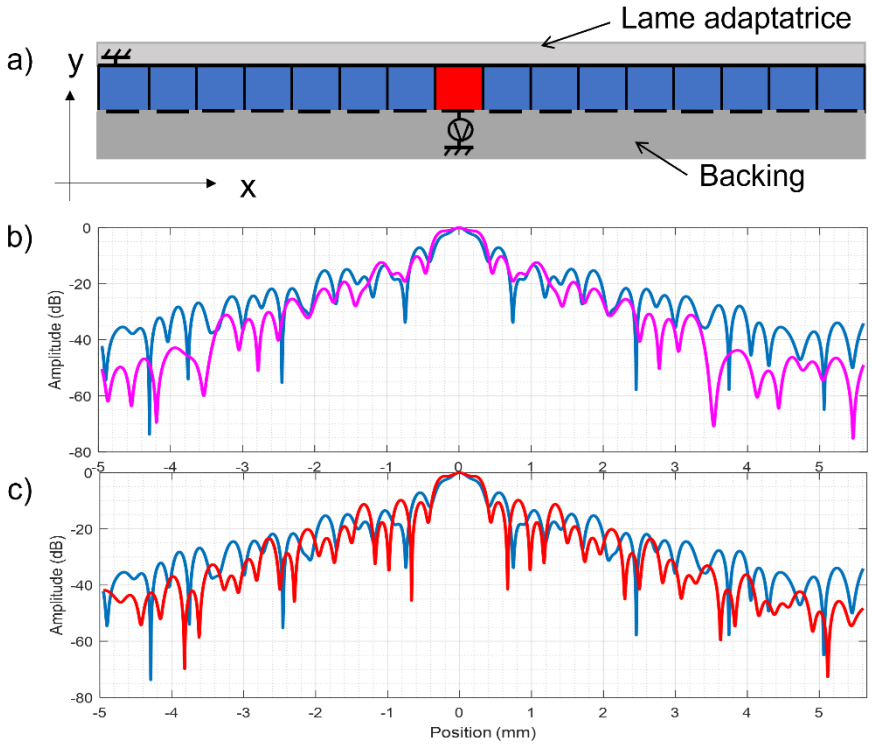


Figure 5.5 : (a) Modèle bidimensionnel du transducteur avec 16 éléments. Le secteur actif en rouge est excité par une source de tension harmonique à la fréquence d'antirésonance de la plaque piézocomposite. Déplacements normaux des transducteurs à la fréquence f_a : en condition CO (ligne bleue), (b) avec la découpe mécanique entre les éléments (ligne violette), (c) avec les shunts inductifs de 2 µH (ligne rouge).

Sans aucun découplage (courbe bleue), nous observons que les amplitudes sur la moitié de la largeur de l'élément de part et d'autre de l'élément excité est à moins de 10 dB en dessous du niveau mesuré sur l'élément excité ($\pm$ 0,64 mm), lorsque les secteurs passifs sont en condition CO. Les amplitudes des éléments restants décroissent progressivement avec l'augmentation de la distance par rapport à l'élément excité.

La découpe mécanique d'un côté et les shunts inductifs de l'autre, réduisent globalement l'amplitude des déplacements des éléments passifs à la fréquence d'antirésonance de la plaque. Grâce aux deux méthodes, la zone centrale où le niveau est supérieur à -10 dB est réduite à $\pm$ 0,41 mm et $\pm$ 0,39 mm respectivement. Par conséquent, la réduction du couplage inter-éléments est significative.

Après avoir appliqué la transformée de Fourier spatiale, les spectres des déplacements normaux précédents sont obtenus à la fréquence d'antirésonance f_a et sont représentés sur la Figure 5.6. Les

spectres des déplacements normaux dans la gamme de fréquence 0 – 2,2MHz sont montrés dans l'annexe E.

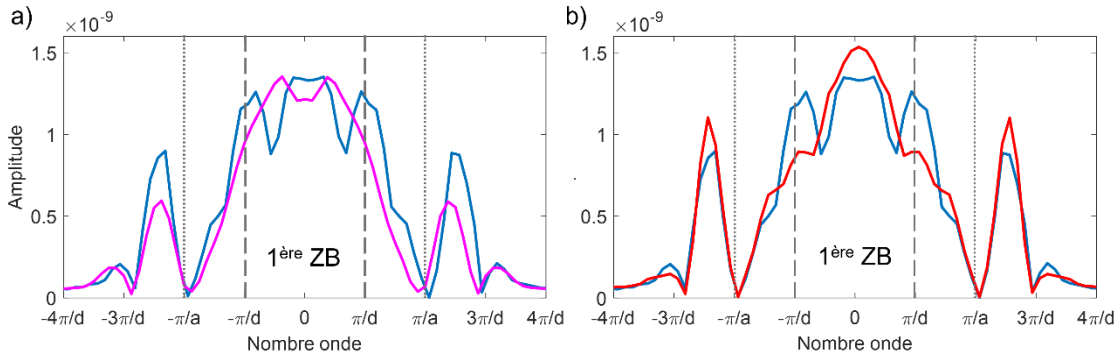


Figure 5.6 : Sections transversales des courbes de dispersion des transducteurs à la fréquence d'antirésonance f_a : en condition CO (ligne bleue), (a) avec découplage mécanique entre les éléments (ligne violette), (b) avec shunts inductifs (ligne rouge).

Le pic central au nombre d'onde nul représente l'excitation. Nous obtenons une plus grande amplitude lorsque les shunts inductifs sont connectés. Selon la relation $c = \omega/k$, la vitesse de phase des ondes est de 2535 m/s pour le nombre d'onde égale à π/d, lorsque la condition aux limites est en CO. Grâce à la découpe mécanique et les shunts inductifs, l'amplitude est diminuée. Pour les deux autres pics aux nombres d'onde plus élevés, les vitesses sont 927 m/s et 746 m/s respectivement. Ces dernières contributions ne rayonnent pas dans l'eau.

Les diagrammes de rayonnement sont ensuite évalués numériquement pour chaque configuration, à partir du champ de déplacement normal. Ils sont normalisés par la valeur de la pression à 0°.

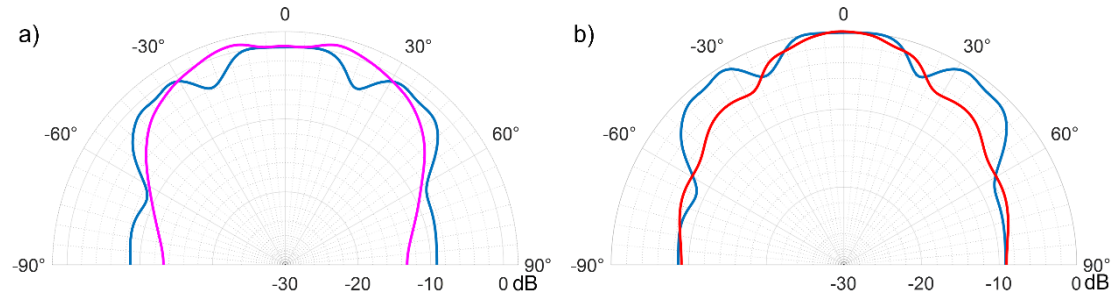


Figure 5.7 : Diagrammes de rayonnement des transducteurs à la fréquence d'antirésonance f_a : en condition CO (ligne bleue), (a) avec découplage mécanique entre les éléments (ligne violette), (b) avec shunts inductifs (ligne rouge).

En l'absence de découpe mécanique et de shunts inductifs, le diagramme (ligne bleue) présente d'un lobe principal de largeur angulaire égale à $\pm$18° à -3 dB et de larges lobes latéraux autour de $\pm$40°. Le lobe principal correspond au pic au nombre d'onde k = 0. Les lobes latéraux sont dus à la propagation de nombreux modes, qui correspondent au pic au nombre d'onde k = π/d sur la Figure 5.6. La découpe mécanique lisse l'ensemble du diagramme (ligne violette) : la largeur du lobe central atteint $\pm$53° à -3 dB et les lobes secondaires ne sont pas observables car la vitesse du pic correspondant au nombre d'onde entre π/a et 3π/d sur la Figure 5.6 est inférieure à 1500 m/s. Cependant, le niveau de pression maximale n'est plus à 0° mais à $\pm$14°.

Enfin, la solution avec les shunts inductifs fait apparaitre des résultats intermédiaires (ligne rouge) : par rapport au premier cas, la largeur du lobe principal atteint $\pm$22° à -3 dB et les lobes secondaires autour de $\pm$40° restent présents mais diminuent de 4 dB environ, en raison de la diminution

d'amplitude au nombre d'onde k = π/d sur la Figure 5.6 (b), ce qui peut être corrélé avec la plus faible densité de modes guidés observée sur la Figure 5.5 (c).

Ainsi ces résultats montrent la possibilité de réduire le couplage inter-éléments. La méthode classique qui isole mécaniquement deux éléments voisins est la plus efficace. Elle efface en particulier tout lobe secondaire dans le diagramme de rayonnement élémentaire de l'élément de la sonde. Cependant les effets obtenus sur un transducteur complet en appliquant uniquement des conditions aux limites électriques des éléments passif du réseau donne des résultats significatifs encourageant à la fréquence d'antirésonance du système.

5.3.4 Apodisation de la valeur des shunts inductifs

Sur la base de l'analyse développée au chapitre 4, l'effet de l'apodisation de la valeur des shunts inductifs est étudié afin d'améliorer la réduction du couplage inter-éléments.

Le transducteur composé de seize éléments ($0 \leq x \leq 10{,}56$ mm) est repris et représenté sur la Figure 5.8 (a) avec l'élément actif en rouge et les deux éléments adjacents passifs sur lesquels nous appliqueront l'apodisation en vert.

En l'absence de shunt, les déplacements normaux de 2 mm à 8 mm dans le transducteur sont d'abord présentés sur la Figure 5.8 (b) à afin de visualiser le nombre d'éléments adjacents influencés sur la vibration en épaisseur de l'élément actif.

Nous constatons que les déplacements sont significatifs au niveau des éléments n°5 à 3 mm et n°11 à 7 mm, alors que la vibration de l'élément actif est éloignée de celle d'un mode piston que nous retrouvons pour le transducteur avec découpe mécanique.

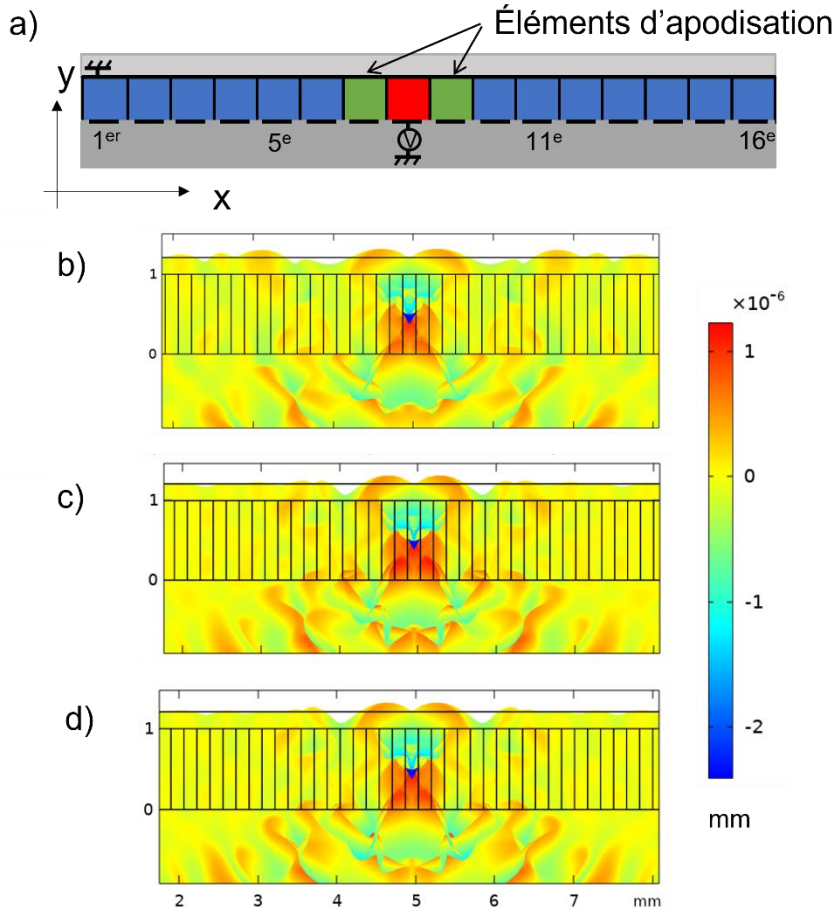


Figure 5.8 : (a) Modèle bidimensionnel du transducteur de 16 éléments. Le secteur actif en rouge est excité par une source de tension harmonique à la fréquence d'antirésonance de la plaque piézocomposite et les autres éléments (adjacents en vert ainsi que les bleus) sont shuntés et mis à la masse par des inductances. Déplacements normaux dans le transducteur à la fréquence f_a (b) en condition CO pour les éléments verts et bleus, (c) avec les shunts inductifs de 2 µH sur les éléments verts et bleus et (d) avec les shunts inductifs de 20 µH connectés aux deux éléments adjacents (verts) et les shunts inductifs de 2 µH pour les éléments passifs restant (bleus). (Déplacements latéraux en Annexe F)

Avec les shunts inductifs de 2 µH et sans apodisation, la vibration en mode piston de l'élément actif est moins contrariée et la perturbation des éléments n°5 et n°11 est visiblement atténuée et affecte des éléments plus proches de l'élément actif (voir Figure 5.8 (c)), par comparaison avec la vibration en condition CO. Lorsque la valeur des shunts inductifs des deux éléments voisins est portée à 20 µH, la vibration de l'élément actif est globalement plus localisée (voir Figure 5.8 (d)).

Ainsi, sur la surface supérieure de la lame adaptatrice, la condition aux limites avec les shunts inductifs et leur apodisation réduit le nombre d'éléments passifs vibrants adjacents à 2 de chaque côté de l'élément actif.

Le diagramme de rayonnement correspondant est ensuite calculé (courbe verte sur la Figure 5.9) et comparé à celui obtenu sans apodisation. La courbe de référence, en pointillée noire sur la Figure 5.9, correspond au diagramme de rayonnement théorique du déplacement normal d'un élément isolé, c'est-à-dire sans couplage inter-éléments, de 0,66 mm de largeur (ouverture) vibrant en mode piston.

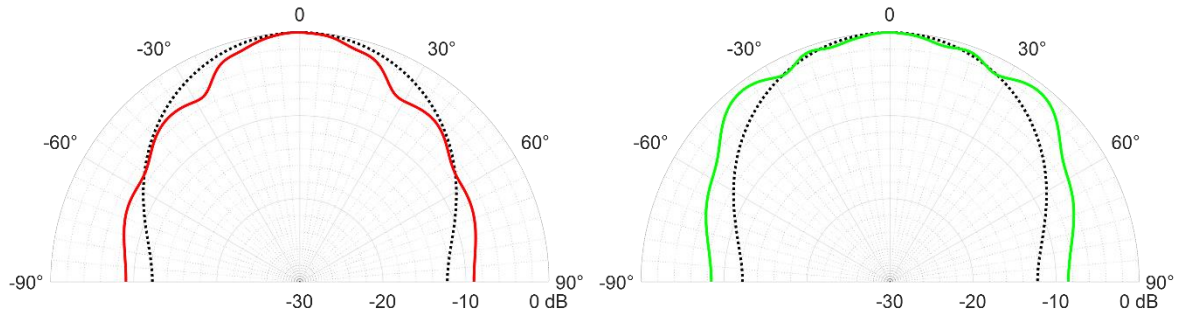


Figure 5.9 : Comparaison des diagrammes de rayonnement théorique (ligne pointillée noire) et simulés à la fréquence d'antirésonance des transducteurs : avec shunts inductifs de 2 µH sur tous les éléments passifs (ligne rouge), avec shunts inductifs de 20 µH connectés aux deux éléments adjacents passifs et les shunts inductifs de 2 µH pour les éléments passifs restant (ligne verte).

Avec les shunts inductifs 2 µH et sans apodisation (ligne rouge), le niveau de pression est réduit de 3 dB à 27° par rapport au cas idéal.

Avec l'apodisation des shunts inductifs (ligne verte), le rayonnement d'un élément du transducteur est quasi idéal entre -30° et 30°.

Ce diagramme a été obtenu au terme d'essais successifs de diverses configurations d'apodisation guidées par les résultats du chapitre précédent. Il n'a pas le fruit d'une procédure d'optimisation.

5.4. Conclusion

Dans ce chapitre, l'effet de réduction du couplage inter-éléments est d'abord étudié en connectant des shunts inductifs aux éléments passifs d'une plaque piézoélectrique composite. Une bande interdite complète est ouverte dans la première zone de Brillouin, autour de la fréquence d'antirésonance du premier mode d'épaisseur de la plaque. Dans la gamme de fréquence où se situe le mode S_2, aucun autre mode guidé ne se propage à dans la plaque.

Les deux méthodes, le découplage mécanique et le découplage électrique passif, sont ensuite appliquées indépendamment à des transducteurs ultrasonores multi-éléments complets comprenant une lame adaptatrice et un milieu arrière. Sur les courbes de dispersion, nous observons que les effets des shunts inductifs périodiques sont différents de ceux inhérents à la découpe d'une plaque piézoélectrique composite. Alors que l'isolation mécanique tend à ralentir la plupart des modes guidés, l'utilisation des inductances sur une structure représentant un transducteur complet limite le nombre de modes sans créer de bande interdite au voisinage de la fréquence d'antirésonance. Néanmoins, les effets ciblés sur le diagramme de rayonnement (diminution des lobes secondaires et élargissement du lobe principal) sont obtenus dans le transducteur complet avec shunts.

L'apodisation de la valeur des shunts appliquée aux éléments adjacents à l'élément actif est ensuite considérée. Elle permet d'avoir un rayonnement du transducteur équivalent à celui d'un élément seul idéal (sans couplage inter-éléments) dans un secteur angulaire entre -30° et 30°.

5.5. Bibliographie

[1] G. Kossoff, The Effects of Backing and Matching on the Performance of Piezoelectric Ceramic Transducers, IEEE Trans. Sonics Ultrason. 13 (1966) 20–30. https://doi.org/10.1109/T-SU.1966.29370.

[2] D.J. Powell, G.L. Wojcik, C.S. Desilets, T.R. Gururaja, K. Guggenberger, S. Sherrit, B.K. Mukherjee, Incremental `model-build-test' validation exercise for a 1-D biomedical ultrasonic imaging array, Proc. IEEE Ultrason. Symp. 2 (1997) 1669–1674. https://doi.org/10.1109/ultsym.1997.663316.

[3] D. Certon, J. Guyonvarch, G. Férin, F. Patat, Two-dimensional electroacoustic model of transducer array based on 1-3 piezocomposite materials, IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 53 (2006) 2471–2480. https://doi.org/10.1109/TUFFC.2006.195.

6. Conclusion générale

Les travaux entrepris au cours de cette thèse avaient pour l'objectif de réduire le couplage inter-éléments en connectant des shunts inductifs aux éléments passifs d'une plaque piézoélectrique. Une bande interdite est ouverte dans la première zone de Brillouin, à et au voisinage de la fréquence de coupure du mode S_2 qui correspond à la fréquence de résonance du premier mode d'épaisseur dans la plaque en condition de circuit ouvert. Notons qu'aucun mode guidé dont la vitesse est inférieure à celle de l'eau (milieu environnant) n'est observé lorsque le shunt est mis en place.

Les shunts inductifs ont pour effet de minimiser l'ensemble du champ des déplacements normaux le long de la plaque et de les localiser davantage au voisinage de l'élément actif. Dans le diagramme de rayonnement d'un élément actif, la plage angulaire du lobe principal est élargie d'un facteur supérieur à quatre, ce qui correspond à une réduction de la largeur effective de l'élément rayonnant d'un facteur supérieur à six par rapport à la condition de circuit ouvert. Il est intéressant de noter que ces résultats sont maintenus si nous avons seulement quatre secteurs shuntés de part et d'autre du secteur actif. Il a été montré qu'une apodisation de la valeur des shunts appliqués aux éléments passifs permet de mieux préserver la vibration du mode en épaisseur tout en amenant une réduction substantielle du couplage inter-éléments.

L'effet du shunt est étroitement lié aux propriétés de l'échantillon. En particulier, la variation du taux de couverture des électrodes d'un secteur (e/a), ainsi que la présence d'un fluide externe, pourront changer les résultats de manière significative. Ces études pourront faire l'objet de développements futurs.

L'utilisation de shunts inductifs installe un effet de résonance locale qui restreint la réduction du couplage inter-éléments sur une gamme de fréquences étroite. Néanmoins, cette étude met en évidence les possibilités nouvelles et efficaces qui découlent de la connexion de circuits aux limites électriques de la plaque électroactive.

La dernière partie de cette étude traite de la situation d'un réseau ultrasonore plus réaliste incluant une lame adaptatrice et un milieu arrière. D'une part, elle met en évidence que les effets physiques à l'origine de la réduction du couplage inter-éléments à l'aide de shunts inductifs périodiques sont différents de ceux inhérents à la découpe d'une céramique piézocomposite. D'autre part, les effets ciblés sont conservés en incluant une lame adaptatrice et un backing.

A partir de là, pour obtenir une bande de fréquence plus large telle que celle requise pour des applications en imagerie ultrasonore, d'autres composants (par exemple, l'introduction de capacités négatives) ou des lignes de transmission électrique sur mesure à coupler avec la plaque phononique doivent être utilisés. En outre, il serait avantageux de combiner cette approche avec les techniques de découpe mécanique habituelles utilisées dans les sondes commerciales : un exemple sera présenté dans la partie *perspectives*.

7. Perspectives

Serait-il avantageux de combiner la méthode de découplage électrique passif avec la méthode de découplage mécanique passif ? Un exemple de combinaison est ici présenté. Les diagrammes de rayonnement de la plaque piézoélectrique avec une découpe mécanique (ligne violette), avec les shunts inductifs de 2 µH sans apodisation (ligne rouge) et avec apodisation des shunts inductifs adjacents à 20 µH (ligne verte) sur la Figure 7.1 (a) sont repris de la Figure 5.9 du chapitre 5. Les diagrammes de rayonnement de la plaque piézoélectrique avec la combinaison de découpe mécanique avec les shunts inductifs 2 µH et sans apodisation (ligne bleue), avec la combinaison de découpe mécanique avec l'apodisation des shunts inductifs (ligne jaune) sont représentés sur la Figure 7.1 (b). La courbe de référence, en pointillés noirs, correspond au diagramme de rayonnement théorique d'un élément isolé de 0,66 mm de largeur vibrant en mode piston, c'est-à-dire sans couplage inter-éléments.

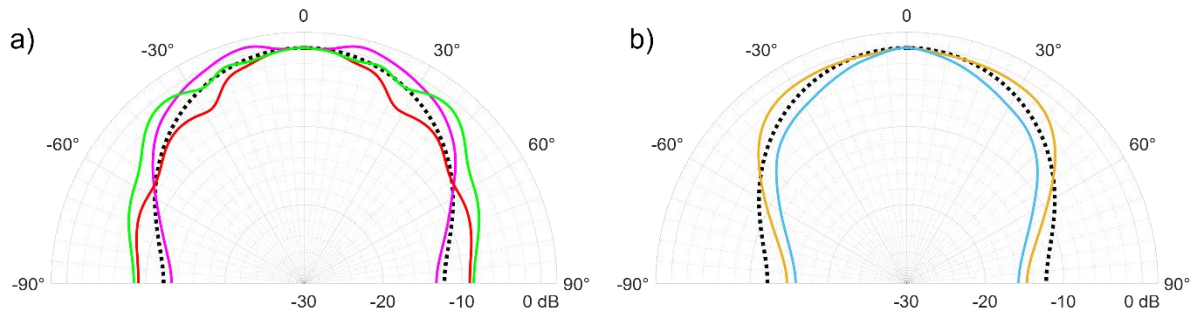


Figure 7.1 : (a) Comparaison des diagrammes de rayonnement théorique (ligne pointillée noire) et simulés à la fréquence d'antirésonance des transducteurs : avec une découpe mécanique (ligne violette), avec shunts inductifs de 2 µH (ligne rouge), avec shunts inductifs de 20 µH connectés aux deux éléments adjacents passifs et les shunts inductifs de 2 µH pour les éléments passifs restant (ligne verte). (b) Comparaison des diagrammes de rayonnement théorique (ligne pointillée noire) et simulés à la fréquence d'antirésonance des transducteurs : avec la combinaison de découpe mécanique et shunts inductifs de 2 µH sans apodisation (ligne bleue), avec la combinaison de découpe mécanique et apodisation des shunts inductifs (ligne jaune).

Nous observons qu'avec la combinaison découpe mécanique et shunts inductifs de 2 µH sans apodisation, le niveau de pression est réduit de 2 dB en moyenne par rapport à la courbe de référence. Puis, avec la combinaison découpe mécanique et apodisation des shunts inductifs, le niveau de pression correspond globalement au cas idéal, à l'exception d'environ 2 dB de plus entre 20° et 55° et entre -20° et -55°, et d'environ 2 dB de moins entre 55° et 90° et entre -55° et -90°. Ceci est proche du résultat classique de la découpe mécanique (courbe violette) et permet de rétablir une valeur maximale de la pression à 0°. Il apparait donc dans cette combinaison des deux approches que l'utilisation de conditions aux limites électriques sur les éléments passifs puisse apporter un degré de liberté supplémentaire pour améliorer le diagramme de rayonnement élémentaire.

Ensuite, sachant que les analyses des diagrammes de rayonnement au cours de cette thèse sont réalisées à une fréquence, la fréquence d'antirésonance de la plaque piézoélectrique, il serait intéressant de mener l'étude sur une plus grande plage de fréquences.

Enfin, les recherches réalisées sont basées sur une plaque avec un élément excité. L'application de la méthode de découplage électrique passif pourra se faire dans le domaine du contrôle non destructif, avec la conception et la fabrication d'un transducteur ultrasonore multi-éléments complet à l'aide des résultats de la simulation. Cette prochaine étape est attendue avec impatience.

8. Annexes

8.1. Annexe A : Equations des vibrations de solides piézoélectriques en modes barreau et plaque

Le problème de la propagation dans un milieu piézoélectrique peut être réduit à un problème unidimensionnel. Pour un barreau, les contraintes latérales sont nulles à la surface. Comme la permittivité du barreau est grande par rapport à celle du milieu environnant, les lignes de champ restent essentiellement selon l'épaisseur du barreau. L'équation constitutive est donc décrite comme suit, l'axe 3 étant l'axe le long de l'épaisseur.

$$\begin{cases} S_3 = s_{33}^D T_3 + g_{33} D_3 \\ E_3 = -g_{33} T_3 + \beta_{33}^T D_3 \end{cases}$$

où S, T, D, E sont le déformation, la contrainte, le déplacement et le champ électriques, respectivement.

Pour la géométrie de la plaque, les déplacements latéraux sont nuls à la surface. L'équation constitutive la plus appropriée se réduit donc comme suit :

$$\begin{cases} T_3 = C_{33}^D S_3 + h_{33} D_3 \\ E_3 = -h_{33} S_3 + \beta_{33}^S D_3 \end{cases}$$

La relation entre les coefficients de couplage du barreau et de la plaque est présentée dans le tableau suivant.

Barreau	$\frac{1}{s_{33}^D}$	$\frac{g_{33}}{s_{33}^D}$	$\beta_{33}^S + \frac{g_{33}^2}{s_{33}^D}$
Plaque	C_{33}^D	h_{33}	β_{33}^S

8.2. Annexe B : Choix du maillage pour la simulation numérique

Les résultats de la modélisation de la propagation des ondes dans une plaque piézoélectrique infinie avec différentes conditions électriques aux limites, sont obtenus à l'aide du logiciel d'éléments finis COMSOL Multiphysics® (FEM). Le matériau constituant la plaque est le Pz26. Les faces de la plaque sont recouvertes d'électrodes et les deux électrodes connectées au potentiel flottant (PF). La direction de la polarisation est selon l'épaisseur.

L'électrode peut être présentée comme une simple ligne ou comme un rectangle avec un choix de matériaux et d'épaisseurs. Ces deux possibilités sont illustrées respectivement à la Figure 8.1 (a) et (b).

Le paramètre de taille de l'élément de maillage qui détermine le temps de calcul de la simulation est choisi en fonction de la côte minimale dans la géométrie à simuler, dans ce cas la plaque piézoélectrique. En général, un maillage unitaire d'au moins 10 points est nécessaire, c'est-à-dire que la taille minimale du maillage est un dixième de la distance minimale.

Ainsi, lorsque l'électrode est une ligne, la plus petite côte est l'épaisseur de la plaque, soit 2 mm. Cependant, lorsque l'électrode a une épaisseur, elle devient la côte minimale, soit 0,05 mm, ce qui nécessite donc un temps de calcul plus élevé.

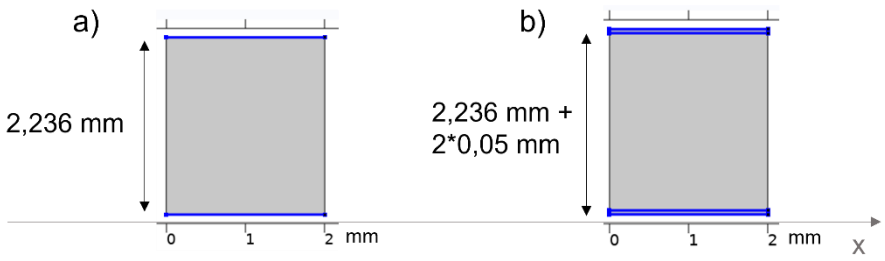


Figure 8.1 : Maille élémentaire de la plaque piézoélectrique Pz26 avec les électrodes simulées par (a) des lignes sans épaisseurs (b) des rectangles avec une épaisseur de 0,05 mm.

8.3. Annexe C : Effet de l'approximation 2D sur les diagrammes de rayonnement

L'approximation bidimensionnelle sur les diagrammes de rayonnement en champ lointain est choisie pour des raisons de gain de temps de calcul. Le choix des conditions aux limites dans la dimension *neutralisée* lors de calculs 2D est déterminant pour la comparaison avec les résultats expérimentaux en 3D. Les diagrammes de rayonnement de la plaque piézoélectrique phononique en condition CO (ligne bleue) ou SI (ligne rouge) sont ici calculés avec les deux approximations : sous déformation plane (plane strain) sur la Figure 8.2 (a) et sous contrainte plane (plane stress) sur la Figure 8.2 (b).

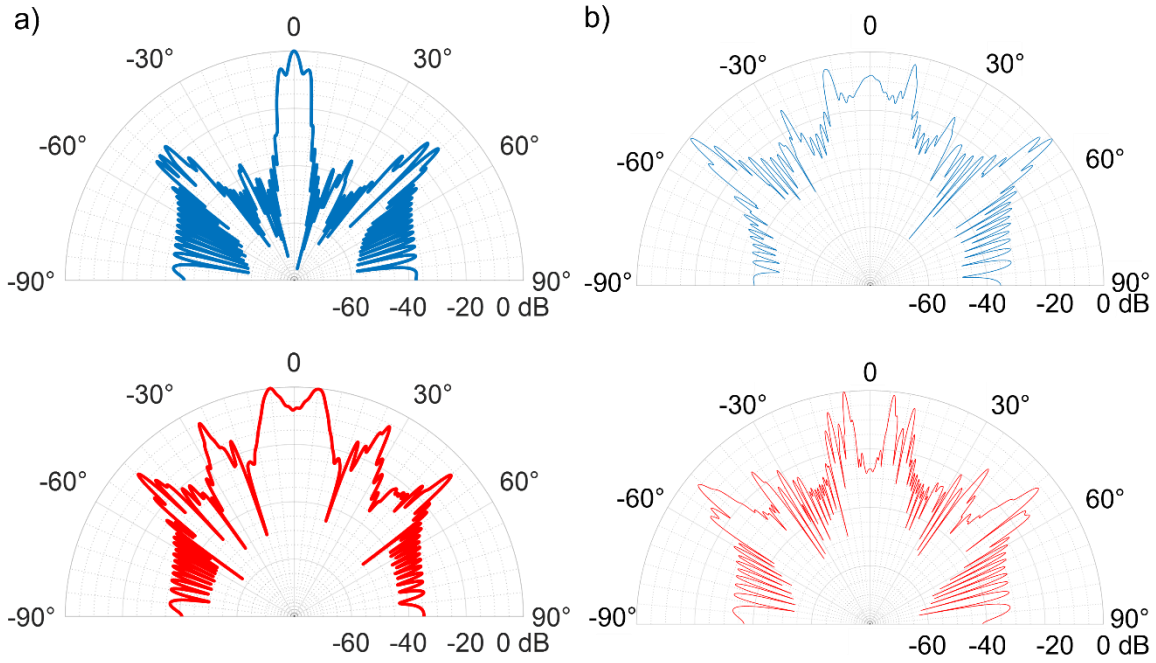


Figure 8.2 : Diagrammes de rayonnement de la plaque piézoélectrique phononique en CO (bleu) et en SI (rouge) sous les conditions aux limites mécanique (a) de déformation plane et (b) de contrainte plane.

Nous observons que la largeur angulaire du lobe central de la plaque piézoélectrique sous déformation plane est trois fois plus grande que sous contrainte plane. Cependant, le niveau de pression des lobes secondaires aux angles de bigle de $\pm 12°$ est plus élevé qu'à 0°. En outre, la position angulaire des lobes de réseaux est analogue. Cependant les niveaux de pression des lobes secondaires sont plus importants, étant de 13 dB plus élevés à $\pm 28°$ et de 10 dB plus élevés à $\pm 48°$.

8.4. Annexe D : Cellules élémentaires de la plaque piézoélectrique composite infinie contenant 5 périodes

L'illustration des cellules élémentaires de la plaque piézoélectrique composite infinie contenant 5 périodes en circuit ouvert, avec découplage mécanique entre les éléments et avec shunt inductif est représentée sur la Figure 8.3.

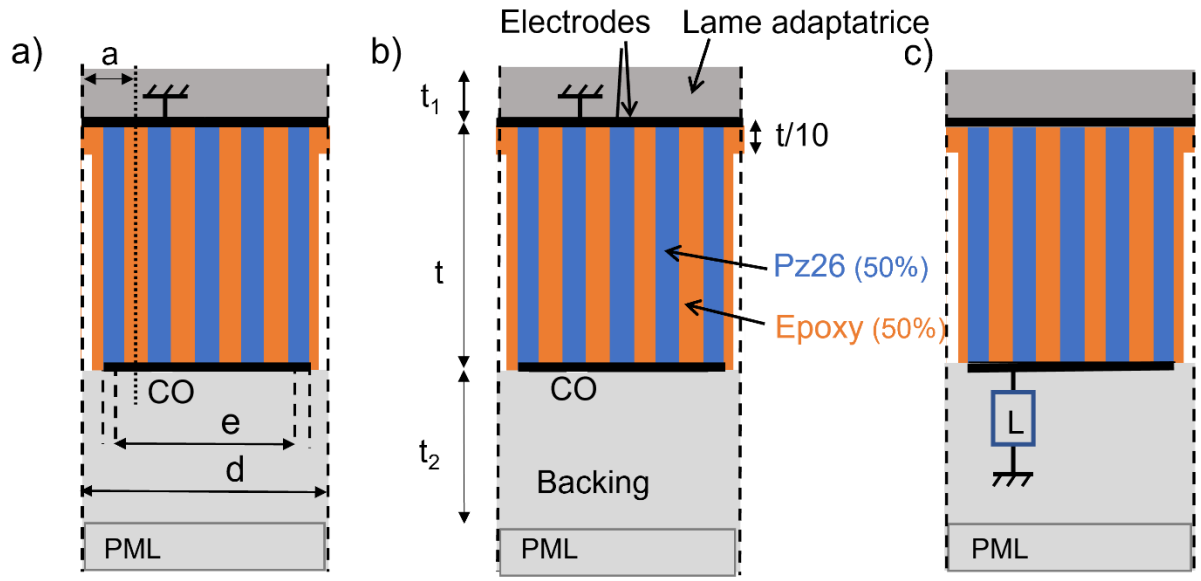


Figure 8.3 : Cellule élémentaire des transducteurs ultrasonores multi-éléments contenant 5 périodes (a) en circuit ouvert, (b) avec découplage mécanique entre les éléments et (c) avec shunt inductif.

8.5. Annexe E : Courbes de dispersion des ondes de Lamb dans les transducteurs ultrasonores multi-éléments

Les courbes de dispersion de la plaque piézoélectrique phononique (gauche) et des ondes de Lamb dans les transducteurs ultrasonores multi-éléments (droit) en circuit ouvert sont représentés sur la Figure 8.4 sur la plage de fréquences 0 - 2,2 MHz.

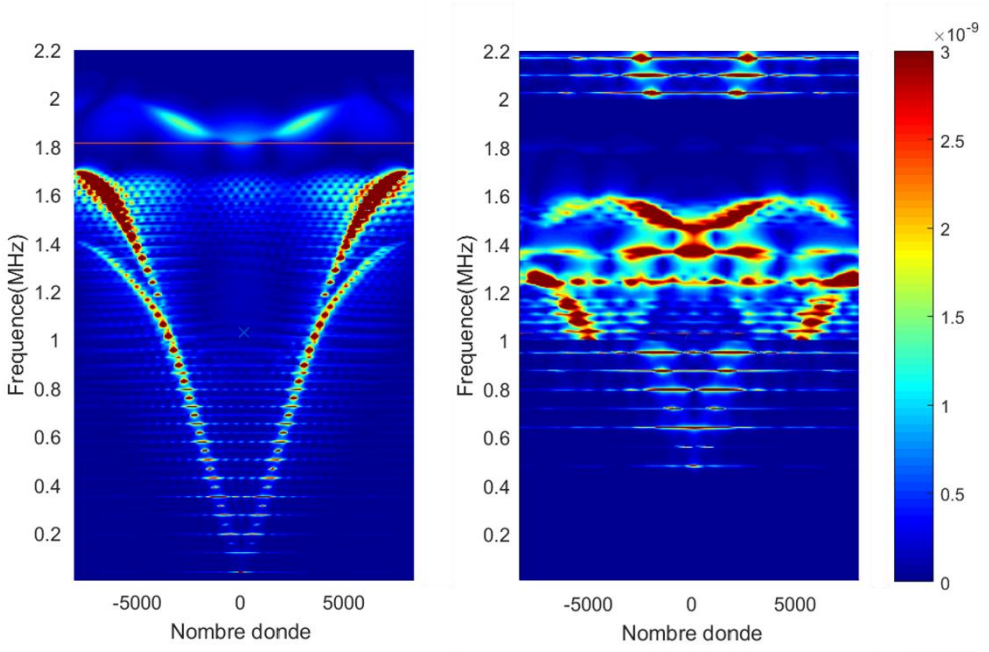


Figure 8.4 : Courbes de dispersion de la plaque piézoélectrique phononique (gauche) et des ondes de Lamb dans les transducteurs multi-éléments (droit) en circuit ouvert.

Les courbes de dispersion des ondes de Lamb dans les transducteurs multi-éléments sans découpe en circuit ouvert sur la Figure 8.5 (a), avec découpe mécanique entre les éléments sur la Figure 8.5 (b) et sans découpe avec shunts inductifs de 2 µH sur la Figure 8.5 (c) sont représentées sur la plage de fréquences 0 - 2,2 MHz.

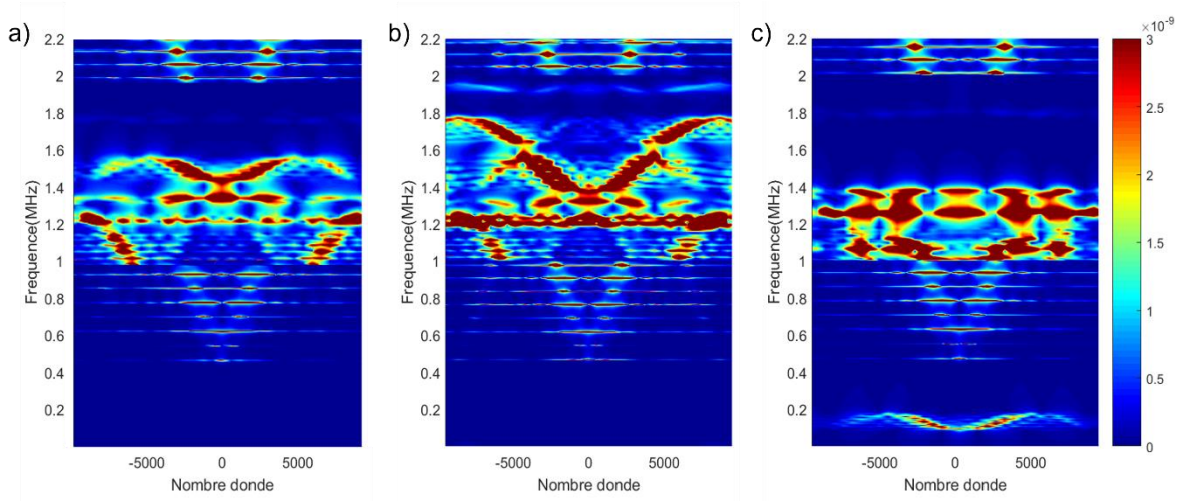


Figure 8.5 : Courbes de dispersion des ondes de Lamb dans les transducteurs ultrasonores multi-éléments : (a) sans découpe en circuit ouvert, (b) avec découpage mécanique entre les éléments et (c) sans découpe avec shunts inductifs de 2 µH.

8.6. Annexe F : Déplacements latéraux dans le transducteur de seize éléments

Le transducteur composé de seize éléments est représenté sur la Figure 8.6 (a) avec l'élément actif en rouge et les deux éléments adjacents passifs en vert sur lesquels nous appliquons l'apodisation. En l'absence de shunt, les déplacements latéraux de 2 mm à 8 mm dans le transducteur sont présentés sur la Figure 8.6 (b) à afin de visualiser le nombre d'éléments adjacents influencés par la vibration de l'élément actif.

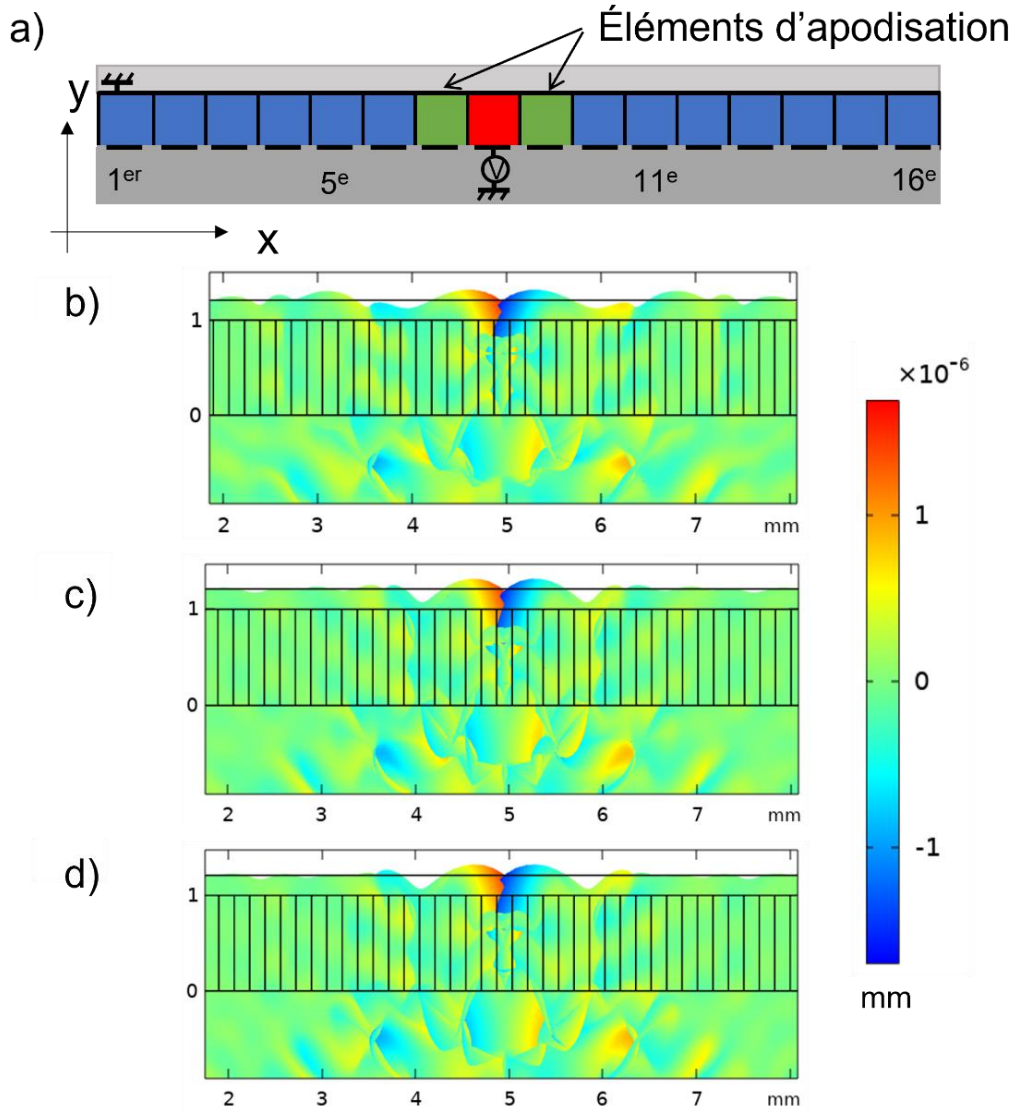


Figure 8.6 : (a) Modèle bidimensionnel du transducteur de 16 éléments. Le secteur actif en rouge est excité par une source de tension harmonique à la fréquence d'antirésonance de la plaque piézocomposite et les éléments passifs (adjacents en vert et bleus sinon) sont shuntés et mis à la masse par des inductances. Déplacements latéraux dans le transducteur à la fréquence f_a (b) en condition CO, (c) avec les shunts inductifs de 2 µH (éléments verts et bleus) et (d) avec les shunts inductifs de 20 µH connectés aux deux éléments adjacents passifs (verts) et les shunts inductifs de 2 µH pour les éléments passifs restant (bleus).

Avec les shunts inductifs de 2 µH et sans apodisation, la vibration en mode piston de l'élément actif est moins contrariée et la perturbation des éléments n°5 et n°11 est visiblement atténuée et affecte des éléments plus proches de l'élément actif (Figure 8.6 (c)), par comparaison avec la vibration en condition CO (Figure 8.6 (b)). Lorsque la valeur des shunts inductifs des deux éléments voisins est portée à 20 µH, la vibration de l'élément actif est globalement plus localisée (Figure 8.6 (d)).

Publications de Linyu FEI

- Revue internationale à comité de lecture

- "**Crosstalk reduction in a piezoelectric phononic plate induced by electrical boundary conditions: application to multi-element transducers**", Ultrasonics, https://doi.org/10.1016/j.ultras.2021.106638

- Congrès international avec acte

- "**Electric control of the elastic wave propagation in a piezoelectric plate: reduction of the crosstalk in a multi-element ultrasonic transducer**", Forum Acustium 2020 à Lyon, 7-11 Décembre 2020, en Visio

- "**Electric control of the elastic wave propagation in a piezoelectric plate: reduction of the crosstalk in a multi-element ultrasonic transducer**" (4 pages), 2020, https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-03165413

- Congrès international sans acte

- "**Crosstalk reduction in a piezoelectric phononic plate induced by electrical boundary conditions: application to multi-element transducers**", Piezo2021 à Sardinia, Italy, 22-24 Février 2021, en Visio

- Autres présentations (posters et présentation orale interne)

- "**Modelling of wave propagation in an infinite piezoelectric plate: influence of parameters and boundary conditions**", Journées Jeunes Chercheurs (J2C), 3-4 Avril 2019, Blois, France

- "**Modelling of wave propagation in an infinite piezoelectric plate with various electric boundary conditions**", Journées des Jeunes Chercheurs en Acoustique Physique 2019 (JJCAP), 6-7 Juin 2019, Paris, France

- "**Etude simulée et expérimentale de la réduction du couplage dans un transducteur multiéléments**", Présentation interne au laboratoire GREMAN, l'équipe DISCUS, 1 Octobre 2020

Linyu FEI

Réduction du couplage inter-éléments au sein d'une plaque phononique piézoélectrique induite par des conditions aux limites électriques : Application aux transducteurs ultrasonores

Résumé

Le couplage inter-éléments au sein des transducteurs piézoélectriques représente un inconvénient majeur qui limite les performances des sondes ultrasonores. Des méthodes de découplage mécanique passif et de découplage électrique actif ont déjà été proposées pour réduire l'effet de ce phénomène. Dans cette thèse est développée une méthode alternative de découplage électrique passif utilisant des shunts inductifs. Des travaux récents ont mis en évidence la possibilité de créer dans des céramiques piézoélectriques des bandes interdites à la propagation d'ondes guidées par application de conditions aux limites électriques appropriées appliquées à un ensemble d'électrodes périodiques. Nous montrons ici la possibilité d'utiliser ce principe à la fréquence utilisée en transduction ultrasonore correspondant à la résonance mécanique en épaisseur de la céramique. Le couplage inter-éléments est diminué en créant des bandes interdites pour certaines ondes guidées. L'objet de l'étude est une plaque piézoélectrique (Pz26) polarisée selon l'épaisseur, couverte d'un côté par des électrodes périodiques reliées à travers des shunts inductifs à l'électrode du côté opposé qui est mise à la masse. Ces conditions aux limites électriques de la plaque permettent de limiter la vibration normale des éléments passifs voisins d'un élément actif excité électriquement. En conséquence, la largeur angulaire du lobe principal du diagramme de rayonnement de l'élément actif est accrue d'un facteur supérieur à 4, ce qui correspond à la réduction de la largeur effective de l'élément rayonnant d'un facteur de 6,75 par rapport à la condition de circuit ouvert. Les mesures confirment les tendances observées en simulation. Les résultats obtenus pour une même valeur de tous les shunts sont affinés en introduisant une apodisation spatiale de la valeur des shunts au voisinage de l'élément actif : certains lobes latéraux sont ainsi minimisés. Finalement la simulation d'un transducteur complet comprenant une lame adaptatrice, un milieu arrière et seize éléments permet de confirmer le potentiel de la méthode de découplage.

Mots clés : Couplage inter-éléments, Plaque piézoélectrique phononique, Transducteurs ultrasonores multi-éléments, Conditions limites électriques.

Summary

Crosstalk in piezoelectric transducers represents a major drawback that limits the performance of ultrasonic probes. Passive mechanical decoupling and active electrical decoupling methods have already been proposed to reduce the effect of this phenomenon. In this dissertation, an alternative method of passive electrical decoupling using inductive shunts is developed. Recent works have shown the possibility to create in piezoelectric ceramics band gaps for guided wave propagation by applying appropriate electrical boundary conditions to a set of periodic electrodes. We show here the possibility to tune this principle at the frequency used in ultrasonic transduction, corresponding to the mechanical resonance in thickness of the ceramic. The crosstalk is reduced by creating band gaps for some guided waves. The object of the study is a piezoelectric plate (Pz26) polarized along the thickness, covered on one side by periodic electrodes connected through inductive shunts to the electrode on the opposite side which is grounded. These electrical boundary conditions of the plate limit the normal vibration of the passive elements neighboring an electrically excited active element. As a result, the angular width of the main lobe of the active element's radiation pattern is increased by a factor of more than 4, which corresponds to the reduction of the effective width of the radiating element by a factor of 6.75 compared to the open circuit condition. The measurements confirm the trends observed in simulation. The results obtained for the same value of all the shunts are refined by introducing a spatial apodization of the shunt value in the vicinity of the active element: some side lobes are thus minimized. Finally, the simulation of a full transducer including a matching layer, a backing medium and sixteen elements, leads to confirming the potential of the decoupling method.

Keywords: Crosstalk, Piezoelectric phononic plate, Multi-element ultrasonic transducers, Electrical boundary conditions.