

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

République algérienne démocratique et populaire

Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique

Université Saad Dahleb Blida 1



Faculté de science

Département Physique

Mémoire de fin d'étude

Pour l'obtention du diplôme de Master en Physique

Option : NANO PHYSIQUE

Thème :

Etude et simulation pour l'amélioration du facteur de qualité par l'introduction d'un défaut localisé dans les guides d'ondes à base des cristaux phononiques.

Présenté par :

BENBOULAL BRAHIM

Soutenu le 25 / 09/ 2022 devant le jury composé de :

Dr. R. Serhane	DR CDTA	Président
Dr. A. Amrane	MCB U. Blida1	Examineur
Dr. A. Hassein -Bey	MCB U. Blida1	Encadreur
Dr. A.L.S. Hassein-Bey	Docteur U. Blida1	Co-Encadreur

Blida, Septembre 2022

Remerciements

الحمد لله الذي بنعمته تتم الصالحات

عن أبي هريرة رضي الله عنه عن النبي صلى الله عليه وسلم قال: " من لا يشكر الناس لا يشكر الله "

A la fin de ce chemin orné d'un master en nano physique, je tiens à exprimer toutes mes reconnaissances au grand ALLAH qui m'a offert cette réussite.

J'exprime ensuite tous mes remerciements à monsieur Abdelkader Hassen-Bey qui m'a encadré durant ce travail et m'a enseigné durant mes études et je le remercie pour tous ses efforts et ses conseils pleins de sagesse et mes remerciements tout aux membres de l'équipe de LASICOM USDB 1

Mes remerciements vont également aux membres de jury Dr. R. Serhane et Dr. A. Amrane 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.

Dédicace

*C'est avec une grande gratitude et des mots sincères, que je dédie
ce travail de fin d'études à mes chers parents qui ont sacrifié leur
vie pour ma réussite.*

**A ma mère pour son soutien et encouragements.*

**A mon père pour avoir toujours cru en moi par ses nombreux
sacrifices.*

Résumé

Dans le cadre de ce projet, nous nous sommes intéressés à l'étude par l'outil de simulation à base de la méthode des éléments finis, du comportement de guides d'onde sous forme de couloir dans des structures périodiques phononiques. Ces cristaux phononiques sont formés par des cylindres posés sur une plaque du même matériau. En partant, de travaux précédents sur des structures phononiques trouées et de défaut aussi troués sur une plaque, nous avons adapté cette approche à nos structures sous forme de cristaux phononiques en forme de piliers cylindriques. Nous avons analysé et calculé les courbes de dispersion du défaut localisé de différentes forme par l'utilisation de la méthode des super-cellules 1D et 2D. Nous avons calculé la réponse fréquentielle de ces défauts représentés par des couloirs guide d'onde. Ces structures ont montré une sélectivité accrue à travers des facteurs de qualité avoisinant 60000.

Mots clés: Cristaux phoniques, super-cellule, Méthode des éléments finis, Défaut localisé, guide d'onde, bande interdites, facteur de qualité.

Abstract

As part of this project, we were interested in the study by the simulation tool based on the finite element method, of the behavior of waveguides in the form of corridors in phononic periodic structures. These phononic crystals are formed by cylinders placed on a plate of the same material. Based on previous work on holed phononic structures with holes and defects also holes on a plate, we have adapted this approach to our structures in the form of phononic crystals in the form of cylindrical pillars. We analyzed and calculated the dispersion curves of the localized defect of different shapes using the 1D and 2D supercell method. We calculated the frequency response of these defects represented by waveguide corridors. These structures have shown increased selectivity through quality factors around 60000.

Keywords: Sound crystals, supercell, Finite element method, Localized defect, wave guide, band gap, quality factor.

المخلص

كجزء من هذا المشروع ، كنا مهتمين بالدراسة التي أجرتها أداة المحاكاة القائمة على طريقة العناصر المحدودة ، لسلوك الأدلة الموجية في شكل ممرات في الهياكل الدورية الصوتية. تتشكل هذه البلورات الصوتية بواسطة أسطوانات موضوعة على لوحة من نفس المادة. استنادا إلى العمل السابق على الهياكل الصوتية المثقوبة ذات الثقوب والعيوب أيضا الثقوب الموجودة على اللوحة ، قمنا بتكييف هذا النهج مع هياكلنا في شكل بلورات صوتية في شكل أعمدة أسطوانية. قمنا بتحليل وحساب منحنيات التشتت للعيوب الموضعي للأشكال المختلفة باستخدام طريقة الخلية الفائقة D1 و D2. قمنا بحساب استجابة التردد لهذه العيوب التي تمثلها ممرات التوجيه الموجي. وقد أظهرت هذه الهياكل زيادة انتقائية من خلال عوامل الجودة حوالي 60000.

الكلمات المفتاحية: بلورات الصوت، الخلية الفائقة، طريقة العناصر المحدودة، العيب الموضعي، الدليل الموجي، فجوة النطاق، عامل الجودة.

Table des matières

Liste des figures	1
Liste des tableaux.....	4
Abréviations.....	4
Introduction générale.....	5
CHAPITRE 1 : GENERALITES SUR LES CRISTAUX PHONONIQUES	7
1. Introduction	7
2. Historique des cristaux phononiques	7
3. Cristaux Phononique et autres Cristaux.....	9
4. Cristaux Phononiques.....	11
4.1. Différents types des cristaux phononiques	11
4.2. Bandes interdites des cristaux phononiques	12
4.3. Zone irréductible de Brillouin	13
5. Résonance locale	14
5.1. Bandes interdites acoustiques à résonance locale	14
5.2. Conception et optimisation des bandes interdites acoustiques (phononiques)	15
6. Classification des cristaux phononiques par structure	16
7. Application des cristaux phononiques.....	17
7.1. Guides d'ondes dans un cristal phononique :	18
7.2. Cavités résonantes et résonateurs acoustiques	20
7.3. Couplage de défauts.....	21
7.4. Démultiplexage	23
CHAPITRE 2 : MODELISATION DES CRISTAUX PHONONIQUES	25
1. Introduction	25
2. Situation de la problématique	26
3. Modélisation de notre cristal phononique sous Comsol Multiphysics 4.3a.....	30

3.1.	Définition du modèle	30
3.2.	Paramètres du modèle	30
3.3.	Cellule-unité :	31
3.4.	Super-cellule 1D	34
	Super-cellule 1D avec un couloir guide d'onde de largeur W	36
3.5.	Super-cellule 2D	36
3.6.	Super-cellule 1D avec un couloir guide d'onde de largeur W	37
3.7.	Super-cellule 2D avec défauts	38
3.8.	Le modèle utilisé pour étudier l'effet du défaut placé dans le passage d'un guide d'onde	39
CHAPITRE 3 : RESULTATS DES SIMULATIONS ET DISCUSSIONS.....		40
1.	Cellule élémentaire avec pilier cylindrique :	40
1.1.	Discussion	40
2.	Super-cellule 1D sans couloir guide d'onde	41
2.1.	Discussion	42
3.	Super-cellule 3x3a sans défauts 2D cellule	42
1.	Discussion	44
2.	Super-cellule 1D avec un couloir guide d'onde de largeur W	44
2.1.	Largeur de couloir W égale à a	44
2.2.	Réduction de la Largeur du couloir central à 0.30a	45
3.	Super-cellule 2D avec défauts	46
3.1.	Super-cellule 3x3a avec défauts avec une forme optimisée par Hao Dong et al. [62]	46
3.2.	Super-cellule 2D avec défauts vide	48
3.3.	Super-cellule 2D avec défauts épaisseur en muret carré et circulaire	49
3.4.	Super-cellule 2D avec défauts en plaque mais avec différentes épaisseur (tt) 51	
4.	Etude de la transmission du guide d'onde parasité par la présence de défaut 55	
4.1.	Défaut type Hao Dong :	55
4.2.	Défaut type plaque	58
4.3.	Discussion	59

4.4.	Défaut type plaque épaisseur 1.3 tt isolation D=3a	60
4.5.	Discussion	60
	Conclusion générale	61
	Références	62

Liste des figures

Figure1. 1 : sculpture qui a permis la première démonstration des cristaux phononiques [23].	8
Figure1. 2 : Représentation schématique de cristaux périodiques phononiques unidimensionnel, bidimensionnel et tridimensionnel[37].	11
Figure1. 3 : a) bande interdite de Bragg, b) bande interdite de résonance locale[41].	12
Figure1. 4 : Sections transversales bidimensionnelles de réseaux carrés, hexagonaux et en nid d'abeille avec la zone de Brillouin correspondante [23].	13
Figure1. 5 : Exemples de <i>LRAB</i> a) noyaux cylindriques en cuivre insérés dans une matrice en caoutchouc de silicium, b) fine plaque d'aluminium avec des tiges cylindriques en tungstène/silicium [51].	14
Figure1. 6 : présentation schématique des topologies alternatives de Bi-matériel pour une unité-cellule symétrique carrée [51].	16
Figure1. 7 : Sections transversales de guides d'ondes formées en retirant des tiges d'un cristal à ultrasons fait de tiges d'acier immergées dans l'eau [55].	18
Figure1. 8 : transmission à travers un guide d'onde formé par l'omission d'une ligne et à travers un guide d'onde coudé d'inclusions dans un cristal phononique constitué de tubes d'acier dans de l'eau [55].	19
Figure1. 9 : Cristal phononique construit en serrant des cylindres d'acier dans une plaque d'acier rigide périodiquement perforée [56].	20
Figure1. 10 : transmissions mesurées (lignes pleines) et calculées (lignes pointillées) en fonction de la fréquence[57].	21
Figure1. 11 : transmission mesurée (lignes pleines) et calculée (pointillés) pour (a) un guide couplé à une cavité, (b) un guide couplé à une cavité longue à cheval sur le guide et (c) un guide bordé de cavités sur ces deux côtés [56].	22
Figure1. 12 : a) Vue schématique du cristal phononique. b) Spectres de transmission. c) Champ de déplacement calculé le long de la direction de propagation à une fréquence de 290 kHz. [38].	24
Figure 2. 1 : Un filtre Hao Dong <i>PnC</i> avec un guide d'ondes <i>W1</i> et une seule cavité de défaut [61].	27

Figure 2. 2 : Courbes de dispersion pour les modes d'onde guidée (lignes pleines dans les zones grises) d'un guide d'ondes <i>PnC</i> . (a) Mode d'onde hors plan, (b) Mode d'onde dans plan [61].	28
Figure 2. 3 : Cavités optimisées et leurs spectres de transmission [61].	28
Figure 2. 4 : Géométrie de pilier et les paramètres.	29
Figure 2. 5 : Structure modale de la bande interdite de pilier.	29
Figure 2. 6 : Sélection de la dimension d'espace.	31
Figure 2. 7 : Sélection des physiques.	32
Figure 2. 8 : Sélection de l'étude.	32
Figure 2. 9 : Paramètres de géométrie de cellule unitaire.	33
Figure 2. 10 : Géométrie de la cellule d'unité.	33
Figure 2. 11 : Le matériau du modèle et ses propriétés.	33
Figure 2. 12 : Condition périodique le long de x et y.	34
Figure 2. 13 : Maillage du modèle.	34
Figure 2. 14 : Paramètres de géométrie de super-cellule 1D.	35
Figure 2. 15 : Géométrie de la super-cellule 1D.	35
Figure 2. 16 : Paramètres de géométrie de super-cellule 2D.	36
Figure 2. 17 : Géométrie de la super-cellule 2D.	37
Figure 2. 18 : Géométrie de la super-cellule 1D avec largeur couloir W égale à a .	37
Figure 2. 19 : Géométrie de la super-cellule 1D avec largeur couloir W moins qu' a .	37
Figure 2. 20 : Géométrie de la Super-cellule 2D avec défauts Hao Dong	38
Figure 2. 21 : Géométrie de la super-cellule 2D avec défauts vide.	38
Figure 2. 22 : Géométrie de la super-cellule 2D avec défauts épaisseur carrée.	38
Figure 2. 23 : Géométrie de la super-cellule 2D avec Défauts en plaque mais avec différentes épaisseur (t).	39
Figure 2. 24 : Structure étudiée pour le calcul de la transmission affectée par un défaut dans le guide d'onde.	39
Figure 3. 1 : Courbe de dispersion des fréquences de la cellule-unité.	40
Figure 3. 2 : Courbe de dispersion des fréquences de la super-cellule 1D.	41
Figure 3. 3 : Comparaison la bande interdite entre (a) de la cellule-unité et (b) super-cellule 1D.	42

Figure 3. 4 : Courbe de dispersion des fréquences de la super-cellule 2D sans défauts.	43
Figure 3. 5 : Comparaison la bande interdite entre la cellule-unité et la super-cellule 2D.	43
Figure 3. 6 : Courbe de dispersion des fréquences de la super-cellule 1D avec largeur couloir W égale à a .	44
Figure 3. 7 : Courbe de dispersion des fréquences de la super-cellule 1D avec largeur couloir W égale à $0.30*a$.	45
Figure 3. 8 : Courbe de dispersion des fréquences de la super-cellule 2D avec défaut Hao Dong. [62]	47
Figure 3. 9 : Courbe de dispersion des fréquences de la super-cellule 2D avec défaut vide.	48
Figure 3. 10 : Comparaison entre les courbe de dispersion de la super-cellule 2D (a) défaut vide et (b) défauts épaisseur carrée.	50
Figure 3. 11 : Comparaison entre les courbe de dispersion de la super-cellule 2D (a) défaut vide et (b) défauts épaisseur circulaire.	51
Figure 3. 12 : Comparaison la courbe de dispersion entre super-cellule 2D défaut vide et défauts épaisseur vide $tt+0.10tt$.	52
Figure 3. 13 : Comparaison la courbe de dispersion entre super-cellule 2D défaut vide et défauts épaisseur vide $tt+0.15tt$.	52
Figure 3. 14 : Comparaison la courbe de dispersion entre super-cellule 2D défaut vide et défauts épaisseur vide $tt+0.30tt$.	53
Figure 3. 15 : Comparaison la courbe de dispersion entre super-cellule 2D défaut vide et défauts épaisseur vide $tt+0.50tt$.	53
Figure 3. 16 : Comparaison la courbe de dispersion entre super-cellule 2D défaut vide et défauts épaisseur vide $0.50tt$.	54
Figure 3. 17 : Structure étudiée pour le calcul de la transmission affectée par un défaut isolé par $D=1a$ dans le guide d'onde.	55
Figure 3. 18 : Structure étudiée pour le calcul de la transmission affectée par un défaut isolé par $D=2a$ dans le guide d'onde.	56
Figure 3. 19 : Spectre de transmission en échelle logarithmique entre 250 kHz et 375 kHz avec $D=a$.	57
Figure 3. 20 : Spectre de transmission en échelle logarithmique entre 250 kHz et 375 kHz avec $D=2a$.	57

Figure 3. 21 : Structure étudiée pour le calcul de la transmission affectée par un défaut isolé par $D=3a$ dans le guide d'onde.	58
Figure 3. 22 : Spectre de transmission en échelle logarithmique entre 250 kHz et 375 kHz avec $D=3a$	58
Figure 3. 23 : Zoom sur la zone utile du spectre de transmission en échelle logarithmique entre 320 kHz et 324 kHz avec $D=3a$	59
Figure 3. 24. Spectre de transmission en échelle logarithmique entre 250 kHz et 375 kHz avec $D=3a$	60

Liste des tableaux

Tableau 1. 1 : Propriétés clés pour l'étude des structures de bandes dans les matériaux tridimensionnels isotropes [37].	10
Tableau 1. 2 : cristaux phononiques parfaitement périodiques et basés sur des défauts [23]	17
Tableau 2. 1 : Paramètres du cristal phononique.	30

Abréviations

PC : Cristaux phononiques

RFMEMS : Systèmes micro-électromécaniques à radiofréquence

BioMEMS : Systèmes biomédicaux micro électromécaniques

PWE : Expansion *des ondes planes*

FDTD : Le domaine temporel à différence finie

LRAB : Bande *interdite acoustique localement résonnante*

PxC : Cristaux phoxoniques

PnC : Cristaux phononiques

PtC : *Elastique des cristaux photoniques*

Introduction générale

L'avènement des cristaux phononiques, il y a trois décennies a changé le paradigme de la recherche de matériaux composites et a dévoilé de nombreuses innovations potentielles dans les dispositifs acoustiques et élastiques [1].

Les cristaux phononiques sont des matériaux faits de distributions périodiques d'inclusions ou d'ajout incorporés dans une matrice. En raison de leur structure périodique, ces matériaux peuvent présenter sous certaines conditions géométriques et mécaniques des zones sourdes à certaines des bandes de fréquences indésirables, c'est-à-dire les bandes interdites [2], [3] .

L'introduction d'un défaut ou de passage dans des structures cristaux phononiques parfaites permet de manipuler des ondes de façon similaire à des cristaux photoniques tels que des résonateurs d'ondes [4], des phénomènes de guidage d'ondes[5], de filtrage [6] et le démultiplexage d'ondes élastiques [7], [8] ciblant une diversité d'applications allant des *RFMEMS* jusqu'aux biocapteurs communément appelés *BioMEMS* [9], [10].

Le nombre, la position et la fréquence des ondes de bande passante transmises peuvent être accordés soit en modifiant l'ouverture du guide d'ondes [5], soit en utilisant des piliers pour créer des filtres de fréquence [11], [12]. La propagation de l'onde peut également être dirigée vers des trajectoires prédéfinies soit par des lignes de défaut dans le but de diviser le faisceau d'ondes [13], [14].

Comsol Multiphysics nous permet d'obtenir des courbes de dispersion par simulation numérique et même calculer le spectre de transmission de structures plus ou moins compliquées.

C'est dans ce contexte que nous allons faire une étude détaillée sur des structures phononiques à base de piliers cylindriques. De plus, nous allons essayer d'analyser l'effet de l'ajout d'un défaut spécifique dans le passage d'un guide d'onde sur la réponse fréquentielle.

Le travail présenté dans ce mémoire de master a été structuré en trois chapitres.

Le premier chapitre comporte sur les généralités des cristaux phononiques et l'état de l'art, nous présentons tout d'abord un bref historique sur ces nouvelles structures,

et enfin, nous avons conclu le chapitre par la présentation de quelques applications de ces structures.

Dans le second chapitre, après la situation de la problématique, nous avons introduit une brève présentation sur les différentes étapes de la modélisation et simulation que nous avons dû suivre sur COMSOL Multiphysics 4.3a sur une cellule-unité et des super-cellules 1D et super-cellule 2D.

Quant au troisième chapitre, nous avons présenté les différents résultats de nos simulations. Les courbes de dispersion de la cellule élémentaire et d'une super-cellule 1D et même 2D. Nous présentons aussi quelques résultats sur les courbes de dispersion de défaut localisés et leurs variations avec différentes formes géométriques. Nous terminons ce chapitre, par la présentation des courbes de transmission spectrales sur une structure réelle avec guide d'onde et défaut localisé, suivie par conclusion générale.

CHAPITRE 1 : GENERALITES SUR LES CRISTAUX

PHONONIQUES

1. Introduction

Les cristaux phononiques forment une branche nouvelle et dynamique du domaine des ondes acoustiques et élastiques qui reçoit un grand intérêt depuis 30 ans [15]. Ce sont par définition des structures périodiques artificielles constituées d'au moins deux matériaux différents. Ils sont capables de prohiber la propagation des ondes acoustiques susceptibles de les traverser.

La singularité des cristaux phononiques peut être comprise à partir de l'exemple d'une forêt imaginaire, dans laquelle les arbres seraient plantés selon un plan parfaitement périodique. On peut supposer par exemple que la distance entre deux arbres voisins serait toujours la même tandis que l'épaisseur d'un tronc serait d'environ un mètre. Un promeneur suivant un chemin dans cette forêt pourrait 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 qu'il n'entend pas tous les autres instruments ! Cette atténuation du son dans une certaine bande de fréquence est la signature de l'existence d'une bande interdite, 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. Historique des cristaux phononiques

L'idée de réfléchir les ondes acoustiques en utilisant l'organisation périodique est apparue en 1965 avec l'introduction de miroirs de Bragg acoustiques [16]. Ces empilements de couches de matériaux alternés différents sont une version unidimensionnelle des cristaux phononiques.

Le concept de cristaux phononiques proprement dits est apparu en 1993 grâce au travail quasi simultané de Kushwaha et al. [17] et Economou et Sigalas [18]. Les premiers travaux se concentrent tout d'abord sur les propriétés physiques particulières d'un point de vue fondamental, notamment avec l'élaboration de quelques règles de base déterminant les caractéristiques des matériaux et l'agencement pour obtenir la

bande d'arrêt la plus large possible. L'idée de transférer le concept à deux dimensions à un système à trois dimensions est apparue en 1998 avec le travail de Sprik et autres [19] sur les réseaux périodiques tridimensionnels de 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, [20]), la *FDTD* (Finite Difference Time Domain,[21]) et les méthodes par éléments finis [22].

La première démonstration présentant une bande d'arrêt dans un cristal phononique bidimensionnel a été présentée en 1995 par Martinez-Sala et al. [23] qui ont utilisé une sculpture minimaliste de l'artiste Eusebio Sempere exposée à Madrid, dont une photographie peut être vue sur la (figure1.1) .



Figure1. 1 : sculpture qui a permis la première démonstration des cristaux phononiques [24].

Les premières réalisations de cristaux phononiques à deux dimensions en laboratoire viendront trois ans plus tard, simultanément de Vasseur et al. [25] et de Sanchez-Perez et al [26] 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 [27], composé de billes de cuivre dans du silicone.

Dès la fin des années 1990 apparaissent des applications de ces phénomènes. Parmi elles on trouve les structures antivibratoires, très rapidement envisagés, mais aussi l'isolation phonique [28], les structures antisismiques [29], et enfin le filtrage et le traitement du signal [30], [31]. 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. [32], Zhang et al. [33], ainsi que Benchabane et al. [34].

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 [35] et de Mohammadi et al.

L'année 2008 a vu l'aspect des premiers dispositifs de radiofréquence utilisant les cristaux phononiques. C'est un résonateur d'onde acoustique extérieur entouré par un cristal phononique présenté par l'équipe du professeur Wu [36]. Des pertes par insertion de résonance sont réduites par le DB 7 comparé à ceux obtenus au même résonateur mais sans cristal phonique.

3. Cristaux Phononique et autres Cristaux

Il existe une analogie formelle entre l'électron dans un Cristal au sens de la physique du solide (arrangement périodique de potentiels) et le photon dans un Cristal photonique (arrangement périodique diélectrique) ou encore le phonon dans un Cristal phononique (arrangement périodique de matériaux élastiques).

Résumons dans un tableau reproduit ici (voir tableau1.1) les propriétés fondamentales régissant la propagation des ondes électroniques, électromagnétiques, optiques et acoustiques dans les structures périodiques [37].

Tableau 1. 1 : Propriétés clés pour l'étude des structures de bandes dans les matériaux tridimensionnels isotropes [37].

Propriétés	Cristal électronique	Cristal photonique	Cristal phononique
Matériaux	Cristallin (naturel ou obtenu par croissance)	Composé de deux matériaux diélectriques.	Composé de deux matériaux élastiques.
Paramètres	Constantes universelles nombres atomiques	Constantes diélectriques des constituants.	Densités, vitesse du son dans les constituants
Constantes de maille	1-5Å (microscopique)	0.1µm-1cm (mésoscopiques ou macroscopiques)	Mésoscopiques ou macroscopiques
Ondes	De Broglie (électron) ψ	Electromagnétiques ou lumineuses (photon) E.B	Vibration ou sonores (phonon) u
Polarisation	Spin (haut et bas)	Transversale : $\nabla \cdot D = 0 \quad \nabla \cdot E \neq 0$	Trans. Longit : $\nabla \cdot u \neq 0 \quad \nabla \cdot \sigma u \neq 0$
Equation différentielle	$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\right)\nabla^2\psi + V(\mathbf{r})\psi = i\hbar\left(\frac{\partial\psi}{\partial t}\right)$	$\nabla^2 E - \nabla(\nabla E) = \left(\frac{\epsilon(\mathbf{r})}{c^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2}\right)$	$\left(\frac{\partial^2 E}{\partial t^2}\right) = 1/\rho\left\{\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\lambda\frac{\partial u}{\partial x_i}\right) + \frac{\partial}{\partial x_i}\left[\mu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_i}\right)\right]\right\}$
Bandes interdite	Augmente avec le potentiel dans le cristal ; pas d'état électronique possible.	Augmente avec $ \epsilon_a - \epsilon_b $; pas de photons, pas de lumière.	Augmente avec $ \rho_a - \rho_b $; pas de vibration, pas de son
Particules libres	$W = \hbar^2 K^2 / 2m$ (électron)	$W = c/\epsilon K$ (photons)	$W = C_{t,i} K$ (phonons)
Gamme spectrale	Ondes radio, micro-ondes, optiques, rayons X	Micro-ondes, optique	$W \leq \text{qq GHz}$

4. Cristaux Phononiques

4.1. Différents types des cristaux phononiques

Les structures périodiques peuvent être classées selon leurs directions de périodicité. Ainsi, il existe des milieux périodiques qui présentent une périodicité de leurs propriétés physiques selon une, deux ou trois dimensions comme illustré par la (figure 1.2).

D'un point de vue pratique, les structures à une dimension (1D) sont constituées de couches empilées les unes sur les autres suivant une alternance périodique de deux matériaux (figure 1.2a).

Les structures présentant une périodicité suivant deux dimensions sont caractérisées par des motifs périodiques dans un plan et sont considérés invariants et illimités selon la direction perpendiculaire au plan de la périodicité (figure1.2b), Les structures sont composées généralement de réseaux de cylindres dans l'air ou de trous percés dans la matière. Quand l'épaisseur est finie (plaque ou membrane), on parle de structure quasi-2D.

Enfin, les structures à trois dimensions (figure1.2c) peuvent être produites concrètement par des sphères empilées les unes sur les autres ou des arrangements périodiques de cylindres selon plusieurs directions.

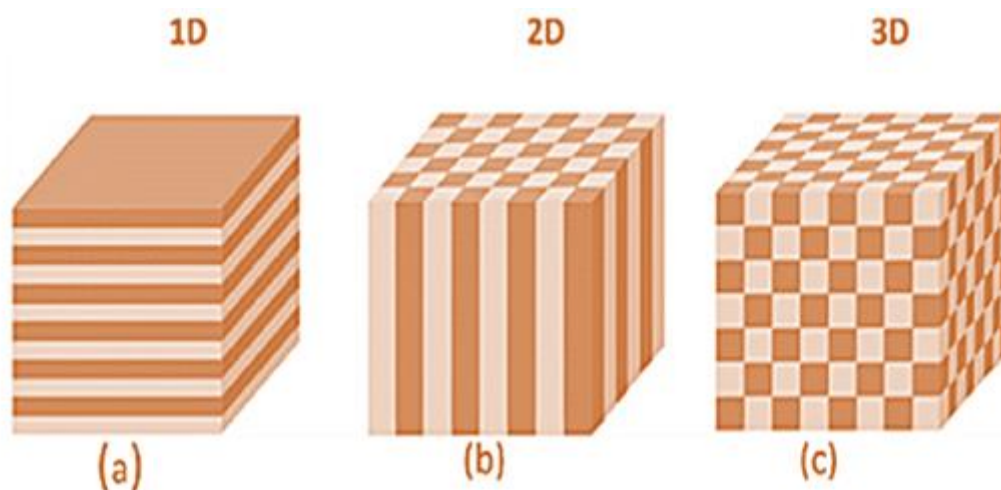


Figure1. 2 : Représentation schématique de cristaux périodiques phononiques unidimensionnel, bidimensionnel et tridimensionnel [38].

4.2. Bandes interdites des cristaux phononiques

La recherche sur les cristaux phononiques a encore progressé avec le développement de méthodes de calcul théoriques et numériques efficaces, l'existence de bandes interdites absolues a été prédite théoriquement avant d'être démontrée expérimentalement dans divers cristaux phononiques constitués de composants solides ou de composants mixtes solide/fluide. Il a été démontré que l'existence et la largeur de bande des espaces dépendent fortement de la nature des matériaux constitutifs (solides ou fluides), du contraste entre les caractéristiques physiques (densité et constantes élastiques) des inclusions et de la matrice, de la géométrie du réseau d'inclusions, de la forme d'inclusion et du facteur de remplissage [39].

4.2.1. Mécanisme de génération des bandes interdites

Selon le rapport entre la constante du réseau et la longueur d'onde, il existe deux mécanismes de génération différents de bandes interdites dans un cristal phononique, à savoir le mécanisme de diffusion de Bragg [40] et le mécanisme de résonance locale [41], comme le montre la (figure 1.3). D'une manière générale, la génération de ces écarts de bande est affectée à la fois par la périodicité structurale et la diffusion Mie d'un seul diffuseur [42].

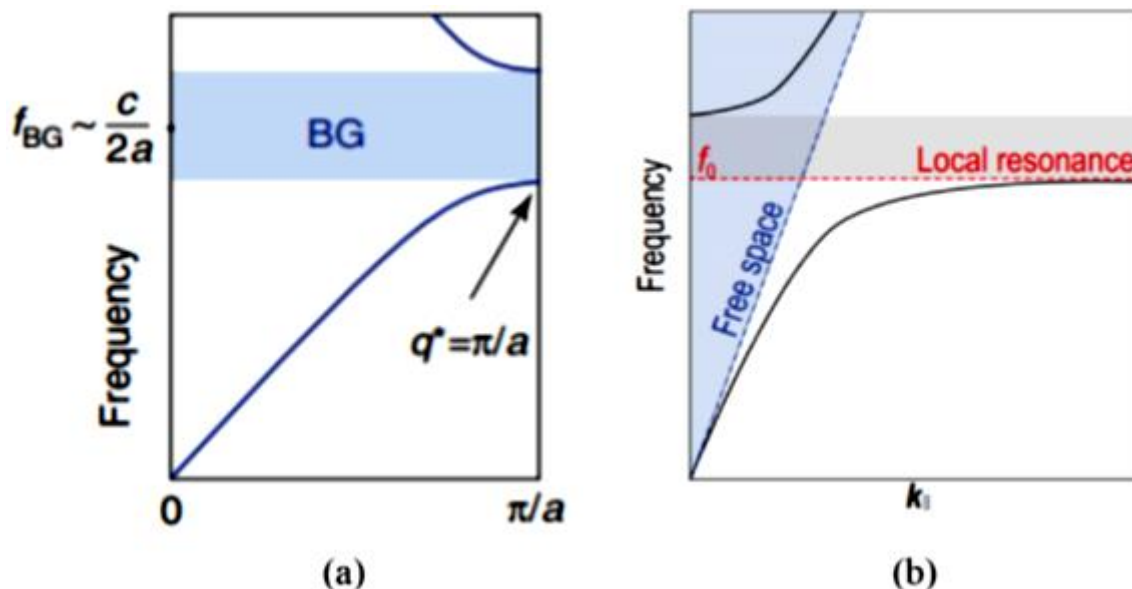


Figure 1.3 : a) bande interdite de Bragg, b) bande interdite de résonance locale [42].

4.3. Zone irréductible de Brillouin

4.3.1. Bande interdite dans la première zone de Brillouin

La structure en bande élastique de matériaux composites solides-solides bidimensionnels a été étudiée indépendamment dans quelques travaux de Sigalas et Economou [43], [44] et Kushwaha et al. [45], [46]. Ces auteurs démontrent l'existence de bandes phononiques absolues dans la première zone irréductible de Brillouin. La dépendance de la bande interdite à la composition du matériau et aux paramètres physiques des constituants a été étudiée dans [47], [48].

4.3.2. Représentation de la première zone de Brillouin

La (figure 1.4) montre trois réseaux de structures périodiques, c'est-à-dire carrés, hexagonaux et en nids d'abeille, La section transversale bidimensionnelle des trois tableaux étudiés est représentée, dans laquelle a est le paramètre de réseau. La zone de Brillouin correspondante est également représentée où (Γ, X, M) (resp. (Γ, J, X)) sont les points de symétrie élevée de la première zone de Brillouin irréductible pour le tableau carré (resp. hexagonal et nid d'abeille) [49].

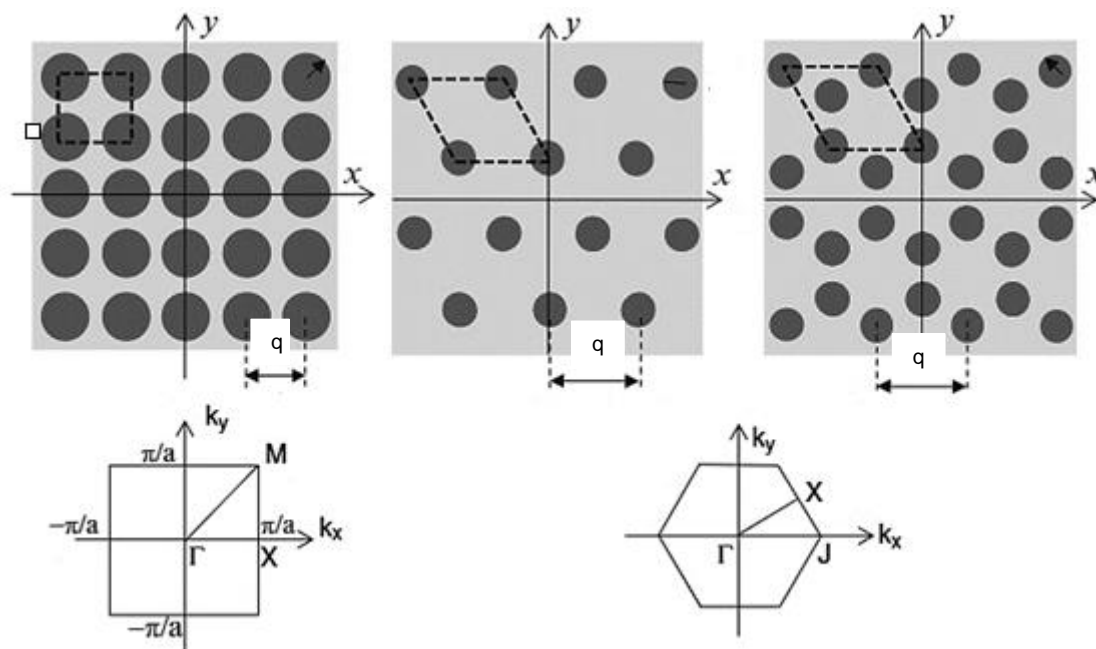


Figure1. 4 : Sections transversales bidimensionnelles de réseaux carrés, hexagonaux et en nid d'abeille avec la zone de Brillouin correspondante [24].

5. Résonance locale

5.1. Bandes interdites acoustiques à résonance locale

Les bandes interdites acoustiques peuvent également être produites par des caractéristiques périodiques spécifiques qui atténuent les vibrations par des oscillations internes destructrices à leurs fréquences de résonance. En fait, les inclusions/attaches résonantes agissent comme des oscillateurs internes et provoquent une masse dynamique effective très importante ou négative dans les fréquences de bande interdite.

Les *LRAB* peuvent être produits par insertion périodique d'inclusions résonantes dans un matériau de fond. Les inclusions peuvent être produites par insertion d'un matériau rigide-dense dans un matériau intermédiaire souple par rapport au matériau de fond. Les *LRAB* peuvent également être produits par fixation périodique de talons résonants à un matériau de fond. La (figure 1.5a) montre un *LRAB* produit par insertion de noyaux de cuivre cylindriques dans une matrice en caoutchouc avec 4 connexions orthogonales à faisceau étroit [50]. La (figure 1.5b) est un autre exemple de *LRAB* produits par fixation périodique de tiges cylindriques en tungstène-silicium sur une plaque d'aluminium [51], dans lesquelles le tungstène rigide empilé sur une base de silicium souple est l'oscillateur [52].

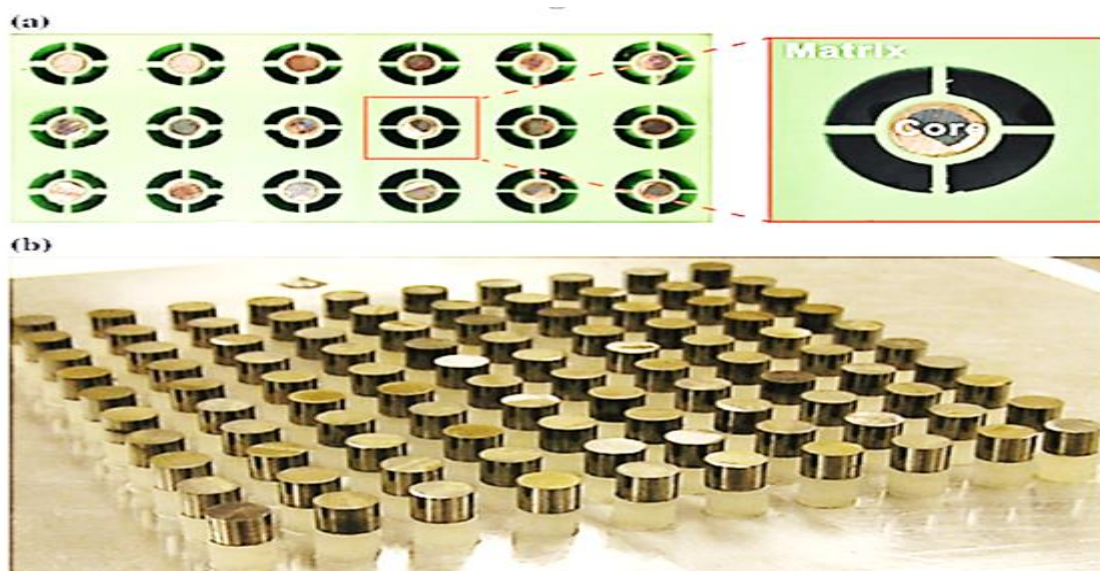


Figure1. 5 : Exemples de *LRAB* a) noyaux cylindriques en cuivre insérés dans une matrice en caoutchouc de silicium, b) fine plaque d'aluminium avec des tiges cylindriques en tungstène/silicium [52].

5.2. Conception et optimisation des bandes interdites acoustiques (phononiques)

En ce qui concerne les caractéristiques prometteuses des bandes interdites acoustiques, leur conception optimale pour une efficacité maximale de la bande interdite est souhaitable.

En raison de la construction périodique de bandes interdites acoustiques, leur efficacité est principalement définie par les caractéristiques de l'élément représentatif irréductible (cellule-unité), y compris sa géométrie, sa topologie et sa composition matérielle. Les principales caractéristiques de la bande interdite à traiter sont la largeur de la bande interdite, le niveau de fréquence, l'emplacement modal et la direction effective ou l'isotropie. Ainsi, les caractéristiques de base de la cellule unitaire peuvent être adaptées pour obtenir des propriétés de bande interdite particulières d'intérêt. Généralement, la bande interdite la plus large à la gamme de fréquences la plus basse ou, en d'autres termes, la largeur de bande interdite relative maximale est souhaitée. Par conséquent, la gamme de fréquences de bande interdite la plus large est obtenue grâce à la plus petite taille de cellule unitaire par rapport à la longueur d'onde [52].

5.2.1. Optimisation de la topologie

La (figure 1.6) présente des topologies de bande interdite alternatives d'une cellule-unité symétrique carrée avec deux matériaux constitutifs distinctement différents. Le matériau constitutif affiché en couleur foncée est rigide et dense (par exemple le cuivre) et l'autre affiché en couleur claire est relativement clair et conforme (par exemple le caoutchouc).

La diffusion d'onde de Bragg à l'interface d'une diffusion rigide dans une matrice conforme, comme illustré à la (Fig.1.6a), peut ouvrir une bande interdite phononique. Les résonances localisées d'une diffusion conforme à l'intérieur d'une matrice rigide, comme le montre la (Fig.1.6b), peuvent également ouvrir une bande interdite à une fréquence de résonance relativement faible des dispersions [53], [54]. Le *LRAB* peut être encore amélioré par l'ajout d'un noyau oscillatoire rigide-dense à l'intérieur de la dispersion conforme, comme illustré à la (Fig. 1.6c), ce qui réduit la fréquence de résonance locale et élargit la largeur de bande interdite [55].

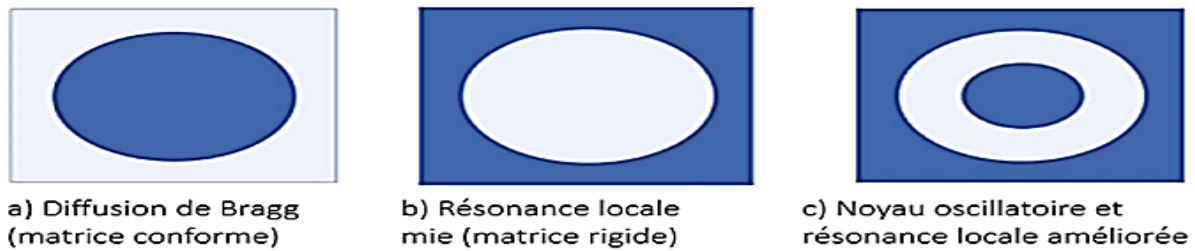


Figure1. 6 : présentation schématique des topologies alternatives de Bi-matériel pour une unité-cellule symétrique carrée [52].

La stratégie d'optimisation de la topologie mise en œuvre et la définition de sa fonction objective de bande interdite et également supposée la rigidité relative et la densité des matériaux constitutifs ont un rôle essentiel dans la ressemblance d'une topologie à bande interdite optimisée avec celles introduites à la (Fig.1.6) et le mécanisme de bande interdite dominante [52] .

6. Classification des cristaux phononiques par structure




La classification peut être effectuée sur la base de la structure cristalline phononique, comme le montre le (tableau 1.2). Le cristal phononique parfaitement périodique peut être considéré idéalement comme s'étendant à l'infini, auquel cas toute solution de l'équation d'onde peut être écrite comme une superposition d'ondes de Bloch.

Si l'on considère un cristal phononique parfaitement périodique de taille finie, par exemple pour la comparaison avec des expériences, alors la diffusion d'une onde plane incidente à tous les ordres de diffraction est un problème fondamental important. Des cavités cristallines phononiques et des guides d'ondes peuvent être formés en brisant localement la périodicité de la structure cristalline phononique. Les structures phononiques basées sur des défauts sont généralement surtout intéressantes pour les fréquences qui se situent à l'intérieur d'une bande interdite phononique complète, auquel cas un guidage ou un confinement parfait peut être atteint. Sinon, les guides d'ondes et les cavités en cristal phononique fuient.

En définissant une super-cellule qui restaure artificiellement la périodicité¹, il est possible d'estimer les modes de guide d'ondes et de cavité, et d'obtenir leurs structures de bande. Les structures cristallines phononiques de taille finie à base de défauts sont généralement considérées pour la comparaison avec les expériences,

l'accent étant mis sur l'obtention de la transmission du guide d'ondes ou des propriétés de résonance de la cavité [24].

Tableau 1. 2 : cristaux phononiques parfaitement périodiques et basés sur des défauts [24] .

Structure	Dispersion (structure infinie)	Diffusion (structure finie)
Cristal phononique 	Structure de bande $\omega(k)$ Complexes BS $k(\omega)$	Transmission, réflexion et diffraction d'une onde plane incidente
Guide d'ondes 	Modes guidée	Transmission du guide d'ondes
Cavité 	Modes confinés	Cavité transmission

7. Application des cristaux phononiques

L'étude de la propagation des ondes acoustiques et élastiques dans les matériaux périodiques à bande interdite, connus sous le nom de cristaux phononiques, a suscité un intérêt croissant ces dernières années. Ces milieux composites présentent généralement des bandes d'arrêt dans leurs spectres de transmission pour lesquelles la propagation des ondes est strictement interdite dans toutes les directions , Cela fait de ces systèmes des candidats potentiels pour la conception de guides d'ondes ou de filtres élastiques ou acoustiques .

7.1. Guides d'ondes dans un cristal phononique :

L'emplacement et la largeur des trous de bande acoustique résultent d'un grand contraste entre la valeur des constantes élastiques et/ou la densité de masse des matériaux constitutifs. Par conséquent, il y a beaucoup d'intérêt à développer des guides d'ondes phononiques à base de cristaux, où l'on peut confiner et guider efficacement les ondes acoustiques autour des coins pointus, ce qui n'est pas faisable avec les guides d'ondes classiques [57].

Afin d'obtenir un guide d'ondes droit W , on retire exactement une rangée de cylindres le long de la direction de propagation.

La (figure 1.7) représente un cristal ultrasonique constitué d'un réseau périodique bidimensionnel d'un matériau de diffusion acoustique ~ acier! Immersé dans l'eau, (a) Un guide d'ondes droit d'une période $W/1$, (b) Un guide d'onde droit de deux périodes ~ $W/2$ et (c) Un guide d'ondes plié d'une période de large.

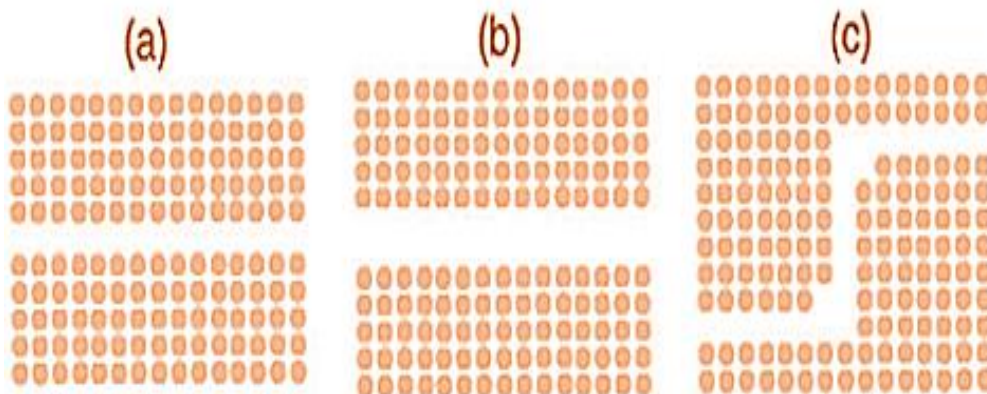


Figure1. 7 : Sections transversales de guides d'ondes formées en retirant des tiges d'un cristal à ultrasons fait de tiges d'acier immergées dans l'eau [56].

Les valeurs de transmission sont normalisées par rapport à la zone d'entrée du guide d'ondes. Nous avons observé une transmission complète des ondes acoustiques pour certaines fréquences au sein de la bande d'arrêt des cristaux phononiques, La transmission complète dans la bande de guidage est une indication forte mais indirecte que l'onde est bien confinée dans le guide d'ondes et est guidée avec de faibles pertes , comme le montre la (figure1.8) [56] .

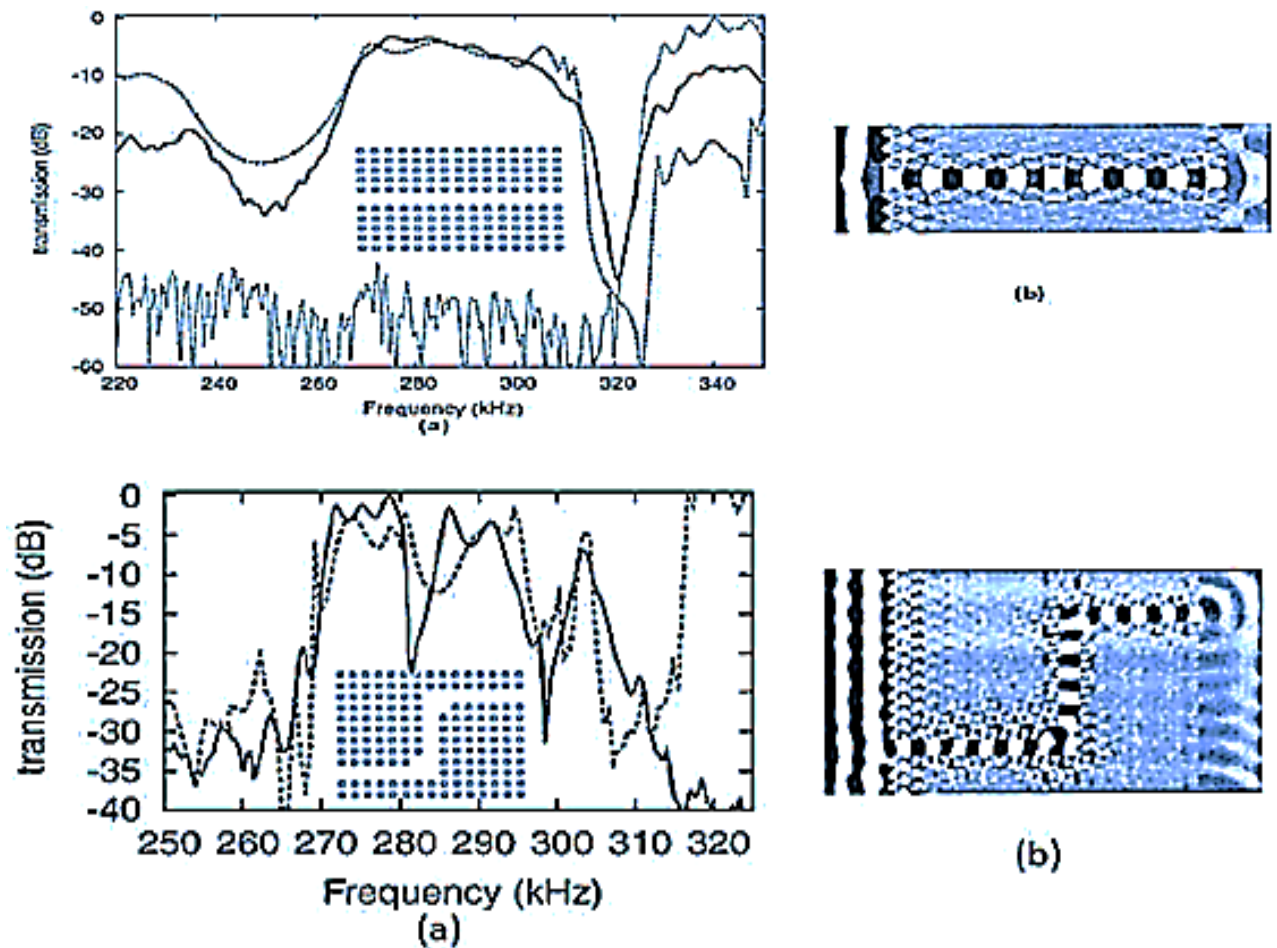


Figure1. 8 : transmission à travers un guide d'onde formé par l'omission d'une ligne et à travers un guide d'onde coudé d'inclusions dans un cristal phononique constitué de tubes d'acier dans de l'eau [56].

7.1.1. L'exemple de guide d'ondes du réseau 2D du cristal phononique

La (figure 1.9) montre le guide d'ondes du réseau 2D du cristal phononique en serrant des cylindres en acier de 150 mm de long dans une plaque d'acier rigide périodiquement perforée , Le choix de l'acier et de l'eau comme matériaux composites est basé sur le fort contraste dans leurs densités et leurs constantes élastiques [57] .

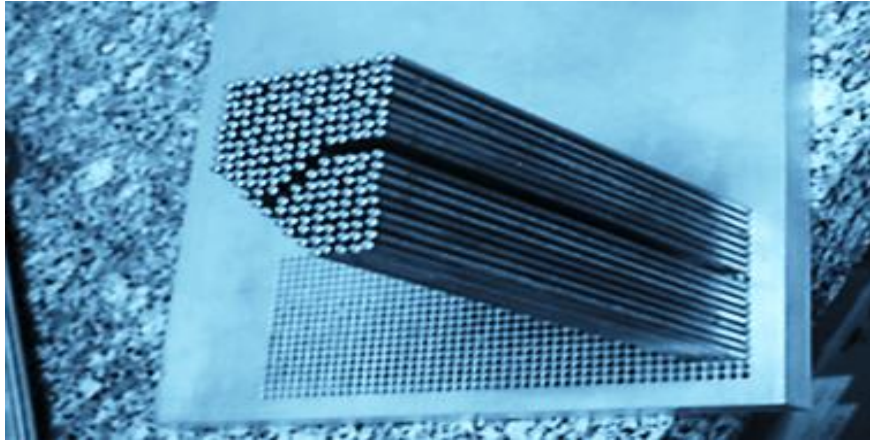


Figure 1. 9 : Cristal phononique construit en serrant des cylindres d'acier dans une plaque d'acier rigide périodiquement perforée [57].

7.2. Cavités résonantes et résonateurs acoustiques

Dans ce cas on vient maintenant enlever ou modifier une unique inclusion, toute onde présente dans ce défaut se reflète sur le cristal phononique entourant le défaut et est donc confinée dans la cavité, qu'on peut qualifier de résonante, L'expérience montée par Khélif [58]. En créant une cavité de résonance dans un cristal acoustique, il est beaucoup plus pratique d'utiliser un cristal phononique pour confiner les ondes à l'intérieur d'un résonateur acoustique et ainsi augmenter son facteur de qualité.

La (figure 1.10) montre les transmissions mesurées (lignes pleines) et calculées (lignes pointillées) en fonction de la fréquence pour (a) une seule cavité de résonance, (b) des cavités d'alignement dans le sens de propagation et (c) des cavités d'alignement dans la direction perpendiculaire à la propagation.

Sur la (figure 1.10(a)) les axes du cristal phononique correspondent aux axes du système, l'onde émise de façon isotrope est diffractée sur le cristal phononique selon un dessin complexe en forme de fleur, On remarque que l'onde est plus faible lorsqu'elle a du traverser un plus grand nombre d'inclusions, comme par exemple dans les coins.

Sur la (figure 1.10(b)) on a pivoté les axes du cristal phononique de 45° et on obtient une transmission directionnelle le long des axes du système, les axes du cristal phononique représentant des directions dans lesquelles l'onde ne se propage pas. C'est l'illustration d'une bande d'arrêt directionnelle selon ΓX .

La (figure 1.10(c)) reprend le dispositif (b) en ajoutant 3 périodes au cristal phononique dans 3 directions [58].

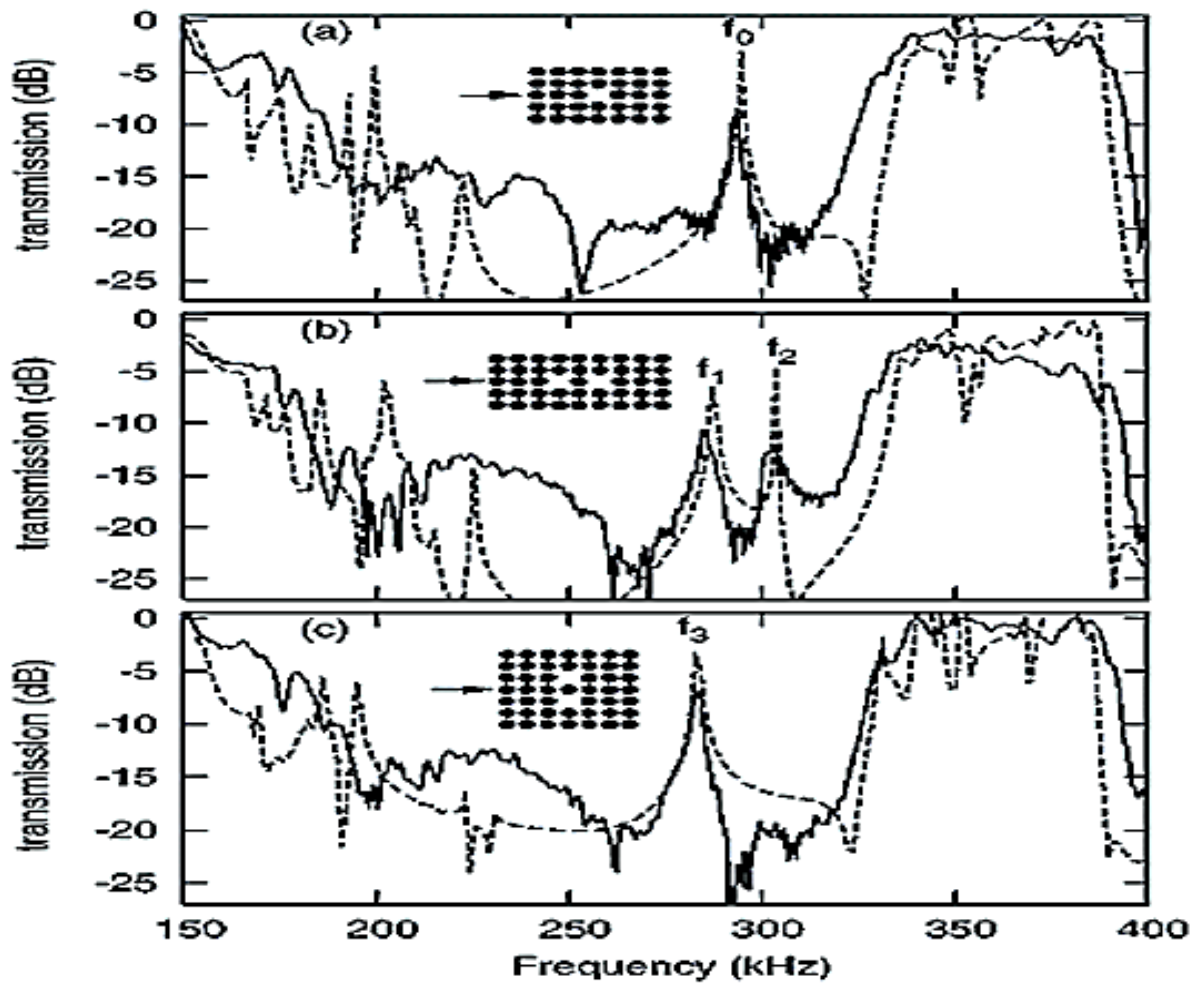


Figure 1.10 : transmissions mesurées (lignes pleines) et calculées (lignes pointillées) en fonction de la fréquence [58].

Par exemple envisage on d'utiliser une cavité pour réaliser une source acoustique hautement amplifiée et directionnelle [59], [60]. Ici, l'auteur place la source au centre de la cavité. Il est aussi possible, en mettant un cristal phononique avec un coefficient de réflexion plus important d'un côté que de l'autre, de diriger le signal amplifié par réflexions sur les parois de la cavité dans une direction précise [58].

7.3. Couplage de défauts

Il est démontré que l'insertion de défauts, tels que des cavités, à l'intérieur ou au bord d'un guide d'ondes donne lieu au filtrage ou au rejet de fréquences sélectives dans le spectre de transmission du guide. La possibilité d'adapter les propriétés acoustiques des cristaux phononiques et plus particulièrement de leurs guides d'ondes les rend particulièrement adaptés à un large éventail d'applications allant de la technologie des transducteurs au filtrage et au guidage des ondes acoustiques.

La longueur de la cavité modifie la fréquence des résonances, même si la cavité se trouve à cheval de chaque côté du guide comme indiqué sur la (Figure2.11), Si on vient mettre plusieurs cavités le long du guide on forme alors une nouvelle bande d'arrêt dans la bande passante du guide [57].

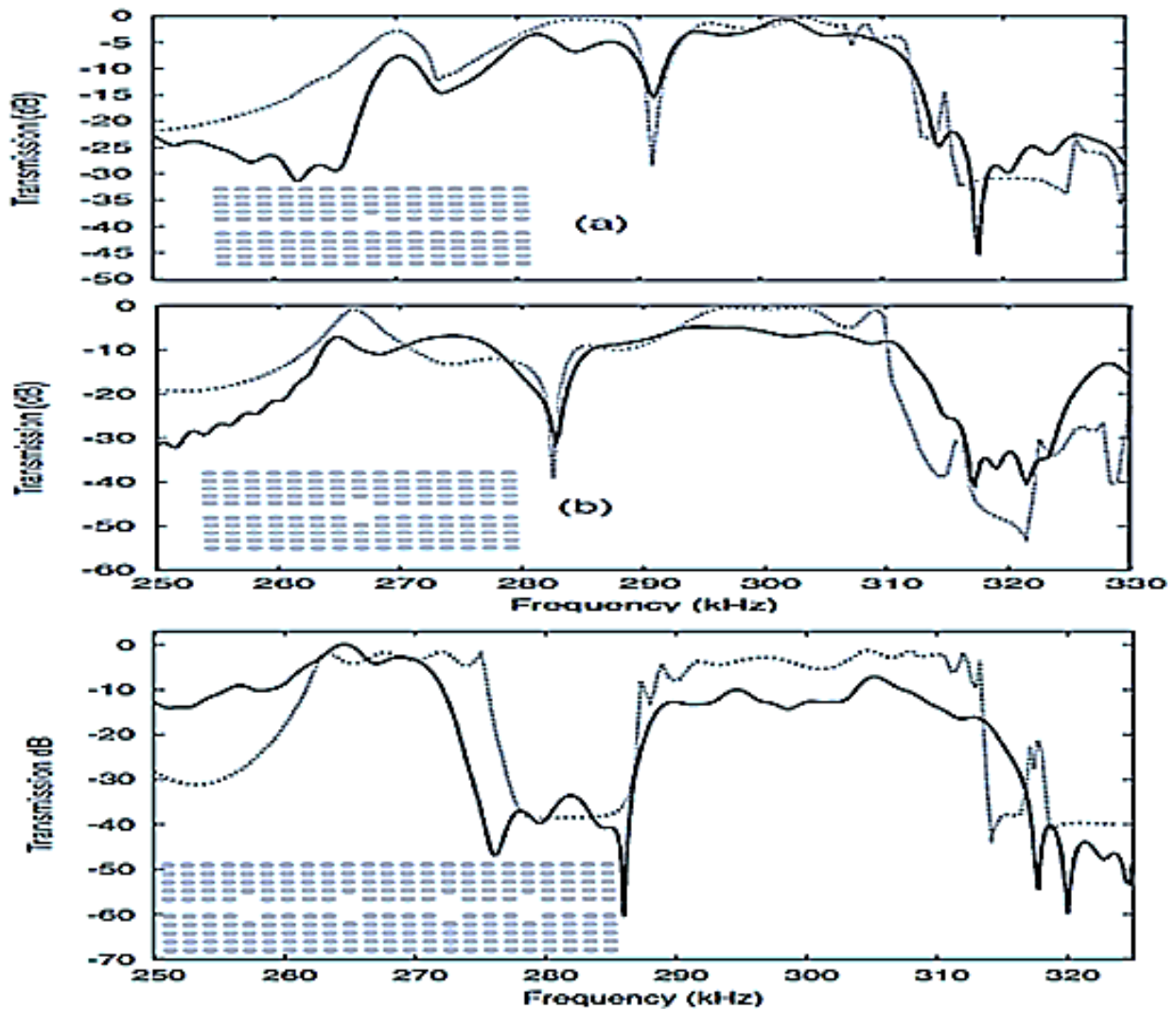


Figure1. 11 : transmission mesurée (lignes pleines) et calculée (pointillés) pour (a) un guide couplé à une cavité, (b) un guide couplé à une cavité longue à cheval sur le guide et (c) un guide bordé de cavités sur ces deux côtés [57].

L'énergie acoustique entrant dans le stub sort après un certain temps de retard soit à gauche soit à droite du guide d'ondes, et est transportée par le mode guide d'onde unique (dans le cas du guide d'ondes W1).

Lorsqu'une longue branche d'une période est greffée sur le côté du guide d'ondes, deux creux apparaissent dans le spectre de transmission à des fréquences autour de

274 et 291 kHz respectivement, le deuxième creux étant plus net que le premier, comme le montre la (Fig.1.11a).

Ce comportement est toujours perceptible dans le cas d'un stub unique symétrique comme illustré à la (Fig.1.11b). Le spectre de transmission en (Fig.1.11b) fréquence de résonance principale autour de 283 kHz. Il est clair que la présence d'un stub a une influence significative sur la propagation de l'onde acoustique à travers le guide d'ondes.

Une séquence de 4 stubs symétriques a été ajoutée sur le côté du guide d'ondes et la longueur du cristal phononique a été augmentée à 22 périodes (66 mm). Les talons sont séparés par 3 ou 4 points, comme le montre la (Fig.1.11c). L'espacement entre les talons a été maintenu au-delà de 3 périodes, afin d'éviter le couplage évanescent entre les résonateurs. Une bande interdite complète et plus profonde s'ouvre pour les ondes guidées, interdisant la transmission de fréquences comprises entre 276 et 286 kHz. L'augmentation de l'atténuation des fréquences interdites observée ici résulte des réflexions successives de l'onde sur les stubs [57].

7.4. Démultiplexage

Sur la base de ces connaissances antérieures, ont étudié un tunnel de chute de canal acoustique dans un cristal phononique, c'est-à-dire la possibilité de transférer une longueur d'onde acoustique particulière entre deux guides d'ondes parallèles couplés à travers un élément de couplage approprié composé de deux cavités couplées interagissant avec des stubs situés sur les côtés des deux guides parallèles (voir Fig.1.12a) [61].

L'onde entrante est une impulsion longitudinale avec un profil gaussien le long des directions X et Y. Dans la direction X, le signal entrant couvre l'entrée du port 1, laissant le port 4 pratiquement inchangé. Les signaux transmis, affichés à la (Fig.1.12b), sont enregistrés aux ports 2, 3 et 4.

Il peut observer que la transmission directe pour mettre en communication 2 gouttes presque à zéro à la fréquence de 290 kHz. Dans le même temps, un pic de transmission important se produit au port 3, avec une magnitude comparable à la perte au port 2, tandis que le signal au port 4 reste faible. Cela signifie qu'à cette fréquence, le signal entrant est essentiellement transféré au guide de la deuxième vague vers le port 3, laissant toutes les autres sorties de la structure intacte. En d'autres termes, le

signal d'entrée a traversé l'élément de couplage et est tombé à l'intérieur du guide de la deuxième onde [39].

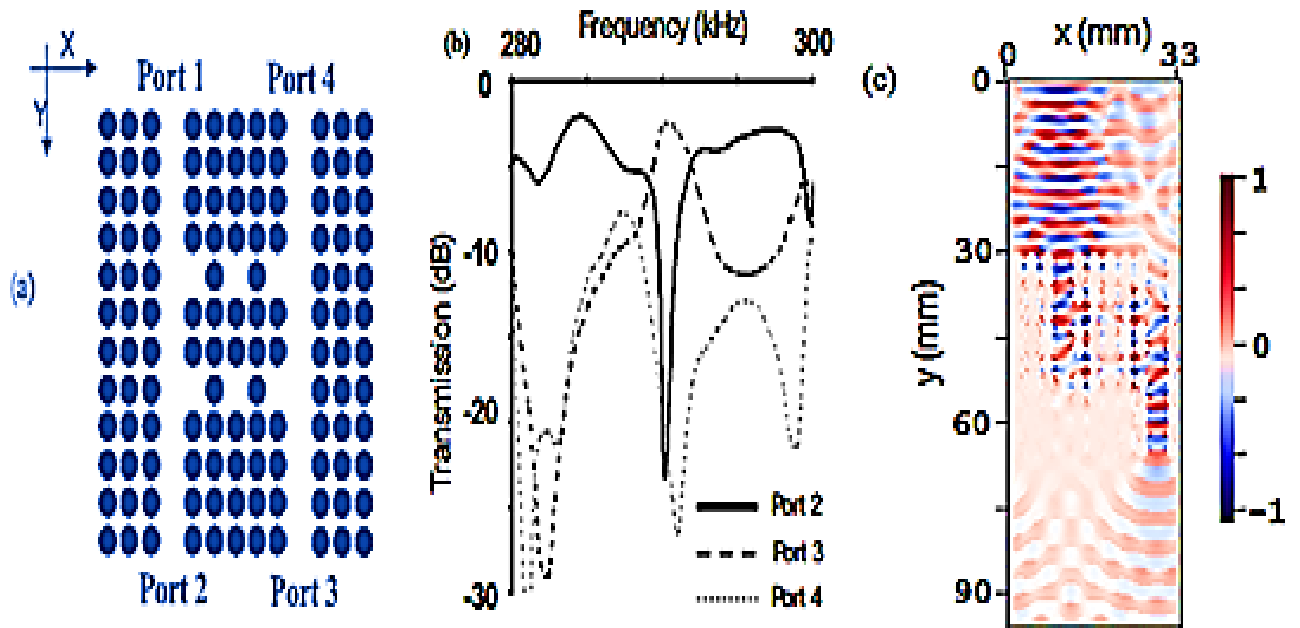


Figure1. 12 : a) Vue schématique du cristal phononique. b) Spectres de transmission. c) Champ de déplacement calculé le long de la direction de propagation à une fréquence de 290 kHz [39].

Pour obtenir une confirmation directe du phénomène de démultiplexage, le calcul *FDTD* a été utilisé pour simuler une source monochromatique à la fréquence de 290 kHz. Le champ de déplacement calculé le long de la direction de propagation est affiché sur la (Fig.1.12c). Le transfert du signal d'entrée du port 1 au port 3 est clairement apparent avec une absence de signal au port 2. Au port 4, un signal faible est encore observé, probablement en raison des ondes incidentes lancées depuis les sources dans deux cellules voisines [39].

CHAPITRE 2 : MODELISATION DES CRISTAUX PHONONIQUES

1. Introduction

Les cristaux phononiques peuvent être utilisés pour contrôler les comportements de propagation des ondes et ouvrir de nouvelles voies pour de nouveaux types de dispositifs à ondes acoustiques ou élastiques très efficaces. En raison de la possibilité d'interdire la propagation des ondes dans certaines bandes de fréquences, les *PC* combinés à des défauts de ligne ou de point appropriés peuvent être utilisés pour générer les guides d'ondes, les cavités et les filtres.

En particulier, les filtres à ondes dans les *PC* sont devenus les dispositifs passifs convaincants dans les systèmes de traitement du signal d'onde. En introduisant les guides d'ondes et les cavités, on peut utiliser les filtres d'ondes pour manipuler les fréquences, améliorer la sélectivité de fréquence (résolution de longueur d'onde), réduire la perte d'insertion et découpler le résonateur à Q élevé.

En outre, les filtres à ondes acoustiques peuvent être étendus au multiplexage par répartition en fréquence dans les systèmes acoustiques et à la conception de transducteurs électroacoustiques. Inspirés par la propriété de sélection et de transfert similaire des filtres, plusieurs filtres *PnC* ont été démontrés dans différentes dimensions et systèmes. Pour les *PC* unidimensionnels (1D), Zhang et al. ont montré que le filtrage des ondes à large bande peut être réalisé dans les *PC* avec la structure hiérarchique. En outre, les filtres à bande passante large et à bande passante étroite ont été réalisés par la mise en miroir d'impédance. Et pour le boîtier bidimensionnel (2D), les filtres à bande passante étroite accordables et les filtres à goutte de canal ont été proposés en plaçant stratégiquement les défauts dans les *PC* solides/eau. En ajustant les paramètres géométriques et de matériau, le filtrage actif et le couplage correspondants peuvent être améliorés ou réglés. Cependant, les filtres *PnC* intéressants proposés jusqu'à présent présentent certaines lacunes.

Afin d'assurer le couplage, les défauts impliquent généralement des inclusions de différents matériaux, ce qui constitue un défi pour la fabrication et l'application. En outre, la lacune importante est que les filtres obtenus ont un facteur Q relativement faible. Étant donné que Q détermine la résolution de l'opération de filtrage, un facteur Q important améliorera considérablement les performances globales de l'application. De plus, un facteur Q important réduira le seuil de puissance dans les dispositifs

acoustiques. Par conséquent, il est nécessaire de concevoir des filtres PnC solides à Q élevé à des fréquences de fonctionnement données en utilisant des structures de couplage simples.

Pour concevoir les structures d'ingénierie avec une haute performance, l'optimisation de la topologie a été largement utilisée dans divers domaines. En tant que méthode de conception de forme libre, l'optimisation de la topologie offre plus de liberté et de nouvelles voies pour explorer les structures bénéfiques. Au cours de la dernière décennie, avec l'aide de l'optimisation de la topologie, de nombreuses structures et dispositifs haute performance dans les PtC , les PC et les cristaux phoxoniques (PxC) ont été conçus et proposés avec succès. En particulier, par rapport aux solutions conçues à la main, les résultats optimisés pour la topologie peuvent fournir un guide plus large pour les applications. Heureusement, le développement rapide de nouvelles méthodes de fabrication et d'impression 3D sera utile pour réaliser les structures optimisées [62].

2. Situation de la problématique

Les travaux de Hao Dong et *al.* [62] se sont focalisés sur un pnc à trous afin de fabriquer des structures capable d'affecter le spectre des vibrations c'est-à-dire des opérations de filtrage fréquentielle.

La (Figure 2.1) présente l'esquisse schématique du problème d'optimisation pour une structure affectant le spectre de vibration transmis dans un guide d'onde munis d'un défaut dans le passage du guide d'onde.

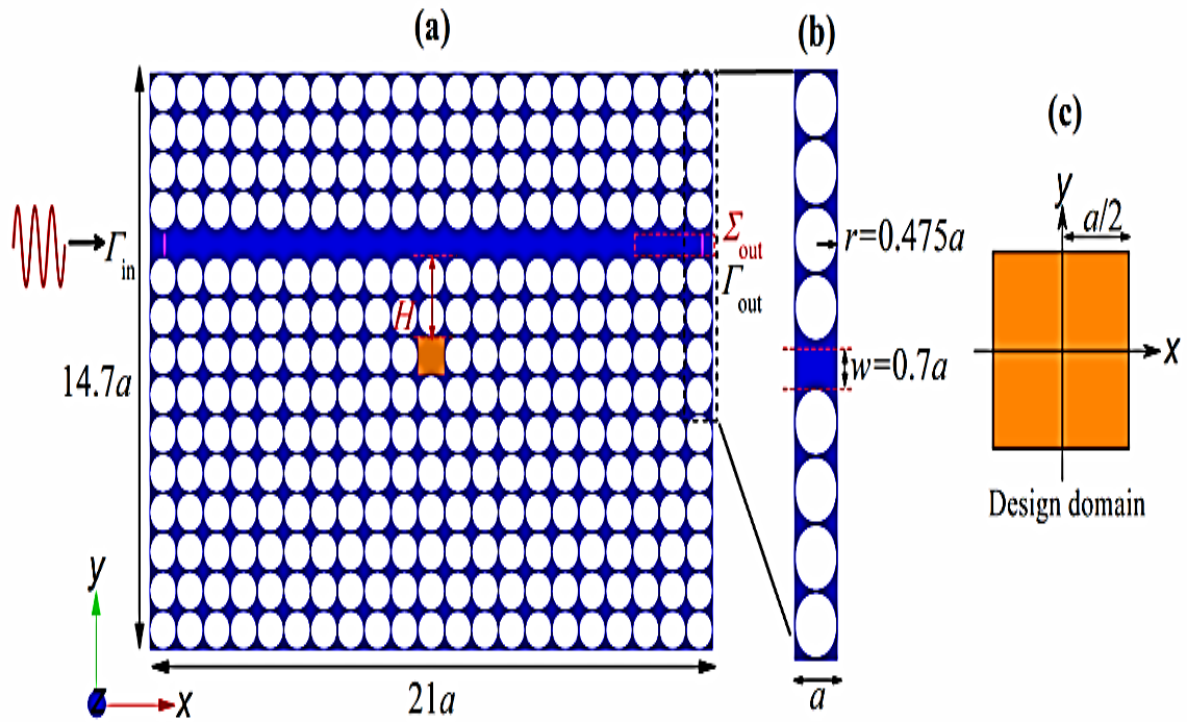


Figure 2. 1 : Un filtre Hao Dong PnC avec un guide d'ondes $W1$ et une seule cavité de défaut [62].

a) Esquisse schématique d'une structure $21a \times 14.7a$ ayant un réseau carré de vide avec une constante de réseau a . La zone de défaut ponctuel est le domaine de conception de l'optimisation, qui prend en compte les ondes incidentes P ou SH à partir du port gauche du guide d'ondes. Le flux d'énergie dans la zone de Σ dehors est calculé lors de l'optimisation.

b) Dimensions de la cellule unitaire et du guide d'ondes. Le rayon des trous de vide circulaires est r et la largeur du guide d'ondes est w .

(c) Domaine de conception avec la symétrie carrée supposée. Seul un huitième de la cellule-unité doit être pris en compte dans l'optimisation.

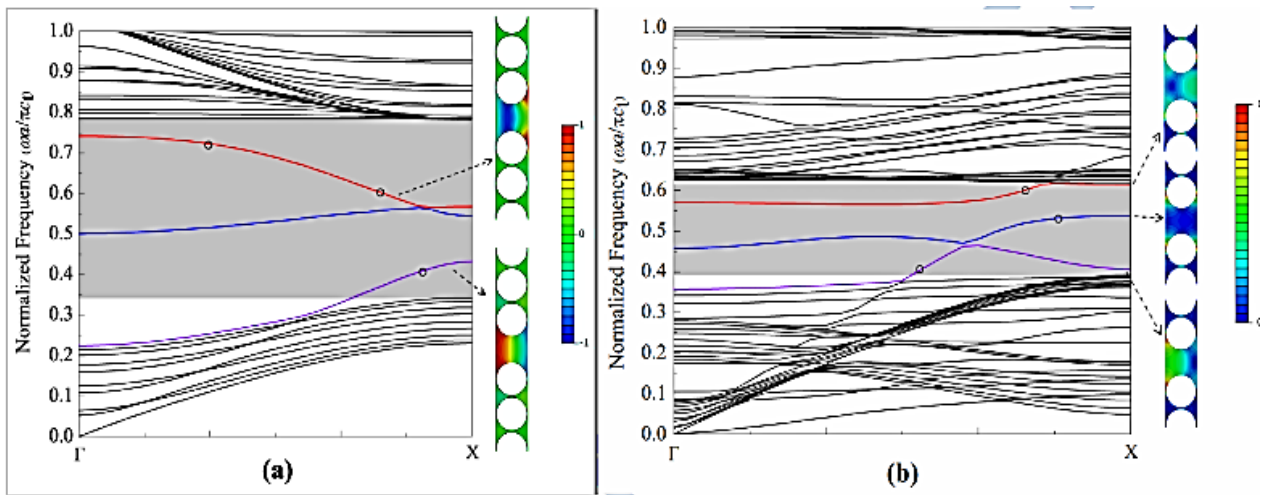


Figure 2. 2 : Courbes de dispersion pour les modes d'onde guidée (lignes pleines dans les zones grises) d'un guide d'ondes *PnC*. (a) Mode d'onde hors plan, (b) Mode d'onde dans plan [62].

Un filtre de *PnC* avec un guide d'ondes *W1* et une cavité simple de défaut, il s'agit nouvelle stratégie de conception inverse basée sur l'optimisation de la topologie pour explorer des filtres de chute plus simples et plus performants dans les systèmes *PnC* possédant une efficacité de chute élevée tout en conservant un facteur *Q* important.

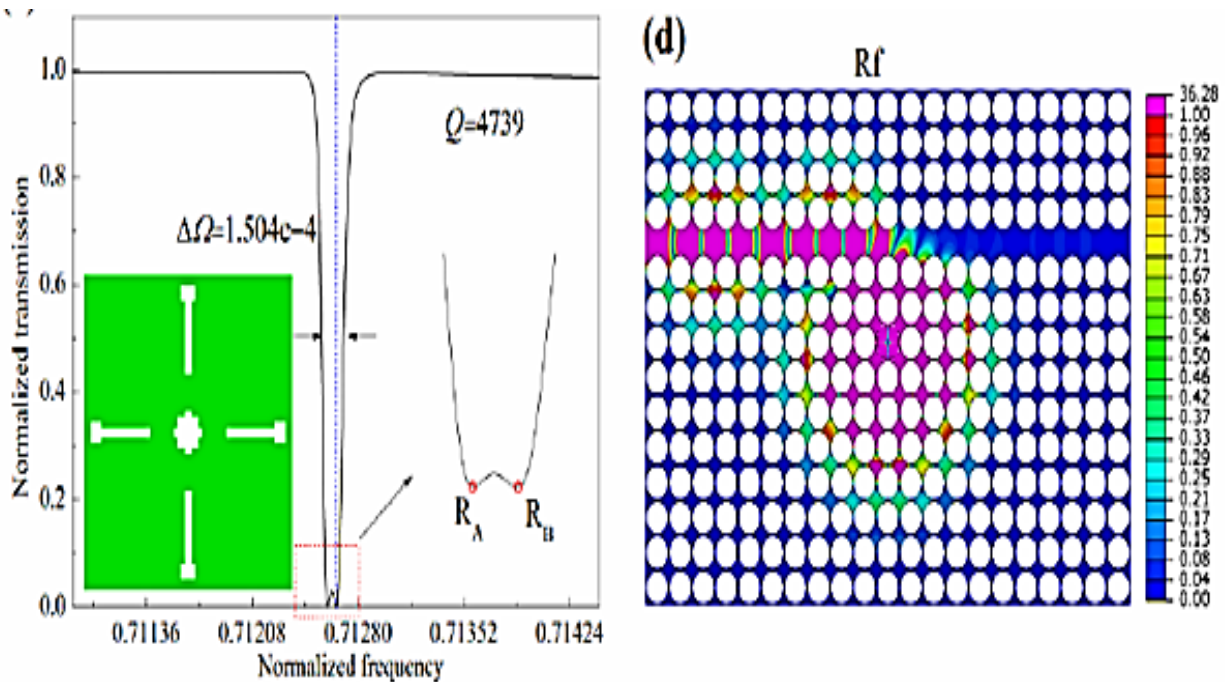
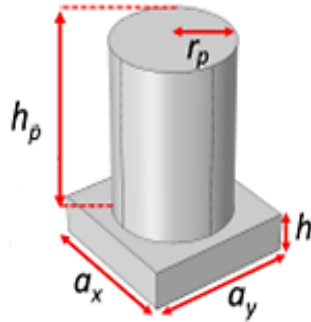


Figure 2. 3 : Cavités optimisées et leurs spectres de transmission [62].

Notre objectif dans le cadre de ce travail est d'essayer d'adapter l'approche de Hao Dong et *al.* [62] pour un *pnc* à base de pilier.

En effet, la figure 2.4 montre la cellule de base de notre modèle. Il s'agit d'une plaque support de forme carrée de dimension $a \times a$ de faible épaisseur relative h égale à $0.25.a$.



a	4 mm
hp	4.4 mm i.e 1.1*a
h	1 mm i.e 0.25*a
rp	1.6 mm i.e 0.4*a

Figure 2. 4 : Géométrie de pilier et les paramètres.

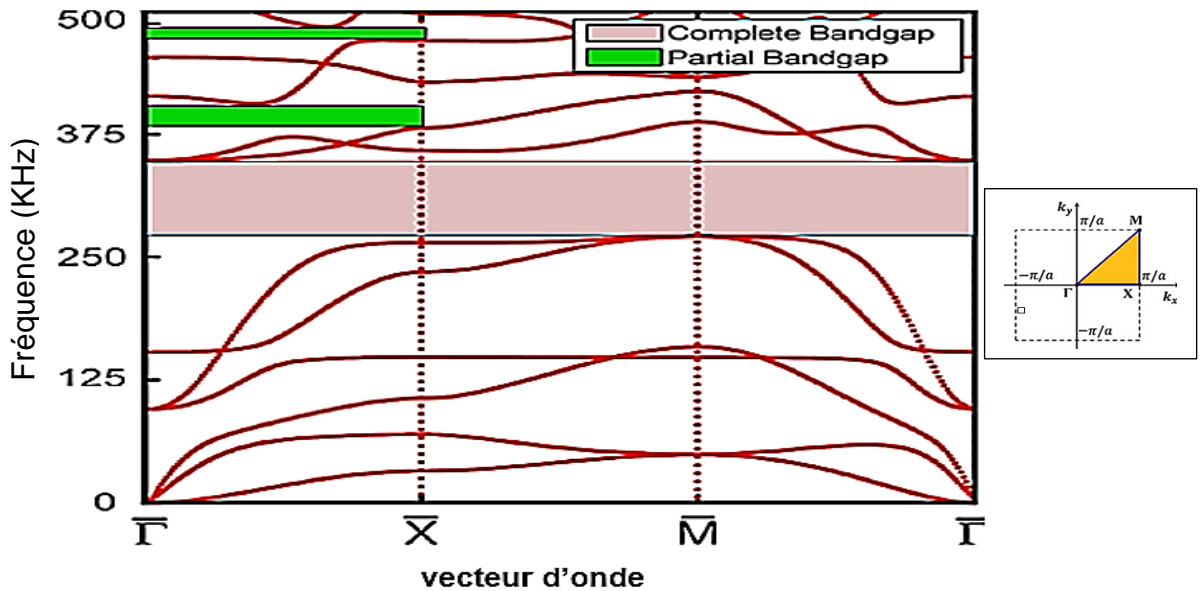


Figure 2. 5 : Structure modale de la bande interdite de pilier.

Sur cette plaque est collé un cylindre de rayon r_p égale $0.4. a$ et de hauteur h_p égale à $1.1. a$.

La figure 2.5 montre les courbes de dispersion de cette cellule élémentaire dans la première zone de Brillouin selon les trois directions privilégiées ΓX , XM et $M\Gamma$. La présence d'une bande interdite ou gap est visible. Elle est absolue car elle est présente dans toutes les directions privilégiées.

Nous rappelons que notre objectif est l'étude de l'Interaction d'un défaut localisé avec un réseau pnc afin d'affecter la transmission des vibrations dans un guide d'onde. Il s'agira entre autre à faire une modélisation et simulation implémenté sous comsol multiphysique.

3. Modélisation de notre cristal phononique sous Comsol Multiphysics 4.3a

3.1. Définition du modèle

Dans notre étude on va passer étape par étape commençant par la création de la géométrie du modèle à concevoir. Après avoir dessiné notre modèle on doit rajouter les caractéristiques de la matière à chacune des formes. Les conditions aux limites et les paramètres du modèle sont rajouté.

Dans notre travail nous nous sommes intéressés à la modélisation et simulation de différentes structures périodiques à partir d'une cellule-unité allant à un super-celle 1D et finissant avec un super-celle 2D et dans la deuxième partie nous allons étudier les courbes de dispersion et ses propriétés, et les courbes de transmission et comparer les résultats.

3.2. Paramètres du modèle

Pour la simulation sous Comsol, nous avons choisi Paramètres dans le tableau ci-dessous :

Tableau 2. 1 : Paramètres du cristal phononique.

Name	Expression	Description
aa[m]	0 .004	quote
Kxx[rad]	0	kx
Kyy[rad]	0	ky
Kzz[rad]	0	kz
rr	0.4*aa	Pillar radius
hpillar	1.1*aa	Pillar height
tt	0.25*aa	Plate thickness
ww	0.3*aa	Width
Ux0[m]	0	
Vy0[m]	0	
Wz0z[m]	1e-10	

3.3. Cellule-unité :

C'est la plus petite cellule qui forme le cristal phononique, de sorte qu'il se compose d'une colonne cylindre-Shape dont les dimensions sont des r_r et h_{pillar} placées sur un plat cubique de forme dont les dimensions sont des a_a et t_t , répétant son arrangement géométrique symétrique dans l'espace a comme conséquence une super cellule cristal phononique.

3.3.1. Choix de conception Géométrique:

Au démarrage du logiciel, le navigateur de modèle apparaît. Celui-ci permettra de créer une nouvelle page de simulation.

- La première étape dans la création d'un modèle de géométrie 3D est de créer un modèle COMSOL Multiphasiques pour cette dimension de l'espace: Dans le navigateur de modèle, on clique sur l'onglet Nouveau, puis on sélectionne 3D dans la liste Espace Dimension.

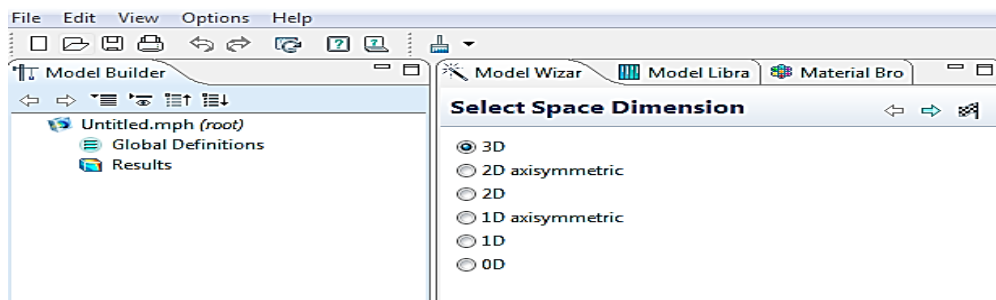


Figure 2. 6 : Sélection de la dimension d'espace.

- Puis on sélectionne les physiques qui entre en jeu dans notre étude, pour notre modèle on sélectionne « Structural Mechanics » et «Solid Mechanics (solid)».

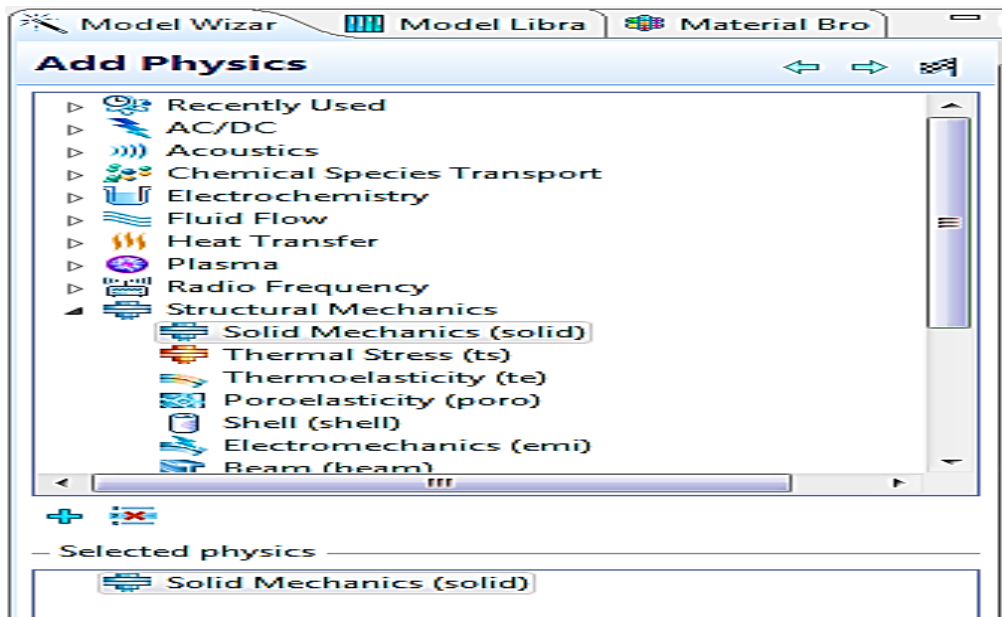


Figure 2. 7 : Sélection des physiques.

- Enfin on sélectionne le type d'étude, dans notre cas ont choisi «Eigenfrequency».

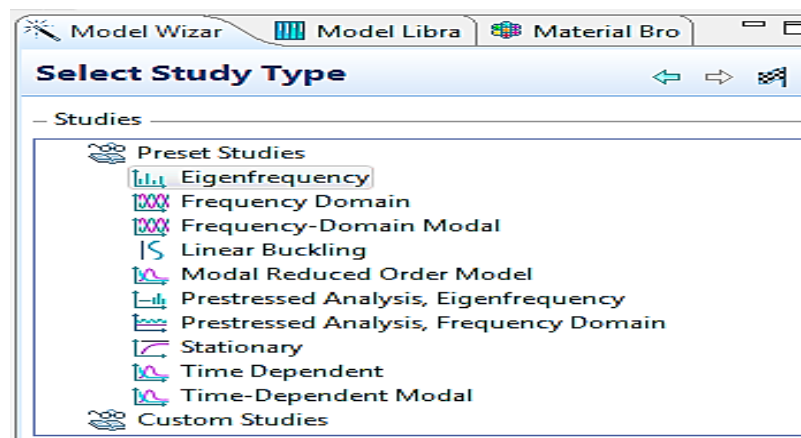


Figure 2. 8 : Sélection de l'étude.

3.3.2. Définition des paramètres

- Sur la barre porte-outils modèle, paramètres de clic.
- Dans la fenêtre d'arrangements pour des paramètres, localiser la section de paramètres.
- Dans le tableau, entrez les paramètres (Voir tableau 2.1).

3.3.3. Construction de la géométrie :

Nous entrons les paramètres suivants pour la plaque (bloc) et le pilier (cylindre):

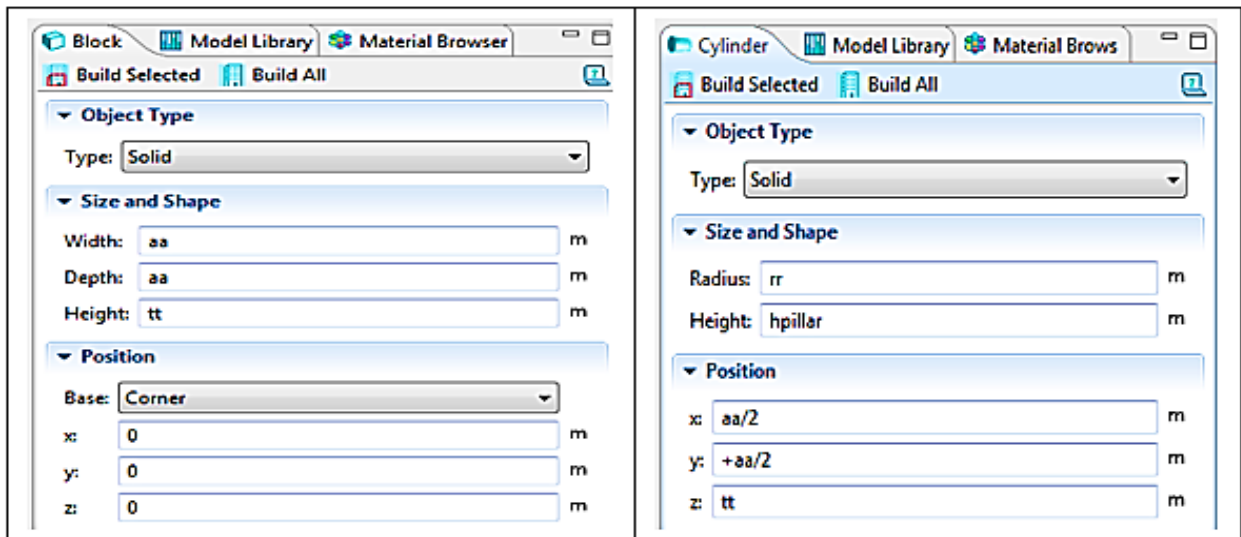


Figure 2. 9 : Paramètres de géométrie de cellule unitaire.

- Nous aurons le modèle suivant :

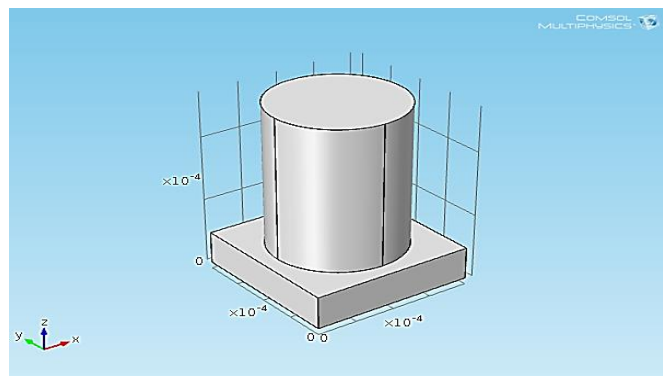
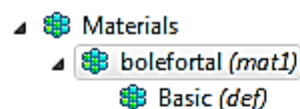


Figure 2. 10 : Géométrie de la cellule d'unité.

3.3.4. Définition des matériaux

Nous ajoutons Fortal (poudre composite à base d'aluminium) comme matériau, avec les propriétés suivantes:



▼ Material Contents

Property	Name	Value	Unit	Property group
✓ Density	rho	2670[k...	kg/...	Basic
✓ Young's modulus	E	0.692e...	Pa	Basic
✓ Poisson's ratio	nu	0.33	1	Basic

Figure 2. 11 : Le matériau du modèle et ses propriétés.

3.3.5. Choix des conditions périodiques

- a- nous allons d'abord à la <<solid mechanics >> et choisissons la << periodic condition >> pour la périodicité dans la direction x et nous ajoutons la deuxième dans la direction y pour faire une simulation en tant que cristal infini.

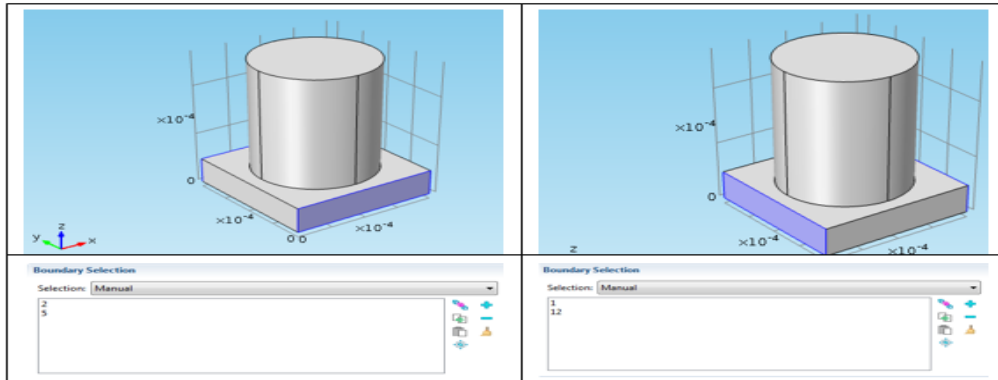


Figure 2. 12 : Condition périodique le long de x et y.

3.3.6. Maillage

Fondamentale de la méthode des éléments finis est de discrétiser le problème en décomposant le domaine à étudier en sous-domaines appelés éléments ou mailles.

Il suffit de cliquer sur <<Mesh 1>> et de cliquer sur <<Build All>>.

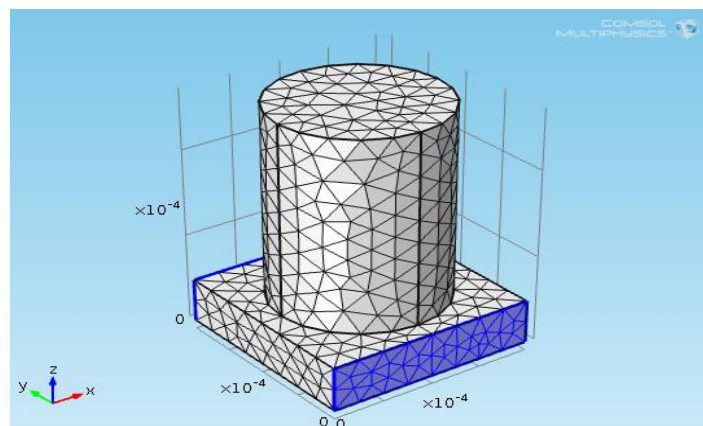


Figure 2. 13 : Maillage du modèle.

3.4. Super-cellule 1D

Lorsque ces cellules-unités se répètent le long d'une certaine direction dans le cristal, elles forment ce que nous appelons une super-cellule 1D.

- Nous utiliserons les mêmes paramètres que la cellule-unité (3D geometry, Solid mechanics, Eigenfrequency).
- Le matériau des modèles dans cette étude nous emploierons fortal comme matériel pour tous les modèles restants (avec de super cellule/sans couloir).

3.4.1. Construction de la géométrie :

Nous entrons les paramètres suivants pour la plaque (bloc) et le pilier (cylindre) et (array) :

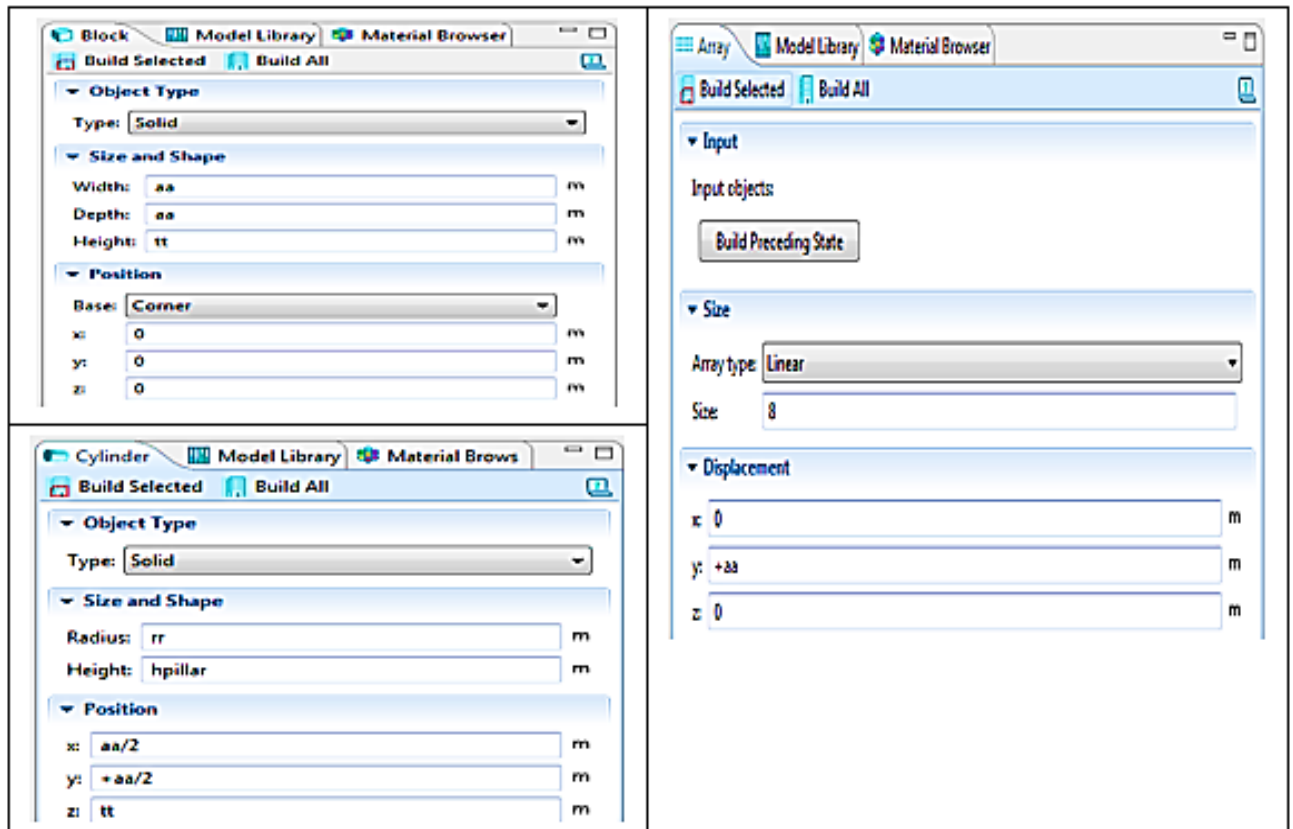


Figure 2. 14 : Paramètres de géométrie de super-cellule 1D.

- Nous aurons le modèle suivant :

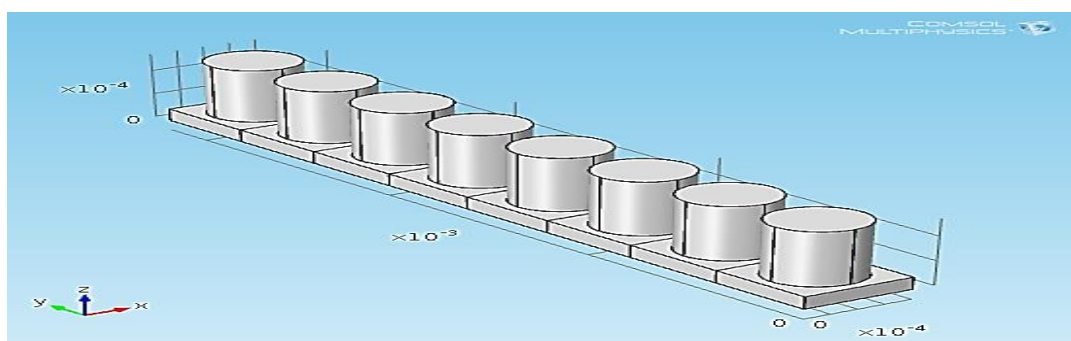


Figure 2. 15 : Géométrie de la super-cellule 1D.

Super-cellule 1D avec un couloir guide d'onde de largeur W

3.5. Super-cellule 2D

Lorsque ces cellules unitaires sont répétées dans la direction de x et la direction y dans le cristal, elles forment ce que nous appelons la cellule super 2D.

- Nous utiliserons les mêmes paramètres que la cellule-unité (3D geometry, Solid mechanics, Eigenfrequency).
- Le matériau des modèles dans cette étude nous emploierons fortal comme matériel pour tous les modèles restants (avec de super cellule/sans couloir).

3.5.1. Construction de la géométrie :

Nous entrons les paramètres suivants pour la plaque (bloc) et le pilier (cylindre) et (array) :

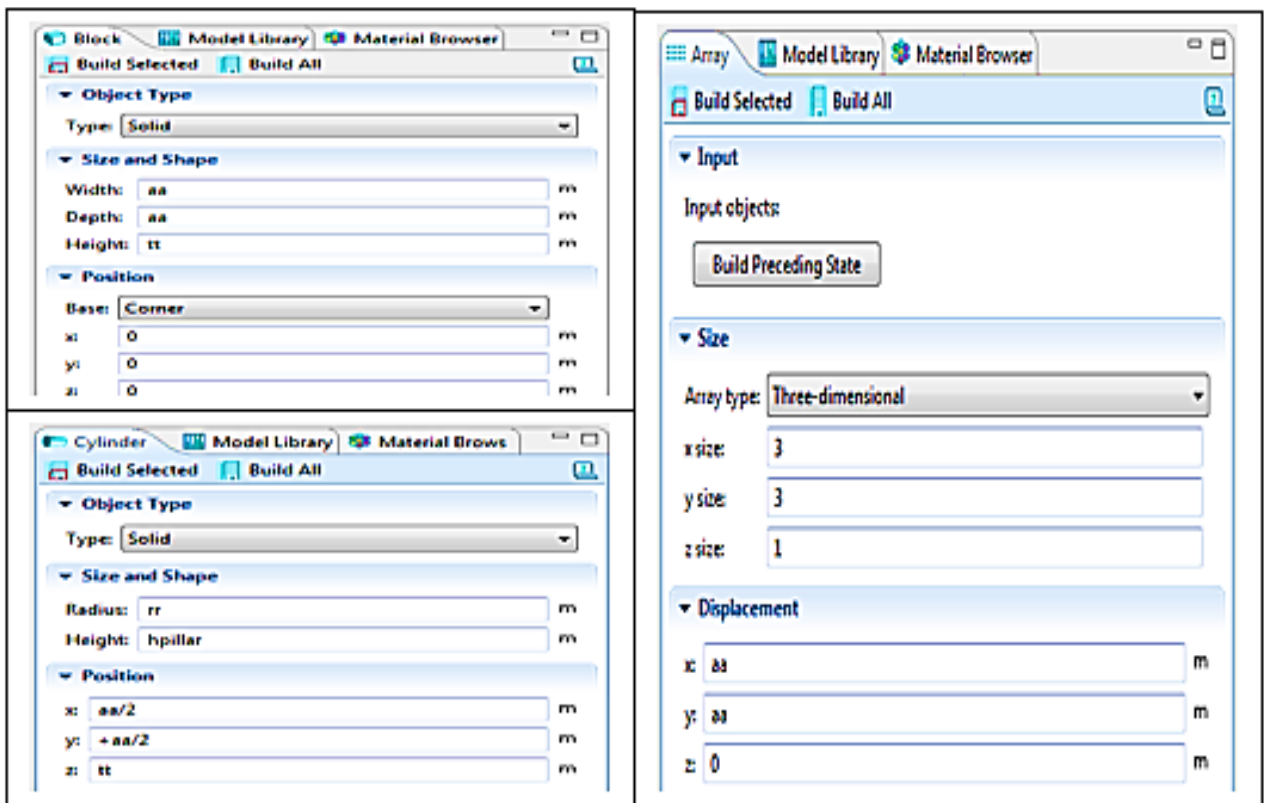


Figure 2. 16 : Paramètres de géométrie de super-cellule 2D.

- Nous aurons le modèle suivant :

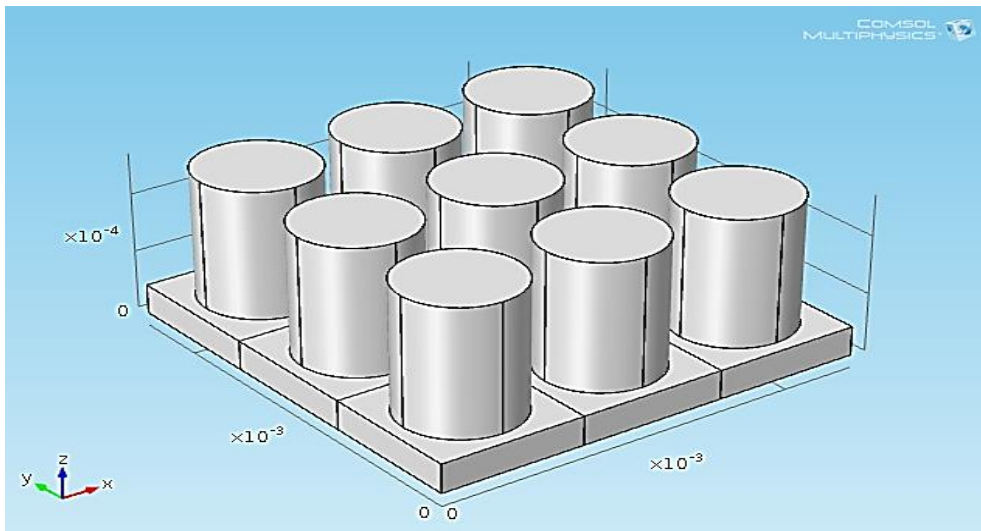


Figure 2. 17 : Géométrie de la super-cellule 2D.

3.6. Super-cellule 1D avec un couloir guide d'onde de largeur W

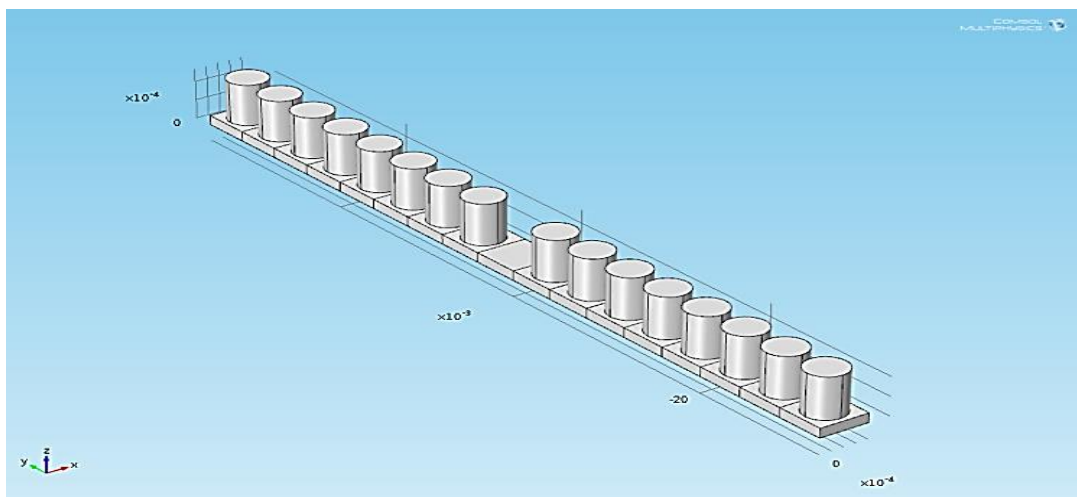


Figure 2. 18 : Géométrie de la super-cellule 1D avec largeur couloir W égale à a .

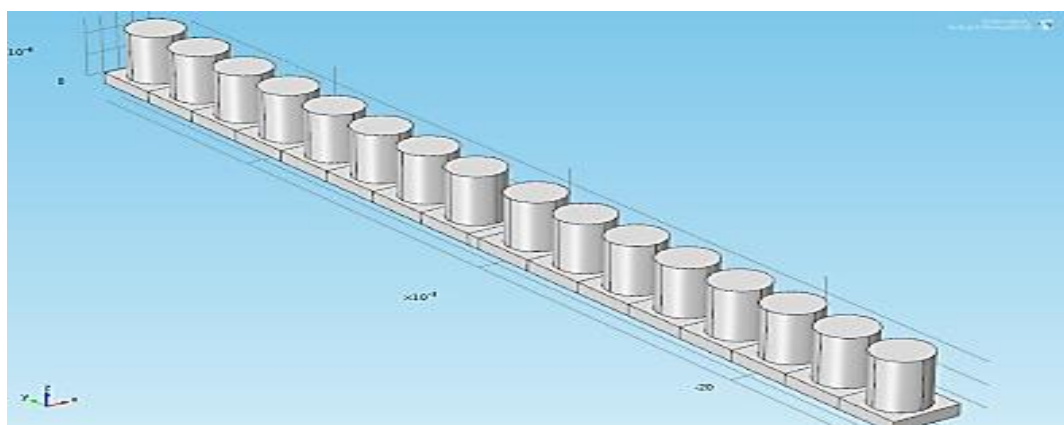


Figure 2. 19 : Géométrie de la super-cellule 1D avec largeur couloir W moins qu' a .

3.7. Super-cellule 2D avec défauts

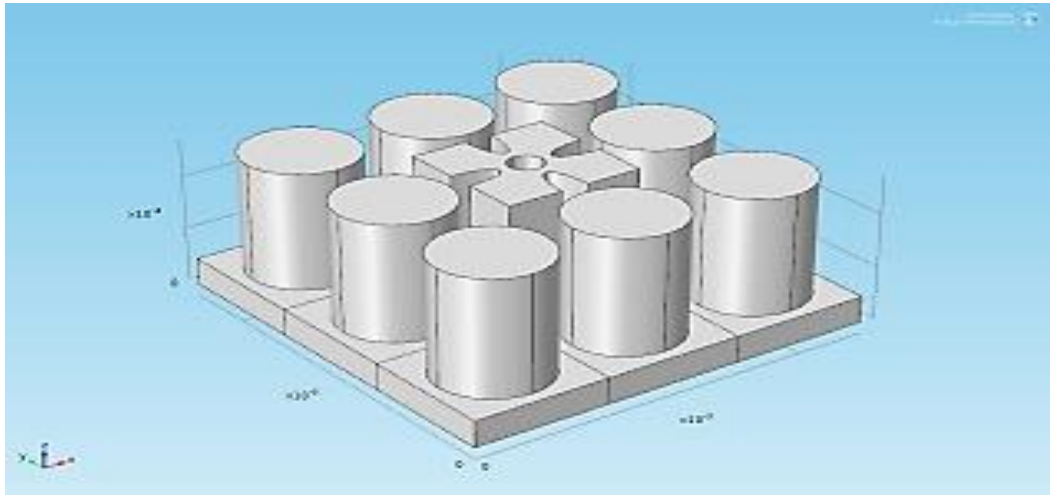


Figure 2. 20 : Géométrie de la Super-cellule 2D avec défauts Hao Dong

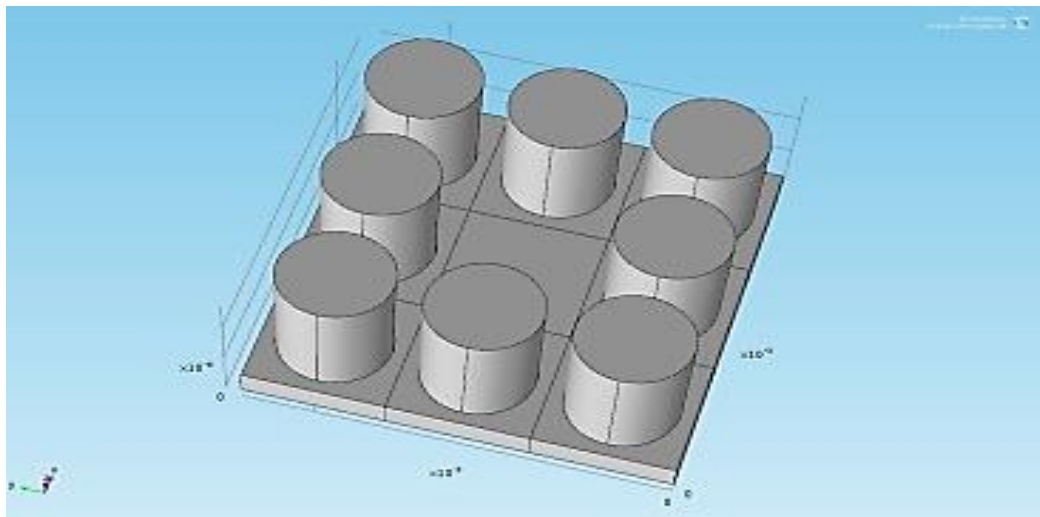


Figure 2. 21 : Géométrie de la super-cellule 2D avec défauts vide.

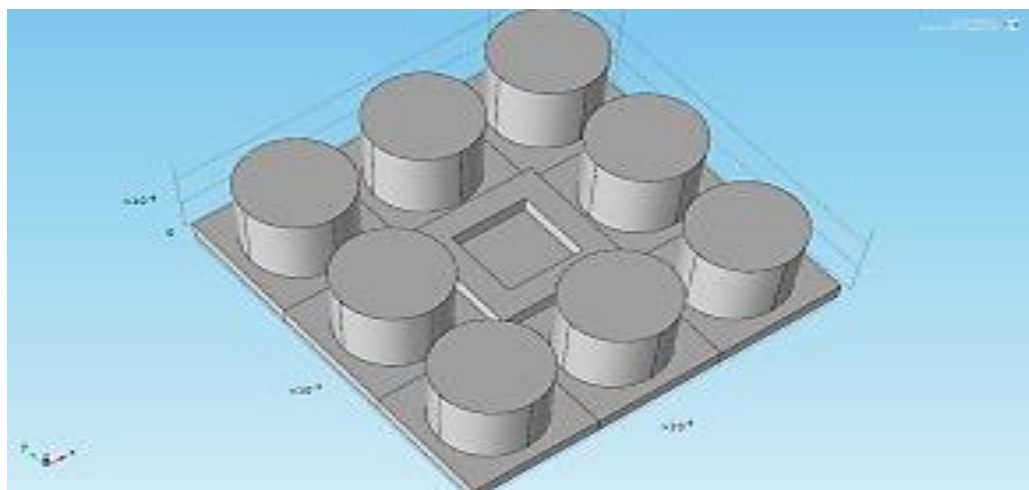


Figure 2. 22 : Géométrie de la super-cellule 2D avec défauts épaisseur carrée.

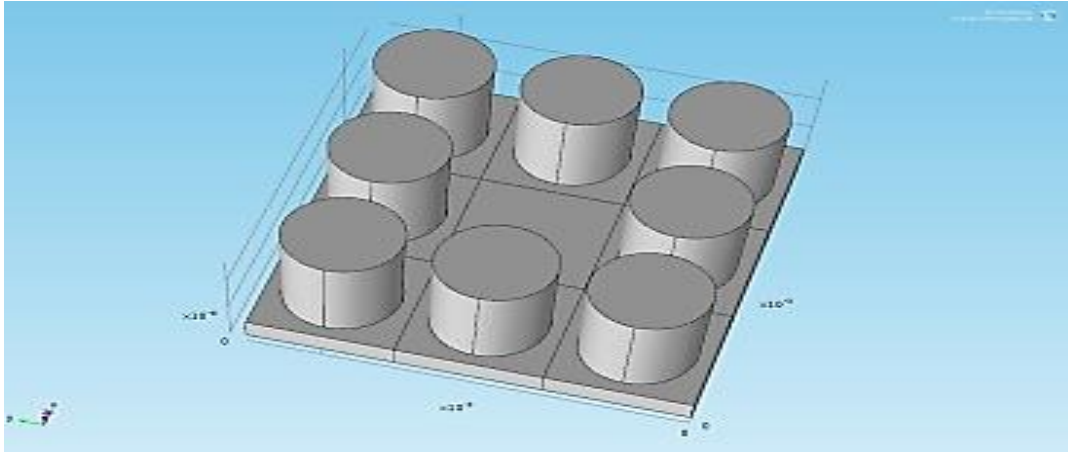


Figure 2. 23 : Géométrie de la super-cellule 2D avec Défauts en plaque mais avec différentes épaisseur (t).

3.8. Le modèle utilisé pour étudier l'effet du défaut placé dans le passage d'un guide d'onde

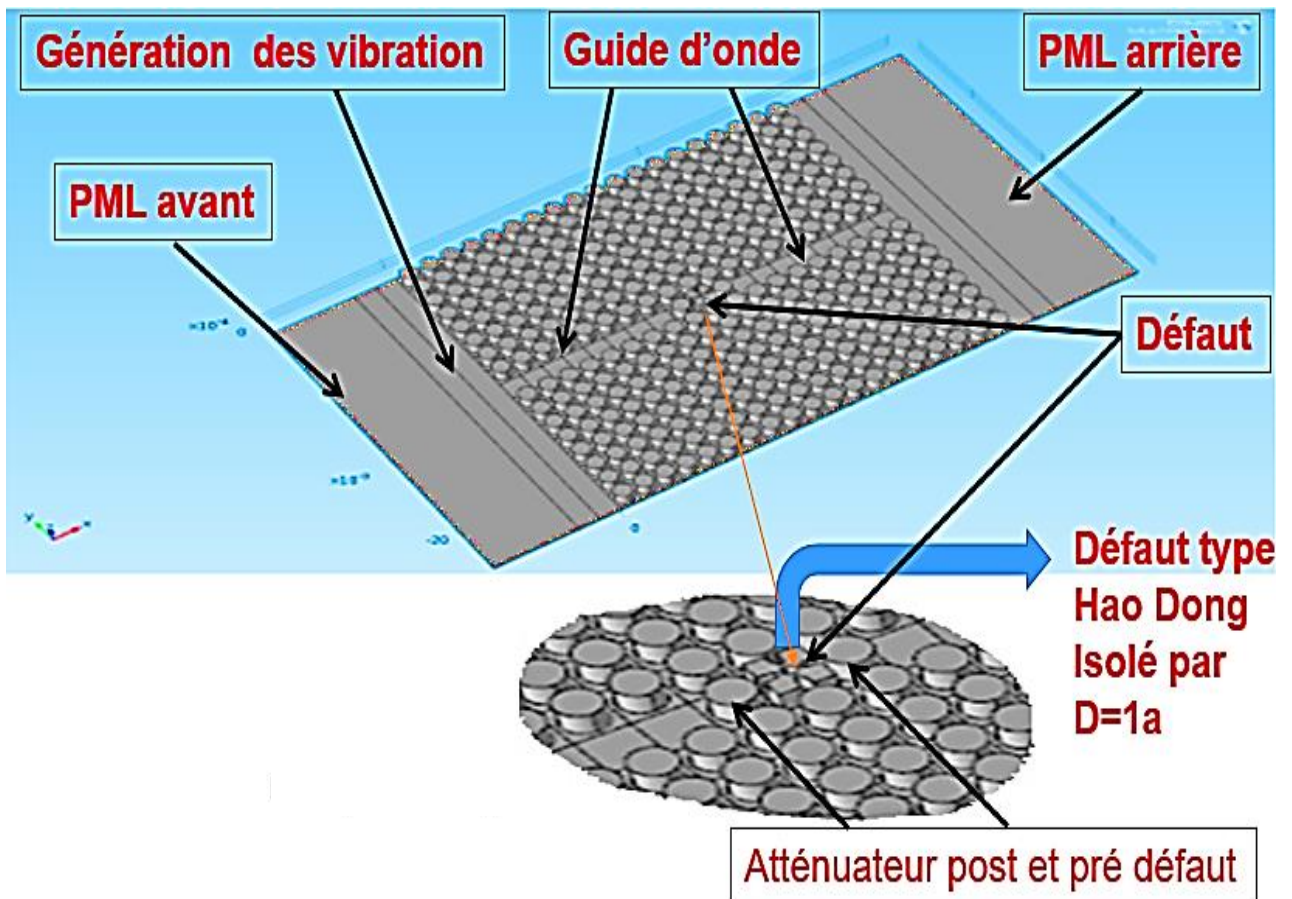


Figure 2. 24 : Structure étudiée pour le calcul de la transmission affectée par un défaut dans le guide d'onde.

CHAPITRE 3 : RESULTATS DES SIMULATIONS ET DISCUSSIONS

1. Cellule élémentaire avec pilier cylindrique :

Nous montrons dans cette première partie les résultats de simulation classique d'un réseau phononique. Chaque direction de la première zone de Brillouin est simulée à part. Une fois terminé, nous montrons les résultats des courbes de dispersion montrant les fréquences de vibrations permises en fonction de leur vecteur d'onde. La présence d'un gap est montrée dans la (figure 3.1) par le rectangle bleu-gris et ceci dans les trois directions privilégiées Γ X, XM et $M\Gamma$.

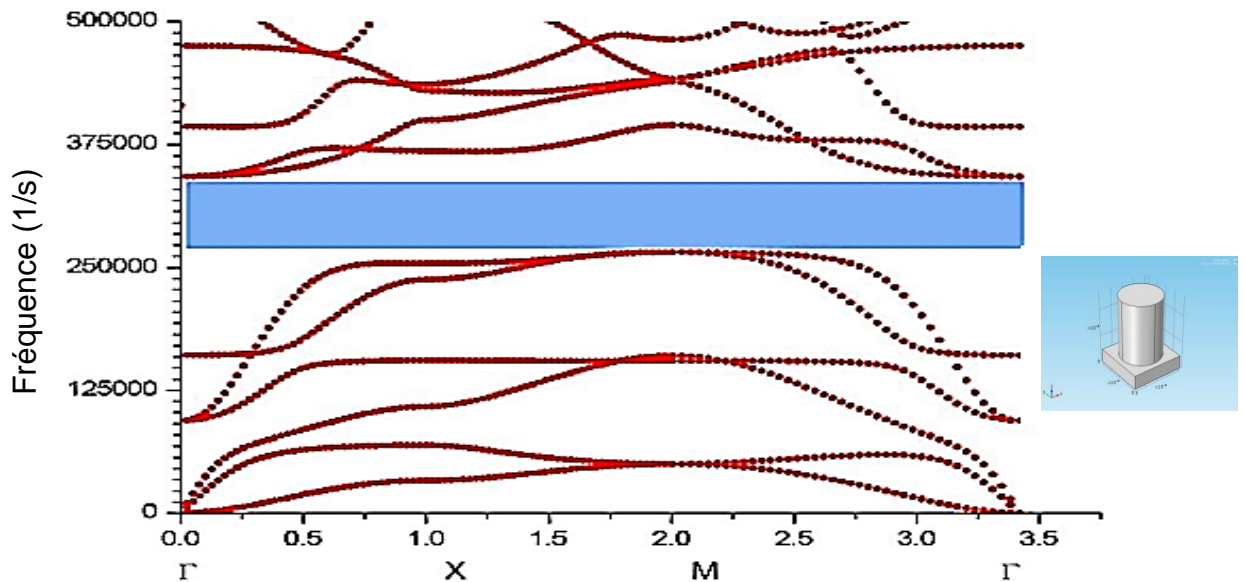


Figure 3. 1 : Courbe de dispersion des fréquences de la cellule-unité.

1.1. Discussion

Le diagramme de bande du cristal montre la présence d'une bande interdite complète. Nous observons une bande interdite entre [262000Hz - 339000Hz] dans les trois directions.

2. Super-cellule 1D sans couloir guide d'onde

La disposition et conception même d'éventuelles dispositifs pour le traitement du signal, nous impose à nous intéresser à la propagation des vibrations dans la direction (Ox) exclusivement (ΓX). De ce fait, les structures à analyser sont basé sur une cellule transverse (Oy) qui se répète dans la direction (Ox). Cette cellule constituée de 8 piliers constitue alors un cristal infini dans la ΓX comme montré dans la (figure 3.2).

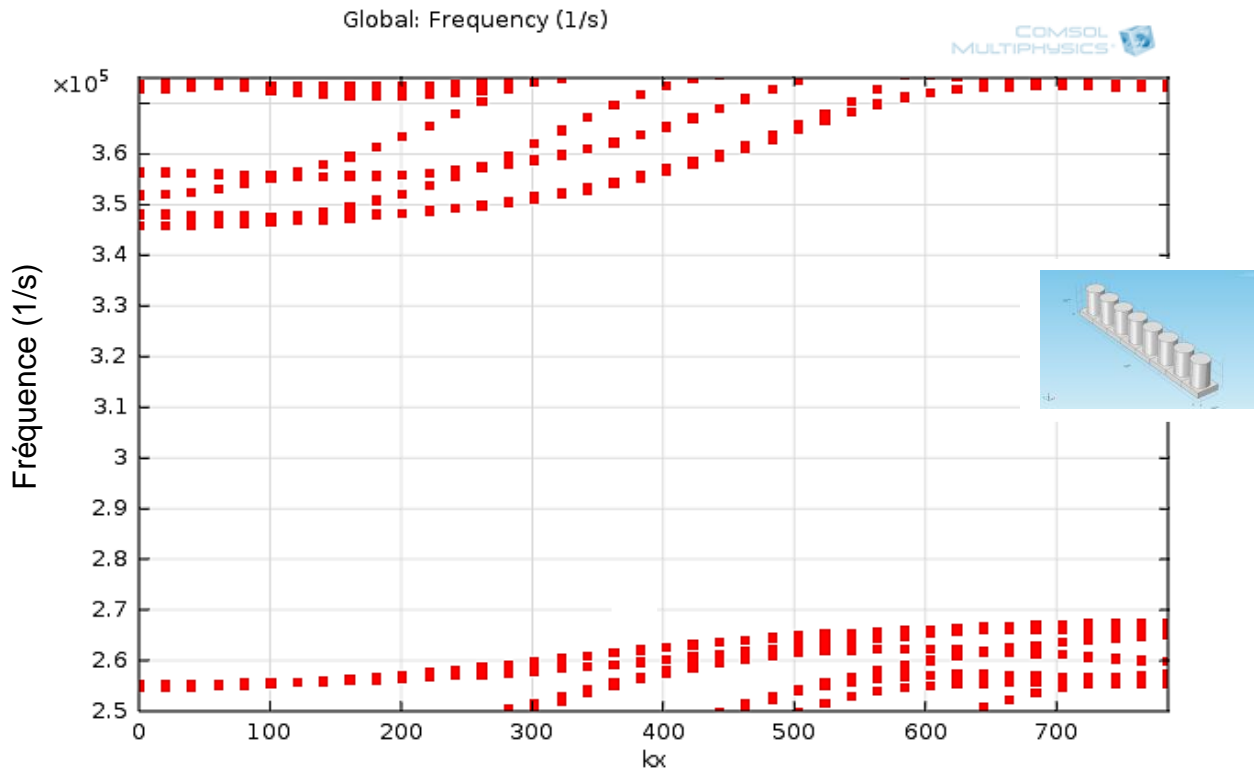


Figure 3. 2 : Courbe de dispersion des fréquences de la super-cellule 1D.

Nous montrons dans cette même (fig3.3) les courbes de dispersion dans la direction ΓX . La présence du gap existant dans la cellule élémentaire persiste dans la super-cellule avec la même largeur. Ceci est confirmé par la (figure 3.3).

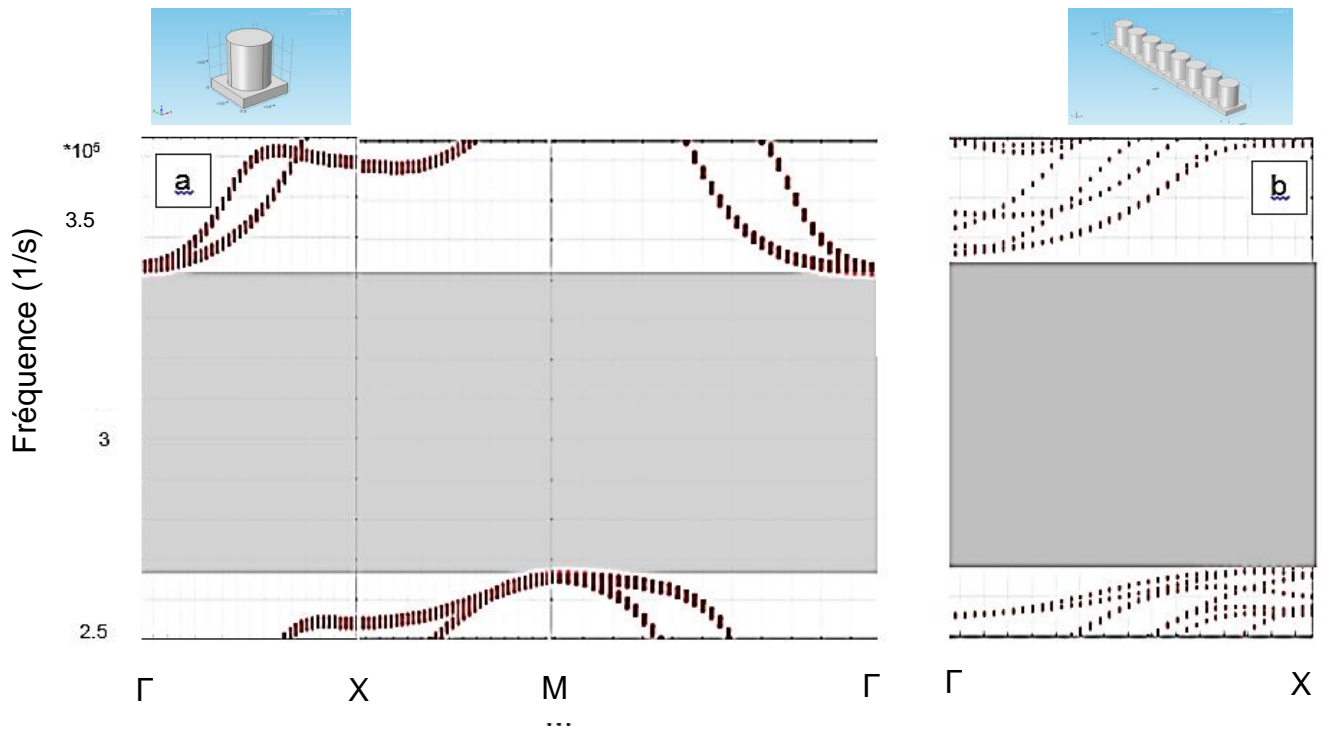


Figure 3. 3 : Comparaison la bande interdite entre (a) de la cellule-unité et (b) super-cellule 1D.

2.1. Discussion

On remarque l'existence d'une bande interdite avec une super-cellule 1D, nous observons :

L'absence de mode à l'intérieur de bande interdite;

La super-cellule 1D présente la même bande gap par rapport à la cellule élémentaire.

3. Super-cellule 3ax3a sans défauts 2D cellule

Nous allons maintenant monter les courbes de dispersion de super-cellule 3ax3a (Fig. 3.4). Cette formation de trois cellules dans chaque côté est supposé comme cellule élémentaire.

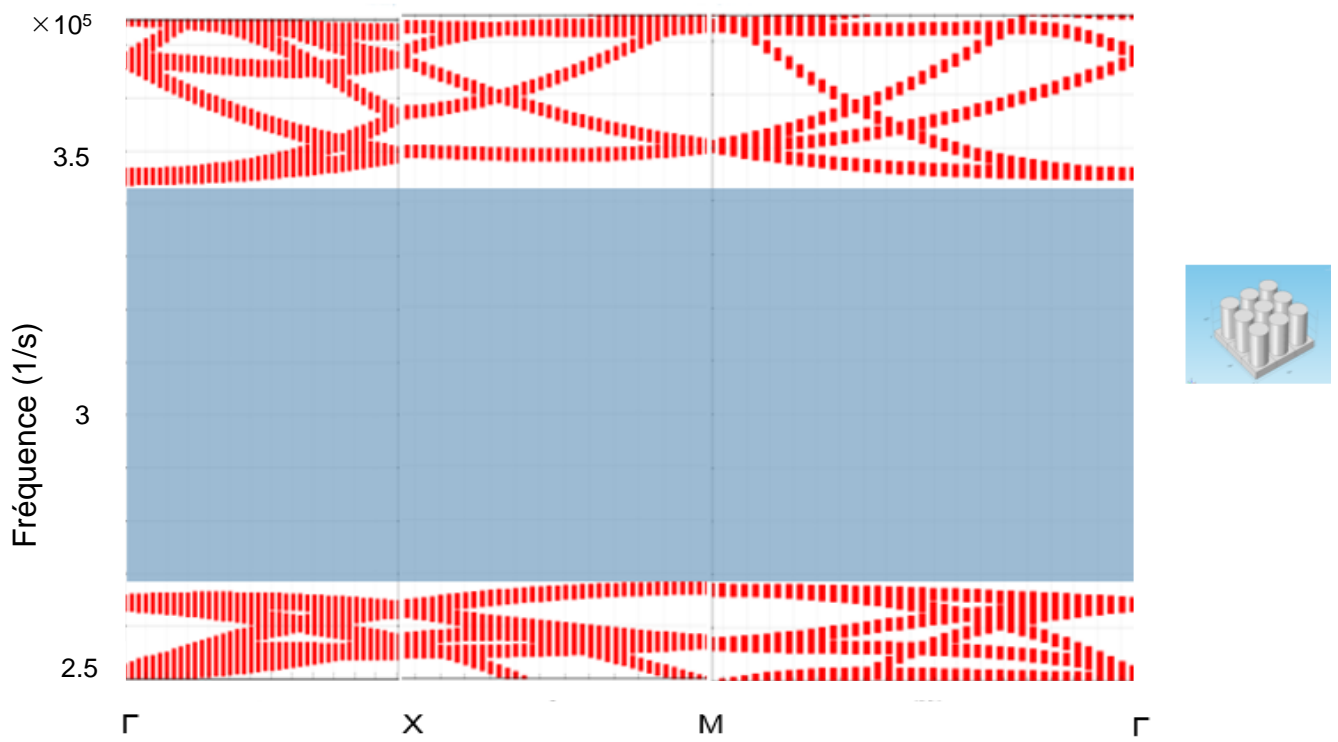


Figure 3. 4 : Courbe de dispersion des fréquences de la super-cellule 2D sans défauts.

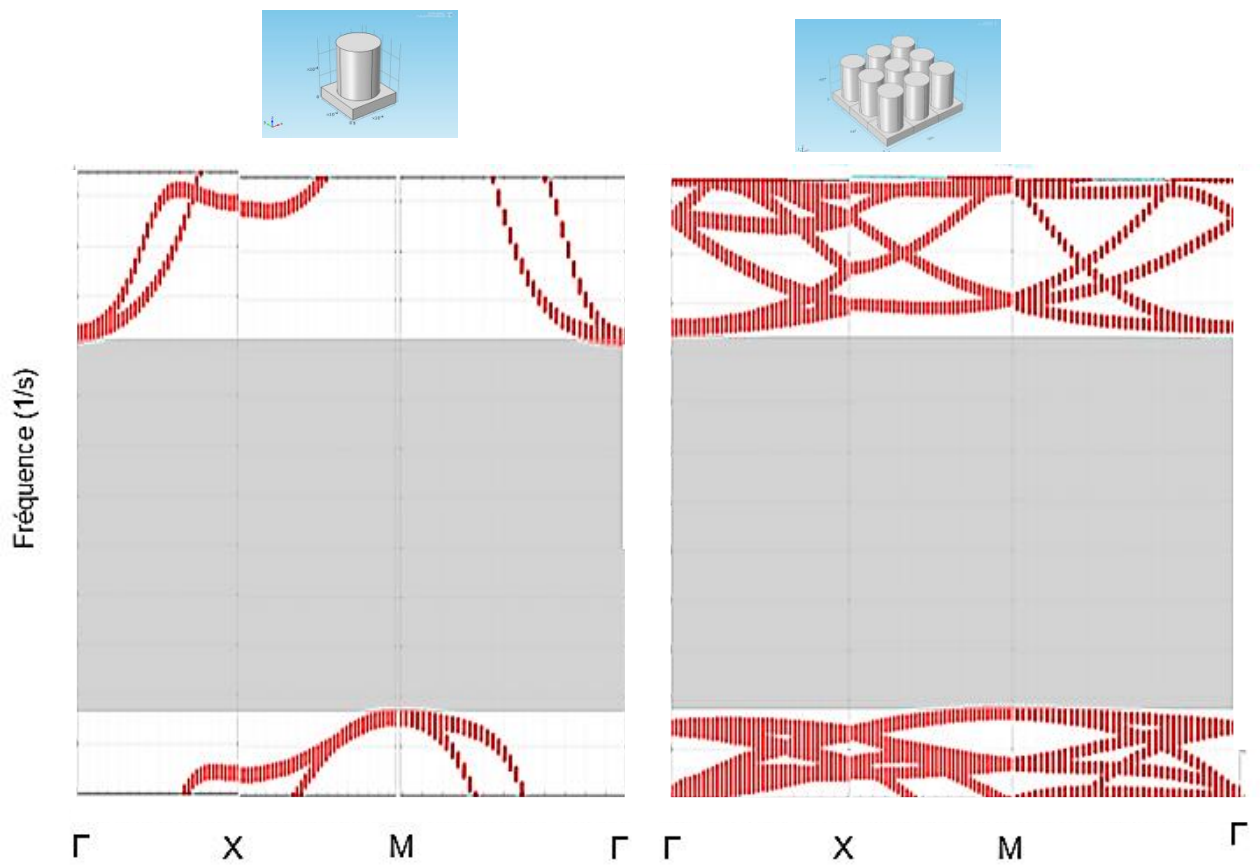


Figure 3. 5 : Comparaison la bande interdite entre la cellule-unité et la super-cellule 2D.

1. Discussion

On peut observer dans la (figure 3.5) les courbes de dispersion de la cellule élémentaire et de la super-cellule 3x3a. Nous avons :

- ✓ la courbe de dispersion des fréquences de la super cellule 2D est en accord avec la cellule élémentaire.
- ✓ La super-cellule 2D montre la même courbe de dispersion avec la même bande interdite.

L'idée est maintenant d'optimiser et de caractériser l'effet de forme du défaut sur ses propres modes de résonance de fréquence. Ainsi, nous construisons une super-cellule incluant le défaut en son milieu.

2. Super-cellule 1D avec un couloir guide d'onde de largeur W

2.1. Largeur de couloir W égale à a

La structure simulée est montrée dans la (figure 2.18). Il s'agit d'une super-cellule 1D avec 8 piliers de part et d'autre d'une zone vide de largeur W égale à a .

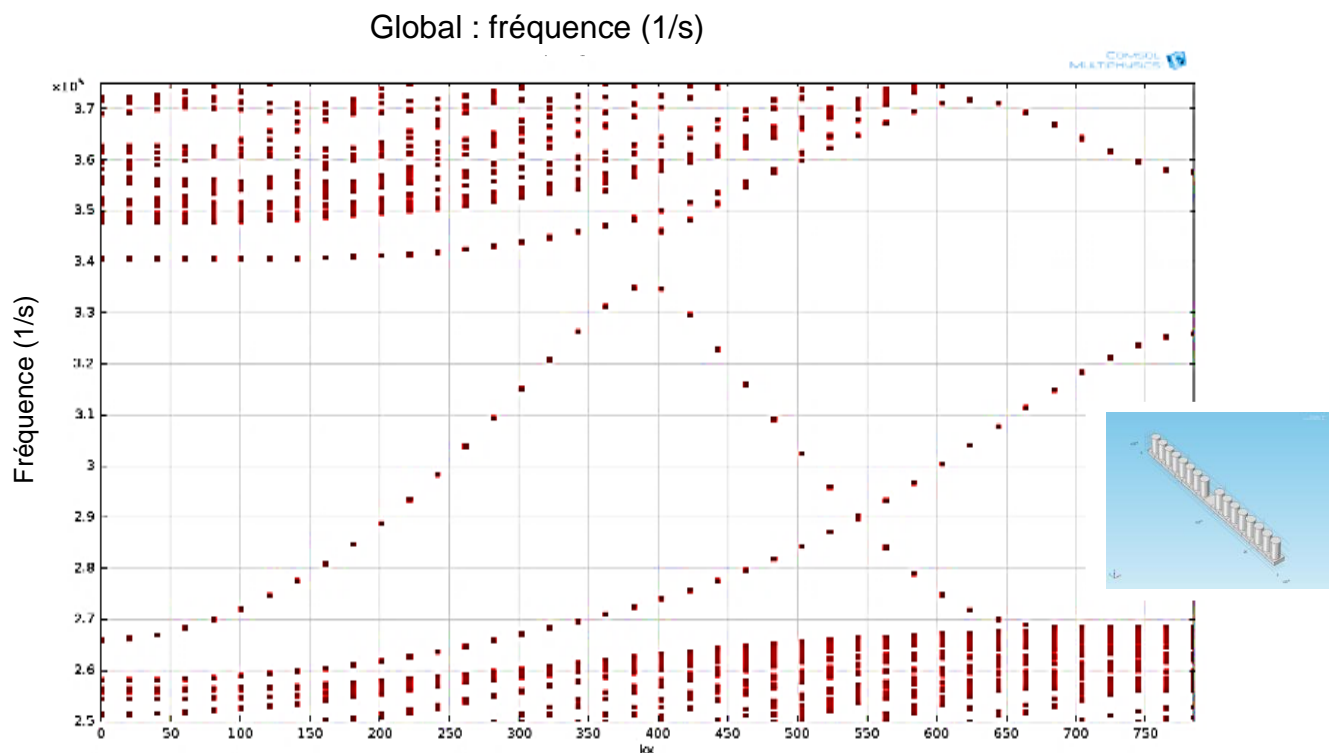


Figure 3. 6 : Courbe de dispersion des fréquences de la super-cellule 1D avec largeur couloir W égale à a .

2.1.1. Discussion

Les courbes de dispersion de la structure de la (figure 2.18) sont montrées dans la (figure 3.6). Nous avons effectivement la présence d'une bande interdite mais parasitée par des modes dus à la plaque centrale ou si vous aviez pu les démontrer au couloir central. Ceci veut dire que ce couloir peut être utilisé comme vecteur des fréquences présentes dans la bande interdite. Il y a en réalité trois modes susceptibles de se propager dans le couloir.

2.2. Réduction de la Largeur du couloir central à moins qu' a

Cette fois-ci, nous avons simulé un couloir central est physiquement limité par rapport bien sûr à la valeur de l'élasticité du matériau comme dans la (Fig. 2.19) de limiter le nombre de mode susceptible de passer dedans.

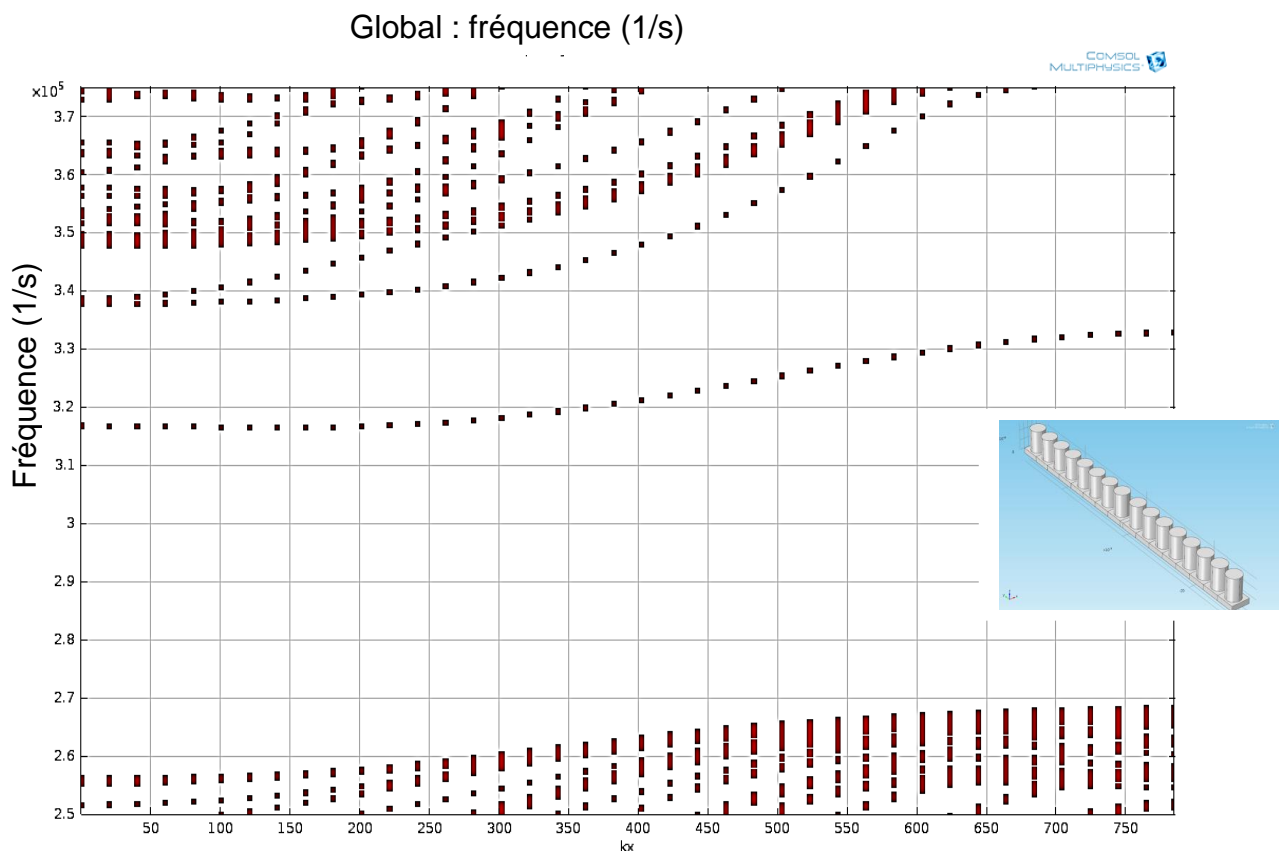


Figure 3. 7 : Courbe de dispersion des fréquences de la super-cellule 1D avec largeur couloir W égale à $0.30 \cdot a$.

Effectivement, un seul mode est présent dans le passage central cette fois ci et qui est situé dans le gap. Ce mode présente du mode faiblement localisé càd la pente est relativement faible donc l'onde stationnaire devrait être importante.

2.2.1. Discussion

- Ces courbes de dispersion des fréquences montrent l'effet de la largeur couloir W dans les modes à l'intérieur de bande interdite super-cellule 1D.
- On remarque quand la largeur du couloir W est égale à a , Il existe trois modes à l'intérieur de bande interdite (voir la figure3.6) et dans le cas de largeur de couloir plus réduite comme $W = 1.22 \text{ mm. c.à.d. } 0.30.a$, il reste un seul mode à l'intérieur de bande interdite BG (voir figure3.7).

3. Super-cellule 2D avec défauts

3.1. Super-cellule $3a \times 3a$ avec défauts avec une forme optimisée par Hao

Dong et al. [62]

Nous calculons maintenant les courbes de dispersion des fréquences d'une super-cellule $3a \times 3a$ avec un défaut situé au centre de cette dernière. La géométrie de ce défaut est inspirée des travaux de Hao Dong et al. [62]. Mais contrairement à de Hao Dong qui a utilisé des structures trouées, nous avons étendu son approche à des structures en pilier comme indiqué dans la (figure 2.20).

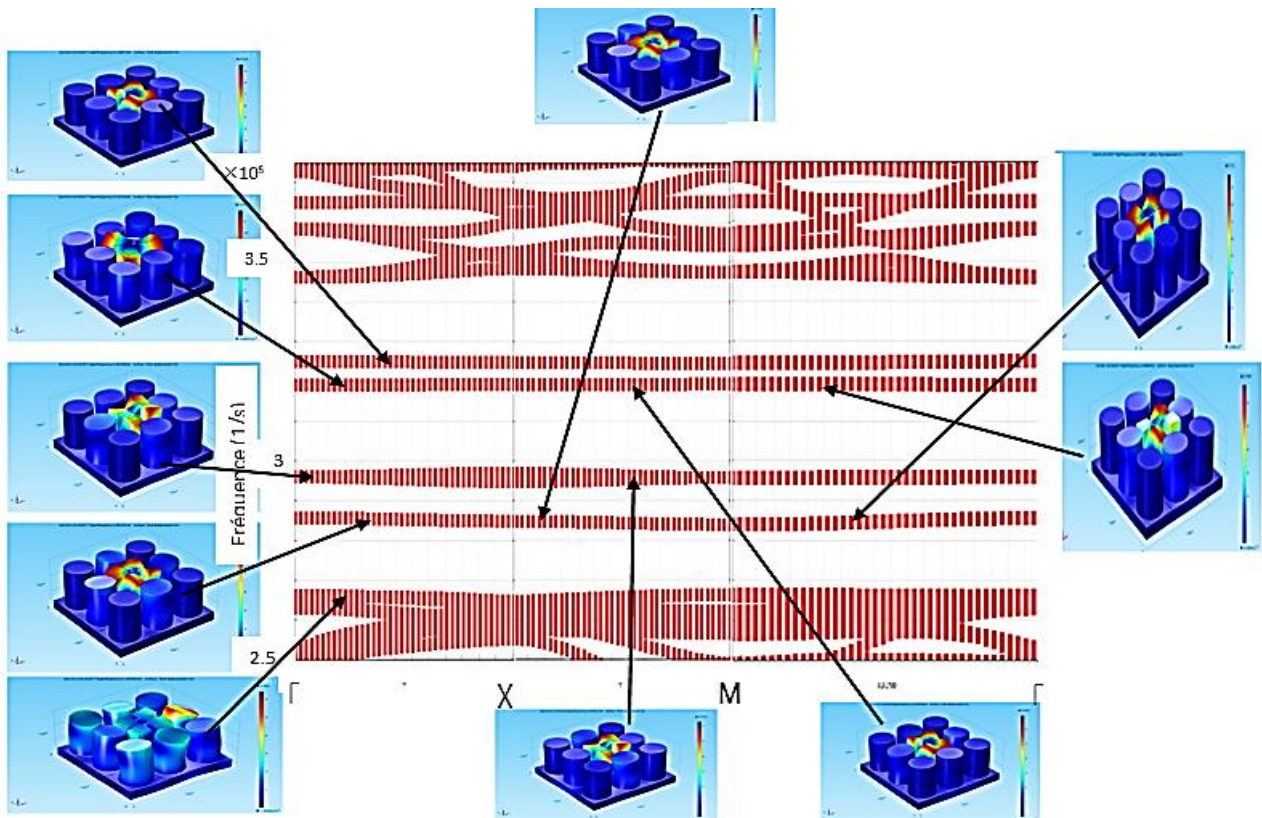


Figure 3. 8 : Courbe de dispersion des fréquences de la super-cellule 2D avec défaut Hao Dong. [62]

La présence de la bande interdite est maintenue comme indiqué dans la (figure 3.8). L'apparition dans ce gap de trois paires de mode stationnaire est caractéristiques des défauts localisés. Nous avons joint à ces courbes de dispersion les formes des déplacements du défaut central. Ce défaut est coloré en rouge indiquant un champ de vibration important au contraire des piliers bleu l'entourant prouve de leurs aspect typiquement statique. Les courbes de dispersion de ce défaut sont plates indiquant un comportement stationnaire (vitesse de propagation nulle).

3.1.1. Discussion

- Le défaut en piliers inspiré des travaux de Hao Dong et al. présente des courbes plates donc possédant une onde stationnaire sans propagation.
- Un point négatif pour ce type de défaut est le nombre de niveau. Nous aurions souhaité la présence d'un seul niveau. Une seule fréquence autorisée. Mais ce n'est pas le cas, Il faudra continuer à explorer d'autres formes de défauts possédant un seul niveau.

Notre objectif :

Trouver un défaut avec une courbe de dispersion localisée dans le bande interdite de plus, le niveau fréquentiel de ce défaut devra être réglé ou modulé à travers un ou des paramètres géométrique afin d'avoir des valeurs cible.

3.2. Super-cellule 2D avec défauts vide

Nous allons maintenant explorer un défaut constitué seulement de la plaque support (Fig. 2.21).

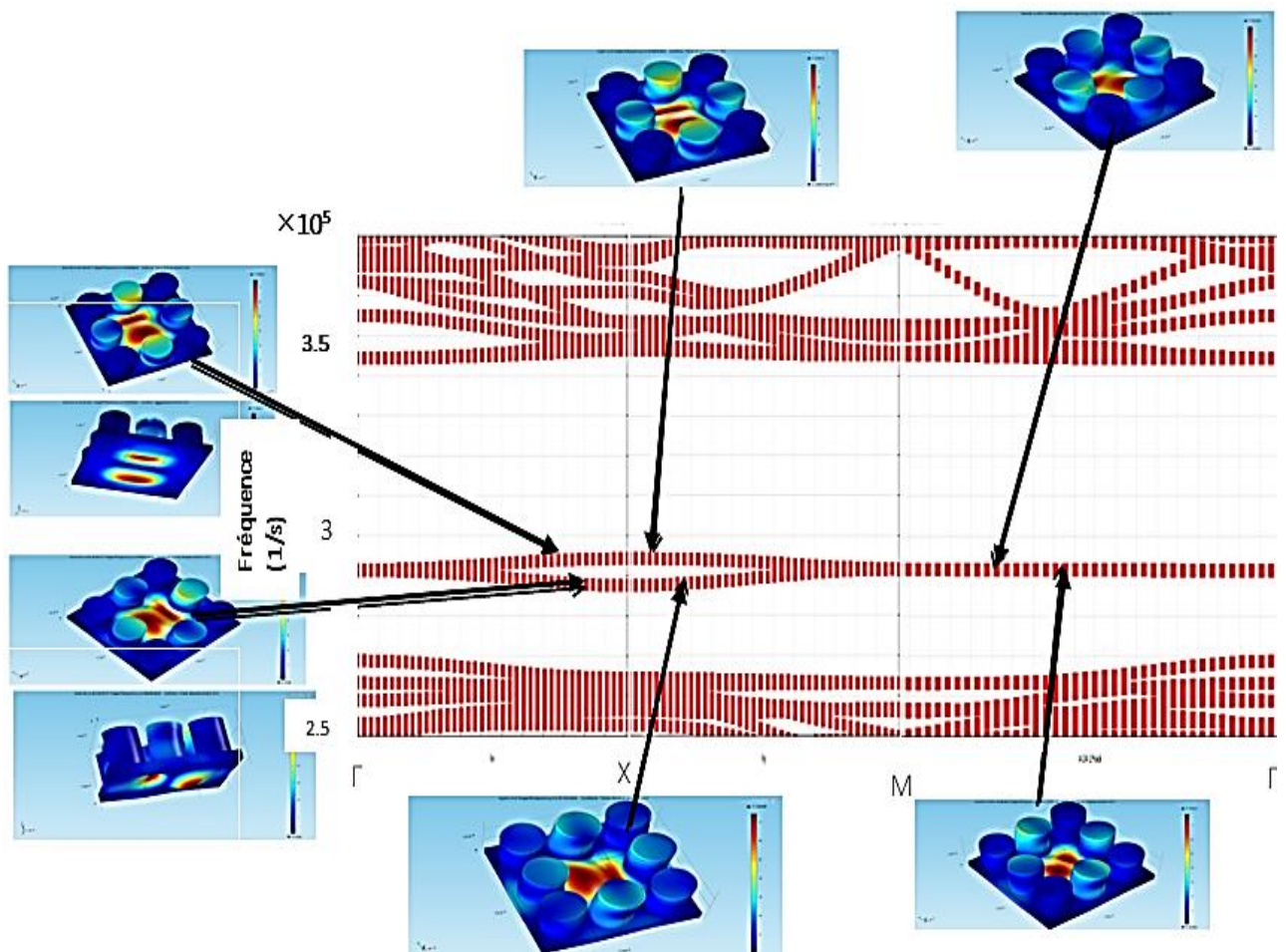


Figure 3. 9 : Courbe de dispersion des fréquences de la super-cellule 2D avec défaut vide.

Effectivement deux modes superposent un seul niveau dans la bande interdite (Fig. 3.9). Ce niveau est légèrement dégénéré montrant un élargissement à la fin de la zone ΓX et au début de la zone XM . C'est un niveau plat donc fortement localisé. Les images montrant les déformées de ce mode indiquent une polarisation hors-plan

càd avec seulement w qui est non nul. La dégénérescence est causée par un mode transverse selon ox ou selon oy .

3.2.1. Discussion

a- Les avantages de défaut plaquent :

Il y a un seul niveau associé aux deux modes de plaque transversale.

b- Les inconvénients:

1- Le facteur de qualité qui peut en résulter $f_0/\Delta f$ est si faible !

2- il n'y a pas des paramètres géométriques pour régler ce niveau fixe : grand inconvénient ce défaut est non réglable.

3.3. Super-cellule 2D avec défauts épaisseur en muret carré et circulaire

3.3.1. Défauts épaisseur carrée

Dans notre quête vers des défauts intéressants, nous avons pensé à moduler la longueur d'onde du mode transverse du défaut plaque par un muret. Nous commençons par un muret carré (Fig. 2.22). En effet, si nous réduisons et empêchons l'extension de la déformation, nous allons réduire sa longueur d'onde et peut être changer sa fréquence.

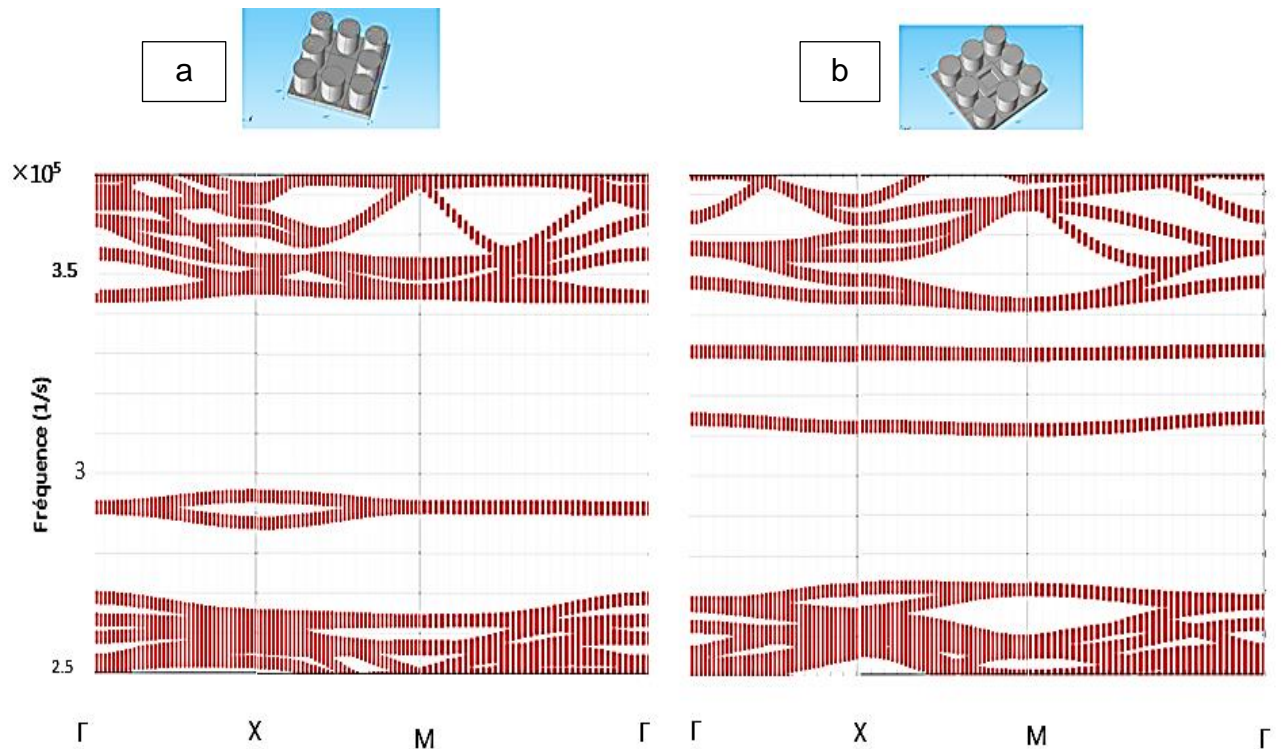


Figure 3. 10 : Comparaison entre les courbe de dispersion de la super-cellule 2D (a) défaut vide et (b) défauts épaisseur carrée.

3.3.1.a. Discussion

La (figure 3.10b) montre les courbes de dispersion de cette dernière structure en comparaison avec la structure plaque. Malheureusement, cette structure à lever la dégénérescence en séparant les deux fréquences. Les niveaux restent plat relativement. Il faudra continuer à explorer l'effet des dimensions et hauteur du muret sur la valeur de la fréquence du défaut.

3.3.2. Défauts en muret de forme circulaire

Nous allons maintenant essayer de voir la réponse d'un muret de forme circulaire (Fig. 3.11b). Les niveaux reste plats est située à la limite de la bande interdite.

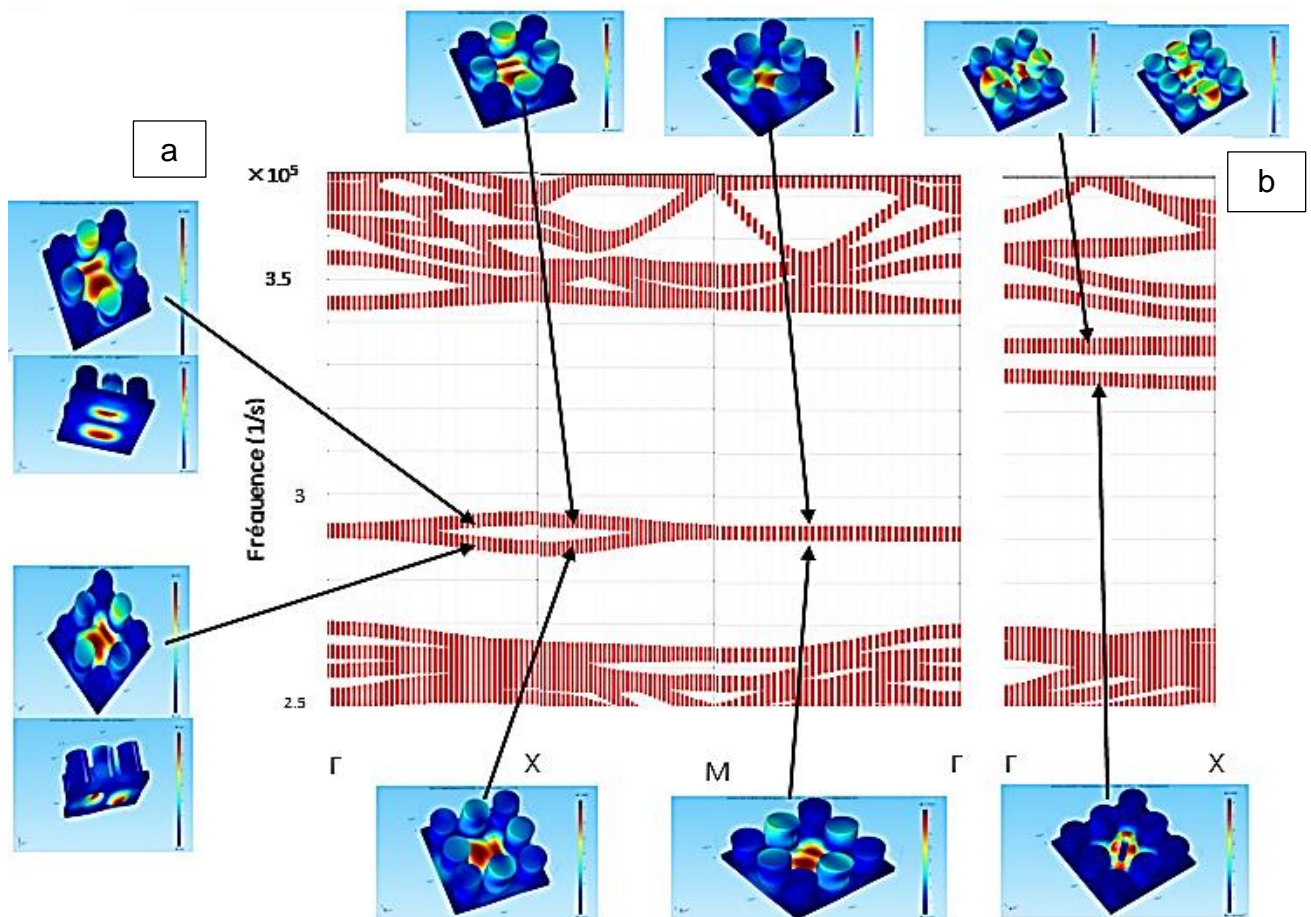


Figure 3. 11 : Comparaison entre les courbe de dispersion de la super-cellule 2D (a) défaut vide et (b) défauts épaisseur circulaire.

3.3.2.a. Discussion

Lors de l'utilisation du défaut en muret carré et circulaire, nous avons remarqué l'apparition de niveaux plats à l'intérieur de bande interdite.

3.4. Super-cellule 2D avec défauts en plaque mais avec différentes épaisseur (tt)

Les (figures 3.12 à 3.16) montre les courbes de dispersion pour respectivement différentes épaisseur de la plaque centrale de $0.1 \cdot tt$, $0.15 \cdot tt$, $0.30 \cdot tt$, $0.50 \cdot tt$ et $0.50 \cdot tt$. Globalement ces courbes de dispersion montrent un niveau unique relativement plat et évoluant lentement avec la valeur de l'épaisseur du défaut. Il faudra continuer à explorer encore plus cette voix.

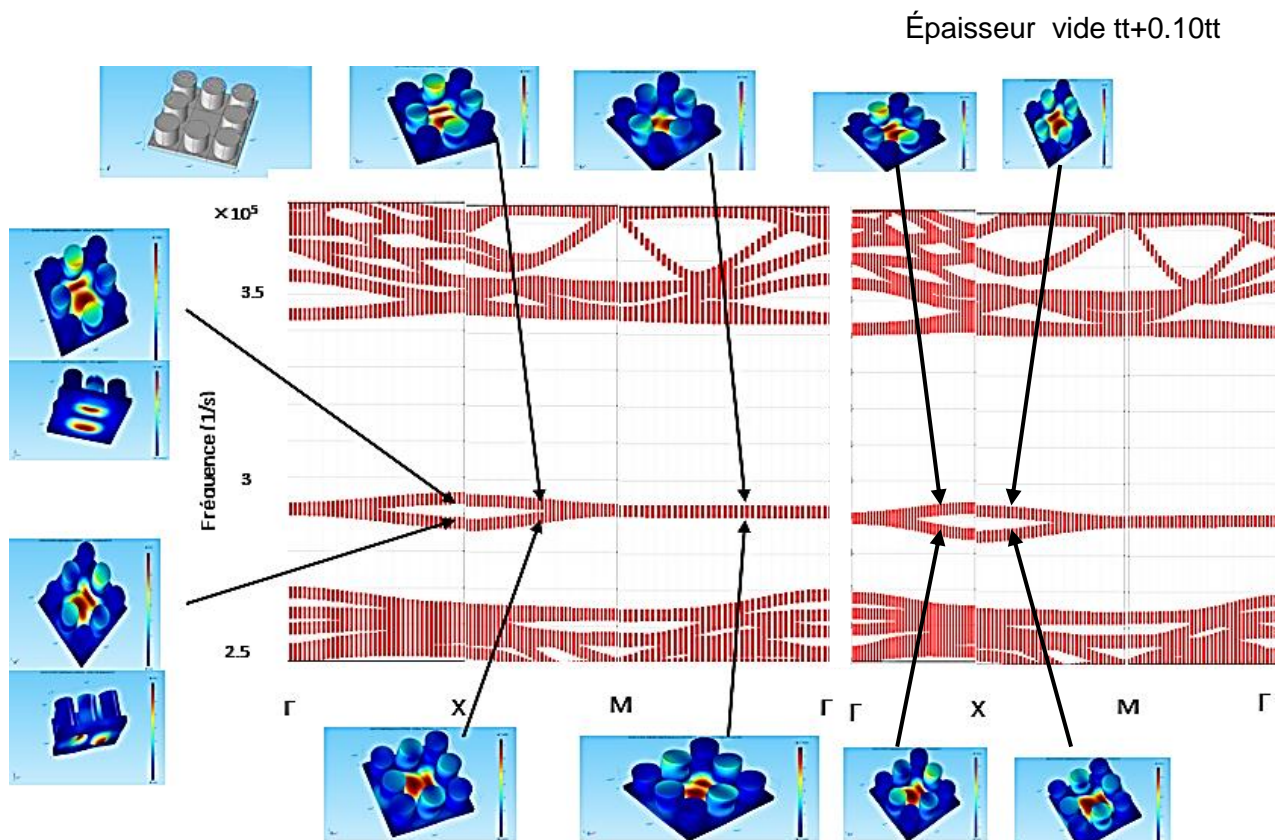


Figure 3. 12 : Comparaison la courbe de dispersion entre super-cellule 2D défaut vide et défauts épaisseur vide $tt+0.10tt$.

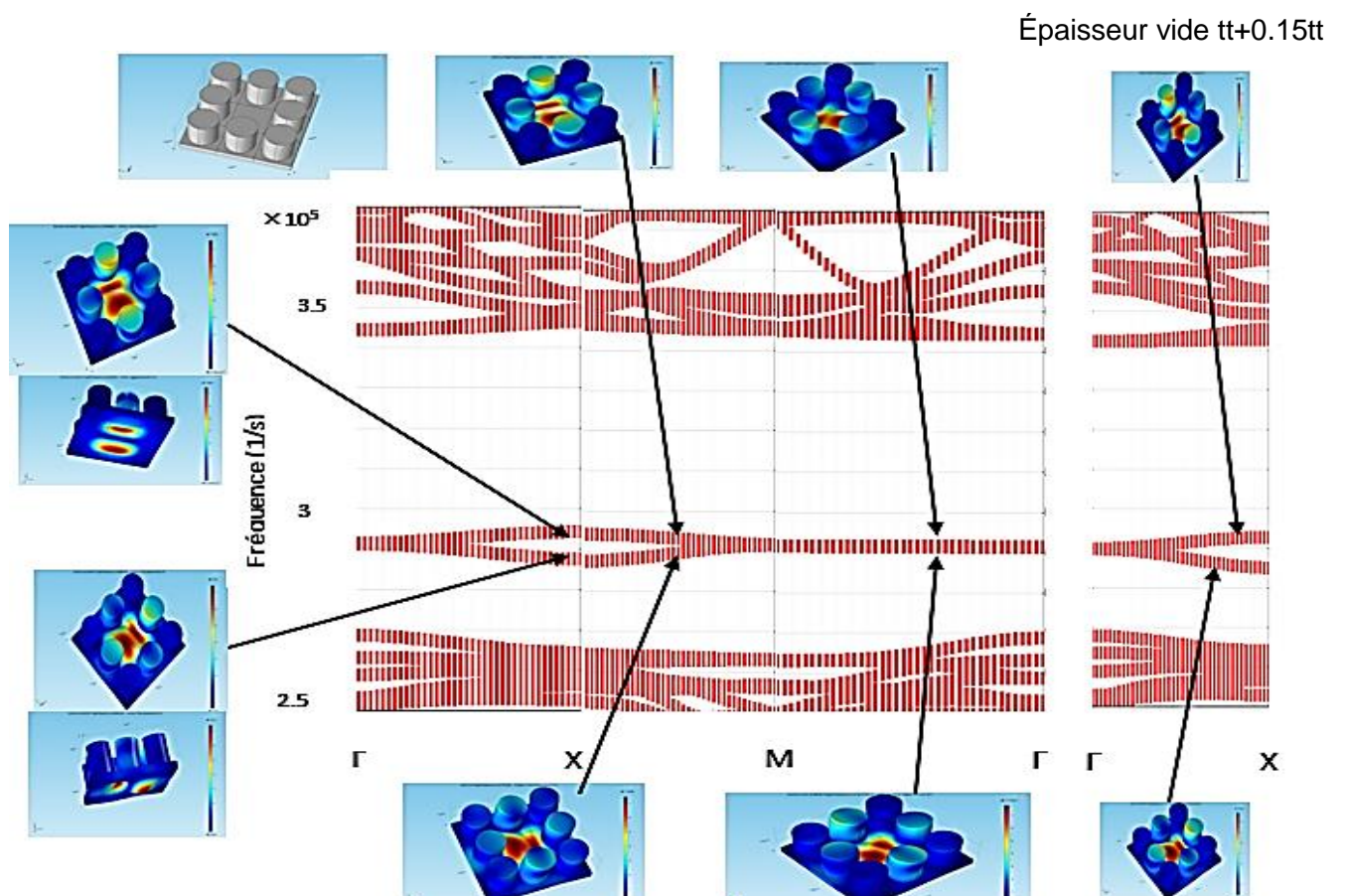


Figure 3. 13 : Comparaison la courbe de dispersion entre super-cellule 2D défaut vide et défauts épaisseur vide $tt+0.15tt$.

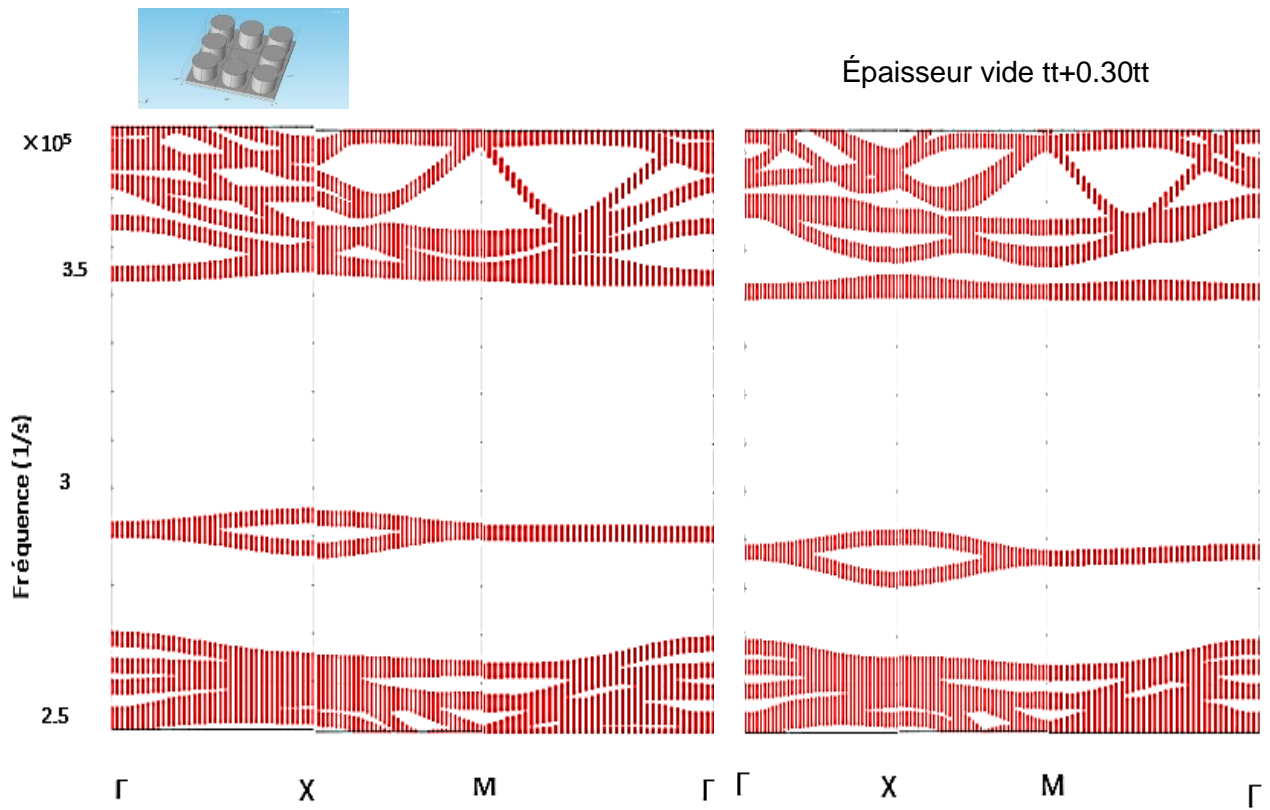


Figure 3. 14 : Comparaison la courbe de dispersion entre super-cellule 2D défaut vide et défauts épaisseur vide $tt+0.30tt$.

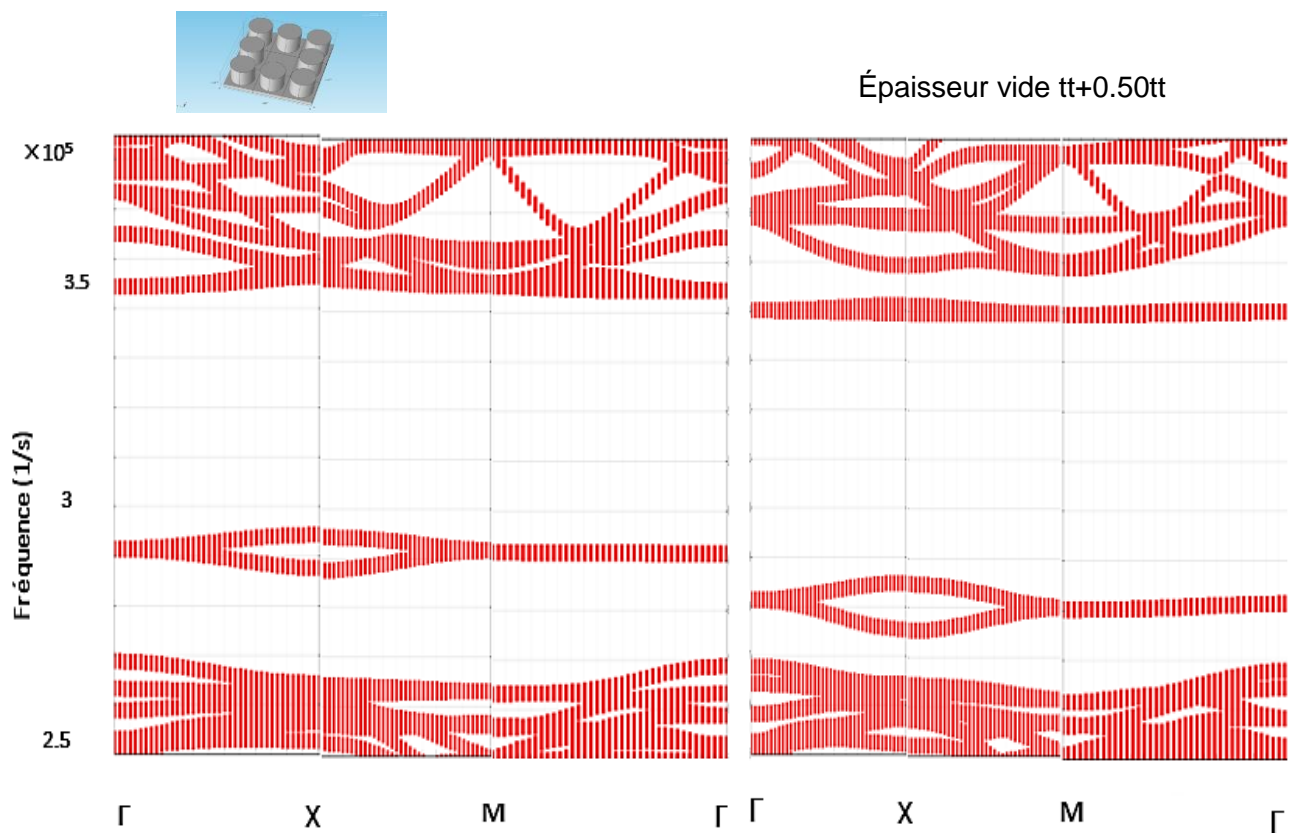


Figure 3. 15 : Comparaison la courbe de dispersion entre super-cellule 2D défaut vide et défauts épaisseur vide $tt+0.50tt$.

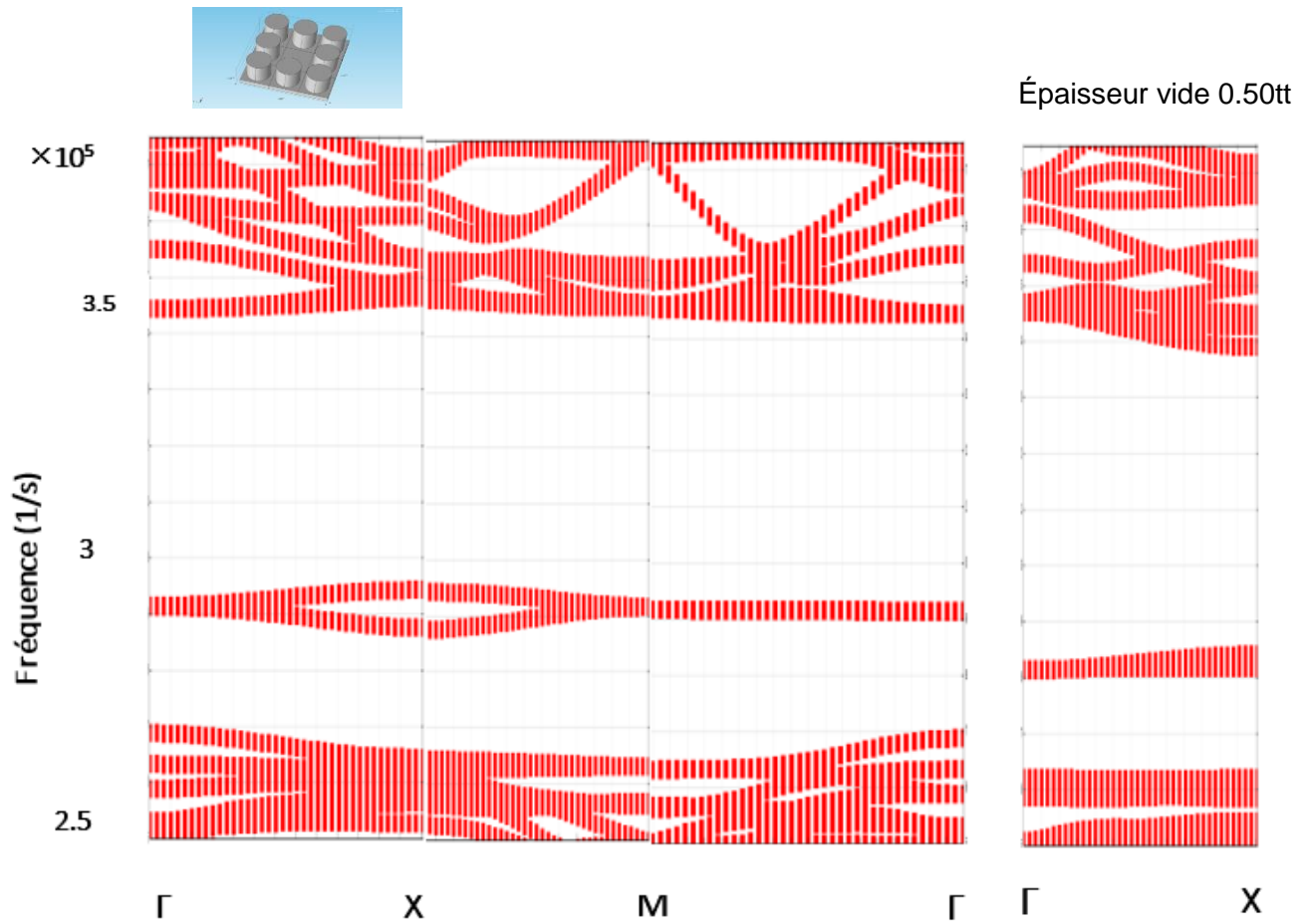


Figure 3. 16 : Comparaison la courbe de dispersion entre super-cellule 2D défaut vide et défauts épaisseur vide 0.50tt.

3.4.1. Discussion

Lorsque de la modification de l'épaisseur du défaut plaque, nous remarquons la présence de d'un niveau associé aux deux modes.

4. Etude de la transmission du guide d'onde parasité par la présence de défaut

4.1. Défaut type Hao Dong :

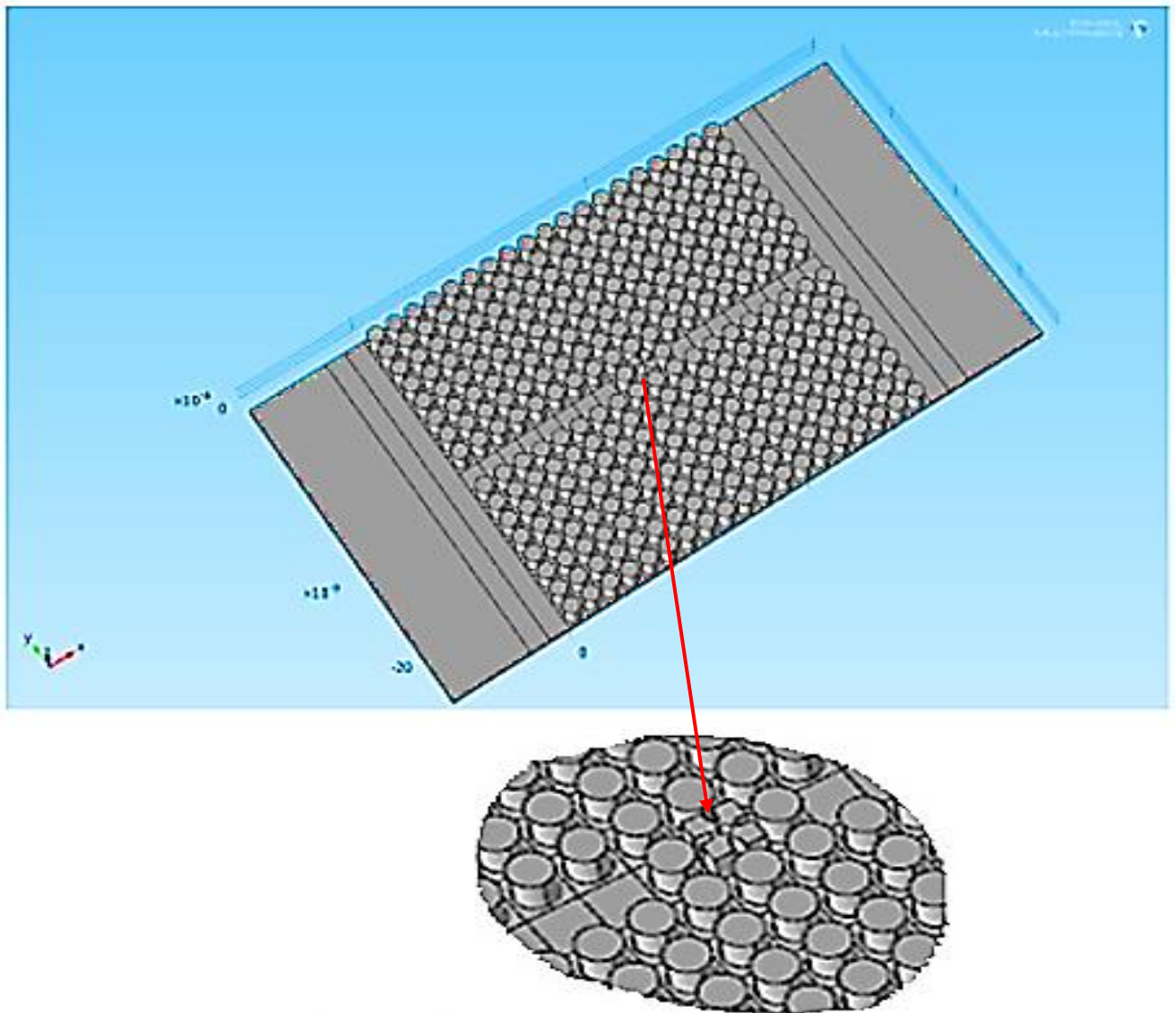


Figure 3. 17 : Structure étudiée pour le calcul de la transmission affectée par un défaut isolé par $D=1a$ dans le guide d'onde.

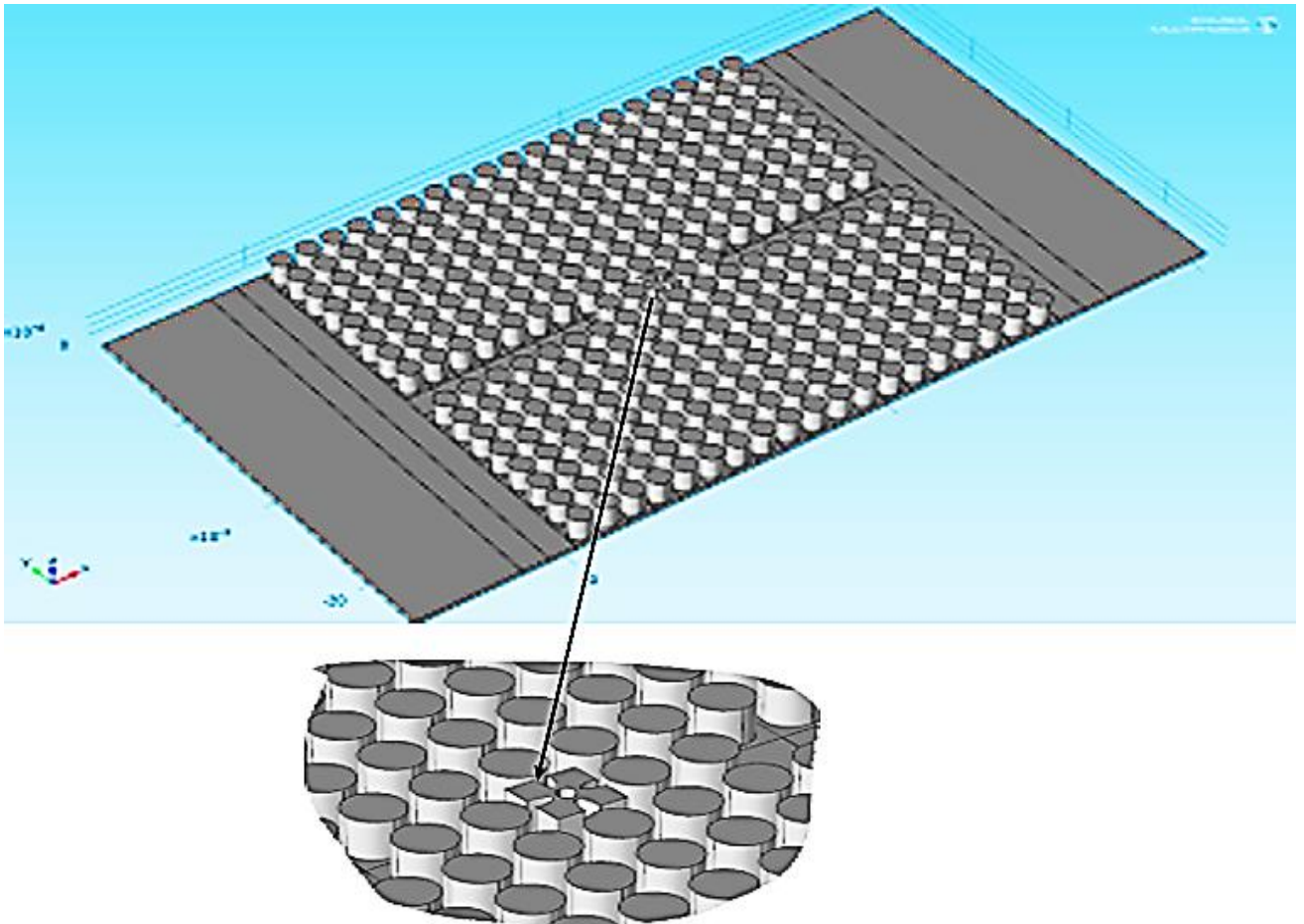


Figure 3. 18 : Structure étudiée pour le calcul de la transmission affectée par un défaut isolé par $D=2a$ dans le guide d'onde.

Cette fois-ci nous faisons une analyse fréquentielle du facteur de transmission de la structure montrée dans la (figure 3.17). La partie de droite sert à générer les vibrations harmoniques. Et la partie de gauche sert à collecter les vibrations qui ont pu passer.

Afin d'éviter les réflexions de l'onde parasite une zone PML tampon en amont et en aval de notre structure. Dans ce premier cas, nous avons placé un défaut de type Hao Dong. Ce défaut Peut être isolé par une cellule dans ce cas la variable $D=1a$, ou bien deux cellules en amont et en aval $D=2a$, ou bien 3a jusqu'à une isolation de $D=4a$ en amont et en aval.

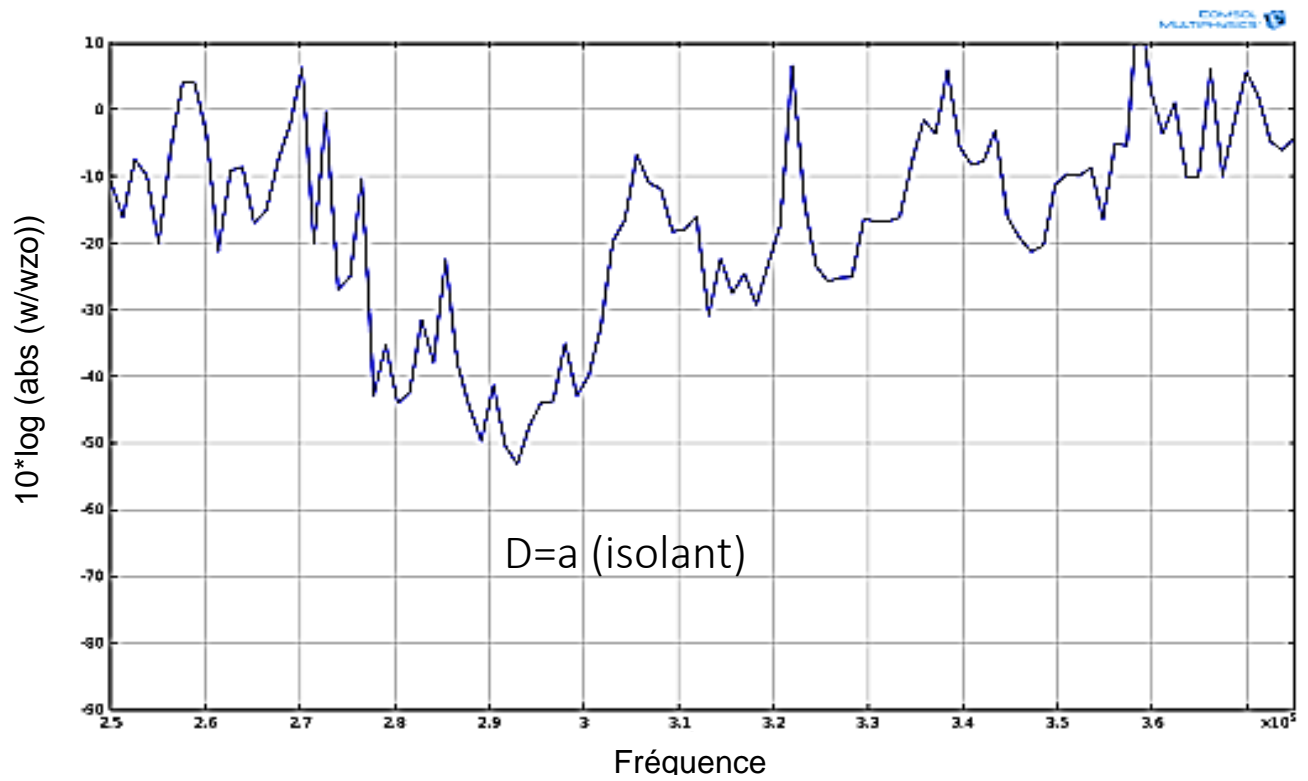


Figure 3. 19 : Spectre de transmission en échelle logarithmique entre 250 kHz et 375 kHz avec D=a.

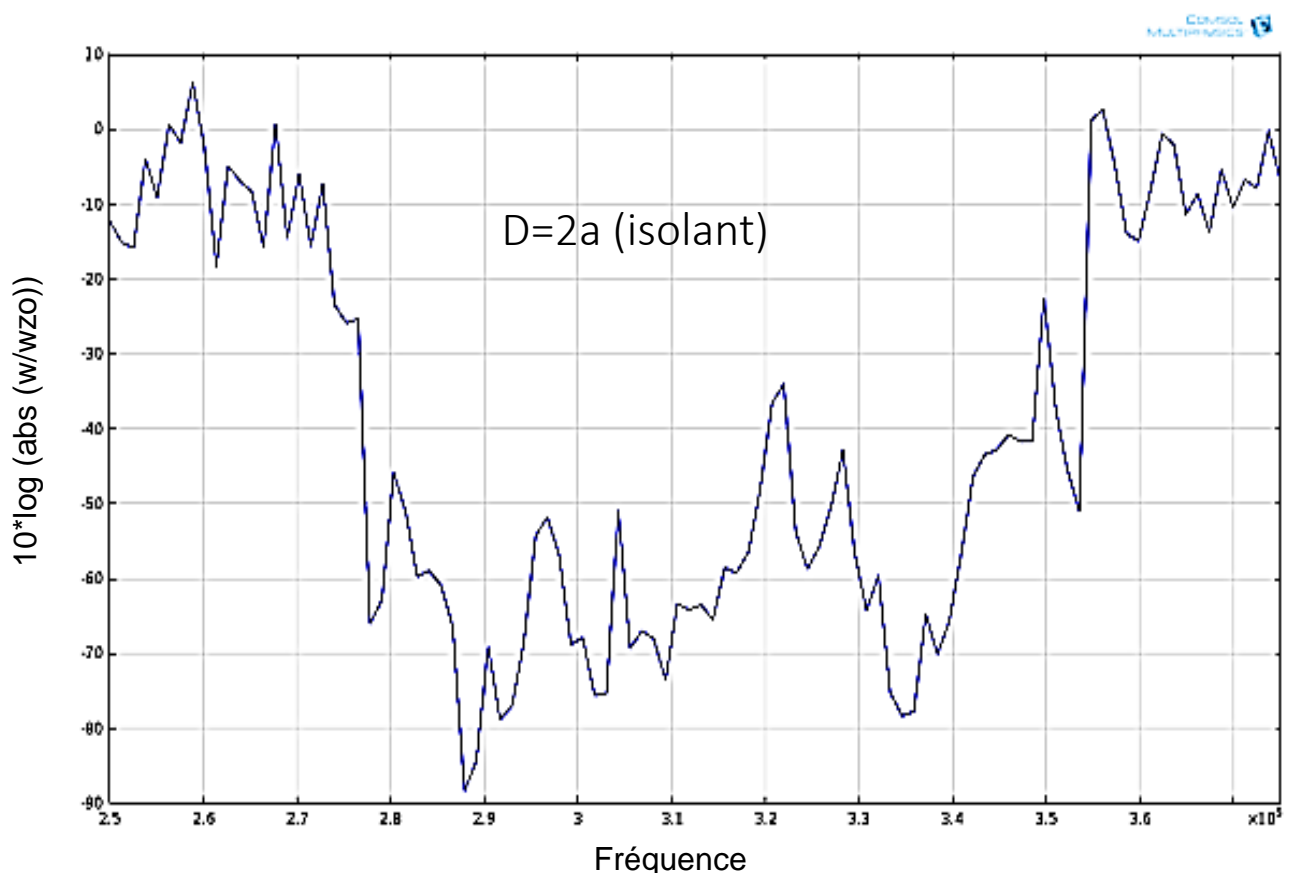


Figure 3. 20 : Spectre de transmission en échelle logarithmique entre 250 kHz et 375 kHz avec D=2a.

Rien de particulier n'apparaît dans ce spectre sauf que l'atténuation est très faible. Mais en passant à $D=3a$ (Fig. 3.21), le spectre montre des raies caractéristiques du défaut présent.

4.2. Défaut type plaque

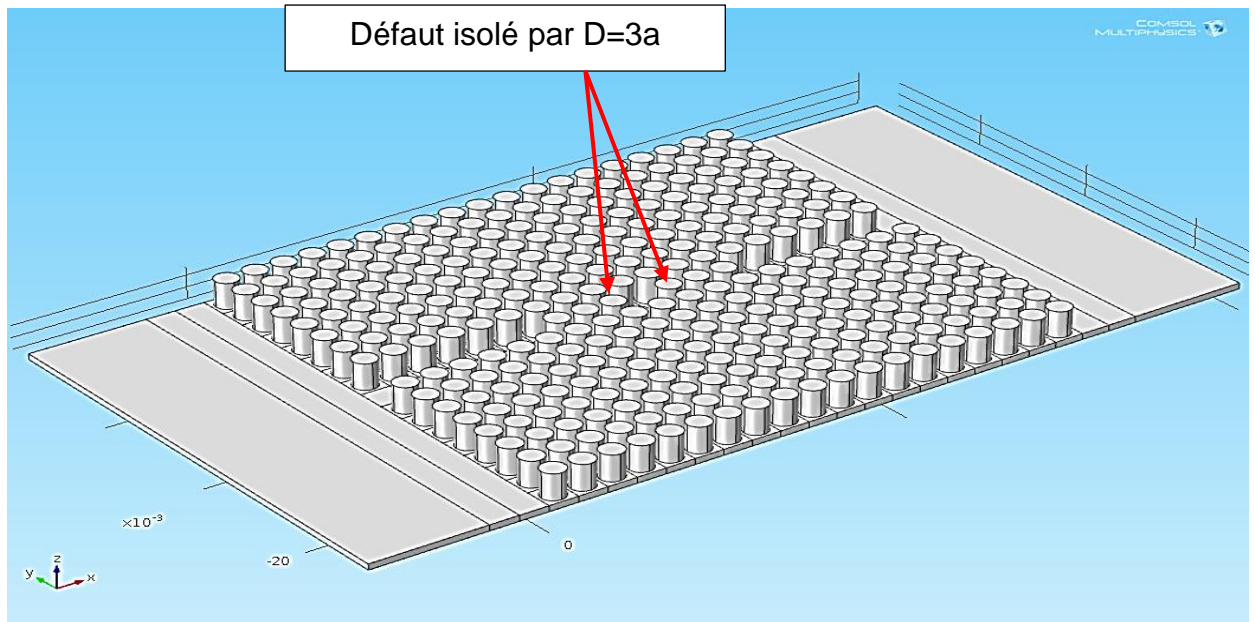


Figure 3. 21 : Structure étudiée pour le calcul de la transmission affectée par un défaut isolé par $D=3a$ dans le guide d'onde.

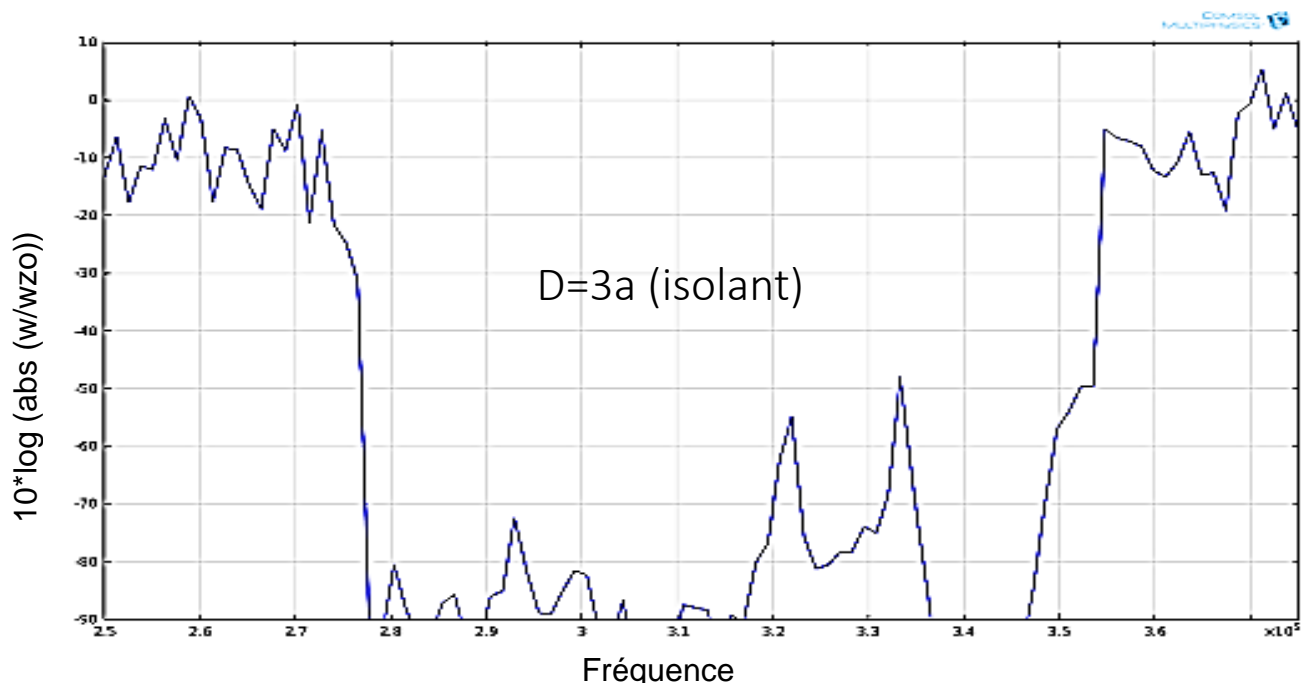


Figure 3. 22 : Spectre de transmission en échelle logarithmique entre 250 kHz et 375 kHz avec $D=3a$.

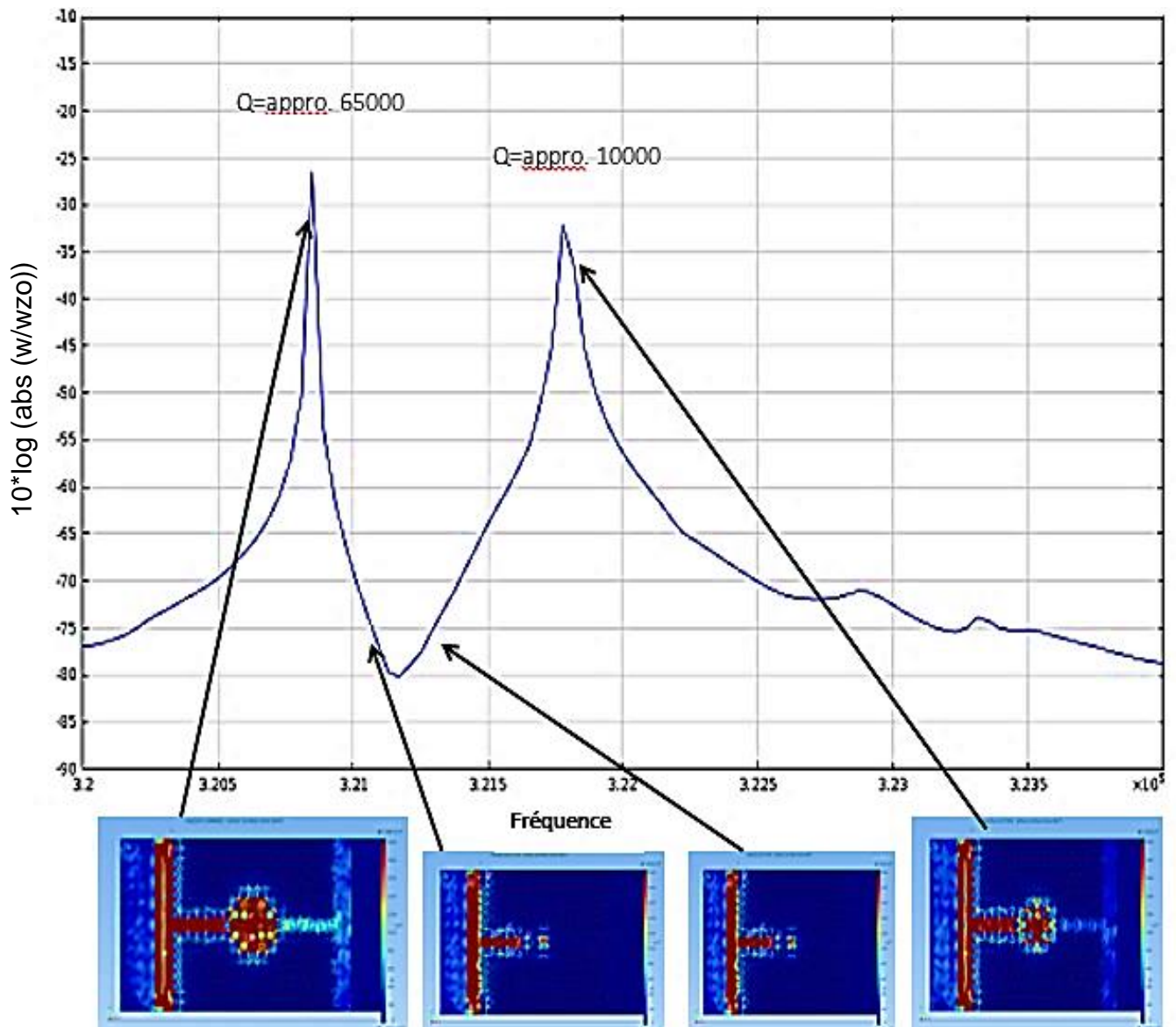


Figure 3. 23 : Zoom sur la zone utile du spectre de transmission en échelle logarithmique entre 320 kHz et 324 kHz avec $D=3a$.

4.3. Discussion

Cette dernière figure 3.23 montre comment le spectre de transmission est fortement affecté par la présence du défaut dans le guide d'onde. La présence de pics de transmission élevée par rapport au plateau bas d'au moins 40 dB. Ce qui augure d'une efficacité de séparation intéressante. De plus, les facteurs de qualité sont de 65000 pour le premier pic à 320.55 kHz et de 10000 pour le second pic situé à 321.5 kHz. Le champ de vibration associé à ces courbes de transmission est clair montrant le passage des vibrations pour les pics et la forte atténuation ailleurs.

4.4. Défaut type plaque épaisseur 1.3 tt isolation D=3a

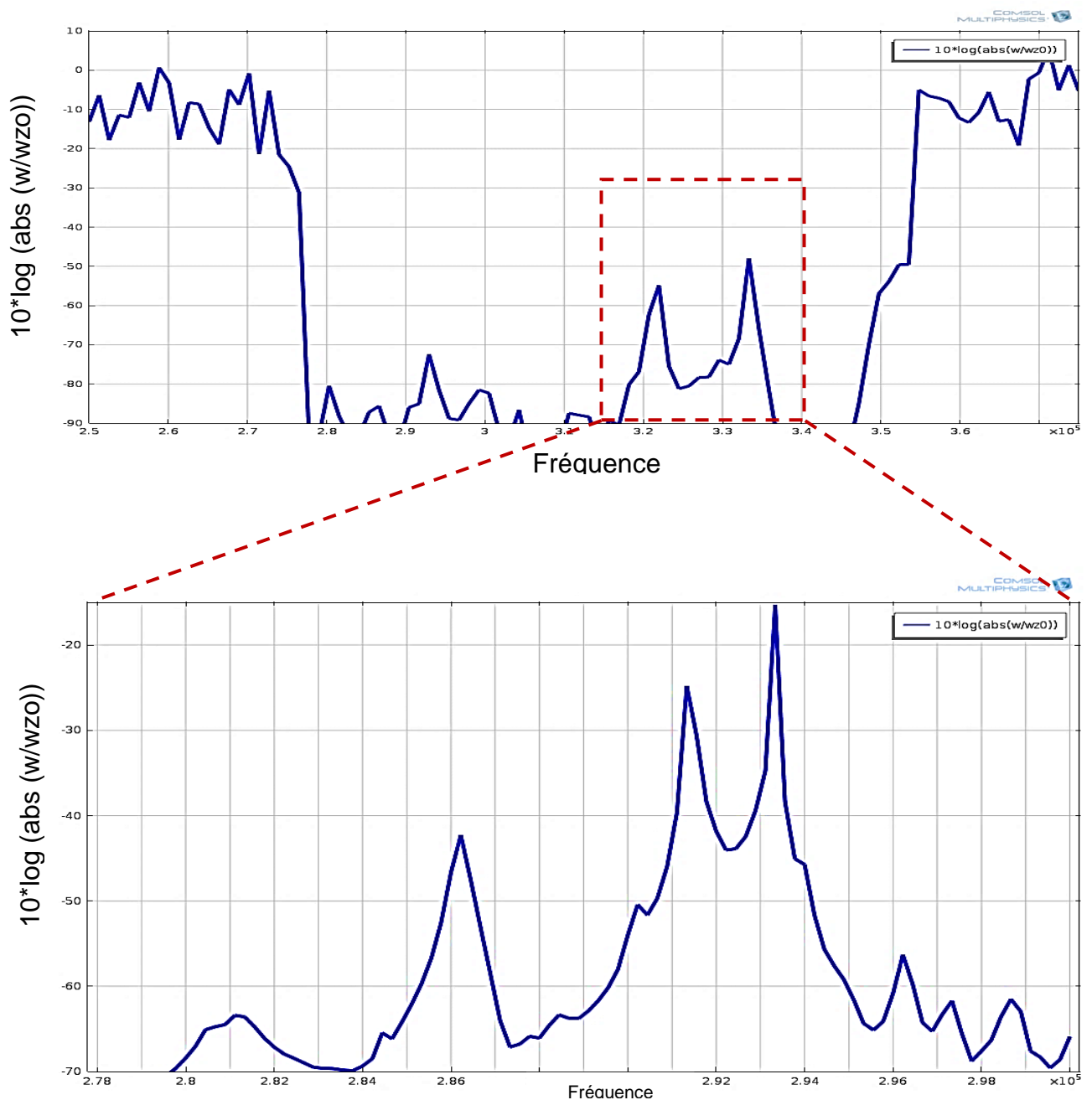


Figure 3. 24. Spectre de transmission en échelle logarithmique entre 250 kHz et 375 kHz avec D=3a.

4.5. Discussion

La (Fig.3.24) montre la réponse spectrale avec une plaque défaut d'épaisseur égale à 1.3 fois l'épaisseur de la plaque tt ($1.3 \cdot tt$). Deux pics situés à -20 dB avec de très bons coefficients de qualité sont présents. La différence entre notre pic et le reste va à 20 dB d'écart est plus pour le reste de la bande gap.

Conclusion générale

Grâce au potentiel d'obtention d'un facteur de qualité (Q) élevé et de résonateurs à faible perte dans des cavités ultra-compactes, les Dispositifs à base de *PnC* sont particulièrement adaptés à un large éventail d'applications, de la communication de fréquence acoustique à l'échographie médicale. En particulier, les filtres à ondes dans les *PC* sont devenus les dispositifs passifs convaincants dans les systèmes de traitement du signal d'onde.

Le travail présenté dans ce mémoire de master, s'inscrit dans le cadre d'une contribution à l'étude numérique pour développer et appliquer des stratégies d'optimisation de la topologie pour la compréhension physique et l'amélioration du coefficient de qualité des dispositifs *PnC*.

De toute évidence, nous avons montré lors du cheminement de la présentation de nos résultats que l'optimisation de la topologie des défauts est bien adaptée à la conception de périphériques *PnC*.

L'adjonction de défaut directement dans le passage des vibrations aide à faire rentrer ces défaut en résonance. Et afin d'encourager la présence que des fréquences propres de résonance de ces défauts nous bouchons ce corridor par l'ajout de quelques cellules du *PnC*. Nous avons montré que lorsque nous mettons 3 cellules en amont et en aval du défaut, ceci permet améliorer facteur de qualité prometteur qu'une ou deux fréquences.

La poursuite de ce travail est très prometteuse et permettra de concevoir des structures intéressantes pouvant affecter intelligemment les fréquences. Avant de terminer, il faudra rappeler que nous ne disposons pas de moyen extraordinaire de simulation et que nous utilisons nos propres laptop qui surchauffent et qui mettent des dizaines d'heures voir des jours à converger.

Références

- [1] P. A. Deymier, *Acoustic metamaterials and phononic crystals*, vol. 173. Springer Science & Business Media, 2013.
- [2] Y. Gu, X. Luo, et H. Ma, « Low frequency elastic wave propagation in two dimensional locally resonant phononic crystal with asymmetric resonator », *J. Appl. Phys.*, vol. 105, n° 4, p. 044903, 2009.
- [3] M. Sigalas et E. N. Economou, « Band structure of elastic waves in two dimensional systems », *Solid State Commun.*, vol. 86, n° 3, p. 141-143, 1993.
- [4] S. Mohammadi, A. A. Eftekhar, W. D. Hunt, et A. Adibi, « High-Q micromechanical resonators in a two-dimensional phononic crystal slab », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, n° 5, p. 051906, 2009.
- [5] A. Khelif, B. Djafari-Rouhani, J. O. Vasseur, et P. Deymier, « Transmission and dispersion relations of perfect and defect-containing waveguide structures in phononic band gap materials », *Phys. Rev. B*, vol. 68, n° 2, p. 024302, 2003.
- [6] B. Rostami-Dogolsara, M. K. Moravvej-Farshi, et F. Nazari, « Acoustic add-drop filters based on phononic crystal ring resonators », *Phys. Rev. B*, vol. 93, n° 1, p. 014304, 2016.
- [7] J.-C. Hsu, « Switchable frequency gaps in piezoelectric phononic crystal slabs », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 51, n° 7S, p. 07GA04, 2012.
- [8] B. Rostami-Dogolsara, M. K. Moravvej-Farshi, et F. Nazari, « Designing switchable phononic crystal-based acoustic demultiplexer », *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 63, n° 9, p. 1468-1473, 2016.
- [9] Y. Bourquin, R. Wilson, Y. Zhang, J. Reboud, et J. M. Cooper, « Phononic crystals for shaping fluids », *Adv. Mater.*, vol. 23, n° 12, p. 1458-1462, 2011.
- [10] J.-C. Hsu et Y.-D. Lin, « Microparticle concentration and separation inside a droplet using phononic-crystal scattered standing surface acoustic waves », *Sens. Actuators Phys.*, vol. 300, p. 111651, 2019.
- [11] F. Taleb et S. Darbari, « Tunable locally resonant surface-acoustic-waveguiding behavior by acoustoelectric interaction in Zn O-based phononic crystal », *Phys. Rev. Appl.*, vol. 11, n° 2, p. 024030, 2019.
- [12] Y. Guo, M. Schubert, et T. Dekorsy, « Finite element analysis of surface modes in phononic crystal waveguides », *J. Appl. Phys.*, vol. 119, n° 12, p. 124302, 2016.

- [13] Y. Guo, D. Brick, M. Großmann, M. Hettich, et T. Dekorsy, « Acoustic beam splitting at low GHz frequencies in a defect-free phononic crystal », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 110, n° 3, p. 031904, 2017.
- [14] J. Li, F. Wu, H. Zhong, Y. Yao, et X. Zhang, « Acoustic beam splitting in two-dimensional phononic crystals using self-collimation effect », *J. Appl. Phys.*, vol. 118, n° 14, p. 144903, 2015.
- [15] M. S. Kushwaha, P. Halevi, L. Dobrzynski, et B. Djafari-Rouhani, « Acoustic band structure of periodic elastic composites », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 71, n° 13, p. 2022, 1993.
- [16] W. Newell, « Face-mounted piezoelectric resonators », *Proc. IEEE*, vol. 53, n° 6, p. 575-581, 1965.
- [17] M. S. Kushwaha, P. Halevi, L. Dobrzynski, et B. Djafari-Rouhani, « Acoustic band structure of periodic elastic composites », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 71, n° 13, p. 2022, 1993.
- [18] M. Sigalas et E. N. Economou, « Band structure of elastic waves in two dimensional systems », *Solid State Commun.*, vol. 86, n° 3, p. 141-143, 1993.
- [19] R. Sprik et G. H. Wegdam, « Acoustic band gaps in composites of solids and viscous liquids », *Solid State Commun.*, vol. 106, n° 2, p. 77-81, 1998.
- [20] J. O. Vasseur et al., « Phononic crystal with low filling fraction and absolute acoustic band gap in the audible frequency range: A theoretical and experimental study », *Phys. Rev. E*, vol. 65, n° 5, p. 056608, 2002.
- [21] Y. Cao, Z. Hou, et Y. Liu, « Finite difference time domain method for band-structure calculations of two-dimensional phononic crystals », *Solid State Commun.*, vol. 132, n° 8, p. 539-543, 2004.
- [22] P. Langlet, A. Hladky - Hennion, et J. Decarpigny, « Analysis of the propagation of plane acoustic waves in passive periodic materials using the finite element method », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 98, n° 5, p. 2792-2800, 1995.
- [23] R. Martínez-Sala, J. Sancho, J. V. Sánchez, V. Gómez, J. Llinares, et F. Meseguer, « Sound attenuation by sculpture », *nature*, vol. 378, n° 6554, p. 241-241, 1995.
- [24] A. Khelif et A. Adibi, Éd., *Phononic Crystals*. New York, NY: Springer New York, 2016. doi: 10.1007/978-1-4614-9393-8.
- [25] J. O. Vasseur, P. Deymier, G. Frantzikonis, G. Hong, B. Djafari-Rouhani, et L. Dobrzynski, « Experimental evidence for the existence of absolute acoustic band

- gaps in two-dimensional periodic composite media », *J. Phys. Condens. Matter*, vol. 10, n° 27, p. 6051, 1998.
- [26] J. V. Sánchez-Pérez et al., « Sound attenuation by a two-dimensional array of rigid cylinders », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 80, n° 24, p. 5325, 1998.
- [27] Z. Liu et al., « Locally resonant sonic materials », *science*, vol. 289, n° 5485, p. 1734-1736, 2000.
- [28] C. Goffaux et J. Vigneron, « Spatial trapping of acoustic waves in bubbly liquids », *Phys. B Condens. Matter*, vol. 296, n° 1-3, p. 195-200, 2001.
- [29] F. Meseguer et al., « Rayleigh-wave attenuation by a semi-infinite two-dimensional elastic-band-gap crystal », *Phys. Rev. B*, vol. 59, n° 19, p. 12169, 1999.
- [30] M. Torres, F. M. de Espinosa, et J. Aragon, « Ultrasonic wedges for elastic wave bending and splitting without requiring a full band gap », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 86, n° 19, p. 4282, 2001.
- [31] T.-T. Wu, W.-S. Wang, et J.-H. Sun, « A layered SAW device using phononic-crystal reflective gratings », présenté à 2008 IEEE Ultrasonics Symposium, 2008, p. 709-712.
- [32] B. Bonello, C. Charles, et F. Ganot, « Velocity of a SAW propagating in a 2D phononic crystal », *Ultrasonics*, vol. 44, p. e1259-e1263, 2006.
- [33] X. Zhang, T. Jackson, E. Lafond, P. Deymier, et J. Vasseur, « Evidence of surface acoustic wave band gaps in the phononic crystals created on thin plates », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, n° 4, p. 041911, 2006.
- [34] S. Benchabane, « Guidage et filtrage des ondes dans les cristaux phononiques », 2006.
- [35] S. Mohammadi, A. A. Eftekhari, A. Khelif, W. D. Hunt, et A. Adibi, « Evidence of large high frequency complete phononic band gaps in silicon phononic crystal plates », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, n° 22, p. 221905, 2008.
- [36] T.-T. Wu, W.-S. Wang, et J.-H. Sun, « A layered SAW device using phononic-crystal reflective gratings », présenté à 2008 IEEE Ultrasonics Symposium, 2008, p. 709-712.
- [37] S. Benchabane, « Guidage et filtrage des ondes dans les cristaux phononiques », p. 212.

- [38] M. Lee et P. M. Fauchet, « Two-dimensional silicon photonic crystal based biosensing platform for protein detection », *Opt. Express*, vol. 15, n° 8, p. 4530-4535, 2007.
- [39] Y. Pennec, B. Djafari - Rouhani, H. Larabi, J. Vasseur, et A. Hladky - Hennion, « Phononic crystals and manipulation of sound », *Phys. Status Solidi C*, vol. 6, n° 9, p. 2080-2085, sept. 2009, doi: 10.1002/pssc.200881760.
- [40] O. Sigmund et J. Søndergaard Jensen, « Systematic design of phononic band-gap materials and structures by topology optimization », *Philos. Trans. R. Soc. Lond. Ser. Math. Phys. Eng. Sci.*, vol. 361, n° 1806, p. 1001-1019, 2003.
- [41] Z. Liu et al., « Locally resonant sonic materials », *science*, vol. 289, n° 5485, p. 1734-1736, 2000.
- [42] T. Wang, « Acoustic / elastic wave propagation in coupled-resonator waveguides », p. 205.
- [43] M. Sigalas et E. N. Economou, « Band structure of elastic waves in two dimensional systems », *Solid State Commun.*, vol. 86, n° 3, p. 141-143, 1993.
- [44] M. M. Sigalas et E. N. Economou, « Elastic and acoustic wave band structure », *J. Sound Vib.*, vol. 158, n° 2, p. 377-382, 1992.
- [45] M. S. Kushwaha, P. Halevi, L. Dobrzynski, et B. Djafari-Rouhani, « Acoustic band structure of periodic elastic composites », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 71, n° 13, p. 2022, 1993.
- [46] M. S. Kushwaha, P. Halevi, G. Martinez, L. Dobrzynski, et B. Djafari-Rouhani, « Theory of acoustic band structure of periodic elastic composites », *Phys. Rev. B*, vol. 49, n° 4, p. 2313, 1994.
- [47] J. O. Vasseur, B. Djafari-Rouhani, L. Dobrzynski, M. Kushwaha, et P. Halevi, « Complete acoustic band gaps in periodic fibre reinforced composite materials: the carbon/epoxy composite and some metallic systems », *J. Phys. Condens. Matter*, vol. 6, n° 42, p. 8759, 1994.
- [48] J. O. Vasseur, P. Deymier, G. Frantzikonis, G. Hong, B. Djafari-Rouhani, et L. Dobrzynski, « Experimental evidence for the existence of absolute acoustic band gaps in two-dimensional periodic composite media », *J. Phys. Condens. Matter*, vol. 10, n° 27, p. 6051, 1998.
- [49] A. Khelif et A. Adibi, Éd., *Phononic Crystals*. New York, NY: Springer New York, 2016. doi: 10.1007/978-1-4614-9393-8.

- [50] C.-M. Lin, J.-C. Hsu, D. G. Senesky, et A. P. Pisano, « Anchor loss reduction in AlN Lamb wave resonators using phononic crystal strip tethers », présenté à 2014 IEEE International Frequency Control Symposium (FCS), 2014, p. 1-5.
- [51] M. Badreddine Assouar, M. Senesi, M. Oudich, M. Ruzzene, et Z. Hou, « Broadband plate-type acoustic metamaterial for low-frequency sound attenuation », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 101, n° 17, p. 173505, 2012.
- [52] S. Hedayatrasa, *Design Optimisation and Validation of Phononic Crystal Plates for Manipulation of Elastodynamic Guided Waves*. Cham: Springer International Publishing, 2018. doi: 10.1007/978-3-319-72959-6.
- [53] J.-C. Hsu et T.-T. Wu, « Lamb waves in binary locally resonant phononic plates with two-dimensional lattices », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, n° 20, p. 201904, 2007.
- [54] T. Kundu, *Ultrasonic nondestructive evaluation: engineering and biological material characterization*. CRC press, 2003.
- [55] S. Hedayatrasa, K. Abhary, et M. Uddin, « On topology optimization of acoustic metamaterial lattices for locally resonant bandgaps of flexural waves », *ArXiv Prepr. ArXiv161106242*, 2016.
- [56] A. Khelif, A. Choujaa, S. Benchabane, B. Djafari-Rouhani, et V. Laude, « Guiding and bending of acoustic waves in highly confined phononic crystal waveguides », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, n° 22, p. 4400-4402, mai 2004, doi: 10.1063/1.1757642.
- [57] A. Khelif, A. Choujaa, S. Benchabane, V. Laude, et B. Djafari-Rouhani, « Guiding and filtering acoustic waves in a two-dimensional phononic crystal », in *IEEE Ultrasonics Symposium*, 2004, Montreal, Canada, 2004, vol. 1, p. 654-657. doi: 10.1109/ULTSYM.2004.1417809.
- [58] A. Khelif, A. Choujaa, B. Djafari-Rouhani, M. Wilm, S. Ballandras, et V. Laude, « Trapping and guiding of acoustic waves by defect modes in a full-band-gap ultrasonic crystal », *Phys. Rev. B*, vol. 68, n° 21, p. 214301, déc. 2003, doi: 10.1103/PhysRevB.68.214301.
- [59] T.-T. Wu, C.-H. Hsu, et J.-H. Sun, « Design of a highly magnified directional acoustic source based on the resonant cavity of two-dimensional phononic crystals », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, n° 17, p. 171912, 2006.
- [60] F.-C. Hsu, T.-T. Wu, J.-C. Hsu, et J.-H. Sun, « Directional enhanced acoustic radiation caused by a point cavity in a finite-size two-dimensional phononic crystal », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, n° 20, p. 201904, 2008.

- [61] Y. Pennec et al., « Acoustic channel drop tunneling in a phononic crystal », Appl. Phys. Lett., vol. 87, n° 26, p. 261912, 2005.
- [62] H.-W. Dong, Y.-S. Wang, et C. Zhang, « Inverse design of high- Q wave filters in two-dimensional phononic crystals by topology optimization », Ultrasonics, vol. 76, p. 109-124, avr. 2017, doi: 10.1016/j.ultras.2016.12.018.