

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
République algérienne démocratique et populaire
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique
جامعة سعد دحلب البليدة 1
Université Saad Dahleb Blida 1



كلية العلوم – دائرة الفيزياء
Faculté des sciences
Département de physique

Mémoire de fin d'étude
Pour l'obtention du diplôme de Master en Physique

Option : Nanophysique

Thème :

**Etude et simulation des défauts dans les cristaux
phononiques pour des application de guidage et filtrage
RFMEMS**

Présenté par :

Belalia Mohammed

Debiani mahfaud

Soutenu le 02 / 10 / 2019 devant le jury composé de :

Mr. A. Benhaffaf	MAA U. Blida1	Président
Dr. A. Hassein -Bey	MCB U. Blida1	Encadreur
Mr. A. Amrane	MAA U. Blida1	Examineur
A. L. S. Hassein-Bey	Doctorante LMD USDB	Co-Encadreur

Blida 1-2018/2019-

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

DÉDICACE

Tout d'abord, je veux rendre grâce à Allah, le Clément et le Très Miséricordieux pour son amour éternel. C'est ainsi que je dédie ce mémoire à :

Ma mère pour sa tendresse et mon père pour sa patience et encouragement

- ✓ *mes très chers frères et mes chères sœurs*
- ✓ *mes cousins et cousines*
- ✓ *tous ceux que j'aime*
- ✓ *toutes mes amies.*

A toute ma famille

A vous tous!

B. mohammed

Dédicaces

*Ce travail est dédié à celles et ceux qui m'ont
soutenu tout au long de mon parcours.*

Ma mère

Mon père

Mes frères et mes sœurs

A mes ami(e)s.

REMERCIEMENTS

A allah, le tout puissant, nous rendons grâce pour nous avoir donné santé, patience, volonté et surtout raison.

*En premier lieu, je tiens à remercier mon encadreur **Dr . Abdelkader Hassein-Bey** qui m'a aidé et conseillé durant ce travail.*

Mes remerciements vont également aux membres de jury pour m'avoir honoré par leur évaluation de ce travail.

Je remercie également tous les enseignants du département de physique de l'université de BLIDA pour leur aide et encouragement.

Enfin, je remercie tous ceux qui m'ont soutenu, encouragé et donné l'envie de mener à terme ce travail.

B. mohammed

Remerciements

Avant toute chose, nous remercions ALLAH, le tout puissant, de nous avoir donné la force et la patience pour achever ce travail qui soulagera des malades dans le monde.

Nous adressons nos remerciements à Monsieur Dr. Abdelkader HASSEIN-BEY de nous avoir encadrer dans ce travail.

Nous tenons à remercier Monsieur A. Benhaffaf d'avoir accepté de présider le jury de notre soutenance.

RESUME

Les cristaux phononiques sont des structures composites constitués d'une distribution périodique d'inclusions incorporées dans une matrice. Du fait de leur structure périodique, ces matériaux peuvent présenter, sous certaines conditions, des gaps acoustiques absolus, c'est-à-dire des bandes interdites quelque soit la direction de propagation de l'onde élastique incidente. Dans le domaine de fréquences du gap, une onde incidente sera réfléchi par le cristal phononique qui opère alors comme un miroir parfait non absorbant.

L'existence de gap absolu a été prédite théoriquement avant d'être démontrée expérimentalement dans une grande variété de cristaux phononiques constitués de composants solide ou solide et fluide. Il a été montré que l'existence et la largeur des bandes interdites absolues dépendaient fortement de la nature des constituants, du contraste entre les paramètres physiques (densités et constantes élastiques) entre les inclusions et la matrice, la géométrie du réseau d'inclusion, la forme des inclusions et le facteur de remplissage.

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à une structure phononique en plaque .cette plaque posséd un cristal phononique avec des piliers de forme cylindrique de même matériau .En plus ,une étude de la réponse fréquentielle de guide d'onde de différente la largeur a été faite , ce travail utilise des simulations base sur la méthode des éléments finis .

Mots clés : Cristal phononique 2D, bande interdite, ondes acoustiques et guidage d'ondes

ABSTRACT

Phononic crystals are composite materials consisting of a periodic distribution of inclusions embedded in a matrix. Because of their periodic structure, these materials may have, under certain conditions, absolute acoustic gaps, that is to say prohibited bands regardless of the direction of propagation of the incident elastic wave. In the frequency domain of the gap, an incident wave will be reflected by the phononic crystal which then operates as a perfect non-absorbing mirror.

The existence of absolute gap has been predicted theoretically before being experimentally demonstrated in a wide variety of phononic crystals consisting of solid or solid and fluid components. It has been shown that the existence and the width of the absolute forbidden bands depend strongly on the nature of the constituents, the contrast between the physical parameters (densities and elastic constants) between the inclusions and the matrix, the geometry of the network of inclusion, the shape of the inclusions and the filling factor. In this work, we were interested in a phononic structure in plate, this plate possessed a phononic crystal with cylindrical pillars of the same material. In addition, a study of

the frequent response Different wavelength guide has been done, this work uses simulations based on the method of finished elements.

KEYWORDS: 2D phononic crystal, prohibited band, acoustic waves and wave guidance

ملخص

البلورات الصوتية هي مواد مركبة تتكون من توزيع دوري للإدراجات المضمنة في المصفوفة. بسبب تركيبها الدوري ، قد يكون لهذه المواد ، في ظل ظروف معينة ، فجوات صوتية مطلقة ، وهذا يعني العصابات المحظورة بغض النظر عن اتجاه انتشار الموجة المرنة الساقطة. في مجال التردد للفجوة ، ستنعكس الموجة الساقطة عن طريق البلورة الصوتية التي تعمل بعد ذلك كمرآة مثالية غير ماصة.

في الآونة الأخيرة ، حققت الأبحاث على البلورات الصوتية طفرة كبيرة ، لا سيما من خلال تطوير أساليب الحساب النظرية وأدوات المحاكاة العددية. تم توقع وجود فجوة مطلقة من الناحية النظرية قبل أن تظهر بشكل تجريبي في مجموعة واسعة من البلورات الصوتية التي تتكون من مكونات صلبة أو صلبة وموائع. لقد ثبت أن وجود وعرض النطاقات الممنوعة المطلقة يعتمد بشدة على طبيعة المكونات ، والتباين بين المعلمات المادية (الكثافة والثوابت المرنة) بين الدرجات والمصفوفة ، وهندسة شبكة التضمين ، شكل الإدراج وعامل الملء. في هذا العمل ، كنا مهتمين في هيكل الصوتية في لوحه ، تمتلك هذه اللوحة الكريستال الصوتي مع أعمده اسطوانية من نفس المادة .بالإضافة إلى ذلك ، فان دراسة الاستجابة المتكررة. وقد تم القيام به دليل الطول الموجي مختلفة ، وهذا العمل يستخدم المحاكاة علي أساس طريقه العناصر النهائية.

الكلمات المفتاحية: كريستال الطاقة الصوتية ثنائية الأبعاد، فجوة الحزمة، الموجات الصوتية وموجة التوجيهية

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 :Structure de bandes pour un cristal phononique parfait consistant en un arrangement de tiges d'aluminium dans une matrice de nickel. D'après [7]. ...	20
Figure 1.2 :. sculpture qui a permis la première démonstration des cristaux phononique	21
Figure 1.3 : Cristaux phononiques constitués de répétitions périodiques d'inclusions de matériau B dans une matrice en matériau A. (a) CP.	24
Figure 1.4 : Représentation schématique d'un cristal phononique Unidimensionnel constitué de deux matériaux A et B..	25
Figure 1.5 : Structure 2D :a) Structure carrée, b) triangulaire et c)hexagonale.. ..	26
Figure 1.6 : Exemples de structures 3D publiées dans [39] : structure cubique(1), tas de bois(2),structure multicouches (3), opales ou opales inversées(4), Yablonovite(5)..	27
Figure 1.7 : schéma expliquant la loi de Bragg.	28
Figure 1.8 : passage de l'espace réel à l'espace réciproque pour une maille carrée et une maille hexagonale.	29
Figure 1.9 : mailles élémentaires dans le réseau direct et premières zones de Brillouin dans le domaine réciproque pour des organisations 2D carrée et hexagonale.	30
Figure 1.10 : Exemple de calcul de structure de bandes aux axes principaux de symétrie de la première zone de Brillouin pour un CP à ondes de Lamb [41]..	32
Figure 1.11 : (A) Résonateur sphérique constitué d'un cœur en plomb enrobé par un élastomère très mou. (B) Cristal phononique tridimensionnel à résonance locale [44]..	34
Figure 1.12 : Coefficient de transmission (A) mesuré dans le CP de la figure 1.10 ainsi que la structure de bandes calculée (B) [44]..	35
Figure 1.13 : Différentes géométries de guides d'onde et de filtres obtenues à partir d'un cristal phononique à deux dimensions : (a) guide linéaire, (b)	

résonateur, (c) cavité créée au voisinage du guide linéaire, (d) guide coudé. La flèche indique la direction de propagation du faisceau d'onde incident.38

Figure 1.14 : Systèmes composites mixtes formés d'un réseau carré de barreaux d'acier insérés dans de l'eau ; une rangée de barreaux a été remplacée par des cylindres creux dont le volume intérieur est aussi rempli d'eau et de même diamètre extérieur. La flèche indique la direction de propagation du faisceau d'onde incident..39

Figure 1.15: Cristal phononique avec piliers résonants d'après [53]. (a) Schéma du cristal phononique (bleu : silicium et gris : aluminium). Diagramme de bande du cristal phononique avec $a = 1$ mm, $e = 0.1$ mm, $h = 0.6$ mm et $r = 0.42$ mm.. 39

Figure 1.16: Cristal phononique avec piliers résonants, d'après [54]. (a) Schéma du cristal phononique (plaque : époxy, pilier bleu : caoutchouc, pilier rose : plomb). (b) Diagramme de bande du cristal avec $h_1/a = 0.1$, $h_2/a = 0.3$ et $r/a = 0.48$. L'axe des ordonnées représentent la pulsation normalisée par la période et la vitesse de l'onde transverse : ω/c_t41

Figure 1.17: Cristal phononique avec piliers résonants et plaques structurées, d'après [58]. (a)-(c) Schémas des cellules élémentaires des cristaux phononiques étudiés. (d)-(f) Diagramme de dispersion des structures.42

Figure 1.18: Cristal phononique avec piliers résonants et plaques structurées, d'après [59]. (a) Schéma de la cellule élémentaire du cristal phononique (gris : aluminium et jaune : tungstène). (b) Bandes interdites en fonction du diamètre des trous dans la plaque..43

Figure 1.19: :Cristal phononique avec piliers résonants et plaques structurées.43

Figure 1.20: Cristal phononique avec piliers résonants et plaques structurées,. 44

Figure 2.1. : Construction de la géométrie cellule unité50

Figure 2.2.: la géométrie de la structure Cas super cellule51

Figure 2.3: Définition des conditions frontière.53

Figure 2.4: (a)État du modèle avant de simuler et (b) Résultat de la simulation.54

Figure 2.5: Le courbe de dispersion.55

Figure 2.6. : Géométrie de super cellule avec guide d'onde	56
Figure 2.7 : Maillage de la structure Cas super cellule pour le guide d'onde	57
Figure 2.8 : Structures de bandes en fonction de la largeur du guide W_g . La distribution du champ de déplacement du mode guidé dans la super cellule.....	58
Figure 2.9 : la géométrie de la structure cristal parfait.	59
Figure 2.10 : Maillage de la structure cristal parfait.	60
Figure 2.11 : courbe de transmission du cristal parfait(1).	61
Figure 2.12 : courbe de transmission du cristal parfait. (continutyside).	61
Figure 2.13: la géométrie de la structure Le cristal parfait pour le guide w	63
Figure 2.14 : Maillage de la structure Le cristal phononique pour le guide w .	64
Figure 2.15: courbe de transmission du cristal phononique pour le guide $w=0.22*aa$ (continutyside).	65
Figure 2.116: courbe de transmission du cristal phononique pour le guide $w=0.3*aa$ (continutyside).	66
Figure 2.17: courbe de transmission du cristal phononique pour le guide $w=0.38*aa$ (continutyside).	57
Figure 2.18: la géométrie de la structure Le cristal phononique pour le guide $w(0.22*aa, 0.3*aa, 0.38*aa)$ sans pml.	68
Figure 2.19: Maillage de la structure phononique pour le guide $w(0.22*aa, 0.3*aa, 0.38*aa)$ sans PML.	68
Figure 2.20 courbede transmission du cristal phononique pour le guide w sans PML	70

LISTE DES TABLEAUX

Tableaux 2.1 : Paramètres du modèle.	49
Tableaux 2.2 : Constantes élastiques des matériaux utilisés.	51

Table des matières

Dédicace3

Remerciements6

Resume7

Liste des figure9

Liste des tableaux12

Introduction générale15

CHAPITRE I : GENERALITES SUR LES CRISTAUX PHONONIQUES

introduction18

1.1. Les cristaux phononiques.....18

 1.1.1. Historique des cristaux phononiques19

 1.1.2. Qu'est ce qu'un cristal phononique ?23

 □ Structures périodiques unidimensionnelles (1D).....25

 □ Structures périodiques bidimensionnelles (2D).....25

 □ Structures périodiques tridimensionnelles (3D).....26

1.2. Physique des milieux périodiques27

 1.2.1. Loi de Bragg27

 1.2.2. Zone irréductible de Brillouin29

1.3. Structures de bandes et bandes interdites phononiques.....31

 1.3.1.Ouverture des bandes interdites par diffusion de Bragg32

 1.3.2.Ouverture des bandes interdites par résonance locale33

1.4. Propriétés des CPRL35

1.5. Guidage et filtres sélectifs37

1.5 : Cristaux phononiques formés d'une plaque avec piliers résonants.....39

Conclusion45

CHAPITRE 2 :RESULTATS DE SIMULATION ET DISCUSSIONS

introduction.....	47
2.1.1 : Définition des paramètres globaux et création de la géométrie	48
2.1.3 : conditions frontières	52
2.1.4 :Maillage	53
2.1.5 :Simulation et traitement des résultats	54
2.2 Courbes de dispersion.	55
2.2.1 Modèle: super cellule avec corridor	55
a-Modelisation et simulation	55
b-Résultats et Discussions	57
2.3 Courbes de transmission.....	59
2.3.1 Modèle: cristal parfait :	59
a- Modelisation et simulation	59
b-Résultats et Discussions	64
2.3.2 Modèle: cristal phononique (avec corridor).	67
a-Modelisation et simulation	67
b-Résultats et Discussions	68
2.3.3 Modèle: cristal phononique (freeside sans pml).....	67
a-Modelisation et simulation	68
b-Résultats et Discussions	68
Conclusion	70

Introduction générale

L'environnement tout entier de l'homme regorge de systèmes et phénomènes périodiques dont il profite ou subit l'influence. Ceux-ci peuvent être matériels ou non, et incarnent l'ordre dans la nature. Si la plupart d'entre eux sont naturels, d'autres sont par contre l'œuvre pure du génie et de l'imagination de l'homme. En effet, fasciné par tout ce qui est périodique autour de lui, et mû par le désir de l'exploiter à ses fins, l'homme a toujours mené des études pour en cerner le comportement et pouvoir ainsi orienter en conséquence son intervention. Ces dernières années, l'étude de la propagation des ondes élastiques ou acoustiques dans les milieux élastiques périodiques a connu un énorme intérêt par les scientifiques du fait de l'introduction du concept de cristal phononique [1].

Les cristaux phononiques (CP) sont des structures artificielles périodiques constituées de plusieurs matériaux de natures différentes. L'idée de cette structuration périodique à une, deux ou trois dimensions d'un matériau est d'agir très fortement sur les propriétés de propagation des ondes acoustiques. Plus précisément, les courbes de dispersion des ondes acoustiques peuvent, sous certaines conditions de géométrie et de composition, présenter des bandes interdites de fréquences pour lesquelles la propagation des ondes élastiques est interdite quelque soit la direction de propagation. L'existence de bandes interdites peut être mise à profit pour de nombreuses applications comme par exemple la réalisation des miroirs sélectifs ou semi-transparents, des filtres fréquentiels par couplage de défauts ou de résonateurs, ainsi que des barrières phoniques basse fréquence. De plus, des bandes dont la courbure peut être négative c'est-à-dire que le vecteur d'onde et le vecteur de Poynting y sont opposés peuvent être obtenues. Cette dernière propriété conduit au phénomène de réfraction négative et peut permettre de focaliser des ondes acoustiques avec une meilleure résolution que la limite de diffraction c'est-à-dire la demi-longueur d'onde. Cette « super-focalisation » peut présenter des applications, entre autres, dans le domaine de l'imagerie médicale ou de la thérapie.

Cependant, pour certaines applications les cristaux phononiques actuels ont plusieurs limitations en particulier en raison de leur manque d'accordabilité. En

effet, le contrôle de la propagation des ondes, souvent obtenu pour une plage de fréquences limitée est complètement défini par la géométrie et les propriétés physiques fixées des matériaux constitutifs passifs du cristal phononique. Aujourd'hui, la réalisation de dispositifs accordables et reconfigurables semble indispensable pour satisfaire les exigences croissantes des industriels en particulier pour les filtres fréquentiels (MEMS RF).

Nous allons faire une étude initiatique afin d'illustrer numériquement les phénomènes de guide d'onde et de séparation de fréquence dans les structures phononiques. Mettre en évidence par des simulations numériques les possibilités de séparation de fréquences dans les guides d'onde 2D en plaques, afin que des études expérimentales de validation puissent être menées dans un avenir très proche.

Le premier chapitre, comporte des définitions des notions de cristaux phononiques en particulier les cristaux phononiques bidimensionnels. Dans ce chapitre, nous présentons en premier lieu un bref historique sur ces nouvelles structures. Puis, nous présentons une comparaison entre les cristaux phononiques, électroniques et photoniques. Ensuite, nous terminerons avec une Physique des milieux périodiques et Structures de bandes et bandes interdites phononiques.

Dans le second chapitre, nous allons nous focaliser sur trois points d'études récents dans le domaine des cristaux phononiques qui représentent un travail d'actualité et d'une pertinence intéressante. Nous allons faire une étude détaillée sur les applications des cristaux phononiques dans les guides d'ondes ainsi que sur le filtrage fréquentiel sélectif. Ces dispositifs sont obtenus en modifiant la structure périodique d'un cristal phononique 2D par l'insertion de différentes variétés de défauts structurels. Le défaut peut être linéaire, formant un guide droit mais peut également présenter un coude avec un ou plusieurs angles droits. Les guides linéaires, couplés à des cavités, conduisent à des propriétés de filtrages sélectifs.

Enfin, nous terminerons ce mémoire par une conclusion générale.

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LES

CRISTAUX

PHONONIQUES

Introduction

Les cristaux phononiques sont des structures composites constitués d'une distribution périodique d'inclusions incorporées dans une matrice. Du fait de leur structure périodique, ces matériaux peuvent présenter, sous certaines conditions, des gaps acoustiques absolus, c'est-à-dire des bandes interdites quelque soit la direction de propagation de l'onde élastique incidente. Dans le domaine de fréquences du gap, une onde incidente sera réfléchiée par le cristal phononique qui opère alors comme un miroir parfait non absorbant. Une telle propriété est prometteuse pour une variété importante d'applications, comme par exemple la réflexion des ondes sismiques, la création de boucliers acoustiques ou encore la construction de miroirs non absorbants permettant l'isolation phonique de cavités. Récemment, la recherche sur les cristaux phononiques a connu une sérieuse avancée en particulier grâce au développement de méthodes de calcul théorique et d'outils numériques de simulation.

1.1. Les cristaux phononiques

Imaginez une forêt dans laquelle des arbres seraient plantés suivant un plan régulier parfaitement périodique. Dans cette forêt, le diamètre des troncs varie fort peu d'un arbre à ses voisins et la distance qui les sépare est partout rigoureusement la même. La structure périodique bidimensionnelle que forment les arbres est intuitivement similaire à un arrangement parfaitement ordonné des atomes dans un cristal, pour peu que l'on fasse abstraction de la différence d'échelle. Un promeneur suivant un chemin tracé dans cette forêt aurait la surprise de constater que les sons lui parviennent déformés. Plus précisément, d'un orchestre jouant à proximité, il entendrait distinctement les sons graves des contrebasses ou les sons aigus des violons, mais s'apercevrait que toute une partie du spectre sonore entre ces deux extrêmes manque à l'appel. Cette atténuation d'une certaine bande de fréquence est la signature de l'existence d'une bande interdite pour le son, elle-même conséquence de l'arrangement périodique des arbres. Une telle forêt est un exemple de ce que les physiciens nomment un cristal phononique [2].

1.1.1. Historique des cristaux phononiques

Les travaux autour du cristal phononique initiés par Yablonovitch et John en 1987 [3], ont montré la possibilité d'obtenir des bandes de fréquences interdites absolues pour des ondes électromagnétiques.

S'inspirant des structures photoniques, les scientifiques ont inventé une nouvelle classe de structures périodiques, appelées cristaux phononiques (*PC*), faits de matériaux aux propriétés élastiques et/ou densités différentes, constituant ainsi des milieux dispersifs pour les ondes acoustiques ou élastiques. L'année 1988 a connu la publication des travaux de Tamura *et al.* [4] qui sont les premiers à avoir étudié la propagation de phonons dans des super-réseaux. Ils ont pu théoriquement montrer la possibilité d'une réflexion totale de l'onde acoustique par un super réseau unidimensionnel conçu avec une succession de deux matériaux [5.6].

Le concept de cristal phononique, c'est-à-dire de matériau composite périodique bi- ou tridimensionnel permettant l'ouverture de bandes interdites pour les ondes élastiques, a été introduit de façon quasiment simultanée par Kushwaha *et al.* [7] d'une part, et Economou et Sigalas [8] d'autre part en 1993. Pour ces auteurs, si la seule mise en évidence des propriétés liées à la périodicité du matériau présente un intérêt certain d'un point de vue purement fondamental, les possibilités d'applications des cristaux phononiques justifient plus encore leur étude : structures anti-vibratoires ou encore transducteurs figurent parmi les premiers systèmes évoqués.

D'autres applications évidentes sont rapidement envisagées : systèmes d'isolation phonique [9.10], structures anti-sismiques [11], filtrage et traitement du signal acoustique, etc.

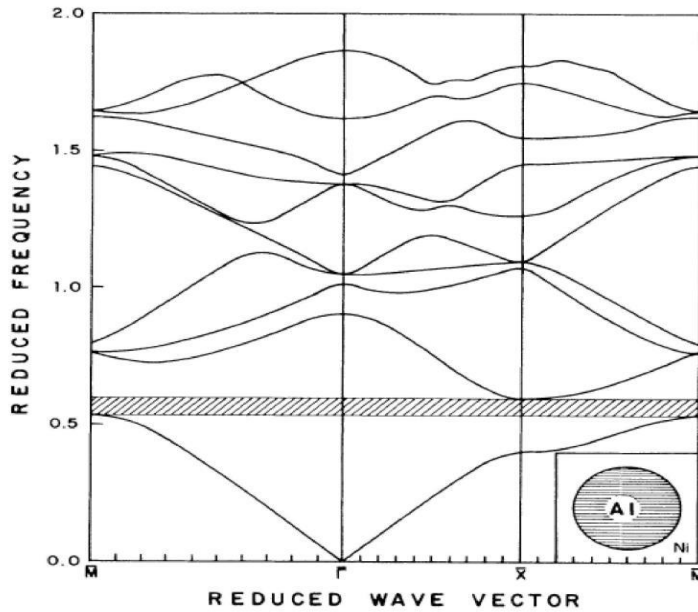


Figure 1.1 : Structure de bandes pour un cristal phononique parfait consistant en un arrangement de tiges d'aluminium dans une matrice de nickel. D'après [7]

Les travaux théoriques présentés dans l'article fondateur de Kushwaha [7] traitent un exemple simple de réseau périodique bidimensionnel dont le diagramme de bandes est illustré sur la figure 1.1 des cylindres d'aluminium dans une matrice de nickel. Les matériaux considérés sont isotropes, seuls les vecteurs d'onde dans le plan sont pris en compte et, par souci de simplification des équations et d'illustration du principe ; le cas d'une onde purement transverse seulement est considéré. Les difficultés liées à un traitement théorique complet de ces cristaux phononiques sont d'ailleurs soulignées. L'aspect vectoriel de la propagation des ondes électromagnétiques avait déjà notablement compliqué le traitement de la propagation d'ondes en milieu périodique. Les cristaux phononiques et les ondes élastiques imposent de franchir un nouveau cap. Ces dernières présentent à la fois des polarisations longitudinales et transverses qui ne peuvent dans le cas général pas être considérées comme découplées. Kushwaha et al. résumant d'ailleurs dans un tableau reproduit ici les propriétés fondamentales régissant la propagation des ondes électroniques, électromagnétiques et optiques dans les structures périodiques.

L'idée de transférer le concept en 2 dimensions à un système à 3 dimensions apparaît en 1998 avec le travail de Sprik *et al.* [12] sur les réseaux périodiques tridimensionnels solide-solide ou solide-liquide.

Dans un premier temps il est important de mettre en place des outils de simulation adaptés. La simple transposition des outils utilisés en optique pour

les cristaux photoniques n'est pas suffisante : le problème est bien plus complexe puisqu'en optique on n'a que deux polarisations, transverse électrique et transverse magnétique, alors qu'en acoustique du solide on a deux polarisations transverses (horizontal et vertical) et une longitudinale qui de plus se couple avec les polarisations transverses au niveau d'interfaces. Différents outils de simulation sont explorés, notamment la *PWE* (*Plane Wave Expansion*, [13]), la *FDTD* (*Finite Difference Time Domain*), [14] et la méthodes par éléments finis (*FEM*) (*Finite Elements Method*) [15].

La première démonstration présentant une bande d'arrêt dans un cristal phononique à 2 dimensions est présentée en 1995 par Martinez-Sala *et al.* [16] qui utilisent une sculpture minimaliste de l'artiste Eusebio Sempere exposée à Madrid dont on voit une photographie sur la Figure 1.2.



Figure 1.2 : sculpture qui a permis la première démonstration des cristaux phononiques

Les premières réalisations de cristaux phononiques à deux dimensions en laboratoire viendront trois ans plus tard, simultanément de Vasseur *et al.* [17] et de Sanchez-Perez *et al.* [18].

L'équipe espagnole introduit dans sa description de l'expérience, la notion de bandes sourdes, bandes particulières du cristal qui ne peuvent être excitées expérimentalement par le système choisi. Il faudra attendre l'année 2000 pour obtenir la première démonstration d'un cristal phononique tridimensionnel [19], composé de billes de cuivre dans du mastic silicone.

Dès la fin des années 1990 apparaissent des applications de ces phénomènes. Parmi elles, on trouve les structures anti-vibratoires, très rapidement envisagées, mais aussi l'isolation phonique [20], les structures anti-sismiques [21], et enfin le filtrage et le traitement du signal [22.23]. Les applications qui nous intéressent plus particulièrement sont les applications liées au filtrage et traitement du signal.

Aux dimensions microscopiques les premières démonstrations apparaissent vers le milieu des années 2000, avec notamment les travaux de Bonello *et al.* [24], Zhang *et al.* [25], ainsi que Benchabane *et al.* [26]. Ces démonstrations utilisent les ondes acoustiques de surface. Juste après, à partir de 2007, apparaissent les réalisations sur des membranes, exploitant les ondes de Lamb (ondes de plaque), comme présenté par les équipes d'Olsson [27] et de Mohammadi *et al.* [28].

Dans ces mêmes années apparaissent quelques approfondissements des règles énoncées par Kushwaha et Halevi pour les conditions d'apparition des bandes d'arrêt, toujours pour des structures à ondes de volumes, c'est-à-dire que les inclusions sont considérées comme infiniment longues par rapport à la longueur d'onde dans la direction perpendiculaire au plan de propagation

- La structure carrée est la plus favorable des structures rectangulaires [29].
- Des cylindres de faible densité dans une matrice de forte densité sont préférables [30].

- Pour une organisation donnée, on obtient de plus larges bandes d'arrêt lorsque les inclusions ne réduisent pas le nombre de symétries du réseau [31].
- L'introduction d'un matériau piézoélectrique amplifie les phénomènes de bandes d'arrêt pour des facteurs de remplissage importants [32]. Cette étude sera affinée plus tard par Huan *et al.* [33] qui donne des règles sur l'interaction entre les constantes piézoélectriques, élastiques et diélectrique et bande d'arrêt.

La plupart de ces règles ne peuvent être chiffrées que pour une structure donnée et des matériaux choisis. Il faut donc, pour chaque cristal phononique, calculer les diagrammes de bandes pour pouvoir dimensionner une structure.

L'année 2008 voit l'apparition des premiers dispositifs radio-fréquences utilisant des cristaux phononiques. Il s'agit ici d'un résonateur à ondes acoustiques de surface entouré par un cristal phononique présenté par l'équipe du professeur Wu [23]. Les pertes d'insertion à la résonance sont diminuées de 7 dB par rapport à celles obtenues avec le même résonateur mais sans cristal phononique.

Ce bref historique n'a pas pour vocation de faire le tour de tous les travaux réalisés sur les cristaux phononiques mais reprend uniquement les grands événements concernant la réalisation de cristaux phononiques à 2 dimensions de taille micrométrique. Les éléments présentés ici seront détaillés dans les parties suivantes. Nous nous intéressons aux applications hautes fréquences, nous nous attarderons donc plus précisément sur les cristaux phononiques micrométriques à deux dimensions dans la suite de ce manuscrit.

1.1.2. Qu'est ce qu'un cristal phononique ?

Les cristaux phononiques sont des structures composites macroscopiques présentant une périodicité spatiale dans une ou plusieurs directions de l'espace. En tant que tels, ils sont capables de bloquer la propagation acoustique dans certaines directions et gamme de fréquence, par le biais de réflexions de Bragg ou par le phénomène de résonance locale des éléments mis en réseau. On

parle alors de bande de fréquence interdite, que l'on abrège le plus souvent en « bande interdite ».

Ce nom a été choisi par analogie avec les cristaux photoniques, des structures similaires mais agissant sur la lumière. Du point de vue quantique, un phonon est une vibration élastique élémentaire d'un morceau de matière, tout comme le photon est une particule élémentaire de lumière.

L'idée du cristal phononique est de fabriquer un matériau artificiel structuré périodiquement, par exemple par assemblage d'au moins deux matériaux différents ; intuitivement, plus les propriétés acoustiques des matériaux mis en jeu sont contrastées plus les phénomènes d'interférence d'onde sont importants [34].

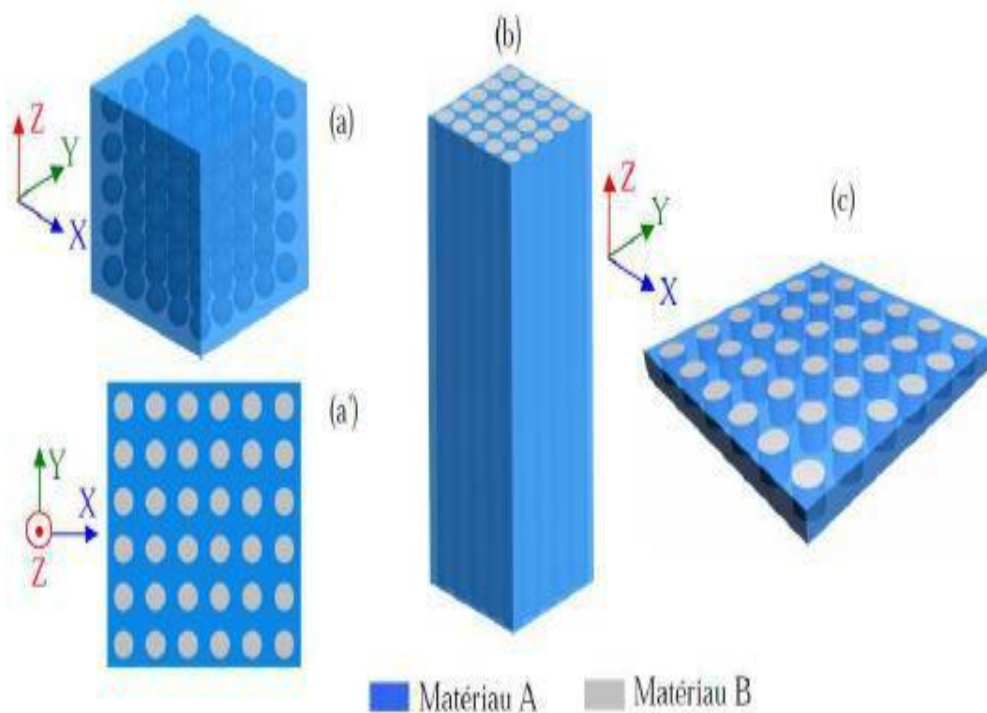


Figure 1.3: Cristaux phononiques constitués de répétitions périodiques d'inclusions de matériau B dans une matrice en matériau A. (a) CP tridimensionnel, (a') CP bidimensionnel à ondes de volume, (b) CP à ondes de surface et (c) CP à ondes de Lamb

Les structures à bandes interdites phononiques sont constituées de matériaux disposées périodiquement suivant une, deux ou trois dimensions .

- **Structures périodiques unidimensionnelles (1D)**

Un cristal phononique unidimensionnel est un composite stratifié obtenu en empilant en alternance des couches de matériaux de caractéristiques physiques différentes (propriétés élastiques différentes). Dans ces structures unidimensionnelles, les domaines de fréquence où les bandes interdites apparaissent dépendent de la direction de propagation de l'onde incidente [35].

Ces cristaux phononiques unidimensionnels conduisent à de nombreuses applications dans l'isolation acoustique à basse fréquence. En raison de leurs structures, il est facile d'obtenir de larges bandes interdites. La figure 1.4 montre un cristal phononique unidimensionnel composé de deux matériaux différents A et B [35].

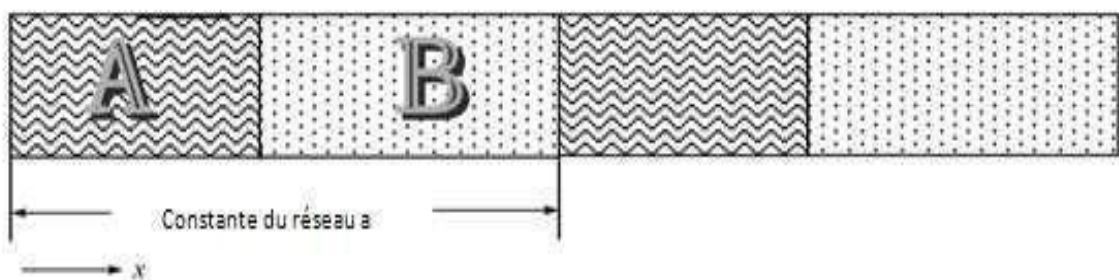


Figure 1.4 : Représentation schématique d'un cristal phononique

Unidimensionnel constitué de deux matériaux A et B.

- **Structures périodiques bidimensionnelles (2D)**

A deux dimensions, les cristaux phononiques sont composés d'un réseau périodique des inclusions d'un matériau élastique dans l'air ou de cylindres d'air percés dans une matrice. Les cristaux phononiques bidimensionnels 2D [36 ,37] sont des structures dont les propriétés élastiques varient périodiquement suivant deux dimensions de l'espace et reste invariante dans la troisième dimension. Elles se regroupent principalement suivant trois types de réseaux qui

sont le réseau carré, le réseau triangulaire et le réseau hexagonal comme illustré sur la figure 1.5.

Ces structures sont généralement composées de cylindres élastiques appelés inclusions ou diffuseurs plongés dans une matrice hôte. Car ce type de structure présente une géométrie simple ce qui facilite leurs études théoriques et expérimentales.

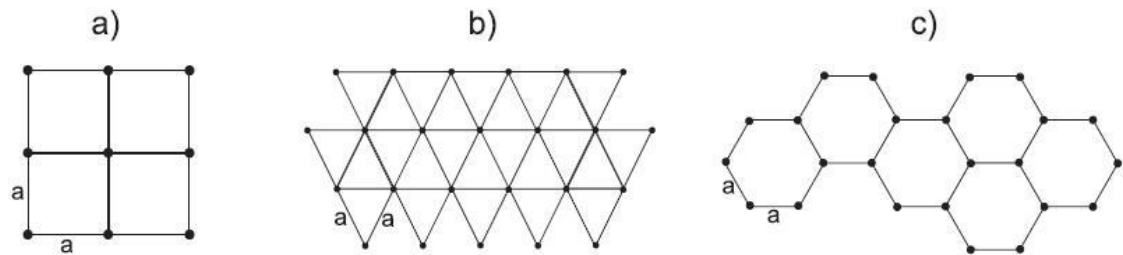


Figure 1.5: Structure 2D :a) Structure carrée, b) triangulaire et c)hexagonale.

- **Structures périodiques tridimensionnelles (3D)**

Les cristaux phononiques tridimensionnels sont des structures artificielles périodiques suivant les trois directions de l'espace. Dans les structures phononiques bidimensionnelle et tridimensionnelle, en revanche, il est possible d'obtenir des bandes interdites absolues ou omnidirectionnelles, c'est-à dire qu'une onde incidente de fréquence appartenant à une telle bande interdite ne peut pas se propager, quelque soit son angle d'incidence. Malheureusement, l'inconvénient des structures 3D réside dans le fait qu'elles soient difficiles à réaliser expérimentalement. La figure 1.6 montre quelques exemples de structures 3D.

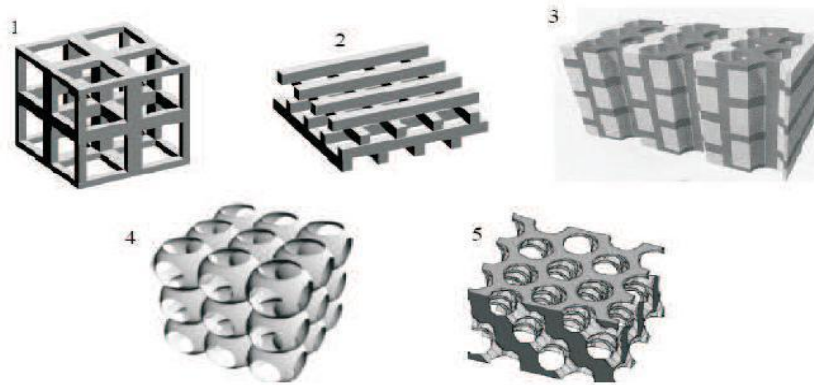


Figure 1.6 : Exemples de structures 3D publiées dans [39] : structure cubique(1), tas de bois(2), structure multicouches (3), opales ou opales inversées(4), Yablonoite(5).

1.2. Physique des milieux périodiques

La propagation d'ondes dans un milieu périodique présente des similarités quel que soit le domaine de la physique concerné. La physique des semi-conducteurs est en effet basée sur les interactions entre l'onde représentant la densité de probabilité de présence d'un électron et le réseau périodique de la maille cristalline, mais on peut aussi s'intéresser à la propagation des phonons dans un tel cristal. A l'échelle macroscopique, des phénomènes analogues apparaissent suite à la diffraction des ondes dans des réseaux multicouches périodiques optiques ou acoustiques. Tous ces phénomènes ont pour principe fondamental la diffraction de Bragg, qui a la particularité d'expliquer la création de bandes de fréquences dites interdites ou d'arrêt dans la propagation des ondes dans le milieu périodique.

1.2.1. Loi de Bragg

En 1913, W.H. et W.L. Bragg établissent la loi dite de Bragg [40], basée sur l'observation de la diffraction des rayons X sur un cristal, mais pouvant s'appliquer plus généralement à la diffraction d'une onde plane dans un milieu périodique. Si on considère que le cristal est un arrangement périodique d'atomes, les rayons X qui frappent chaque atome avec une phase (ou un chemin optique)

différente subissent une diffusion (dite de Rayleigh) : il y a réémission d'ondes de même fréquence. Si la distance entre les atomes respecte la loi de Bragg, énoncée sous la forme :

$$2d\sin\theta = n\lambda \quad (\text{Loi de Bragg}) \quad (I-1).$$

avec :

- ✓ d = distance inter-réticulaire, c'est-à-dire distance entre deux plans cristallographiques .
- ✓ θ , angle de Bragg = demi-angle de déviation (moitié de l'angle entre le faisceau incident et la direction du détecteur) .
- ✓ n = ordre de diffraction (nombre entier) .
- λ = longueur d'onde des rayons X.

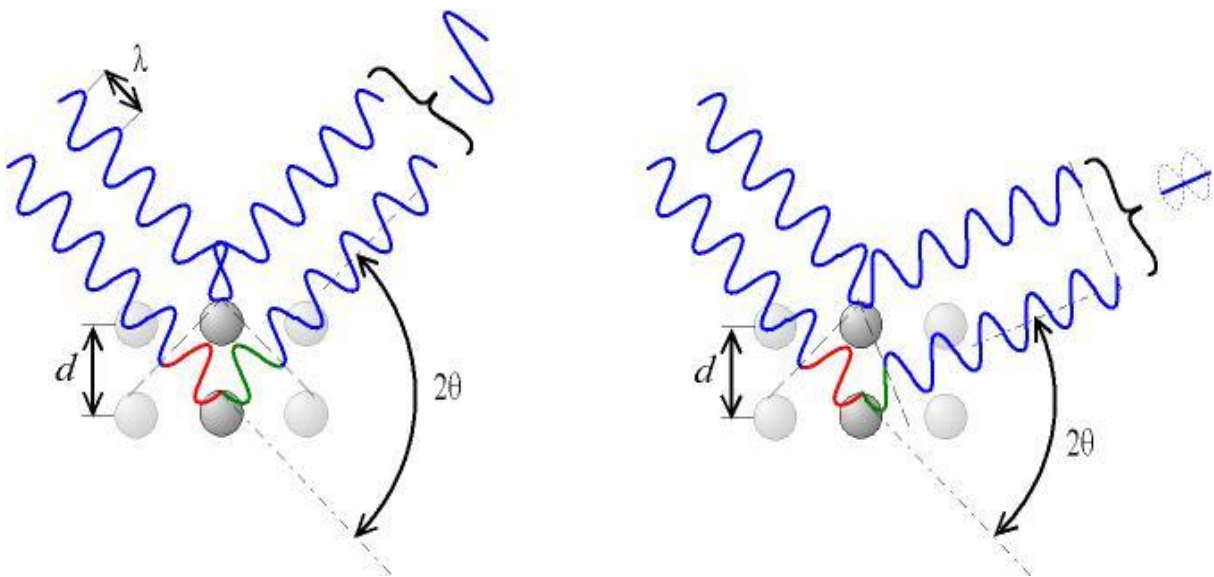


Figure 1.7 : schéma expliquant la loi de Bragg

De cette figure on déduit géométriquement la loi de Bragg en considérant la différence de chemin optique entre les deux rayons incidents. Lorsque cette différence est égale à un nombre entier de la longueur d'onde incidente, alors les rayons peuvent se combiner pour donner une interférence constructive, ce qui conduit à l'équation (I-1).

1.2.2. Zone irréductible de Brillouin

La thèse de F. Bloch soutenue en 1928 établit la théorie quantique de l'état solide en utilisant les ondes dites de Bloch pour décrire les états quantiques des électrons dans un milieu où le potentiel est périodique. Ces ondes sont les solutions de l'équation de Schrödinger indépendantes du temps pour un potentiel périodique donné et se présentent sous la forme :

$$\Psi(x) = e^{ikx} \cdot u_{kr}(x), \quad (1-2)$$

où $\Psi(x)$ est la fonction d'onde, x la position, k le nombre d'onde et $u_{kr}(x)$ une fonction de même période que le potentiel périodique. Cette expression fait intervenir le nombre d'onde, lié à la longueur d'onde par la formule :

$$K = \frac{2\pi}{\lambda}$$

où k est le nombre d'onde et λ la longueur d'onde.

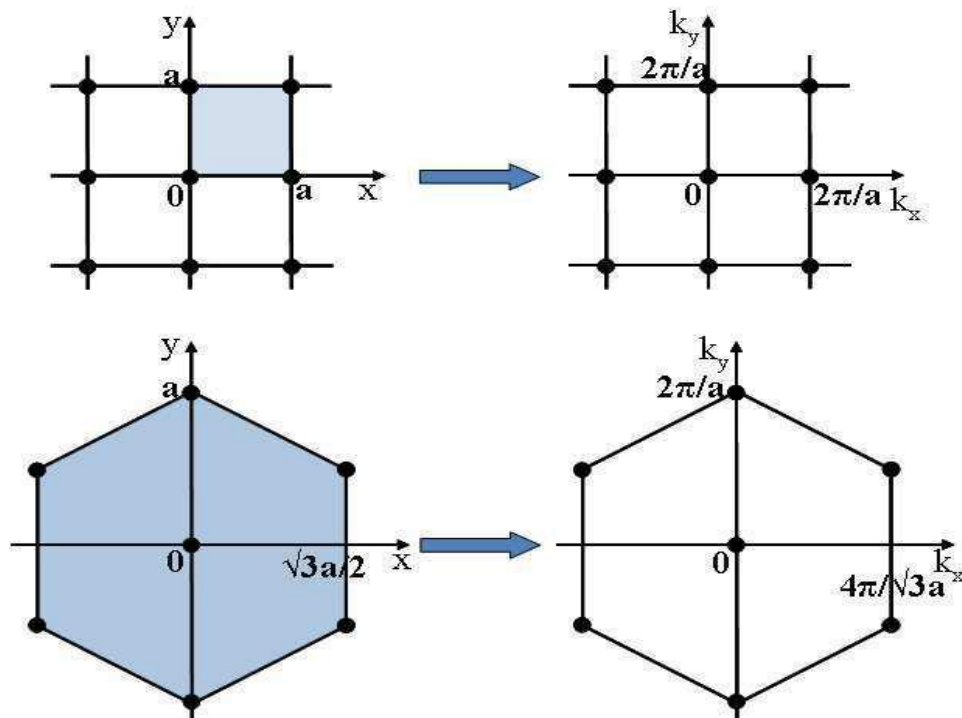


Figure 1.8 : passage de l'espace réel à l'espace réciproque pour une maille carrée et une maille hexagonale

La maille primitive du réseau réciproque est appelée première zone de Brillouin. Elle peut être définie par le volume délimité par les surfaces issues de l'ensemble des points équidistants d'une inclusion avec ses plus proches voisins. En 2 dimensions, elle peut donc être construite en traçant les médiatrices des segments constitués par l'inclusion centrale et ses plus proches voisins. Elle correspond aussi à l'ensemble des points de l'espace-k pouvant être atteints depuis l'origine sans croiser de plan de Bragg, plan satisfaisant la condition d'interférence de Bragg définie plus haut (formule I-1).

La Figure 1.9 présente un exemple de première zone de Brillouin pour un réseau carré et pour un réseau hexagonal.

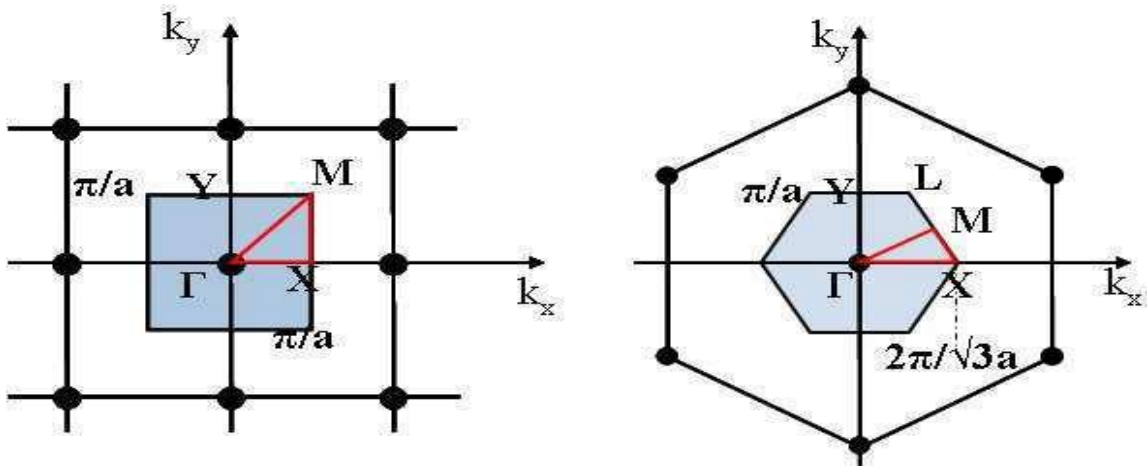


Figure 1.9 : mailles élémentaires dans le réseau direct et premières zones de Brillouin dans le domaine réciproque pour des organisations 2D carrée et hexagonale

Toutes les solutions recherchées se trouvent dans la première zone de Brillouin. Il est possible de diminuer encore la zone à étudier en utilisant les symétries des structures présentées. Dans un premier temps les symétries de la structure permettent de se limiter à l'étude dans le quadrant k_x et k_y positifs, que

ce soit pour une maille carrée ou pour une maille hexagonale. Si on utilise un matériau isotrope dans le plan, on peut encore réduire cette zone aux parties encadrées en rouge sur la Figure 1.9. Ces zones réduites sont appelées zones irréductibles de Brillouin. Sur les figures, on a noté les points critiques, points de haute symétrie représentant un intérêt particulier, de par leur position stratégique aux sommets des zones irréductibles de Brillouin.

Ces travaux ont été établis en travaillant sur la physique du solide, mais ils peuvent faire référence à tout système périodique dans lequel se propage une onde, comme par exemple dans le domaine des cristaux phononiques [40].

1.3. Structures de bandes et bandes interdites phononiques

Dans les études qui traitent la propagation des ondes dans un milieu quelconque, l'objectif est de cerner le comportement de celles-ci en termes de relation entre la fréquence et le vecteur d'onde en fonction des autres paramètres liés au milieu de la propagation. Cette relation est appelée relation de dispersion. Dans un milieu élastique homogène, par exemple, cette relation peut être simple et linéaire $\omega(k) = V \cdot k$, V représentant la vitesse de propagation de l'onde dans le milieu, qui dépend directement des propriétés élastiques et de la densité de ce dernier; dans ce cas, nous ne sommes pas en présence de dispersion de l'onde. Cette dernière a lieu quand la relation entre la fréquence et le vecteur d'onde devient plus complexe, où la vitesse de phase et celle de groupe peuvent être distinguées.

Afin de comprendre les comportements des ondes élastiques/acoustiques dans les milieux périodiques, les chercheurs se sont depuis toujours intéressés à calculer les relations de dispersion, qu'ils représentent sous forme de courbes reliant la fréquence au vecteur d'onde suivant différentes directions de propagation. Cette forme de visualisation du comportement dispersif est appelée **structure de bandes phononiques**. En effet, en exploitant la périodicité élastique des cristaux phononiques, le théorème de Bloch précise que chaque onde solution qui se propage dans les cristaux phononiques, est le produit d'une onde plane et d'une fonction périodique. Le calcul de la structure de bande se limite donc à une zone réduite de l'espace des vecteurs d'onde : une cellule de

périodicité appelée zone de Brillouin comme dans le cas des états d'énergies électroniques dans une structure cristalline périodique d'un matériau. Ainsi, la structure de bandes phononiques présente les différents modes de propagation possibles des ondes élastiques qui diffusent dans le cristaux phononiques .

La principale propriété remarquable qu'offrent les cristaux phononiques est la possibilité de création de bandes interdites au niveau de la structure de bande. Une bande interdite se présente dans ce cas sous forme d'un intervalle de fréquences où aucun lien n'est défini entre la fréquence et le vecteur d'onde. La figure (1.10) présente un exemple [41] de structure de bande phononique pour un cristal phononique bidimensionnel à ondes de Lamb constitué d'un arrangement carré périodique d'inclusions cylindriques en or dans une plaque d'époxy d'épaisseur $e=0.25a$, a étant la périodicité de la structure. Cette structure de bande est calculée puis représentée suivant les trois directions de propagation ΓX , XM et $M\Gamma$, axes principaux de symétrie de la première zone de Brillouin, déterminés par le vecteur d'onde k .

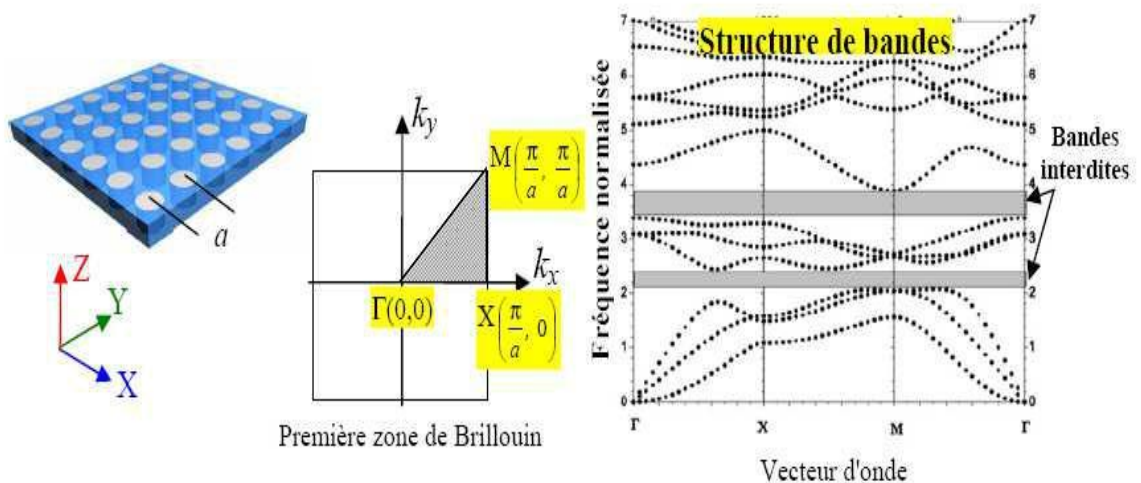


Figure 1.10 : Exemple de calcul de structure de bandes aux axes principaux de symétrie de la première zone de Brillouin pour un CP à ondes de Lamb [41].

1.3.1.Ouverture des bandes interdites par diffusion de Bragg

Les premières études menées sur les systèmes phononiques ont permis de mettre en évidence le mécanisme responsable de la création des bandes interdites, à savoir la diffusion de Bragg. Tamura *et al* [42] étaient parmi les

premiers à étudier en détail le mécanisme de réflexion de Bragg dans un cristal phononique CP unidimensionnel. Ils ont ainsi montré la possibilité d'avoir un cristal phononique se comportant comme une barrière pour les modes longitudinaux et transverses dans des intervalles de fréquences bien déterminés dans toute la première zone irréductible de Brillouin.

De plus, ils ont mis en évidence une forte atténuation des ondes à ces intervalles lors de leur transmission dans les cristaux phononiques. Par la suite, d'innombrables travaux se sont attelés à étudier l'ouverture de bandes interdites par le mécanisme de Bragg dans différents systèmes phononiques, tout en explorant l'influence des paramètres géométriques et physiques sur le comportement de ces bandes prohibant toute propagation. Ainsi, et de manière générale, il est bien établi que ce type de bandes interdites dépend fortement de la périodicité et de la symétrie du cristal phononique. En outre, les ondes ayant leur fréquence dans la bande interdite ont une longueur d'onde de l'ordre de la périodicité de la structure phononique. Enfin, le cristal phononique adopte le même comportement dispersif indépendamment de sa périodicité, et les fréquences d'ouverture des bandes interdites sont inversement proportionnelles à la périodicité de la structure phononique [43].

Cependant, et dans certains CP spécifiques, la création de la bande interdite peut être causée par un tout autre mécanisme qui a été mis évidence par Liu *et al* [44] en 2000, à savoir le mécanisme de la résonance locale. Ces systèmes périodiques sont dans ce cas appelés cristaux phononiques à résonance locale (CPRL).

1.3.2. Ouverture des bandes interdites par résonance locale

Dans le cristal phononique conçu par Liu *et al* [44], les éléments de périodicité sont constitués de résonateurs ayant des modes de résonance propres qui se situent à de très basses fréquences en raison de l'utilisation d'un matériau très mou. Chaque résonateur est constitué d'un cœur massif en plomb enrobé par un élastomère élastiquement très mou, comparé aux autres matériaux constituant le cristal phononique. Ces résonateurs sont arrangés périodiquement suivant une structure cubique simple dans une matrice en époxy (figure 1.11).

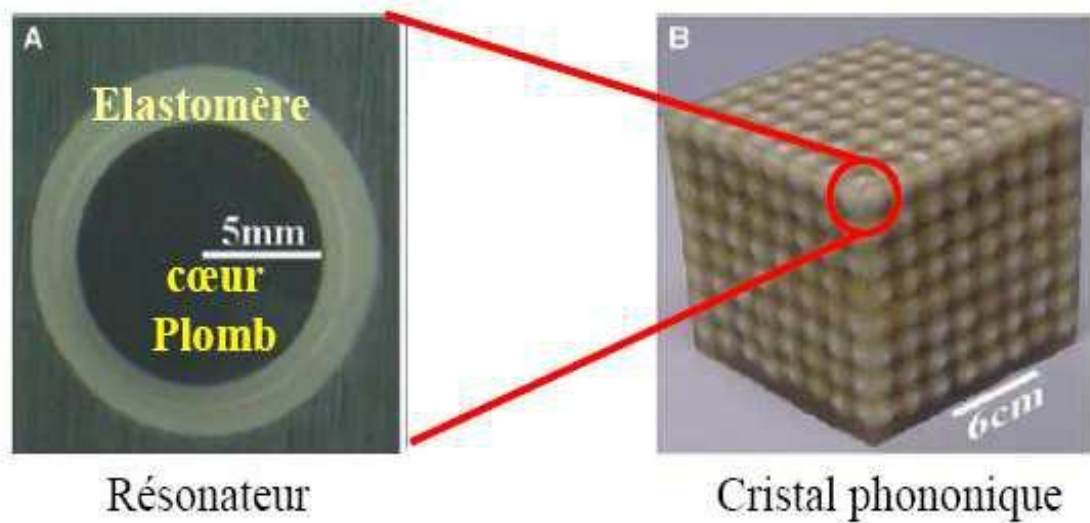


Figure 1.11 : (A) Résonateur sphérique constitué d'un cœur en plomb enrobé par un élastomère très mou. (B) Cristal phononique tridimensionnel à résonance locale [44].

L'ensemble élastomère-plomb se comporte comme un système de ressort lié à une masse, formant ainsi un résonateur ayant des modes de résonance propres à de très basses fréquences. Le principe d'ouverture des bandes interdites dans ce type de structures repose sur le couplage entre les modes de résonance des résonateurs (modes localisés) et les modes de volume qui se propagent dans le cristaux phononiques. Lorsqu'une onde élastique se propage dans le milieu phononique avec une fréquence qui correspond à la fréquence de résonateurs, ces derniers entrent en interaction avec elle. Sous certaines conditions, ce couplage entraîne l'atténuation de l'onde. Ce mécanisme de résonance permet ainsi la création de bandes interdites localisées en très basses fréquences, là où les longueurs d'ondes dans l'époxy (la matrice) dépassent de loin la périodicité du cristaux phononiques. Dans la structure de la figure 1.11, Liu *et al* [44] ont pu mesurer la transmission sonore dans le cristal en utilisant une source émettrice de sons et des microphones détecteurs placés sur le cristal. Des atténuations de l'onde acoustique ont pu être détectées au niveau des bandes interdites à environ 380 et 1350Hz où la longueur d'onde des ondes

longitudinales dans l'époxy compte 300 fois la périodicité de la structure (Figure 1.12).

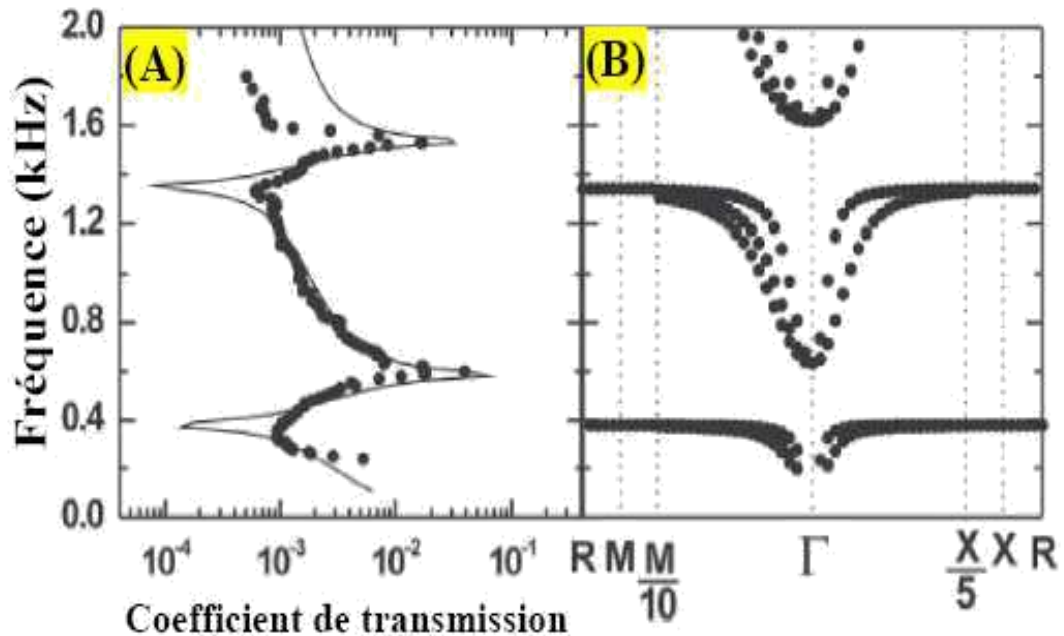


Figure 1.12: Coefficient de transmission (A) mesuré dans le CP de la figure 1.10 ainsi que la structure de bandes calculée (B) [44].

D'autres travaux, essentiellement théoriques, ont porté ensuite sur les CPRL en élaborant d'autres structures tridimensionnelles. De même, des systèmes bidimensionnels à base d'inclusions de cylindres ont fait l'objet d'études pour la RL [45], sans oublier les CPRL sous forme de plaques pour les ondes de Lamb [46]. L'ouverture de la bande interdite par RL a même été mise en évidence dans une structure unidimensionnelle simple par Wang *et al* [47].

1.4. Propriétés des CPRL

Depuis la mise en évidence de la possibilité d'ouverture des bandes interdites par le mécanisme de la résonance locale, les travaux sur ces structures à résonance locale se sont multipliés, mettant en valeur leurs propriétés particulières et permettant de mieux comprendre leurs comportements vibratoires.

Ainsi, d'autres travaux théoriques ont vu le jour concernant de nouveaux cristaux phononiques à résonance locale constitués d'arrangements de résonateurs en configuration cubique simple ou cubique à faces centrée. La condition d'ouverture de la bande interdite dans ce cas repose essentiellement sur un choix judicieux des matériaux constituant les résonateurs. En effet, ces derniers doivent contenir un matériau élastiquement très mou, comparé aux autres matériaux de la structure. Ainsi, dans une autre étude, Liu *et al* [48] comparent deux cristaux phononiques, le premier constitué de résonateurs à base de plomb enrobés d'un élastomère très mou et incorporés dans une matrice en silicium, et le deuxième à résonateurs en plomb enrobés d'un matériau aux propriétés élastiques très proches et incorporés dans la même matrice en silicium. Ils ont montré qu'avec le premier système, ils obtiennent des modes de vibration très localisés au niveau des résonateurs, ce qui génère des bandes interdites complètes aux fréquences de résonance qui sont très basses. Quant au deuxième cristal phononique, où les comportements élastiques des matériaux sont très proches, aucune résonance n'y est localisée, et la bande interdite créée est due au mécanisme de la diffusion de Bragg. De ce fait, les bandes interdites créées par le mécanisme de résonance locale dépendent essentiellement des modes de résonance très localisés des résonateurs. Cet effet est très visible au niveau de la structure de bande des cristaux phononiques à résonance locale RL où nous pouvons remarquer la présence de modes plats (figure 1.12. (B)) dans lesquels la fréquence ne dépend pratiquement pas du vecteur d'onde. Ceci implique une vitesse de groupe nulle pour ces modes, qui caractérise leur aspect ondulatoire très localisé dans le cristal phononique.

Par ailleurs, ce type de bandes interdites ne dépend ni de la périodicité ni de la symétrie du cristal phononique. En effet, et à titre d'exemple, nous pouvons citer les travaux de P. Sheng *et al* [49]. Ces derniers ont étudié une structure à résonance locale où les résonateurs, constitués d'un cœur en plomb enrobé par un élastomère, sont arrangés de manière à ne pas respecter une quelconque périodicité. Ils ont montré que leur structure présente une atténuation d'ondes à environ 400Hz. Ce résultat a été obtenu aussi avec un cristal phononique à résonance locale semblable, mais avec un arrangement périodique en cubique simple des résonateurs. Cette indépendance de la bande interdite de la symétrie

et de la périodicité est valable sous condition que les résonateurs soient suffisamment espacés entre eux pour que leurs modes de résonance n'entrent pas en interaction et éviter ainsi tout couplage en eux.

Finalement, les cristaux phononiques à résonance locale adoptent un comportement qui a tant attiré et attire encore les chercheurs puisqu'ils peuvent se comporter sous certaines configurations et conditions comme des milieux ayant une constante élastique et/ou une densité effectives négatives, qu'on notera respectivement k_{eff} et ρ_{eff} . Ce comportement a été souligné par Liu *et al* [50] dans leur structure présentée dans la figure (1.11), qui s'intègre donc dans la classe des méta-matériaux acoustiques.

1.5. Guidage et filtres sélectifs

Il est possible de réaliser des guides d'ondes et des filtres en fréquences très sélectifs en modifiant localement la structure périodique du cristal bidimensionnel (2D). Ainsi, en enlevant une ou plusieurs rangées de cylindres dans une structure bidimensionnelles 2D, on crée un guide creux figure 1.13(a) permettant la propagation pratiquement sans perte d'ondes de fréquence appartenant à la bande interdite du cristal parfait. De plus, en enlevant dans la direction perpendiculaire à ce guide creux un ou plusieurs cylindres, on donne naissance à un résonateur de taille finie figure 1.13(b) qui a pour effet d'empêcher la transmission de certaines fréquences. Ces zéros de transmission peuvent aussi être obtenus en créant des cavités au voisinage du guide figure 1.13(c). Des géométries de guide plus complexes peuvent être envisagées. Par exemple, en enlevant des cylindres dans deux directions perpendiculaires, on crée un guide coudé en forme de « L » figure 1.13(d), cependant une onde de fréquence bien déterminée peut se propager en suivant la forme coudée du guide.

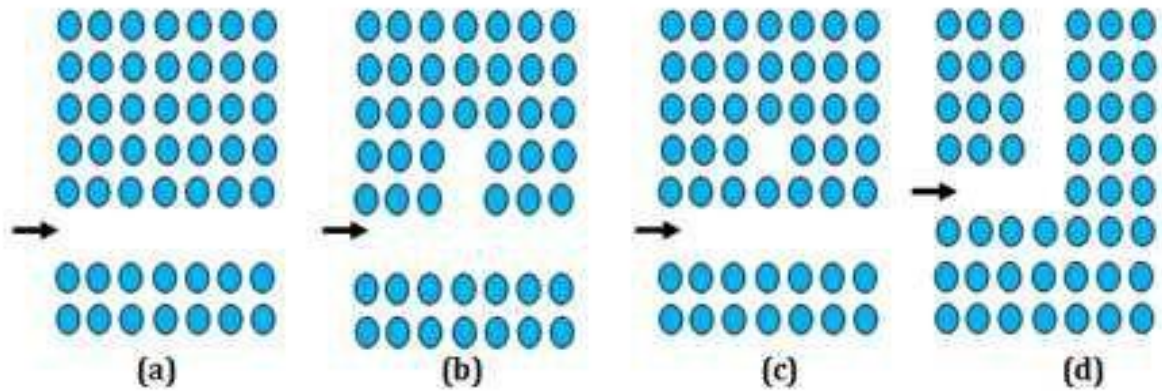


Figure 1.13 : Différentes géométries de guides d'onde et de filtres obtenues à partir d'un cristal phononique à deux dimensions : (a) guide linéaire, (b) résonateur, (c) cavité créée au voisinage du guide linéaire, (d) guide coudé. La flèche indique la direction de propagation du faisceau d'onde incident

L'égard de filtre sélectif, cela consiste à changer la nature d'une rangée de cylindres dans le cristal phononique bidimensionnel (2D). L'étude a montré qu'un système composite mixte formé d'un réseau carré de barreaux d'acier insérés dans de l'eau ; une rangée de barreaux a été remplacée par des cylindres creux dont le volume intérieur est aussi rempli d'eau et de même diamètre extérieur figure 1.14 . Le signal se propageant dans le cristal phononique perturbé a été normalisé par le signal propageant dans un même volume d'eau. Ainsi donc il résulte de cette normalisation des transmissions légèrement supérieures à l'unité. Le cristal phononique parfait présente une bande interdite allant de 105 à 210 kHz et il apparaît pour une fréquence de 148 kHz un pic de transmission situé à l'intérieur de la bande.

Le défaut rectiligne inséré dans la structure parfaite a donné naissance au pic de transmission, un filtre fréquentiel sélectif a été ainsi obtenu. Cette propriété peut être utilisée pour séparer à partir d'un signal incident une large bande de fréquences spécifiques. Il suffit pour cela de remplacer dans la structure parfaite plusieurs rangées de cylindres par des tubes de diamètres intérieurs différents [51].

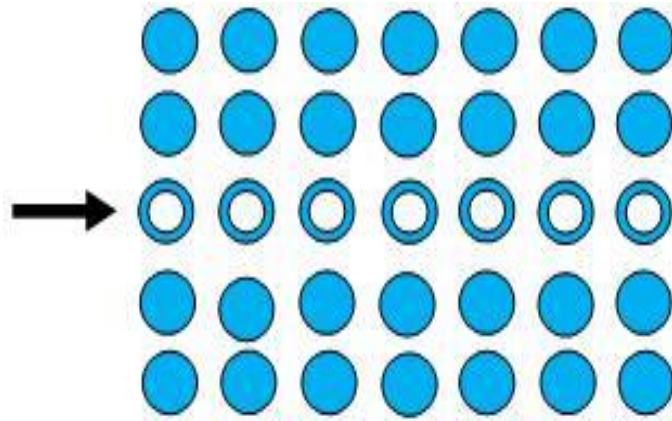


Figure 1.14 : Systèmes composites mixtes formés d'un réseau carré de barreaux d'acier insérés dans de l'eau ; une rangée de barreaux a été remplacée par des cylindres creux dont le volume intérieur est aussi rempli d'eau et de même diamètre extérieur. La flèche indique la direction de propagation du faisceau d'onde incident.

1.5 : Cristaux phononiques formés d'une plaque avec piliers résonants

Depuis une dizaine d'années, un nouveau type de cristal phononique, constitué de piliers résonants disposés périodiquement sur une plaque, a émergé. Ces cristaux phononiques ont fait l'objet d'attention assez soutenue de la part de la communauté scientifique par la possibilité d'ouvrir plusieurs bandes interdites et d'en contrôler facilement les positions et largeurs.

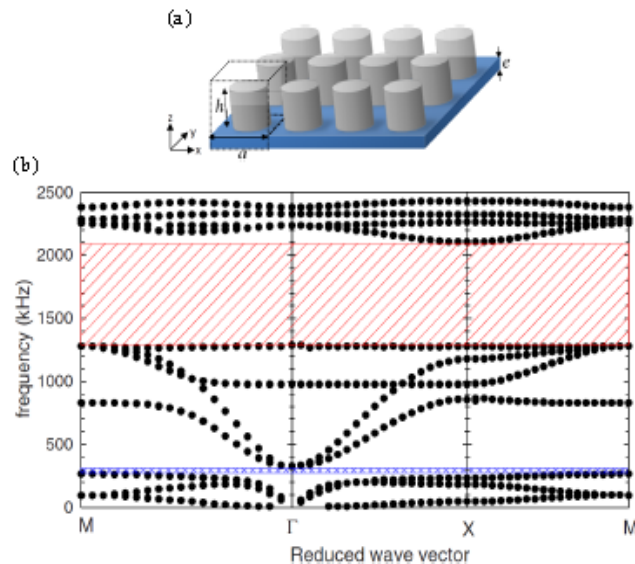


Figure 1.15 : Cristal phononique avec piliers résonants d'après [53]. (a) Schéma du cristal phononique (bleu : silicium et gris : aluminium). Diagramme de bande du cristal phononique avec $a = 1$ mm. $e = 0,1$ mm, $h = 0,6$ mm et $r = 0,42$ mm.

En 2008, deux équipes ont reporté indépendamment des cristaux phononiques formées d'une plaque avec des piliers résonants. Pennec et al. ont étudié numériquement un cristal de ce type, en analysant l'influence des paramètres géométriques et des matériaux de la plaque ainsi que des cylindres résonants [52]. Une illustration de la structure étudiée est présentée dans la figure 1.15 (a). Le diagramme de bande de la structure avec une plaque de silicium et des piliers en acier est présenté en dessous. Avec ces conditions, les auteurs notent l'ouverture de deux bandes interdites. La première bande interdite (en bleue) est située pour des fréquences dont les longueurs d'ondes correspondantes sont bien supérieures aux dimensions géométriques de la structure. Cela est similaire à un mécanisme d'ouverture par résonances locales. Cependant la bande interdite montre une forte dépendance aux paramètres géométriques et aux choix des matériaux, et l'analyse des modes ne montrent pas une résonance localisée. Plusieurs bandes interdites larges peuvent être ouvertes à des plus hautes fréquences (en rouge). Les nombres, positions et largeurs de ces bandes dépendent fortement de la hauteur des piliers mais aussi de l'épaisseur de la plaque. Wu et al. ont publié simultanément un article sur une structure similaire formée par des piliers cylindriques d'aluminium périodiquement espacés sur une plaque d'aluminium. De la même manière, les auteurs étudient numériquement l'influence de la hauteur des piliers et démontrent la possibilité d'ouvrir des bandes interdites dont les positions et les fréquences dépendent du ratio entre la hauteur des piliers et l'épaisseur de la plaque. Une démonstration expérimentale des bandes interdites est réalisée. Il est intéressant de remarquer que dans leurs étude, le matériau des piliers est identique à celui de la plaque. Ainsi, comme l'avait noté Pennec et al., le contraste des paramètres mécaniques entre les inclusions et le milieu de propagation joue un rôle moins important pour les cristaux phononique avec piliers résonants [53].

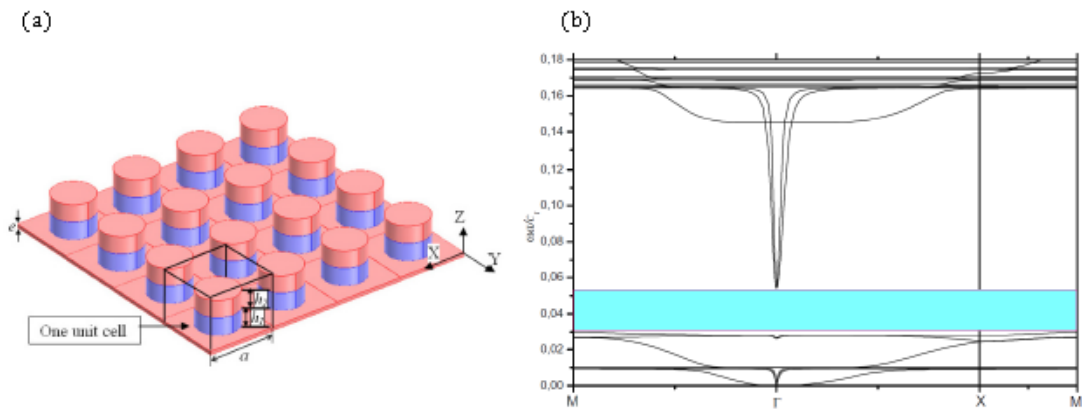


Figure 1.16 : Cristal phononique avec piliers résonants, d'après [54]. (a) Schéma du cristal phononique (plaque : époxy, pilier bleu : caoutchouc, pilier rose : plomb). (b) Diagramme de bande du cristal avec $h1/a = 0,1$, $h2/a = 0,3$ et $r/a = 0,48$. L'axe des ordonnées représentent la pulsation normalisée par la période et la vitesse de l'onde transverse : $\omega a = c_t$

En 2010, Oudich et al. étudient un cristal phononique formé d'une plaque d'époxy, sur laquelle sont déposées périodiquement des piliers cylindriques formés d'un empilement de caoutchouc et de plomb [54]. Une représentation de la structure est présentée dans la figure 1.16 (a), le diagramme de dispersion étant tracé en (b). Les auteurs démontrent que l'ouverture de la bande interdite est bien liée à un mécanisme de résonance locale. Le choix d'un matériau mou (époxy) pour la plaque et d'un composite pour le pilier résonant, conduit à un couplage très faible entre la plaque et le pilier. Cela permet donc une résonance très localisée du mode dans le pilier, alors que les résonances sont moins localisées dans les structures de Pennec et al .et de Wu et al [53], du fait des matériaux choisis. La notion de couplage peut aussi être analysée en terme de facteur de qualité de la résonance. Un grand facteur de qualité conduit à une résonance dont le spectre est très étroit, l'interaction avec le mode de propagation est donc limitée et conduit à une bande interdite étroite et fortement localisée. La structure à trois matériaux proposée par Oudich et al. permet de contrôler ce couplage en variant les paramètres géométriques des piliers. Plusieurs équipes ont travaillé avec des cristaux phononiques à piliers résonants et ont cherché à optimiser les largeurs de bandes interdites. Hsu et al. ont proposé une structure avec des résonateurs formés par des piliers cylindriques attachés à la plaques par le biais de fins

cylindres [55]. Les auteurs démontrent un découplage entre la résonance locale des cylindres et les modes de la plaque et l'ouverture d'une bande interdite par résonances locales.

L'intérêt d'une telle structure réside dans la possibilité de décaler cette bande interdite sur une large gamme de fréquence, en changeant les paramètres géométriques du résonateur. Assour et al. démontrent la possibilité d'élargir les bandes interdites à résonances locales des cristaux en considérant des piliers résonants symétriquement d'un côté et de l'autre de la plaque [56]. Le couplage des résonances des deux piliers identiques conduit à une plus forte interaction avec la plaque et à l'élargissement de la bande interdite. Les auteurs démontrent aussi la possibilité d'utiliser deux piliers avec des hauteurs différents, ce qui permet d'ouvrir plusieurs bandes interdites résultant de l'interaction des modes de propagation avec les différentes fréquences de résonances de chaque pilier.

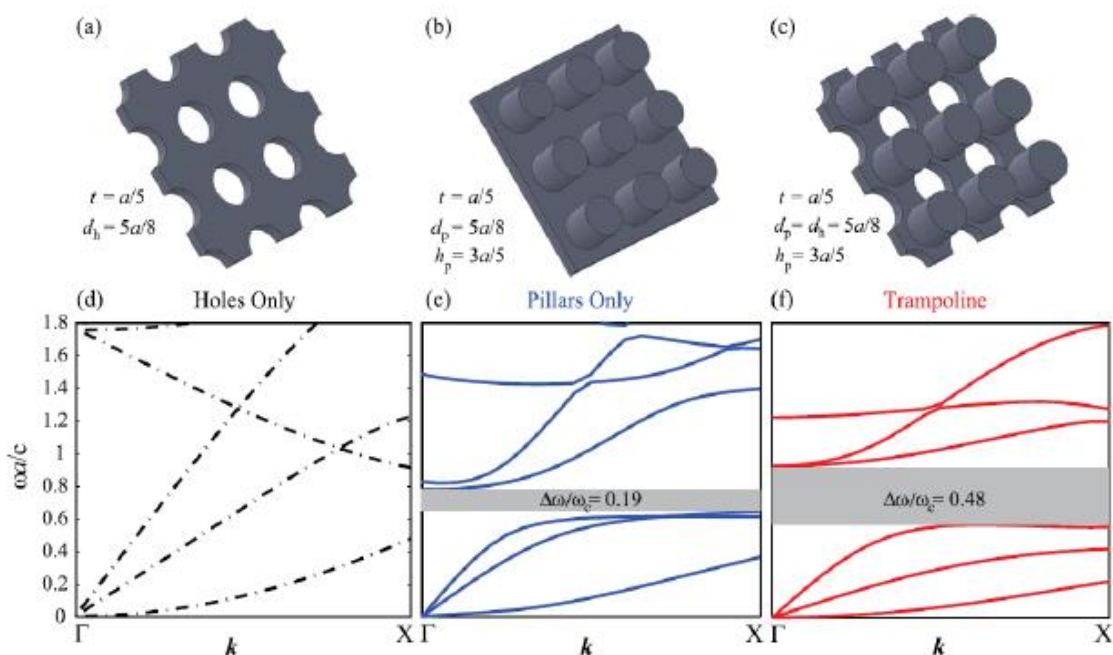


Figure 1.17 : Cristal phononique avec piliers résonants et plaques structurées, d'après [58]. (a)-(c) Schémas des cellules élémentaires des cristaux phononiques étudiés. (d)-(f) Diagrammes de dispersion des structures.

Finalement, une combinaison entre interférences de Bragg et résonance locales permettent d'obtenir de fortes dispersions, et ainsi de larges bandes

interdites. En 2013, Bilal et al. proposent une structure composée de piliers cylindriques résonants déposés sur une plaque sur laquelle un réseau carré de trous périodiques ont été creusés [58]. Les auteurs comparent les dispersions de cette structure représentée dans la figure 1.17 (c), avec la plaque structurée sans piliers (a) et la plaque non structurée avec piliers (b). Un élargissement de la largeur de la bande interdite est notée pour la plaque structurée avec piliers (f), par rapport à la plaque non structurée avec piliers (e), bien qu'aucune bande interdite ne soit ouverte sans les piliers (d). Les auteurs attribuent cet élargissement à une amélioration de la résonance des piliers grâce à l'introduction des trous et nomment cet effet "l'effet trampoline". Une démonstration expérimentale de l'effet est réalisée en 2017 [58].

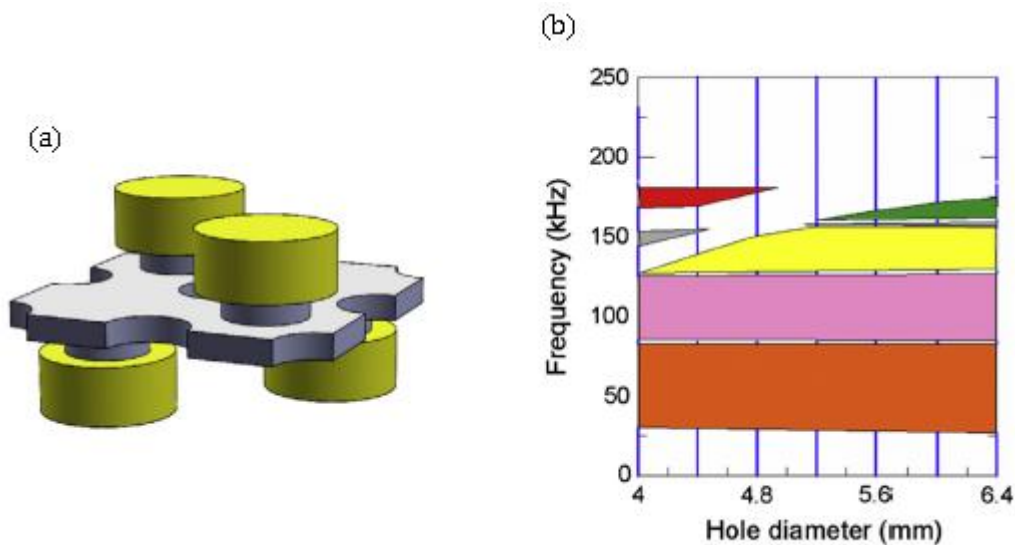


Figure 1.18 :Cristal phononique avec piliers résonants et plaques structurées, d'après [59]. (a) Schéma de la cellule élémentaire du cristal phononique (gris : aluminium et jaune : tungstène). (b) Bandes interdites en fonction du diamètre des trous dans la plaque.

En 2014, Assouar et al. proposent une structure constituée d'une plaque de silicium structurée avec des piliers de tungstène périodiquement attachés par le biais de fins cylindres de silicium [59]. Une illustration de la cellule élémentaire finale utilisée est proposée dans la figure 1.18 (a). Les bandes interdites d'une telle structure en fonction du diamètre des trous sont représentées dans la figure

1.18 (b). Cette structure, qu'il nomme "hybride", permet la génération de larges bandes interdites, grâce à l'amélioration combinée des interférences de Bragg et des résonances locales.

La même année, Pourabolghasem et al. mènent une étude sur les bandes interdites d'un cristal phononique composé de piliers de tungstène périodiquement attachés à une plaque homogène de silicium [61]. Ils démontrent que les larges bandes interdites résultent d'une combinaison entre les mécanismes de Bragg et des résonances locales. L'influence de chaque mécanisme dépend notamment de la hauteur des piliers, qui détermine l'effet dominant dans la formation de la bande interdite. Avec cette structure, les auteurs démontrent expérimentalement une bande interdite complète autour de 800 MHz [60]. Une représentation du cristal et de la bande interdite obtenue est représentée dans la figure 1.19.

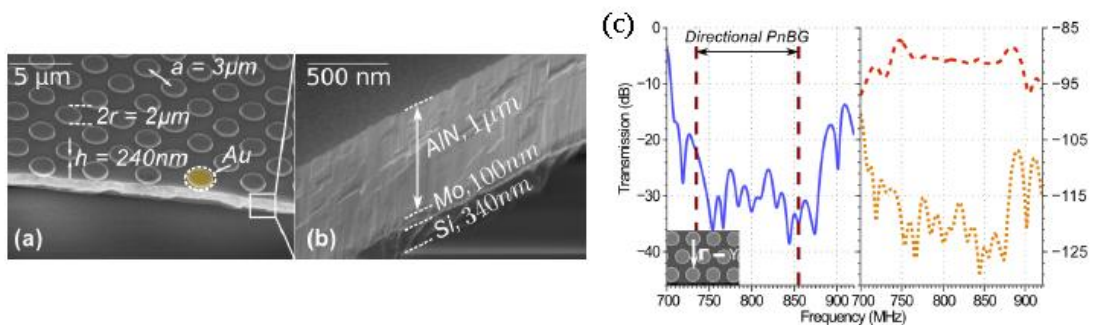


Figure 1.19 :Cristal phononique avec piliers résonants et plaques structurées.

d'après [60]. (a-b) Images obtenue avec un microscope électronique à balayage de la structure fabriquée composée de piliers d'or déposés sur une membrane d'AlN/Mo/Si. (c) Transmission de la structure, l'excitation et la détection des ondes élastiques est réalisée par des peignes interdigités.

Conclusion

La principale propriété des CP, qui a tant passionné les chercheurs, est leur capacité dispersive remarquable pour les ondes acoustiques/élastiques, pouvant donner lieu à des bandes interdites phononiques. Ces intervalles de fréquences où le CP adopte un comportement de « barrière » pour les ondes, offrent des

solutions très convoitées en matière d'applications. Ces dernières concernent essentiellement deux axes :

- ❖ Les applications hautes fréquences, par le biais de la conception de dispositifs phononiques miniaturisés pour des fins d'utilisation dans le domaine des nano et microstructures: filtrage, guidage, capteurs... etc. Les bandes interdites utilisées dans ce cas peuvent être de différentes origines.
- ❖ Les applications basses fréquences pour l'isolation sonore, isolation sismique, invisibilité acoustique etc. Ce genre d'applications nécessite donc la présence des cristaux phononiques à résonance locale acoustiques qui offrent la possibilité d'atténuation de l'onde par le mécanisme de résonance locale.

CHAPITRE II

RESULTATS DE SIMULATION ET DISCUSSIONS

Introduction

Dans la plupart des cas l'intérêt d'un cristal phononique provient de sa capacité à interdire la propagation des ondes acoustiques ou élastiques. Il est donc hautement désirable de travailler avec un cristal qui présente la bande interdite la plus complète possible.

La création des défauts dans le cas des cristaux phononiques bidimensionnels s'effectue, soit par une modification locale des propriétés élastiques ou un changement de taille d'un motif du cristal (d'une inclusion), soit par le déplacement d'un de ces inclusions (défaut interstitiel), ou par l'insertion d'un diffuseur de propriétés élastiques différentes (dopant), ou encore par l'absence de l'un des motifs (défaut lacunaire). La présence d'un défaut ponctuel peut conduire à l'existence de niveaux discrets d'énergies dans une bande interdite.

Les modes introduits par le défaut sont appelés modes de défaut. C'est un mode dont la fréquence peut se situer dans la bande interdite et qui est localisé autour du site du défaut. Il est montré théoriquement que les propriétés des modes de défauts peuvent être contrôlées. Avant d'aborder les structures avec défauts, nous entamons en premier lieu l'étude des structures bidimensionnelles sans défauts. Ensuite, nous étudierons la propagation des ondes acoustiques dans les guides d'ondes à cristaux phononiques fabriqués par ces mêmes structures après création d'un défaut linéique. La connaissance approfondie dans ce type de guide est essentielle car le guide W est l'élément de base nécessaire à la réalisation de structures plus complexes.

2.1 : Géométrie du modèle étudié et conditions de calculs.

Les dimensions de notre structure sont supposées infinies dans les deux directions x et y . Nous nous intéresserons à la simulation d'une super cellule de base en appliquant les conditions aux limites de Bloch (continue) aux frontières de la cellule. La méthode utilisée est celle des éléments finis (FEM), qui s'adapte très bien à la résolution des équations aux dérivées partielles. La simulation a été effectuée par le logiciel Comsol Multiphysics. En faisant varier le vecteur d'onde k

dans la zone de Brillouin suivant les deux directions, la résolution du système d'équations nous permet d'obtenir les valeurs propres et les fréquences propres du modèle. Pour chaque fréquence donnée, les vecteurs propres peuvent être calculés afin de montrer la distribution et les déformations spatiales de chaque mode. Les vecteurs propres représentent les champs de déplacement modaux. On tracera ensuite les courbes de dispersions des fréquences en fonction des vecteurs d'ondes k .

Dans le modèle étudié, on s'intéresse à la structure de bande d'un cristal constitué de plots cylindriques déposés sur une plaque fine.

2.1.1 : Définition des paramètres globaux et création de la géométrie

Il est très utile de paramétrer dans un tableau les variables du modèle et les utiliser ensuite dans les différentes étapes de simulation, il suffit ensuite de changer dans le tableau la valeur correspondante à la variable qu'on veut modifier et il sera tenu en compte automatiquement dans tout le modèle. Dans cette simulation, les valeurs des paramètres géométriques sont listées dans le tableau, Dans le *Model Builder*, Lorsque on veut définir une nouvelle variable, il est possible et fortement conseillé de lui associer une unité. Les unités doivent être mises entre crochets. Par exemple, pour spécifier une épaisseur écrire sous *Name* « t » et sous *Expression* $[m]$ ». on pouvant maintenant entrer les différentes variables relatives au problème.

Name	Expression	Description
aa	4e-3[m]	quote
kyy	0[rad/m]	ky
kzz	0[rad/m]	kz
rr	0.40*aa	pillar radius
hpillar	1.1*aa	pillar height
tt	0.25*aa	plate thickness
kxx	0[rad/m]	kx
r1	0.45[m]	r1 rubber radius
r2	0.35[m]	r2 mass radius
h2	0.5[m]	h2 extra rubber height
h1	0.5[m]	h1 extra mass height
ww	0.22*aa	wd

Tableaux 2.1: Paramètres du modèle.

Dans notre conception on a choisi de modéliser une partie du plaque fine sous forme de cube 3D avec une plots sous la forme d'un cylindre. L'unité de longueur utilisée est le μm et l'unité des angles est le degré. Dans toute cette étude, l'épaisseur de la plaque est fixée à $e=0.25*aa$. Nous nous intéresserons plus particulièrement à une structure ayant une hauteur de cylindre d'élastomère valant $h=1.1*aa$ et un rayon de $r=0.4*aa$, aa étant la périodicité de la structure.

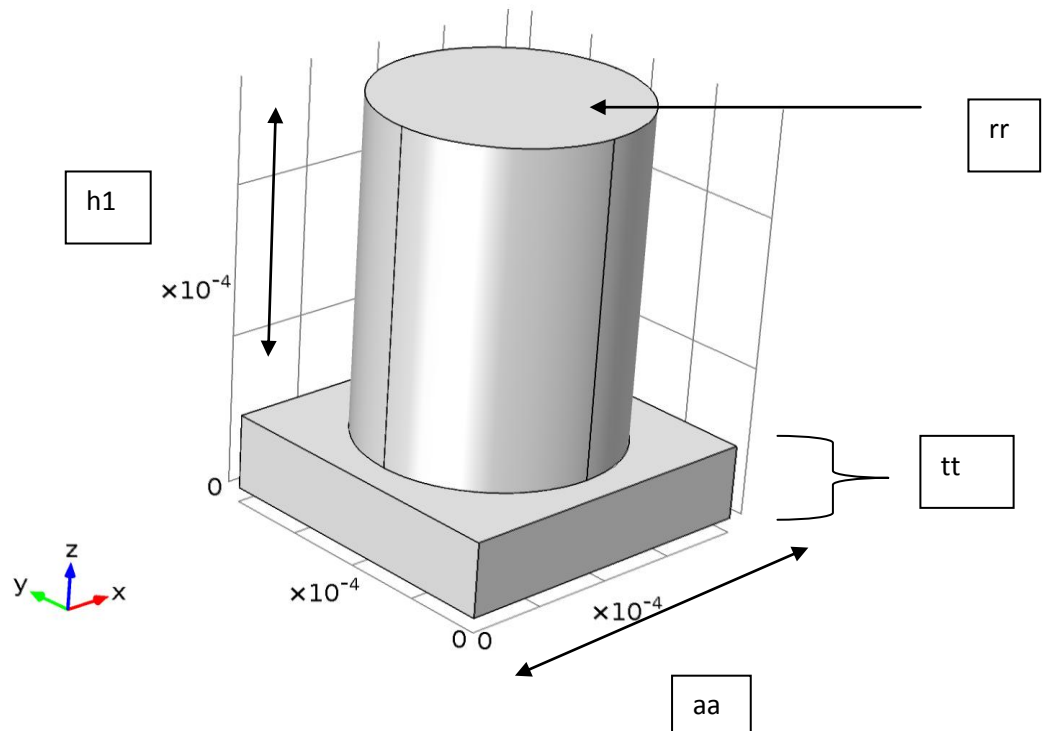


Figure 2.1 :Construction de la géométrie cellule unité

En effet, pour le modèle théorique, la structure garde sa périodicité dans la direction Y alors qu'elle devient non périodique dans la direction X.

Pour modéliser au mieux notre structure, une nouvelle cellule unité appelée "super cellule" est définie. Cette dernière est constituée d'un élément du CP avec plusieurs cellules élémentaires de part et d'autre de celui-ci figure 2.2.

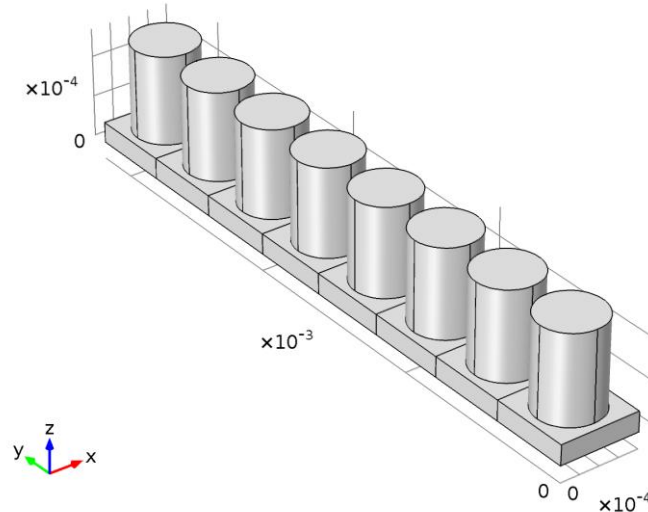


Figure:2.2 : la géométrie de la structure super cellule

2.1.2 :.les propriétés de matériel composant la plaque

Les paramètres physiques des matérielles, tel que le module de Young, la masse volumique, la permittivité di electricque, le tenseur d'élasticité et le tenseur pi zo electricque, etc. sont des caractéristiques propres à chaque matériel. Dans cette structure PC on a défini un matériel. Les paramètres matérielles sont choisis comme suit: la masse volumique $\rho_r = 2670 \text{ kg / m}^3$, le module de Young $E = 0.701 \times 10^{11} \text{ Pa}$ et le coefficient de Poisson $\nu = 0,33$ pour le Bolefortal.

Name	Value	Unit
Density	2670[kg/m ³]	kg/m ³
Young's modulus	0.701e11[Pa]	Pa
Poisson's ratio	0.33	1

Tableaux 2.1: Constantes élastiques des matériaux utilisés

2.1.3 : les conditions frontières

Dans cette étape, nous avons ajouté la physique Mécanique structurale (*structural Mechanics*) et on a choisi Mécanique solide (*solid mechanics*). Afin de permettre aux simulations d'être le plus près possible de la réalité expérimentale et de limiter le nombre de solutions éventuelles, il est impératif de fixer des conditions aux frontières. Ces conditions peuvent être la valeur d'une grandeur physique imposée sur des surfaces ou des lignes

Pour chacune des conditions aux frontières sélectionner la frontière appropriée dans la fenêtre d'affichage graphique et ajoutez-la à la condition frontière. Entrez aussi les paramètres associés à la condition frontière .

La super cellule est construite d'abord en respectant la périodicité suivant la direction X, puis en introduisant les conditions périodiques de Bloch (continue) suivant la même direction X, comme le montre la figure 2.3.

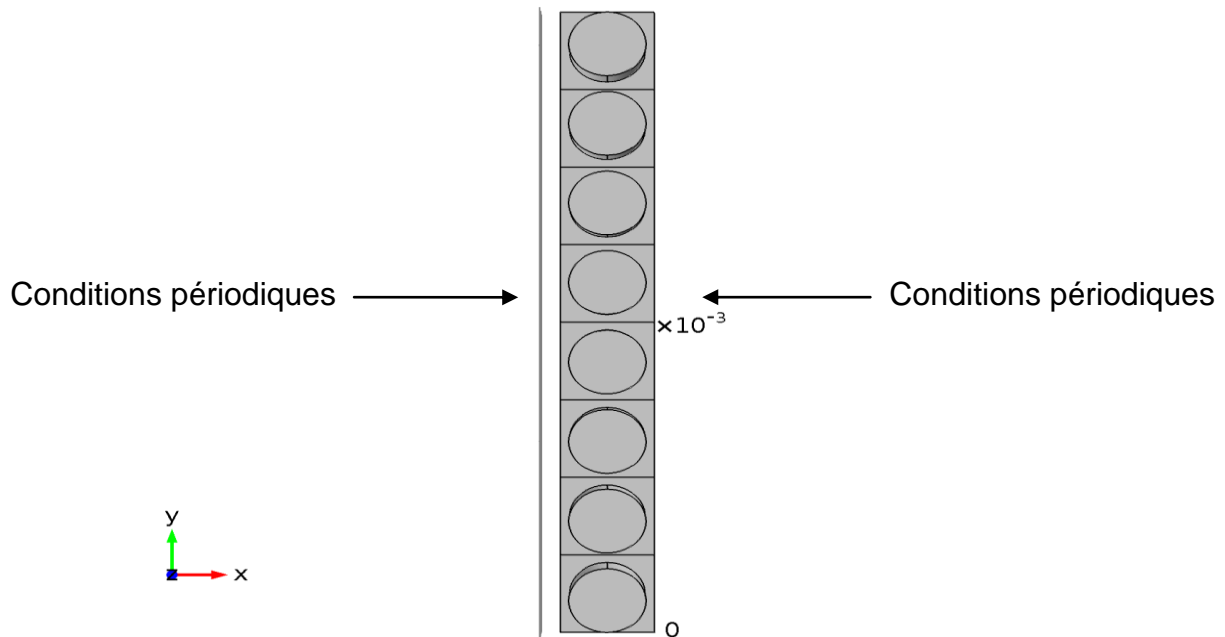


Figure 2.3: Définition des conditions frontière

L'expression de cette condition est :

$$u_{dst} = u_{src} e^{-ikt(r_{dst} - r_{src})}$$

périodicité sur une face pour la propagation d'une vibration (continue).

2.1.4 :Maillage

Le maillage est un découpage du domaine global en un nombre fini de sous domaines. Comsol *Multiphysics* propose plusieurs méthodes pour le maillage, dont le maillage tétraédrique libre, extrudé, couche limite.etc. Le choix du maillage dépend de la nature de la structure, de la géométrie, des condition aux limites et aussi de la physique.

Le maillage de la structure est une étape très critique dans la simulation, le maillage de notre structure est triangulaire.

Les modèle devront ressembler à celui présenté à la Figure 2.4.

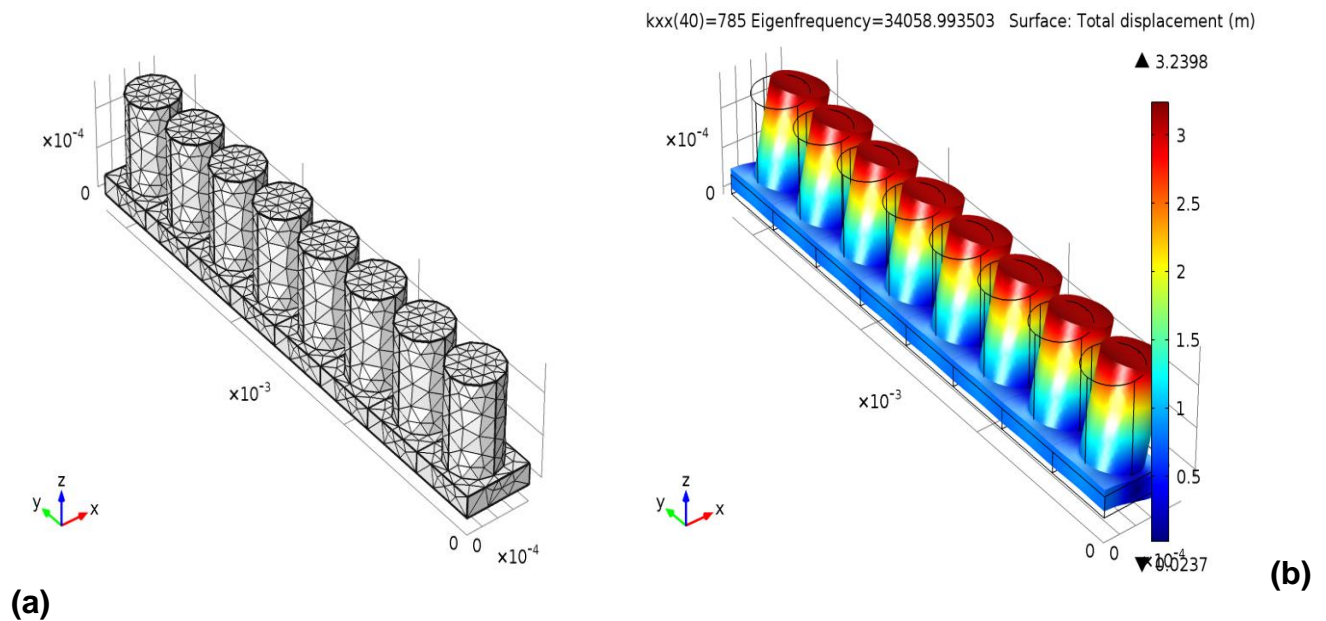


Figure 2.4: (a) État du modèle avant de simuler et (b) Résultat de la simulation.

2.1.5 :Simulation et traitement des résultats

Comme mentionné auparavant, nous nous intéressons à la propagation des ondes dans la direction X. De ce fait, nous nous focaliserons uniquement sur la direction ΓX de la première zone irréductible de Brillouin dans les simulations des structures.

La première simulation numérique de la structure de bande dans cette direction concerne la "super cellule" sans défaut. La figure 2.6 représente une structure de bandes d'une "super cellule" sans défaut dans la direction ΓX .

L'intervalle de la première zone de Brillouin est discrétisé pour une vingtaine de valeurs (dans notre cas) entre 0 et π/a . Pour chaque pas de la valeur de k une simulation est lancée afin de calculer ainsi une trentaine (dans notre cas) de fréquence (valeurs propres). Les valeurs propres sont récupérées dans un fichier de données permettant ainsi d'avoir les courbes de dispersions $f_{réduite}$ (f.a) en fonction de k.

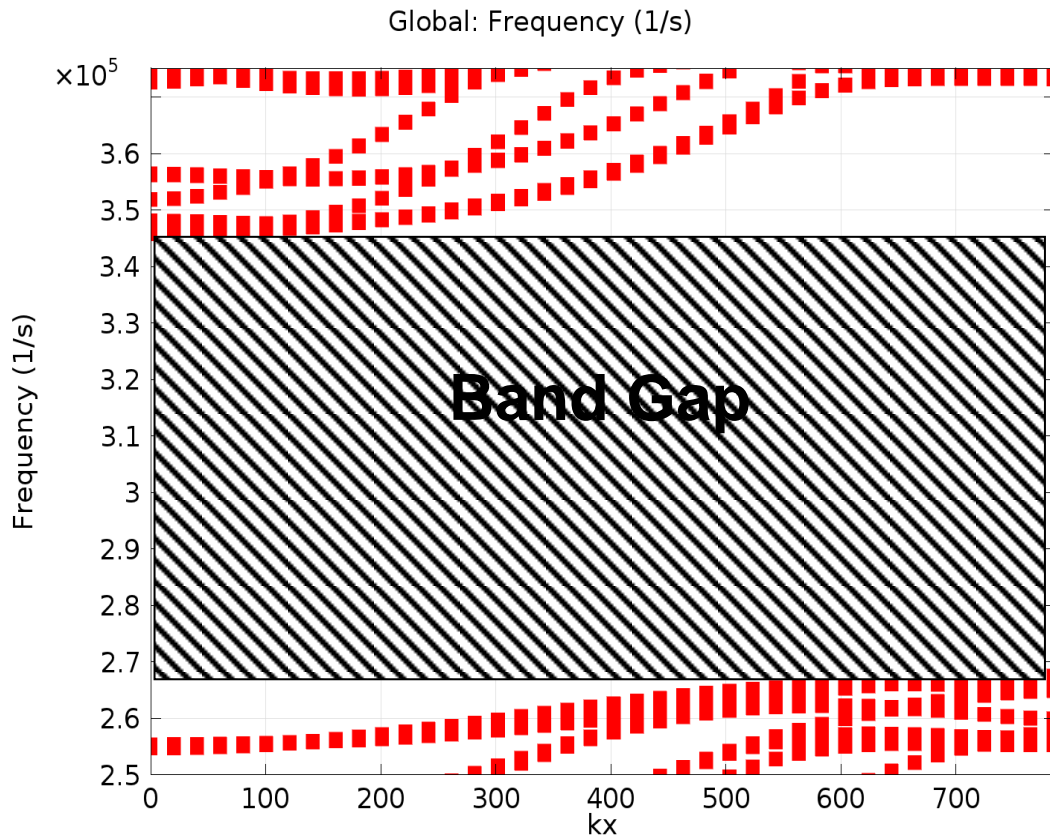


Figure 2.5 : Structures de bandes dans la direction ΓX présenté pour une "super cellule".

(figures 2.5) sont calculées pour une propagation dans le plan (x,y) , le long des principaux axes de symétrie de la zone de Brillouin. Pour la géométrie de la structure Cas super cellule, Nous pouvons ainsi remarquer l'existence d'une bande interdite complète située entre 2.5 (m/s) et 2.6 (m/s).

2.2 Courbes de dispersion.

2.2.1 Modèle: super cellule avec corridor

a-Modélisation et simulation .

La super cellule est construite d'abord en respectant la périodicité du structure (super cellule), suivant la direction Y, puis en introduisant les conditions périodiques de Bloch suivant la direction du guide (direction X). Il faudra cependant un nombre suffisamment élevé de cellules unités du structure de part

et d'autre du défaut afin que le guide d'onde voisins ne puissent pas interagir entre eux. Dans l'exemple de notre structure, nous avons choisi de mettre huit (08) (cellule unité) de chaque coté du défaut suivant la direction Y comme le montre la figure 2.6.

Les cellules unités sont composées du plot cylindrique déposé sur la plaque, Dans cette structure on a défini un matériau de masse volumique $\rho_r = 2670 \text{ kg / m}^3$, le module de Young $E = 0.701 \text{e}11 \text{ Pa}$ et le coefficient de Poisson $\nu = 0,33$.

Dans ce travail, nous allons étudier un guide d'onde linéaire construit en créant un espacement noté W . trois largeurs ont été choisies afin de contrôler le nombre de modes guidés à travers le gap : $W = 0.22 * aa$ et $W = 0.3 * aa$. $W = 0.38 * aa$. Nous avons calculé, pour chaque valeur de W , les courbes de dispersion correspondantes.

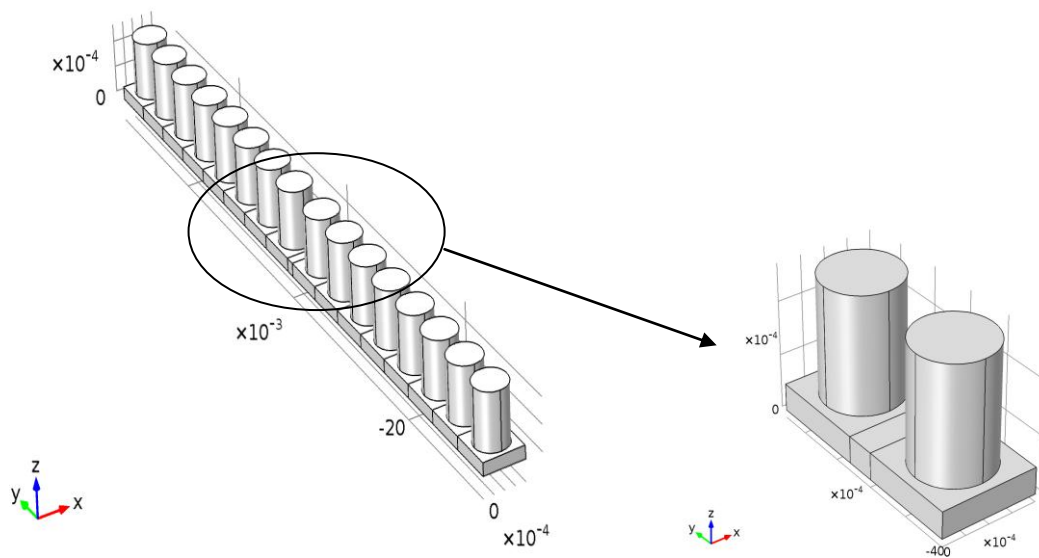


Figure 2.6: Géométrie de super cellule avec guide d'onde

Maillage de la structure

Le maillage de la structure est une étape très critique dans la simulation, le maillage de notre structure est *normale*

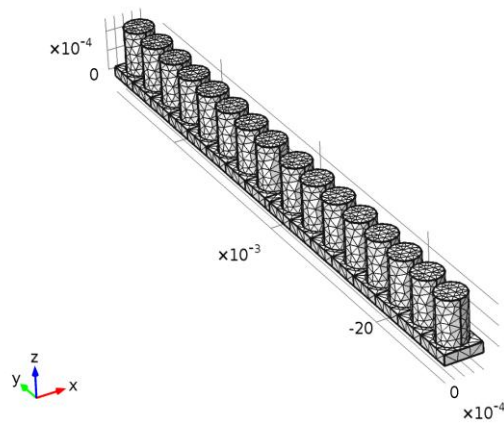


Figure2.7: Maillage de la structure super cellule avec guide d'onde

b-Résultats et Discussions

La possibilité de confinement des ondes a aussi été étudiée en fonction de la largeur du guide. Ainsi, des calculs de structures de bandes ont été effectuées pour les valeurs de W suivantes : $0.22*aa$, $0.3*aa$, et $0.38*aa$. De plus, nous avons représenté la distribution du champ de déplacement du mode de défaut pour une valeur fixe du vecteur d'onde. La figure 2.8 présente les résultats des simulations effectuées.

Nous montrons que les courbes de dispersions des fréquences réduites $f.a$ (m/s) de propagation en fonction du vecteur d'onde réduit k/a (sans unité) dans la moitié de la zone de Brillouin.

Nous observons que Lorsque la largeur du guide augmente, la fréquence des modes de guide a tendance à diminuer. De nouveaux modes apparaissent donc progressivement à travers le gap absolu. Cette étude prouve la possibilité de confinement et de guidage des ondes en plaque. il serait intéressant de pouvoir déterminer la transmission de ce mode A0 à travers ce type de guide d'onde dans notre structure.

Nous pouvons ainsi remarquer que dans le cas de la "super cellule avec guide ", la bande interdite existe toujours dans la même gamme de fréquences,

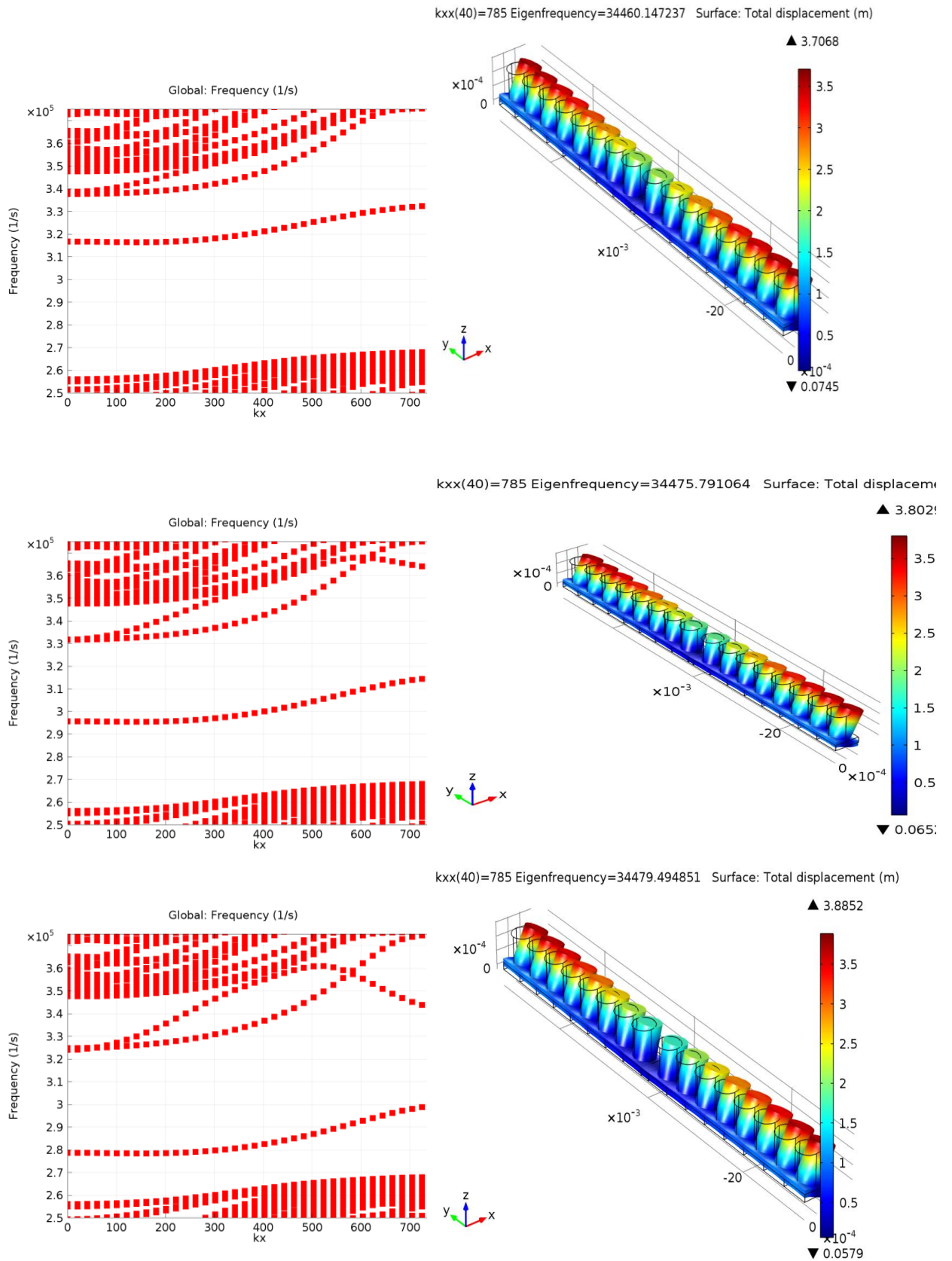


Figure 2.8: Structures de bandes en fonction de la largeur du guide Wg . La distribution du champ de déplacement du mode guidé dans la super cellule

2.3.1 Modèle: cristal parfait (sans défaut).

a- Modelisation et simulation .

Comme l'illustre la figure 2.9, nous avons considéré une structure formée de (07x08) cellules unités et comprises entre un espace d'entrée et de sortie. Nous avons ensuite ajouté des domaines d'absorption (PML dans notre cas) de l'onde élastique de part et d'autre de la structure afin d'empêcher l'onde de se réfléchir sur les frontières de la plaque d'époxy. Les conditions périodiques ont été ajoutées aux surfaces latérales perpendiculaires à la direction Y. Puisque nous nous intéressons à la propagation d'ondes dans la direction du guide (direction X), une source d'excitation est mise en place à l'entrée du guide d'onde sous forme d'une force appliquée suivant une ligne perpendiculaire au guide. A partir de cette source, l'onde peut être générée et ainsi se propager dans le cristal parfait (CP) avant d'être complètement absorbée par le domaine PML.

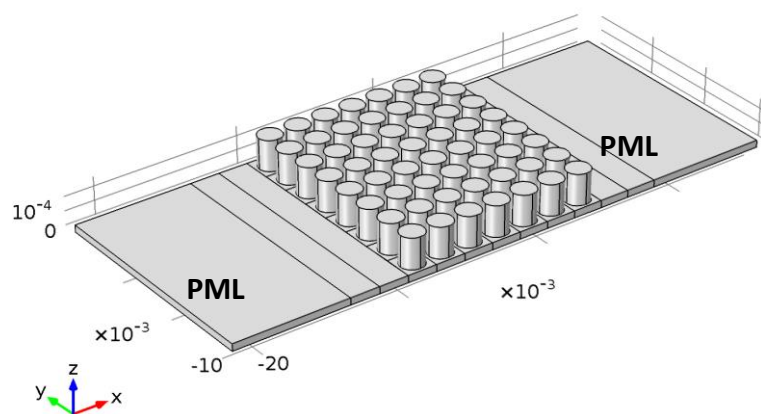


Figure2.9:la géométrie de la structure cristal parfait

Maillage de la structure

Le maillage de la structure est une étape très critique dans la simulation, le maillage de notre structure est *normale* .il donné en figure 2.12

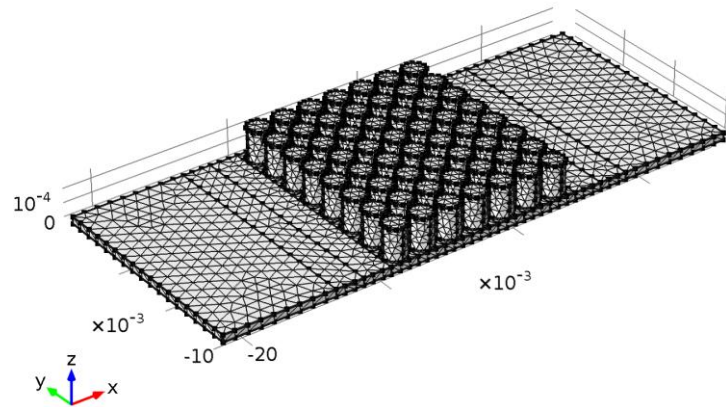


Figure2.10: Maillage de la structure cristal parfait

b-Résultats et Discussions

La figure 2.11 illustre les résultats de calcul du courbe de transmission pour une structure sans défaut .Les structures de bandes correspondantes, déjà présentées dans la figure 2.5, sont aussi représentées

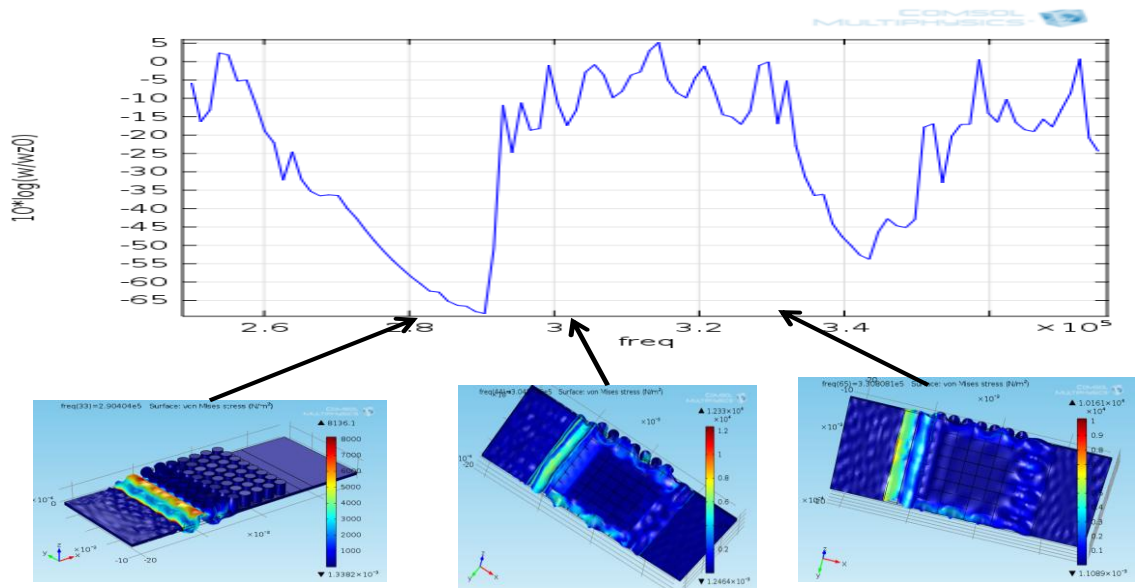


Figure 2.11 : courbe de transmission du cristal parfait. (mode parasite)

On remarque la présence d'un mode parasite causé par une transmission par les côtés. En changeant les conditions aux limites et en castrant ces bords latéraux ces modes parasites disparaissent.

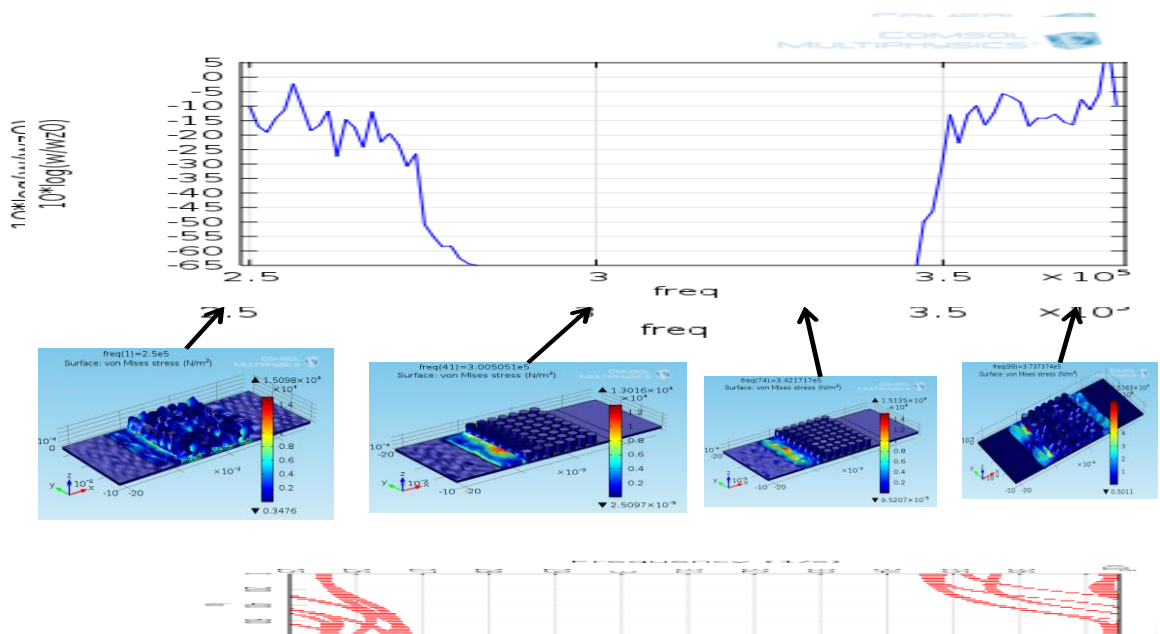


Figure 2.12 : courbe de transmission du cristal parfait. (continutyside)

Dans le cas du cristal parfait, on peut observer sur la courbe de dispersion Les cartes de champ d'investigation pour la fréquence au point $2.50e5$, montrent que l'onde transmise. Il y a alors transmission, et pour la fréquence au point $3.005e5$ Il y a blocage, pas transmission pour la fréquence au point $3.4217e5$, et transmission globale pour la fréquence au point $3.7373e5$.

Nous pouvons aisément constater la concordance entre le résultat du courbe de transmission et la structure de bandes dans la direction ΓX pour cristal parfait. sans défaut. En effet, aucune transmission de l'onde n'est enregistrée au niveau de la bande interdite.

2.3.2 Modèle : cristal phononique avec corridor:

a- Modelisation et simulation .

Les études sur le guide se feront à partir d'un cristal phononique parfait formé de cylindres sur une plaque de arrangés en réseau. Dans cette structure phononique on a défini le même matériaux.

Le modèle s'appuie sur une cellule élémentaire qui se compose d'une plaque de dimension finie selon u_y , formée de (07) cellules unités et comprises entre un espace d'entrée et de sortie. Les cellules unités sont composées du plots cylindriques déposés sur la plaque de Les espaces d'entrée et de sortie sont constitués de la seule plaque Des conditions **PML**. sont appliquées aux extrémités de la plaque dans la direction u_x , de part et d'autres des espaces d'entrée et de sortie. Des conditions périodiques sont appliquées dans la direction u_y .

La connaissance des gaps absolus permet d'étudier les propriétés de guidage de la membrane phononique. Une manière classique de créer un guide est de supprimer une rangée de plots dans la direction de propagation de l'onde. Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à un guide linéaire obtenu en écartant d'une largeur w la distance entre 08 rangées de cristal (figure 2.13). trois largeurs ont été choisies afin de contrôler le nombre de modes guidés à travers le gap : $w=0.22*a$ et $w=0.3*a, w=0.38$ Nous avons calculé, pour chaque valeur de w , les courbes de dispersion correspondantes.

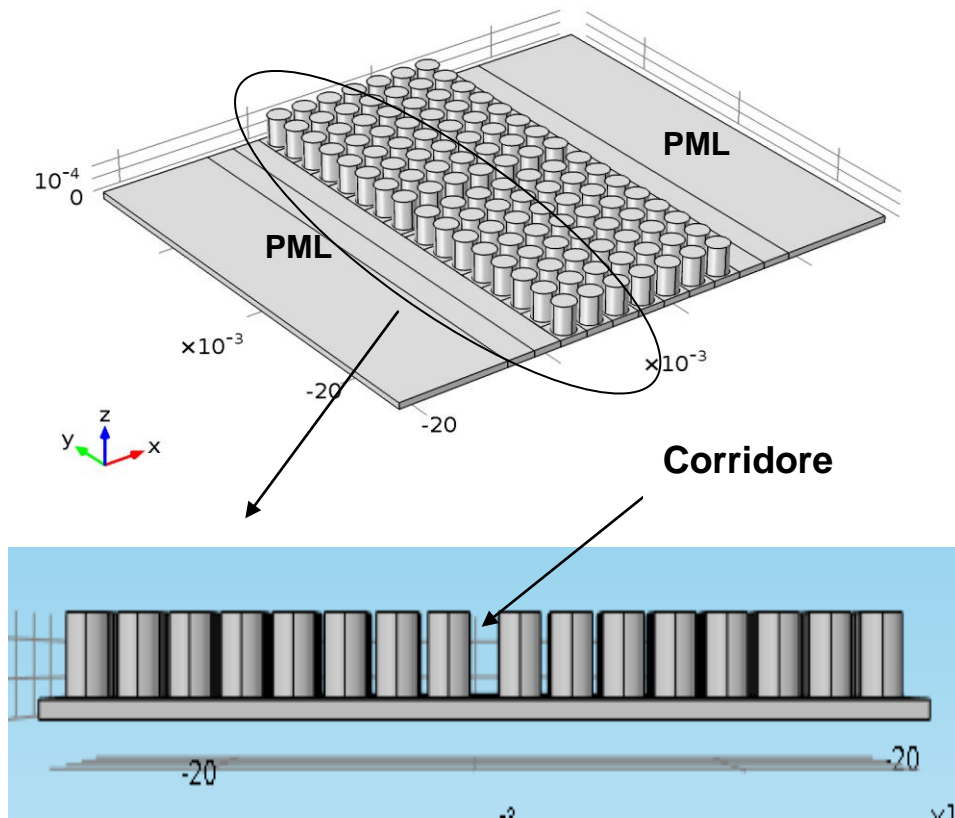


Figure2.13 : la géométrie de la structure Le cristal phononique pour le guide w

Maillage de la structure

Le maillage de la structure est une étape très critique dans la simulation, le maillage de notre structure est *normale*.

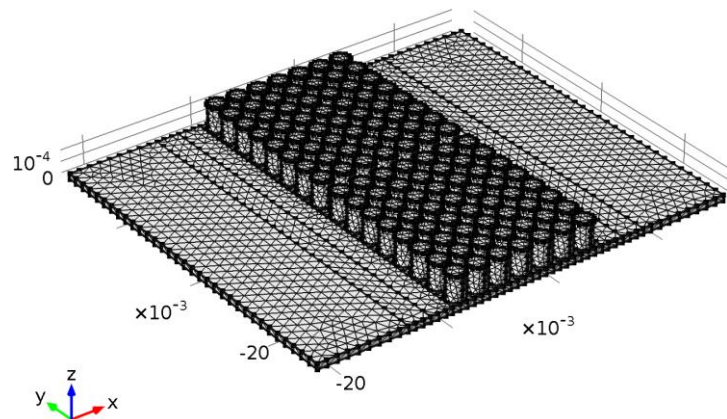


Figure 2.14: Maillage de la structure Le cristal phononique pour le guide w.

b-Résultats et Discussions

Dans les figures (2.15 ;2.16 ;2.17), nous avons représenté, la courbe de transmission du cristal phononique (continutyside) .

La transmission à travers cette structure a été réalisée à partir d'un code de différences finies. Dans le cas où guide (W), on peut observer sur la courbe de dispersion Les cartes de champ de déplacement pour quel fréquence, montrent que l'onde transmise est confinée dans le guide. Il y a alors transmission, Cette étude prouve la possibilité de confinement et de guidage des onde en plaque. Cette guidage et séparation est une preuve de la fonction démultiplexage très recherche en RF MEMS.

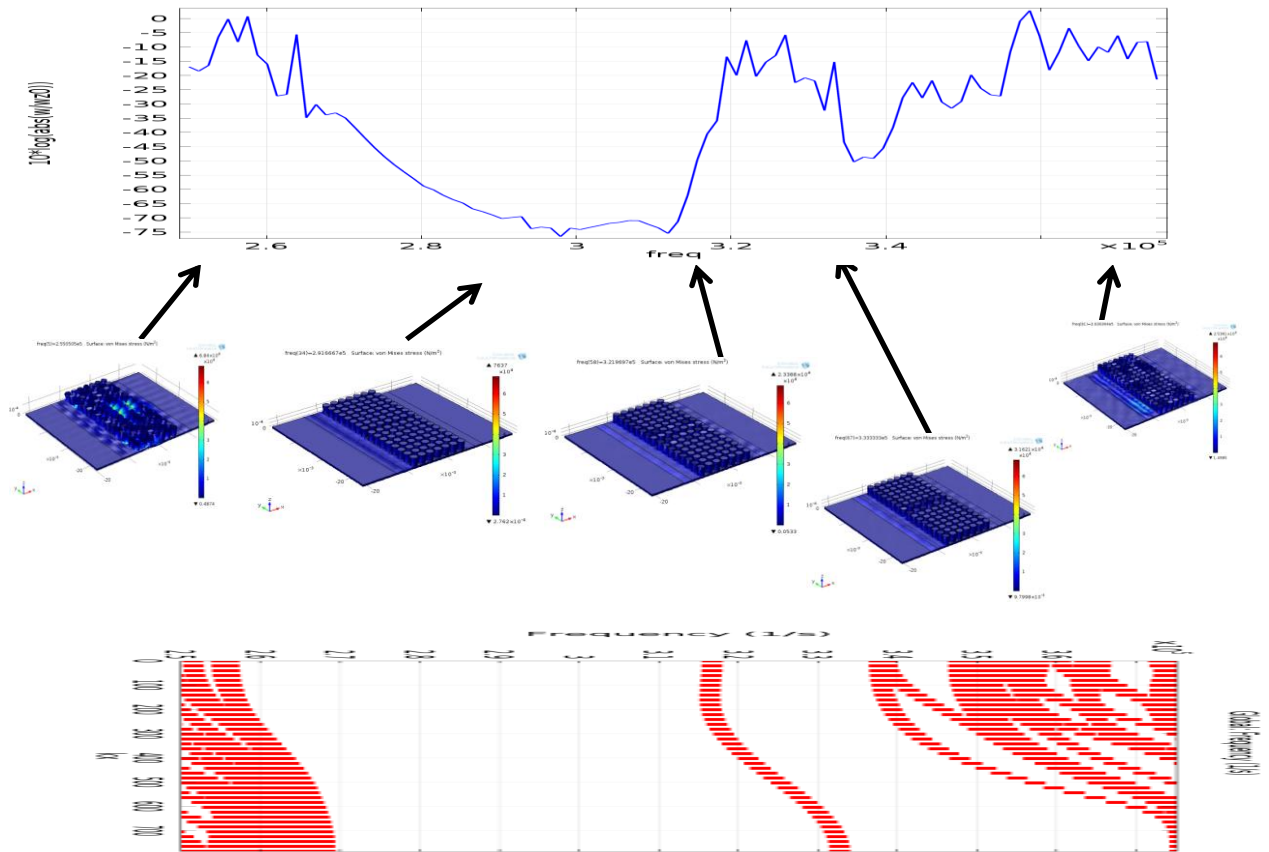


Figure 2.15 : courbe de transmission du cristal phononique pour le guide $w=0.22*aa$

Nous avons calculé la structure de bande de ce guide de largeur $0.22*aa$ afin de compléter l'étude de ces transmissions. La figure 2.15. représente la structure de bande complète,

Dans le cas où $W=0.22*aa$, on peut observer sur la courbe de dispersion Les cartes de champ d'investigation pour la fréquence au point $2.550e5$, montrent que l'onde transmise. Il y a alors transmission ,et pour la fréquence au point $2.91661e5$ Il y a blocage ,et transmission dans le guide pour la fréquence au point $3.2196e5$,pas transmission pour la fréquence au point $3.33333e5$, et transmission globale pour la fréquence au point $3.6336e5$.

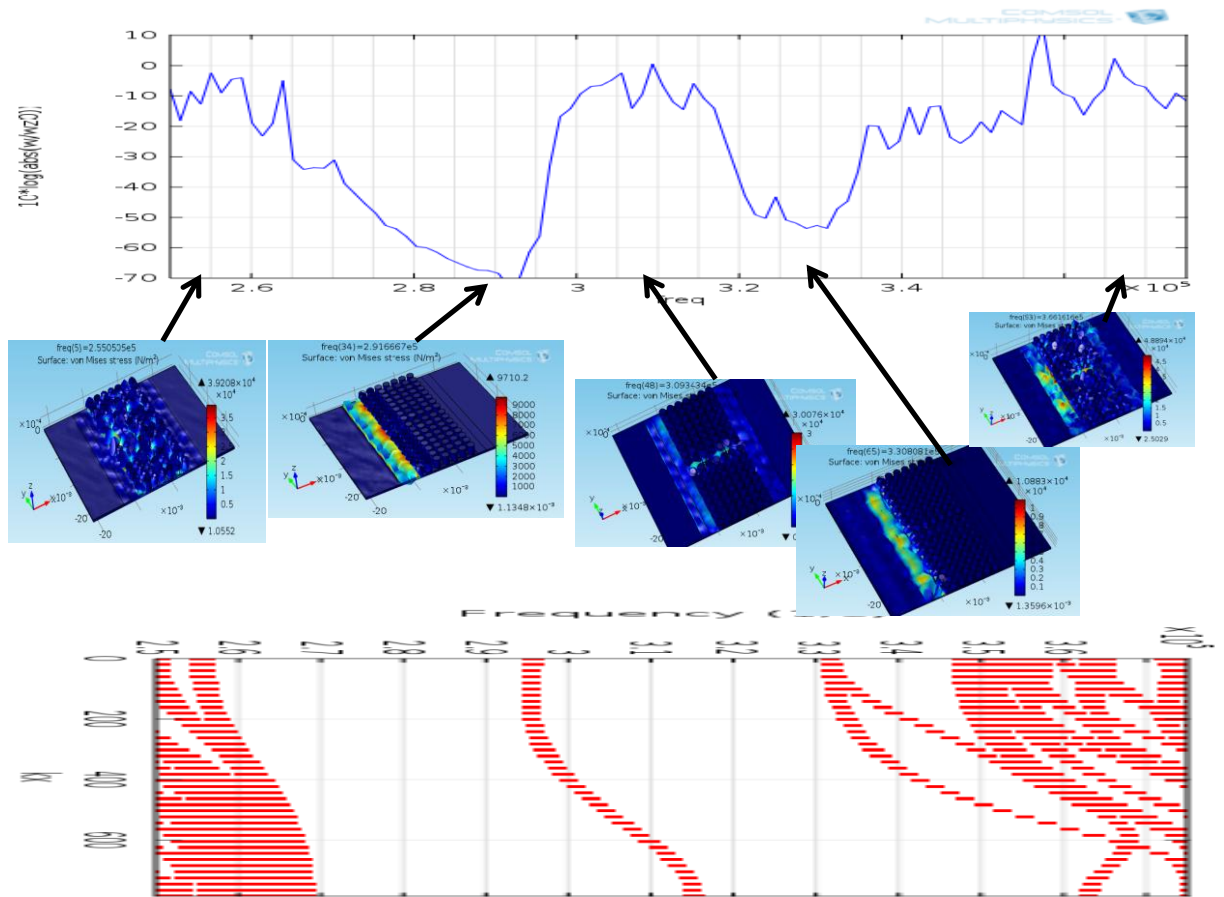


Figure 2.16: courbe de transmission *du cristal* phononique pour le guide $w=0.3*aa$

Nous avons calculé la structure de bande de ce guide de largeur $0.3*aa$ afin de compléter l'étude de ces transmissions. La figure 2.16. représente la structure de bande complète,

Dans le cas où $W=0.3*aa$, on peut observer sur la courbe de dispersion Les cartes de champ d'investigation pour la fréquence au point $2.550e5$, montrent que l'onde transmise. Il y a alors transmission ,et pour la fréquence au point $2.9166e5$ Il y a blocage ,et transmission dans le guide pour la fréquence au point $3.0394e5$,pas transmission pour la fréquence au point $3.3080e5$, et transmission globale pour la fréquence au point $3.6661e5$.

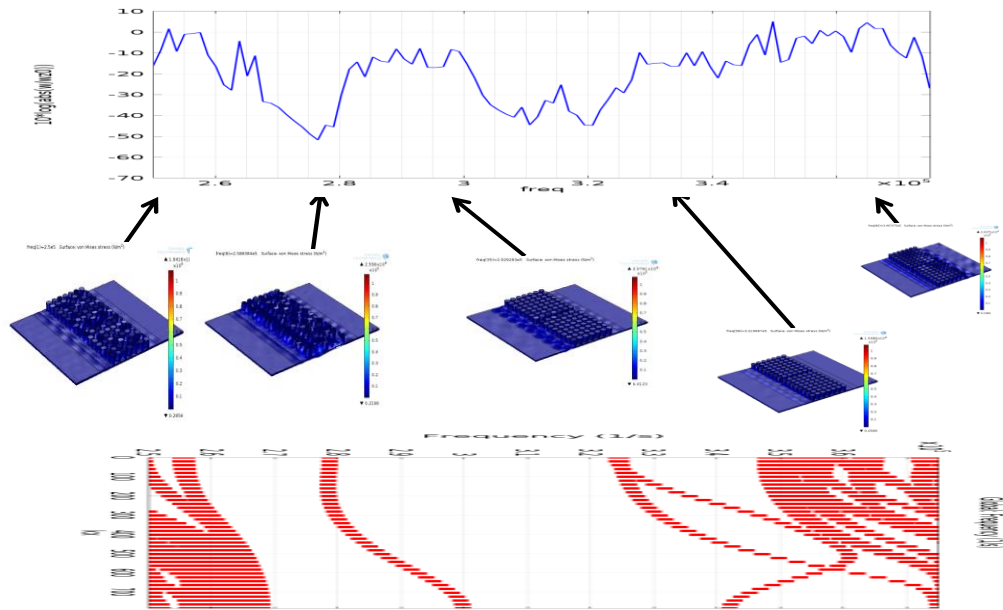


Figure 2.17 : courbe de transmission *du cristal* phononique pour le guide $w=0.38*aa$

Dans le cas où $W=0.38*aa$, on peut observer sur la courbe de dispersion Les cartes de champ d'investigation pour la fréquence au point $2.550e5$, montrent que l'onde transmise. Il y a alors transmission ,et pour la fréquence au point $2.5853e5$ Il y a blocage ,et transmission dans le guide pour la fréquence au point $2.9292e5$,pas transmission pour la fréquence au point $3.21e5$, et transmission globale pour la fréquence au point $3.497e5$.

2.3.3 Modèle :cristal phononique (freeside sans PML).

a-Modelisation et simulation .

Une autre manière de créer une ligne de défaut dans le cristal parfait sans PML, voire la figure 2.18 Nous avons utilisé Les mêmes paramètres géométriques et Les mêmes matériaux que l'autre structure Nous nous intéresserons à la simulation d'une super cellule primitive de base en appliquant les conditions aux limites de Bloch – (Floquet) Nous avons calculé la structure de bande de ce guide de largeur $w(w1=0.22*aa,w2=0.3*aa,w3=0.38*aa)$ afin de compléter l'étude de ces transmissions. La figure 2.19.a représente la structure de bande complète,

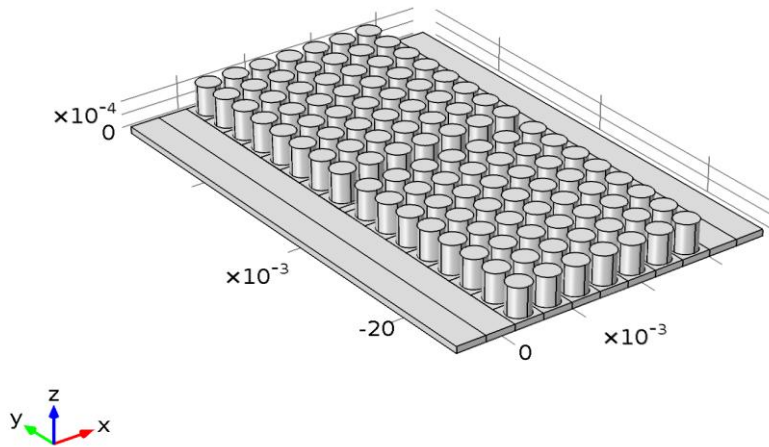


Figure:2.18 : la géométrie de la structure Le cristal phononique pour le guide w sans pml

Le maillage de la structure est une étape très critique dans la simulation, le maillage de notre structure est *normal* .il est donné en figure2.19

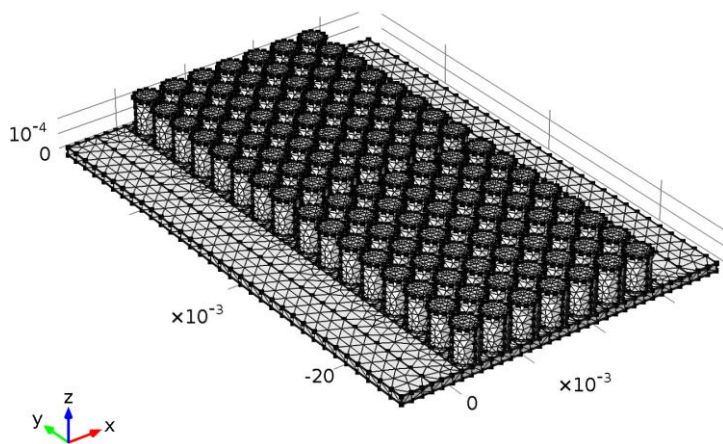
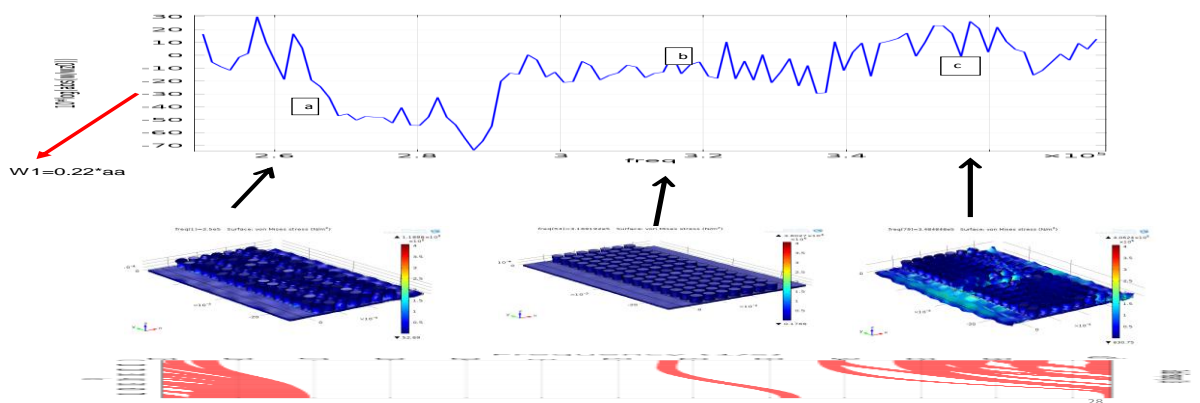


Figure2.19: Maillage de la structure phononique pour le guide w sans PML

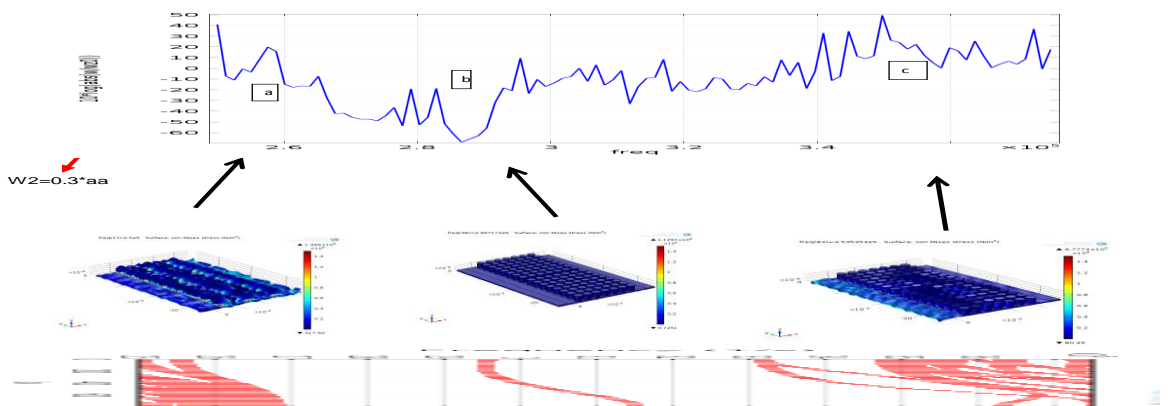
b-Résultats et Discussions

La figure 2.20 représente la courbe de transmission du cristal phononique pour le guide w(0.22*aa ,0.3*aa,0.38*aa) sans PML.

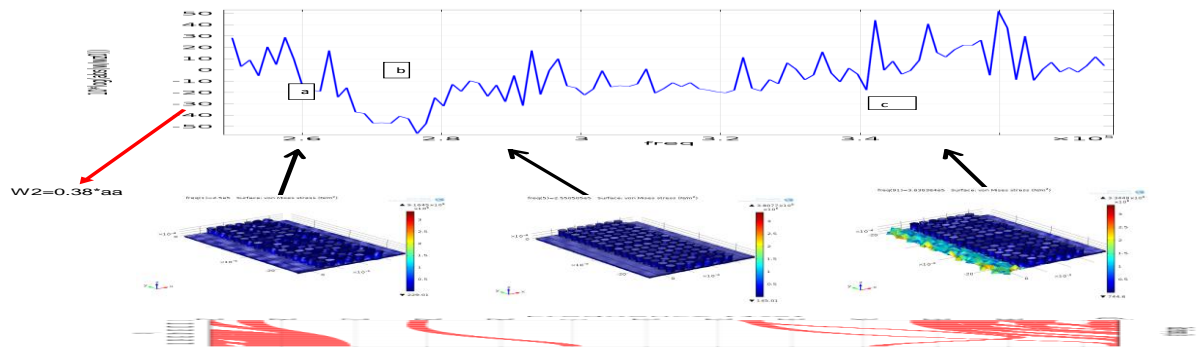
De plus, nous montrons dans cette même figure la déformé de la structure pour trois fréquence de références notées a, b et c. Il est intéressant de noter que la structure pour la fréquence centrale b de l'atténuation est quasiment immobile en sortie. La réflexion de l'onde incidente est totale. Là l'utilité de la partie PML est importante afin d'absorber cette onde totalement réfléchi et ne pas perturbé la simulation par des échos parasite.



(a)



(b)



(c)

Figure:2.20 : courbede transmission du cristal phononique pour le guide $w(0.22*aa ,0.3*aa,0.38*aa)$ sans PML.

Conclusion

Ce travail entre dans le cadre du développement d'application et de nouvelles débouchés pour les systèmes phononiques. Nous avons implémenté notre modèle a base de la méthode des éléments finis, sous consol multiphysics v4.3a nous permettant aussi de trouver :

- Les courbes de dispersion donnant la fréquence en fonction du vecteur d'onde ;
- La réponse fréquentielle en terme de transmission.

Les structures utilisées sont consus sur des plaques avec une structuration surfacique. Il sagit avec de pilier de formes cylindriques ,

Nous avons simulé le comportement t d'une cellule unitaire ainsi que d'une super cellule constituée de huit cellule mis à coté .

les résultats de la réponse fréquentielle de la super cellule confirme les courbes de disparitions avec la présence d'une bande interdite.

Dans la dernière parte de notre travail, nous nous sommes intéressés à la simulation de la réponse fréquentielle de guide d'onde. donc en partant des

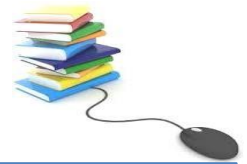
courbes des dispersions de super cellule avec guide d'onde , nous avons calculé leur courbes de réponse fréquentielle ce genre de guide d'onde ouvre un champ d'investigation intéressant malgré la faible sélectivité des guides d'ondes. Nous avons montré que Les fréquences des guide d'onde est liées à la largeur des corridors les constituants, cette séparation permettes a dans l'avenir à développer des application de multipleseage fréquentielle très importants de les télécommunication.



BIBLIOGRAPHIE



BIBLIOGRAPHIE



- [1] Doufene Med.a, mémoire de magister, Université Mouloud Mammeri, Tizi-Ouzou, Application du concept des réseaux acoustiques à bandes interdites dans la protection sismique des ouvrages de génie civil, 2013
- [2] Jean-Jacques Rousseau et Alain Giraud : Cristallographie géométrique et radiocristallographie. Sciences Sup , Dunod, 2007.
- [3] S. John, Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices, *Phys. Rev. Lett.* 58, 2486–2489 (1987).
- [4] S.Tamura, D. C. Hurley, and J. P. Wolfe, *Phys. Rev. B* 38, 1427 (1988).
- [5] Z. Liu, C.T Chan, and P. Sheng, *Phys. Rev. B* 71, 014103 (2005)
- [6] M. B. Assouar, M. El Hakiki, O. Elmazria, P. Alnot, and C. Tiusan, *Diamond and Related Materials*, 13, 1111 (2004)
- [7] M. S. Kushwaha, P. Halevi, L. Dobrzynski et B. Djafari-Rouhani, Acoustic band structure of periodic elastic composites. *Phys. Rev. Lett.*, 71, 2022 (1993).
- [8] E. N. Economou et M. Sigalas, Stop bands for elastic waves in periodic composite materials. *J. Acous. Soc. Am.*, 95, 1734 (1994).
- [9] C. Go aux et J. P. Vigneron, Theoretical study of a tunable phononic band gap system. *Phys. Rev. B*, 64, 075118 (2001).
- [10] R. Martínez-Sala, C. Rubio, L. M. García-Ra , J. V. Sánchez-Pérez, E. A. Sánchez-Pérez et J. Llinares, Control of noise by trees arranged like sonic crystals. *J. Sound Vib.*, 291, 100 (2006).
- [11] F. Meseguer, M. Hologado, D. Caballero, N. Benaches, J. Sánchez-Dehesa, C. López et J. Llinares, Rayleigh-wave attenuation by a semi-infinite two-dimensional elastic-band-gap crystal. *Phys. Rev. B*, 59, 12169 (1999).
- [12] R. Sprik and G.H. Wegdam, "Acoustic band gaps in composites of solids and viscous liquids", *Solid State Communications*, 106 (2), 77-81 (1998).
- [13] J.O. Vasseur, P.A. Deymier, A. Khelif, P. Lambin, B. Djafari-Rouhani, A. Akjouj, L. Dobrzynski, N. Fettouhi, and J. Zemmouri, "Phononic crystal with low filling fraction and absolute acoustic band gap in the audible frequency range: A theoretical and

experimental study", Physical Review E, 65 (5), 056608 (2002).

- [14] Y.J. Cao, Z.L. Hou, and Y.Y. Liu, "*Finite difference time domain method for band-structure calculations of two-dimensional phononic crystals*", Solid State Communications, 132 (8), 539-543 (2004).
- [15] P. Langlet, A.-C. Hladky Hennen, and J.-N. Decarpigny, "*Analysis of the propagation of plane acoustic waves in passive periodic materials using the finite element method*", Journal of the Acoustical Society of America, 98 (5), 2792-2800 (1995).
- [16] R. Martinez-Sala, J. Sancho, J.V. Sanchez, V. Gomez, J. Llinares, and F. Meseguer, "*Sound attenuation by sculpture*", Nature, 378, 6554 (1995).
- [17] J.O. Vasseur, P.A. Deymier, G. Frantziskonis, G. Hong, B. Djafari-Rouhani, and L. Dobrzynski, "*Experimental evidence for the existence of absolute acoustic band gaps in two-dimensional periodic composite media*", Journal of Physics: Condensed Matter, 10 (27), 6051 (1998).
- [18] J.V. Sanchez-Perez, D. Caballero, R. Martinez-Sala, C. Rubio, J. Sanchez-Dehesa, F. Meseguer, J. Llinares, and F. Galvez, "*Sound Attenuation by a Two-Dimensional Array of Rigid Cylinders*", Physical Review Letters, 80 (24), 5325 (1998).
- [19] Z. Liu, X. Zhang, Y. Mao, Y.Y. Zhu, Z. Yang, C.T. Chan, and P. Sheng, "*Locally Resonant Sonic Materials*", Science, 289 (5485), 1734-1736 (2000).
- [20] C. Goffaux and J.P. Vigneron, "*Spatial trapping of acoustic waves in bubbly liquids*", Physica B, 296 (1-3), 195-200 (2001).
- [21] F. Meseguer, M. Holgado, D. Caballero, N. Benaches, J. Sanchez-Dehesa, C. Perez, and J. Llinares, "*Rayleigh-wave attenuation by a semi-infinite two-dimensional elastic-band-gap crystal*", Physical Review B, 59 (19), 12169 (1999).
- [22] M. Torres, F.R.M. de Espinosa, and J.L. Aragon, "*Ultrasonic wedges for elastic wave bending and splitting without requiring a full band gap*", Physical Review Letters, 86 (19), 4282-4285 (2001).
- [23] T.-T. Wu, W.-S. Wang, and J.-H. Sun, "*A layered SAW device using phononic-crystal reflective gratings*", Ultrasonics Symposium, 2008. IUS 2008. IEEE, 709-712 (2008).
- [24] B. Bonello, C. Charles, and F. Ganot, "*Velocity of a SAW propagating in a 2D phononic crystal*", Ultrasonics Symposium, 2006 IEEE, E1259-E1263 (2006).
- [25] Y. Du, " Etude et développement de matériaux micro/nano structurés pour l'ingénierie des bandes interdites dans les dispositifs électro-acoustiques à ondes de surface ". Thèse de Doctorat – Université de Lille – (2016).

- [26] Z. Liu, X. Zhang, Y. Mao, C.T Chan, and P.Sheng, “ Locally resonant sonic materials”, Physical Review Letters, science, 289, 1734, (2000)
- [27] M. Oudich, “ Contridbution à l’étude des cristaux phononiques à résonance locale dans les régimes sonique et hypersonique : approche théorique et expérimentale ” – Thèse de Doctorat –Université de Henri Poincaré, Nancy – (2011).
- [28] Y. Achaoui, “ Bandes interdites de Bragg et résonances locales dans les cristaux phononiques de piliers sur une surface” – Thèse de Doctorat – Université de Franche Comté – (2011).
- [29] D. Royer and E. Dieulesaint, Elastic Waves in Solids (Wiley, New York, 1999)
- [30] W.L. Bragg, "*The diffraction of chort electromagnetic waves by a crystal*", proceedings of the Cambridge Philosophical Society, 17, 43-57 (1913).
- [31] H. Lamb, "*On Waves in an Elastic Plate*", Proceedings of the Royal Society of London, Series A, 93, 114-128 (1917).
- [32] V. Laude, “ Physique des dispositifs à ondes élastiques”, cours master ELO, ENSMM , année scolaire (2005-2006).
- [33] H. Lamb, “ On Waves in an Elastic Plate”, Proceedings of the Royal Society of London, Series A, 93, 114-128 (1917).
- [34] A. bougressi, mémoire de magister, université mouloud mammeri de tizi-ouzou, Application du concept des réseaux acoustiques à bandes interdites pour l’isolation sismique d’un site», Année 2013 .
- [35] S. kheffache : propagation d’onde élastiques dans les critaux phononiques bidimensionnels, TIZI_ OUZOU,2011.
- [36] Kushwaha, M.S., Halevi, P., Dobrzynski, L. et Djafari-Rouhani, B., "Acoustic band structure of periodic elastic composites", Phys. Rev. Lett. 71, 2022–2025 (1993).
- [37] Van Der Biest, F., "Diffusion multiple et renversement du temps ultrasonore dans des milieux périodiques et désordonnés ", Thèse de doctorat - Université de Paris 7, (Janvier 2006).
- [38] Jaffre, T., "Caractérisation des matériaux à bande interdite électromagnétique multi-périodiques et leurs applications aux antennes", Thèse de doctorat - Université de Limoges, (2005).

- [39] Ho, K.M., Chan, C.T. et Soukoulis, C. M., Phys. Rev. Lett. 65, 3152, 1990.
- [40] W.L. Bragg, "The diffraction of short electromagnetic waves by a crystal", proceedings of the Cambridge Philosophical Society, 17, 43-57 (1913).
- [41] Z. Hou, and B. M. Assouar, *Modeling of Lamb wave propagation in plate with two-dimensional phononic crystal layer coated on uniform substrate using plane-wave-expansion method*, Phys. Lett. A **372**, 2091 (2008).
- [42] S. Tamura, D. C. Hurley, and J. P. Wolfe, *Acoustic-phonon propagation in superlattices* Phys. Rev. B 38, 1427 (1988).
- [43] M. Oudich, *Contribution à l'étude des cristaux phononiques à résonance locale dans les régimes sonique et hypersonique : approches théorique et expérimentale*. Thèse de doctorat, université Henry Poincaré, Nancy I (2011).
- [44] Z. Liu, X. Zhang, Y. Mao, Y. Y. Zhu, Z. Yang, C. T. Chan, and P. Sheng, *locally resonant sonic materials*, Science **289**, 1734 (2000).
- [45] A. Khelif, Y. Achaoui, S. Benchabane, V. Laude, B. Aoubiza. *Locally resonant surface acoustic wave band gaps in a two-dimensional phononic crystal of pillars on a surface*. Phys. Rev. B 81, 214303 (2010).
- [46] J.C. Hsu and T.T Wu. *Lamb waves in binary locally resonant phononic plates with two dimensional lattices*. Appl. Phys. Lett. **90**, 201904 (2007).
- [47] G. Wang, D. Yu, J. Wen, Y. Liu, and X Wen. *One-dimensional phononic crystals with locally resonant structures*. Physics Letters A 327, 512 (2004).
- [48] Z. Liu, C.T Chan, and P. Sheng. *Three-component elastic wave band-gap material*. Phys. Rev. B **65**, 165116 (2002).
- [49] P. Sheng, X. X. Zhang, Z. Liu, and C.T. Chan. *Locally resonant sonic materials*. Physica B **338**, 201 (2003).
- [50] Z. Liu, X. Zhang, Y. Mao, Y. Y. Zhu, Z. Yang, C. T. Chan, and P. Sheng. *Locally resonant sonic materials*. Science 289, 1734 (2000).
- [51] Sedik KHEFFACHE, mémoire de magister, université mouloud mammeri de tizi-ouzou, , Propagation d'ondes élastiques dans le cristaux phononiques bidimensionnels Année 2011 .

- [52] PENNEC, Y., DJAFARI-ROUHANI, B., LARABI, H., VASSEUR, J. O., AND HLADKYHENNION, A. C. Low-frequency gaps in a phononic crystal constituted of cylindrical dots deposited on a thin homogeneous plate. *Phys. Rev. B* 78 (2008), 104105.
- [53] ÉTIENNE COFFY, THESE DE DOCTORAT DE L'ETABLISSEMENT UNIVERSITE BOURGOGNE FRANCHE-COMTE PREPAREE A L'UNIVERSITE DE FRANCHE-COMTE, Investigation de la dispersion des ondes élastiques dans les milieux micro-structurés : application aux poutres phononiques,.
- [54] OUDICH, M., LI, Y., ASSOUAR, B. M., AND HOU, Z. A sonic band gap based on the locally resonant phononic plates with stubs. *New Journal of Physics* 12, 8 (2010), 083049.
- [55] HSU, J.-C. Local resonances-induced low-frequency band gaps in twodimensional phononic crystal slabs with periodic stepped resonators. *Journal of Physics D : Applied Physics* 44 (2011), 055401.
- [56] BADREDDINE ASSOUAR, M., AND OUDICH, M. Enlargement of a locally resonant sonic band gap by using double-sides stubbed phononic plates. *Applied Physics Letters* 100, 12 (2012), 123506.
- [57] BILAL, O. R., AND HUSSEIN, M. I. Trampoline metamaterial : Local resonance enhancement by springboards. *Applied Physics Letters* 103, 11 (2013), 111901.
- [58] BILAL, O. R., FOEHR, A., AND DARAIO, C. Observation of trampoline phenomena in 3d-printed metamaterial plates. *Extreme Mechanics Letters* 15, Supplement C (2017), 103 – 107.
- [59] ASSOUAR, M. B., SUN, J.-H., LIN, F.-S., AND HSU, J.-C. Hybrid phononic crystal plates for lowering and widening acoustic band gaps. *Ultrasonics* 54, 8 (2014), 2159 – 2164
- [60] POURABOLGHASEM, R., MOHAMMADI, S., EFTEKHAR, A. A., KHELIF, A., AND ADIBI, A. Experimental evidence of high-frequency complete elastic bandgap in pillar-based phononic slabs. *Applied Physics Letters* 105, 23 (2014), 231908.
- [61] POURABOLGHASEM, R., KHELIF, A., MOHAMMADI, S., EFTEKHAR, A. A., AND ADIBI, A. Physics of band-gap formation and its evolution in the pillar-based phononic crystal structures. *Journal of Applied Physics* 116, 1 (2014).