

CFA/VISHNO 2016

**Contrôle de la propagation d'ondes de Lamb dans un
Cristal Phononique piézoélectrique accordable**

N. Kherraz^a, B. Morvan^b, L. Haumesser^a, P. Rembert^b, R. Sainidou^b, P.
Benard^b et F. Levassort^a

^aUniversité de Tours - GREMAN UMR CNRS, INSA-CVL, Rue de la Chocolaterie,
41000 Blois, France

^bLOMC UMR CNRS 6294, 75, rue Bellot, 76600 Le Havre, France
nesrine.kherraz@univ-tours.fr



LE MANS

L'essor des Cristaux Phononiques (CPs), structures constituées d'un arrangement périodique de différents matériaux, dans des domaines d'applications variés tels que la sismique, l'électronique ou l'imagerie, tient principalement aux propriétés exceptionnelles que ces structures possèdent pour le contrôle de la propagation d'ondes. Des travaux récents se sont intéressés à l'accordabilité en fréquence des CPs. Notamment en insérant des matériaux actifs, il a été montré que la position en fréquence ou la largeur de bandes interdites (gap de Bragg ou d'hybridation) était modulable sans avoir à changer la géométrie du CP. Dans ce contexte, on étudie la propagation d'ondes de Lamb dans une plaque piézoélectrique homogène couverte par un réseau périodique d'électrodes sur chacune des faces. Différentes conditions aux limites électriques sont imposées sur ces électrodes afin d'agir sur la dispersion des ondes de Lamb se propageant dans la plaque. On montre expérimentalement et numériquement que l'application de ces conditions aux limites permet des couplages de modes de Lamb. Ces couplages entraînent l'ouverture de gaps de Bragg en bord de zone de Brillouin mais aussi au sein même de la première zone de Brillouin lorsque deux modes de Lamb propagatifs différents sont en jeu.

1 Introduction

Les cristaux phononiques (CPs) suscitent l'intérêt de la communauté scientifique grâce à leur aptitude à contrôler la propagation des ondes élastiques. Une propriété importante des CPs est la possibilité d'ouvrir des bandes de fréquences interdites. Ces bandes interdites résultent de l'arrangement périodique des matériaux constituant la structure (gap de Bragg), ou de la présence de résonateurs locaux (gap d'hybridation). Depuis plusieurs années, des CPs accordables en fréquences ont été proposés en utilisant différentes méthodes. Un contrôle mécanique a été utilisé en effectuant une rotation des inclusions solides dans une matrice fluide [1] ou en appliquant une déformation mécanique sur la matrice élastomère du CP [2]. Jim *et al.* ont réussi à décaler la fréquence de la bande interdite sur une structure composite fabriquée avec un matériau ferroélectrique et de l'epoxy en faisant varier la température [3]. Cependant, la mise en œuvre de ces contrôles reste difficile. Aussi, l'utilisation des CPs composés de matériaux piézoélectriques ou piézomagnétiques a été suggérée pour contrôler plus facilement la propagation des ondes en utilisant un champ magnétique (ou électrique) extérieur [4]. Un certain nombre d'études s'est concentré sur les matériaux piézoélectriques, où il a été démontré qu'il était possible de modifier les structures de bande en changeant les conditions aux limites électriques ([5] [6] [7] [8] [9]). Casadei *et al.* ont utilisé un réseau périodique de pastilles piézoélectriques collées sur une plaque d'aluminium pour le guidage d'ondes de Lamb([10]). Chaque pastille est connectée à un circuit inductif. Le circuit résonant ainsi formé ouvre une bande interdite pour la propagation du mode de flexion dans la plaque. Des études théoriques ont montré que la propagation des ondes de Lamb dans une plaque piézoélectrique est sensible aux conditions aux limites électriques ([11] [12]). Récemment, Zou *et al.* ont étudié numériquement une structure 1D constituée d'une alternance de matériaux piézoélectriques et d'epoxy. En alternant spatialement les conditions aux limites électriques, ils observent des conversions de modes de symétries différentes([13]). Dans notre étude, on montre expérimentalement l'ouverture d'un gap de Bragg sur une plaque piézoélectrique homogène par le contrôle externe des conditions aux limites électriques périodiques.

2 Présentation du cristal phononique piézoélectrique et du dispositif expérimental

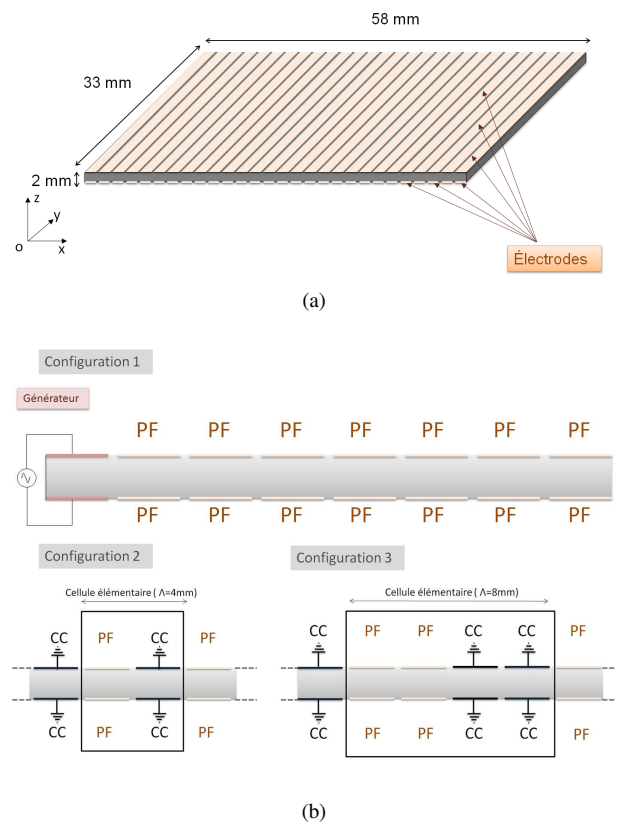


FIGURE 1 – Représentation schématique du cristal phononique piézoélectrique avec les 3 configurations de conditions aux limites électriques.(a) Une plaque piézoélectrique avec un réseau d'électrodes périodiques sur les deux surfaces(espace entre deux électrodes adjacentes est de 0,3mm); le premier couple d'électrodes est utilisé pour la génération des ondes de Lamb.(b) Configurations étudiées : (1) Toutes les électrodes ont un potentiel flottant (PF).(2) Les électrodes ont alternativement un potentiel flottant ou sont en court circuit et connectées à la masse. (3) La cellule élémentaire comprend deux électrodes successives avec un potentiel flottant et deux électrodes successives court-circuitées et mises à la masse ($\Lambda = 8\text{ mm}$).

Le dispositif expérimental étudié comprend une plaque piézoélectrique Pz26 polarisée selon l'épaisseur dont les

surfaces sont couvertes d'électrodes en argent de chaque côté [14], de dimensions latérales $58 \text{ mm} \times 33 \text{ mm}$ et d'épaisseur 2 mm . Un vibromètre laser est utilisé pour la mesure de la composante normale de la vitesse à la surface de la plaque lors de la propagation des ondes. Afin d'appliquer des conditions aux limites électriques, chaque électrode a été découpée en 29 électrodes rectangulaires de $1,7 \text{ mm}$ de largeur chacune. L'espace entre deux électrodes voisines est de $0,3 \text{ mm}$. La symétrie est respectée entre les deux faces lors de la découpe. Différentes configurations de conditions aux limites électriques sont étudiées (voir figure 1b). Dans la configuration 1, toutes les électrodes ont un potentiel flottant. Sur la configuration 2, une électrode sur deux est mise en court circuit et connectée à la masse, comme indiqué sur la figure 1b. La cellule élémentaire étudiée comprend une électrode avec un potentiel flottant et une électrode court-circuitée et mise à la masse ($\Lambda = 4 \text{ mm}$). Une cellule élémentaire d'une taille différente $\Lambda = 8 \text{ mm}$ est considérée dans la configuration 3, elle comprend deux électrodes successives avec un potentiel flottant et deux autres court-circuitées et mises à la masse.

Un signal électrique de 5 cycles d'amplitude 10 V et de fréquence 400 kHz est appliqué sur la première paire d'électrodes du CP pour générer les ondes de Lamb symétriques. La sensibilité du vibromètre est réglée à 50 mm/s/V . Un scan 1D est effectué suivant la direction x avec un pas de $0,1 \text{ mm}$. A chaque position, le signal obtenu est moyenné 512 fois pour diminuer le rapport signal sur bruit. Le signal spatio-temporel obtenu est fenêtré spatialement et temporellement afin d'exclure le signal correspondant aux ondes réfléchies par l'extrémité de la plaque. Une transformée de Fourier spatiale et temporelle est appliquée sur les signaux. Ces mesures sont effectuées pour les configurations 1 et 2, les résultats sont présentés dans la figure 2.

Un modèle numérique du CP a été développé avec un logiciel d'éléments finis (*COMSOL Multiphysics*[®]). Une étude modale est réalisée sur le modèle en appliquant les conditions de Bloch-Floquet sur la cellule élémentaire pour les trois configurations.

3 Résultats et discussion

Sur la figure 2, les courbes de dispersion calculées dans la première zone de Brillouin sont superposées avec les résultats expérimentaux pour les configurations 1 et 2. La figure 2a correspond au cas où toutes les électrodes ont un potentiel flottant. On observe le mode symétrique fondamental S_0 entre 346 kHz et 470 kHz . La bande de fréquences sur laquelle ce mode est observable est la conséquence du nombre fini de périodes du signal d'excitation. Les résidus de signal observés à proximité du mode S_0 résultent du fenêtrage du signal. Sur la figure 2b correspondante à la seconde configuration, on note une forte atténuation du mode S_0 incident au bord de la zone de Brillouin ($k = \frac{\pi}{\Lambda}$) aux alentours de 400 kHz . Ce résultat concorde avec les structures de bandes calculées numériquement, qui indiquent qu'un gap de Bragg s'est ouvert à cette fréquence. L'ouverture du gap est accompagnée par une faible réflexion de l'onde incidente S_0 observée à la même fréquence mais dans l'espace des nombre d'ondes négatifs. Les résultats numériques ne

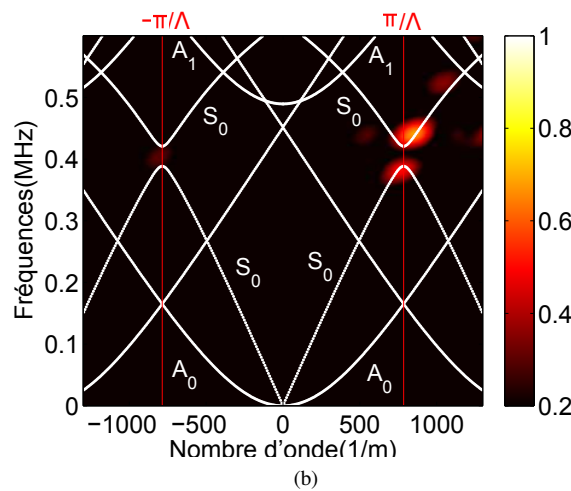
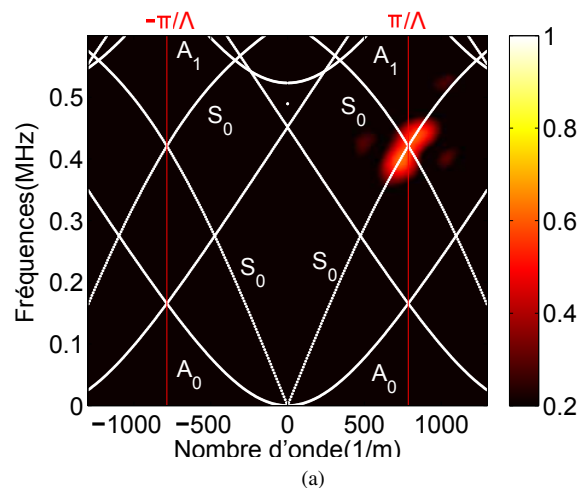
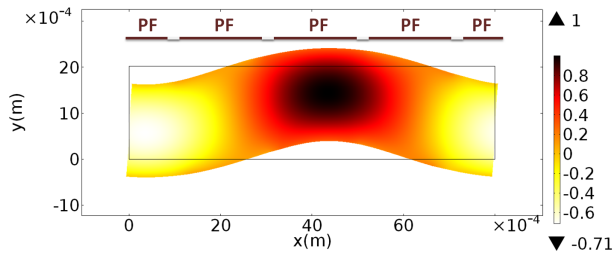


FIGURE 2 – Module de la transformée de Fourier des signaux spatio-temporels mesurés pour la configuration 1(a) et la configuration 2(b). Les amplitudes sont présentées en échelle de couleur en unités arbitraires. Les courbes de dispersion calculées numériquement sont représentées en blanc.

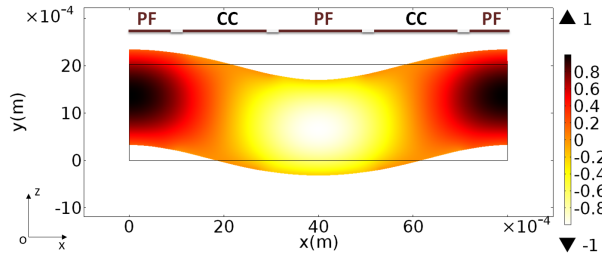
montrent pas l'ouverture d'une bande de fréquences interdite sur le mode antisymétrique A_0 .

Afin de comprendre ces observations, les figures 3 et 4 représentent les champs des potentiels électriques associés aux modes de Lamb fondamentaux A_0 et S_0 respectivement, pour les deux configurations de conditions aux limites électriques. Ils sont représentés dans le cas particulier où les longueurs d'ondes $\lambda_{S_0} = \lambda_{A_0} = 2\Lambda$. Puisque l'épaisseur de la plaque reste constante sur toute sa longueur lors du passage de l'onde de flexion A_0 , la différence de potentiel entre les deux électrodes reste nulle. Ainsi, court-circuiter les deux électrodes ensemble n'affecte pas le passage de l'onde de flexion. Ce résultat est illustré sur les figures 3a et 3b où aucune différence n'est observée sur les potentiels électriques du mode A_0 pour les deux configurations considérées.

À l'inverse, le mode de Lamb de compression S_0 engendre des variations de l'épaisseur de la plaque (figure 4). La plaque piézoélectrique étudiée est polarisée en épaisseur, le coefficient de couplage électro-mécanique est maximum pour les déformations dans la direction z . Les potentiels sur les deux faces de la plaque sont donc opposés lors de la propagation du mode S_0 . Dans le cas de



(a)



(b)

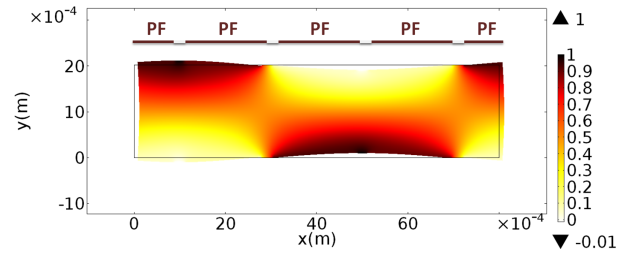
FIGURE 3 – Représentation en échelle de couleurs du potentiel électrique de la déformée modale du mode A_0 à $f = 165 \text{ kHz}$ pour une plaque Pz26 infinie dans le plan xz .
(a) Configuration 1. (b) Configuration 2.

la première configuration (voir figure 4a), la distance entre deux électrodes successives est petite ($0,3 \text{ mm}$) et ne crée pas de discontinuité notable du potentiel électrique pour l'onde S_0 de longueur d'onde $\lambda = 8 \text{ mm}$. Ceci implique que l'onde se propage comme dans une plaque ayant des électrodes uniformes. En forçant le potentiel à zéro lors de la mise à la masse d'un couple d'électrodes sur deux (configuration 2), une périodicité électrique est imposée suivant x (voir figure 4b). En effet, les conditions aux limites électriques périodiques appliquées sur les électrodes induisent des variations locales des propriétés élastiques effectives de la plaque piézoélectrique, ce qui affecte la propagation des ondes de Lamb dans le CP.

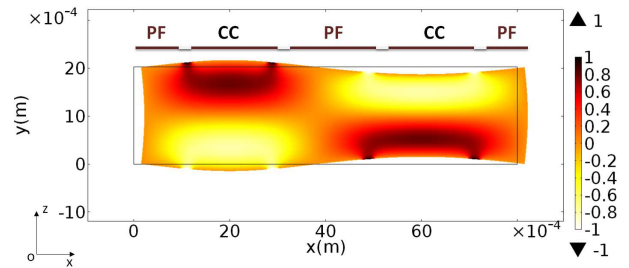
La structure de bande du CP peut être modifiée en changeant les conditions aux limites électriques. Dans la figure 5, la structure de bande est calculée numériquement pour une cellule élémentaire correspondante à la configuration 3 présentée dans la figure 1b. On observe un décalage du gap vers les basses fréquences $f = 208 \text{ kHz}$. Cette fréquence est directement liée à la taille Λ de la cellule élémentaire ($k_{\text{gap}} = \frac{\pi}{\Lambda}$).

4 Conclusion

Nous présentons dans ce papier l'étude de la propagation des ondes de Lamb dans une plaque piézoélectrique homogène couverte par un réseau périodique d'électrodes sur ses deux faces. Des mesures expérimentales et numériques ont été effectuées pour différentes configurations des conditions aux limites électriques. Les résultats ont montré l'ouverture d'une bande de fréquence interdite pour le mode de Lamb symétrique S_0 . Il a été démontré également que la structure de bande du CP étudié peut être facilement accordée en changeant les conditions aux limites électriques. Il est envisageable de coupler des modes de



(a)



(b)

FIGURE 4 – Représentation en échelle de couleurs du potentiel électrique de la déformée modale du mode S_0 pour une plaque Pz26 infinie dans le plan xz . (a) Fréquence $f = 420 \text{ kHz}$ et Configuration 1. (b) Fréquence $f = 388 \text{ kHz}$ et Configuration 2.

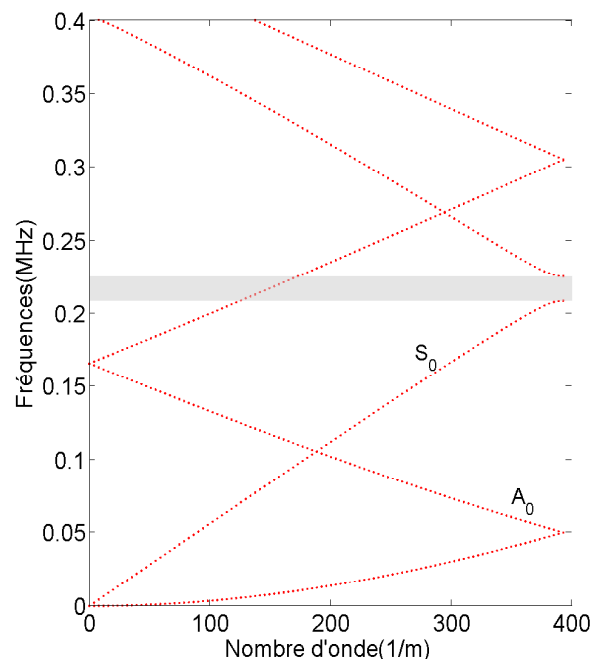


FIGURE 5 – Structure de bande calculée pour la configuration 3 ($\Lambda = 8 \text{ mm}$). La zone grise représente la bande interdite pour l'onde S_0 .

Lamb de symétries différentes en appliquant des conditions électriques antisymétriques [15].

Remerciements

Les auteurs remercient Claire Bantignies (VERMON SA, Tours, FRANCE) pour la préparation de l'échantillon. Ce travail est soutenu par l'Agence Nationale de la Recherche dans le cadre du projet MIRAGES ANR-12-BS09-0015 et

par la Fédération Acoustique du Nord-Ouest (FR CNRS 3110).

Références

- [1] Goffaux, C and Vigneron, JP, Theoretical study of a tunable phononic band gap systems, *Physical Review B* **64**, 075118 (2001).
- [2] Bertoldi, K and Boyce, MC, Mechanically triggered transformations of phononic band gaps in periodic elastomeric structures, *Physical Review B* **77**, 052105 (2008).
- [3] Jim, KL and Leung, CW and Lau, ST and Choy, SH and Chan, HLW, Thermal tuning of phononic bandstructure in ferroelectric ceramic/epoxy phononic crystal, *Applied Physics Letters* **94**, 193501 (2009).
- [4] Robillard, J-F and Matar, O Bou and Vasseur, JO and Deymier, PA and Stippinger, M and Hladky-Hennion, A-C and Pennec, Y and Djafari-Rouhani, B, Tunable magnetoelastic phononic crystals, *Applied Physics Letters* **95**, 124104 (2009).
- [5] Kutsenko, AA and Shuvalov, AL and Poncelet, O and Darinskii, AN, Tunable effective constants of the one-dimensional piezoelectric phononic crystal with internal connected electrodes, *The Journal of the Acoustical Society of America* **137**, 606–616 (2015).
- [6] Bergamini, Andrea and Delpero, Tommaso and Simoni, Luca De and Lillo, Luigi Di and Ruzzene, Massimo and Ermanni, Paolo, Phononic crystal with adaptive connectivity, *Advanced Materials* **26**, 1343–1347 (2014).
- [7] Popa, Bogdan-Ioan and Shinde, Durvesh and Konneker, Adam and Cummer, Steven A, Active acoustic metamaterials reconfigurable in real time, *Physical Review B* **91**, 220303 (2015).
- [8] Degraeve, Sébastien and Granger, Christian and Dubus, Bertrand and Vasseur, Jérôme-Olivier and Thi, M Pham and Hladky-Hennion, A-C, Bragg band gaps tunability in an homogeneous piezoelectric rod with periodic electrical boundary conditions, *Journal of Applied Physics* **115**, 194508 (1980).
- [9] Benchabane, Sarah and Khelif, Abdelkrim and Rauch, J-Y and Robert, Laurent and Laude, Vincent, Evidence for complete surface wave band gap in a piezoelectric phononic crystal, *Physical Review E* **73**, 065601 (2006).
- [10] Casadei, Filippo and Delpero, Tommaso and Bergamini, Andrea and Ermanni, Paolo and Ruzzene, Massimo, Piezoelectric resonator arrays for tunable acoustic waveguides and metamaterials, *Journal of Applied Physics* **112**, 064902 (2012).
- [11] Tiersten, Harry F, Wave propagation in an infinite piezoelectric plate, *The Journal of the Acoustical Society of America* **35**, 234–239 (1963).
- [12] Dvoesherstov, M Yu and Cherednik, VI and Chirimanov, AP, Electroacoustic Lamb waves in piezoelectric crystal plates, *Acoustical physics* **50**, 512–517 (2004).
- [13] Zou, Xin-Ye and Liang, Bin and Yuan, Ying and Zhu, Xue-Feng and Cheng, Jian-Chun, Controllable acoustic rectification in one-dimensional piezoelectric composite plates, *Journal of Applied Physics* **114**, 164504 (2013).
- [14] <http://www.ferroperm-piezo.com>.
- [15] Kherraz, N and Haumesser, L and Levassort, F and Benard, P and Morvan, B, Controlling Bragg gaps induced by electric boundary conditions in phononic piezoelectric plates, *Applied Physics Letters* **108**, 093503 (2016).