

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE SAAD DAHLABBLIDA 1



Faculté des Sciences

Département de Physique

Mémoire pour l'obtention d'un master en physique
Option : Nano-physique

Sujet intitulé :

**Evolution des bandes interdites de structures phononiques
uni et bidimensionnelles en basses fréquences après
substitution de l'acier par du molybdène**

Présenté par :

- AISSIOU Loubna

-HAMDADOU Wahiba

Devant le jury composé de :

Dr R. SERHANE	Maitre de Recherches CDTA	Président
Dr A. AMRANE	Maitre de conférences USDB	Promoteur
Dr A. HASSEIN BEY	Maitre de conférences USDB	Examineur

Blida, Septembre 2022

Dédicaces

Je dédie ce projet de fin d'étude à :

*Mes chers parents pour tous les sacrifices consentis, pour leur soutien
durant toutes mes années d'études.*

*À ma chère sœur et mes chers frères, Toute ma famille, et toutes Mes
amies*

A la mémoire de ma grande mère paternelle

(تغمذك الله برحمته)

A ma grande mère maternelle

AISSIOU LOUBNA

Dédicaces

Je dédie ce mémoire à:

*Mes chers parents pour tous les sacrifices consentis, pour leur soutien
durant toutes mes années d'études.*

*Toute ma famille, À mes très chers frères et mes chères sœurs, tous
ceux que j'aime et toutes Mes amies.*

*Ma reconnaissance est également formulée envers tous mes
enseignants et tous les employés de l'administration du département
de physique.*

Hamdadou wahiba

REMERCIEMENTS

Tout d'abord, nous remercions Allah de nous avoir donné la force, la santé et la patience afin que nous puissions accomplir ce travail.

Nous tenons à remercier vivement nos chers parents, dont nous sommes extrêmement fières, et qui nous ont donné le courage, la foi, la patience et l'amour...

Notre profonde gratitude va à notre promoteur, Dr. A. AMRANE, qui nous a aidées, soutenues et bien orientées et formées afin de pouvoir rédiger ce mémoire et finir ce travail « merci Monsieur » notre profond respect pour vos précieux conseils, votre aide et votre disponibilité.

Notre chef d'option, Dr. A. HASSEIN-BEY, qui nous a toujours orientées et mises sur le bon chemin.

Nos remerciements vont aussi, Dr.R.SERHANE le président du jury qui nous font l'honneur d'examiner notre travail.

Nos remerciements vont également à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail. A nos camarades et nos amies sans exception.

RESUME

Le concept des bandes de fréquences interdites dans les cristaux phononiques est largement utilisé en physique. Ce mémoire présente la faisabilité et l'efficacité de l'application de ce principe d'amortissement ou d'interdiction de propagation des ondes induites par les vibrations de différentes origines mécanique ou autres à l'échelle réelle. Les résultats de la modélisation numérique et de l'analyse d'un substrat en béton incorporant des éléments en acier (résonateurs) émergents et enrobés d'une couche de caoutchouc, ont montré l'existence de trois bandes interdites distinctes synonymes d'absence de propagation des ondes de vibration à travers la structure. La substitution de l'acier par le molybdène a eu pour effet de faire glisser les bandes interdites vers les basses fréquences et d'améliorer leur largeur relative. Ces résultats montrent le potentiel d'utilisation des réseaux périodiques pour atténuer les effets des vibrations mécaniques ou autres sur les structures phononiques à grande échelle.

ملخص

يستخدم مفهوم فجوات النطاق في البلورات الصوتية على نطاق واسع في الفيزياء. تقدم هذه الأطروحة جدوى وفعالية تطبيق مبدأ التخميد أو منع انتشار الموجات التي تحدثها اهتزازات ذات أصول ميكانيكية مختلفة أو من أصول أخرى على نطاق حقيقي. أظهرت نتائج النمذجة العددية والتحليل لركيزة خرسانية متضمنة عناصر فولاذية (رنانات) ناشئة ومغطاة بطبقة من المطاط، وجود ثلاثة نطاقات ممنوعة مميزة مرادفة لعدم انتشار موجات الاهتزاز عبر الهيكل. كان لإحلال الموليبدينوم محل الفولاذ تأثير في تحويل فجوات النطاق نحو الترددات المنخفضة وتحسين عرضها النسبي. تُظهر هذه النتائج إمكانية استخدام حواجز شبكية دورية للتخفيف من آثار الاهتزازات الميكانيكية أو الاهتزازات الأخرى على الهياكل الصوتية واسعة النطاق.

ABSTRACT

The concept of band gaps in phononic crystals is widely used in physics. This thesis presents the feasibility and effectiveness of the application of this principle of damping or prohibiting the propagation of waves induced by vibrations of different mechanical or other origins on a real scale. The results of numerical modeling and analysis of a concrete substrate incorporating steel elements (resonators) emerging and coated with a layer of rubber, showed the existence of three distinct forbidden bands synonymous with the absence of propagation of vibration waves through the structure. The substitution of steel by molybdenum had the effect of shifting the band gaps towards low frequencies and improving their relative width. These results show the potential of using periodic gratings to attenuate the effects of mechanical or other vibrations on large-scale phononic structure

TABLE DES MATIERES

Nomenclature	2
Liste des figures.....	4
Liste des tableaux.....	6
1 -CHAPITRE 1 : CRISTAUX PHONONIQUES - GENERALITES ET APPLICATIONS	8
1.1 -Introduction:.....	8
1.2 - Historique des structures périodiques :	9
1.3 - Cristaux phononiques (1D, 2D, 3D) :	11
1.3.1 -Introduction du concept des cristaux phononiques :.....	11
1.3.2 -Définition d'un cristal phononique :.....	13
1.4 -Propriétés fondamentales des cristaux phononique :	13
1.5 - Comparaison entre les cristaux phononique et les cristaux photonique :	14
1.6 - Notion de Bandes interdites.	15
1.6.1 -Origine des bandes interdites de Bragg.	15
1.6.2 -Origine des bandes interdites à résonances locales :	16
1.7 -Formulation d'onde.	17
1.7.1 - Equation d'onde.	17
1.7.2 -Développement en série de Fourier d'une fonction périodique	18
1.7.3 – Théorème de Bloch-Floquet.....	18
1.7.4 -Réseau direct, réseau réciproque.....	19
1.7.5 -Zone de Brillouin	19
2 CHAPITRE2 : MODELISATION ET METHODES SIMULATIONS D'UNE STRUCTURE PHONONIQUE	21
2.1 -Introduction :.....	21
2.2 -Définition et choix des modèles étudiés :.....	21
2.3 -Choix et étude de la cellule de base - modèle numérique.	22
2.4 -Modélisations par éléments finis sous Comsol Multiphysics.	24
3 CHAPITRE 3 : RESULTATS ET ANALYSE.	28
3.1 -Introduction:.....	28
3.2 -Calcul des courbes de dispersion:	28

3.3	-Courbes de dispersion pour le couple de matériaux "Acier- Caoutchouc" :	28
3.4	-Courbes de dispersion pour le couple de matériaux "Molybdène- Caoutchouc":....	30
CONCLUSION		40

Nomenclature :

Symboles :

ρ : La masse volumique de matériaux.

C_{ijkl} : Constants d'élasticité.

σ_{ij} : Tenseur des contraintes.

ε_{ij} : Désigne le tenseur des contraintes.

T_{ij} : Composante de tenseur des contraintes.

\vec{G} : Vecteur de réseau réciproque.

$h k l$: Les indices de Miller.

C_l : Vitesse de propagation longitudinale de l'onde.

x_i/x_j : Coordonnées spatiales.

u_i : Champ de déplacement.

λ : Longueur d'onde.

E : Module d'Young.

ν : Coefficient de Poisson.

ω : Pulsation angulaire.

F : Force dynamique décrivant le mouvement de propagation de l'onde.

K : Vecteur d'onde.

$\Psi(r)$: Fonction d'onde.

X_j : Vecteur coordonnées dans le repère cartésien

Nomenclature :

Abréviations :

CP : Cristal (Cristaux) Phononique (s).

RL : Résonance Locale.

CPRL : Cristaux Phononiques à Résonance Locale.

LRPC : *Locally Resonance of Phononic Crystals.*

FEM : Finite Element Method.

Liste des Figures

Figure 1 : C Cristaux phononiques constitués de répétitions périodiques d'inclusions de matériau B dans une matrice en matériau A. (a) CP tridimensionnel, (a') CP bidimensionnel à ondes de volume, (b) CP à ondes de surface et (c) CP à ondes de Lamb [49].	10
Figure 2 : CP à ondes de Lamb constitué d'un arrangement périodique de cylindres disposés sur une plaque [41].	10
Figure 3 : Cristaux phononiques:(a) le réseau carré et (b) le réseau hexagonal (c) le réseau cubique [38].	11
Figure 4 : (a) Réseau carré. (b) Réseau triangulaire	12
Figure 5 : (a) Schéma d'un milieu diélectrique périodique finis ; (b) spectre de réflectivité typique d'un miroir de Bragg faisant apparat entrapparu être bande interdite [48].	15
Figure 6 : (A) Résonateur sphérique constitué d'un cœur en plomb enrobé par élastomère mou. (B) Cristal phononique tridimensionnel à résonance local [50].	16
Figure 7 : Coefficient de transmission (A) mesuré dans le CP de la figure ainsi que la structure de bandes calculée [50].	17
Figure 8 : R éseaux périodiques bidimensionnels à symétries (1) carrée, (2) rectangulaire et (3) triangulaire avec leurs zones de Brillouin irréductibles correspondantes (en trait bleu) [57].	20
Figure 9 : S tructure périodique composée d'un massif en béton et d'un arrangement carré de cylindres métalliques émergents enrobés d'une couche de polymère [57].	22
Figure 10 : (a) structure périodique composée d'un massif en béton et d'un arrangement carré de cylindres métalliques enrobés d'une couche de polymère, (b) Modèle représentant une cellule de base [57].	23
Figure 11 : Différentes étapes pour la conception géométrique d'un modèle.	23
Figure 12 : Les conditions aux limites périodiques appliquées aux quatre surfaces latérales du massif de béton [49].	27
Figure 13 : Modes des vibrations et répartition des champs de déplacements	27
Figure 14 : Courbes de dispersion des fréquences, matériaux utilisés « acier-caoutchouc » dans la direction ΓX , XM et $M\Gamma$.	29
Figure 15 : D istribution du champ de déplacement dans la zone de la plaque occupée par les cylindres d'élastomère, de la structure 1 pour les valeurs de fréquences $75.831548 \text{ m.s}^{-1}$, $102.514776 \text{ m.s}^{-1}$	30
Figure 16 : courbes de dispersion des fréquences, matériaux utilisés « molybdène-caoutchouc » dans la direction ΓX , XM et $M\Gamma$.	31
Figure 17 : Distribution du champ de déplacement dans la zone de la plaque occupée par les cylindres d'élastomère, de la structure 2 pour les valeurs de fréquences $66.991691 \text{ m.s}^{-1}$, $90.756758 \text{ m.s}^{-1}$ et 233.20 m.s^{-1} .	32
Figure 19 : Comparaison entre les fréquences centrales de la 1 ^{ère} bande gap.	34
Figure 20 : Comparaison entre les fréquences centrales de la 2 ^{ème} bande gap.	35
Figure 21 : Comparaison entre les fréquences centrales de la 3 ^{ème} bande gap.	35
Figure 22 : Comparaison entre les largeurs de la 1 ^{ère} bande gap des 2 couples.	35

Figure 23 : Comparaison entre les largeurs de la 2 ^{ème} bande gap des 2 couples.....	36
Figure 24 : Comparaison entre les largeurs de la 3 ^{ème} bande gap des 2 couples.....	36
Figure 25 : Histogramme montrant l'évolution des fréquences centrales en basses et hautes fréquences en fonction des couples de matériaux utilisés "acier-caoutchouc " et "Molybdène-caoutchouc ", avec ($r_1/a=0.45$; $r_2/a=0.35$).....	37
Figure 26 : Histogramme montrant l'évolution des largeurs des bandes gap en fonction des couples de matériaux utilisés "acier-caoutchouc " et "Molybdène-caoutchouc ", avec ($r_1/a=0.45$; $r_2/a=0.35$).	37
Figure 27 : Histogramme montrant l'évolution des Largeurs relatives en basses et hautes fréquences en fonction des couples de matériaux utilisés "acier - caoutchouc " et "Molybdène - caoutchouc".....	39

Liste des tableaux

Tableau 1: Caractéristique des matériaux.	24
Tableau 2: Paramètres et grandeurs géométriques.....	25
Tableau 3 : Caractéristiques des courbes de dispersion pour les deux couple "Acier-caoutchouc et "Molybdène-caoutchouc".....	32
Tableau 4 : Largeurs relatives exprimées par le rapport $\Delta f / f_0$	38

1 -CHAPITRE 1 : CRISTAUX PHONONIQUES - GENERALITES ET APPLICATIONS.

1.1-Introduction:

Durant ces vingt dernières années, la propagation des ondes acoustiques/élastiques dans de nouvelles structures artificielles périodiques, appelés cristaux phononiques (CP), a suscité un intérêt croissant et des progrès importants. Notamment par les multiples applications potentielles auxquelles ils peuvent donner lieu. Les CP sont des milieux "composites", constitués d'un arrangement périodique de matériaux ayant des propriétés élastiques et/ou des densités nettement différentes. Les nombreuses études menées sur les CP se sont soldées par la mise en évidence de plusieurs de leurs propriétés acoustiques remarquables. Ces dernières résultent de leur caractère dispersif particulier aux ondes acoustiques/élastiques, qui dépend fortement du choix des matériaux constituant le cristal ainsi que son "design" et sa conception, c'est-à-dire l'agencement et l'espacement entre ses éléments constitutifs. La principale propriété de ces milieux périodiques, qui a tant attiré les chercheurs, est la possibilité d'existence d'intervalles de fréquences où le CP se comporte comme une barrière pour les ondes acoustiques/élastiques. Ces intervalles de fréquence sont appelés bandes interdites phononiques ou bandes gap, par analogie avec les bandes interdites des électrons dans les semi-conducteurs, ou encore celles des cristaux photoniques. La plupart des travaux consacrés aux effets dispersifs dans les CP sont de nature théorique et se basent sur différents outils de simulations numériques [1,2] complexes. Ceci a permis aux chercheurs de couvrir un large éventail de structures phononiques, et de cerner leur comportement physique. La persévérance de la communauté scientifique a même conduit à la conception de nouvelles structures qui manifestent des comportements physiques sortant de l'ordinaire, et qui forment une nouvelle classe de matériaux appelés "métamatériaux acoustiques". Ce chapitre constitue une présentation générale sur quelques exemples des principaux CP étudiés par les chercheurs, avec l'ensemble de leurs caractéristiques acoustiques. La première partie du chapitre sera consacrée à la définition générale d'un CP avec les différents types de structures étudiées dans la littérature suivant le type d'ondes qui s'y propagent (Lamb, SAW, volume). La deuxième partie de ce chapitre sera consacrée à des structures phononiques découvertes ces dix dernières années et présentant des comportements dispersifs particuliers. Ces structures peuvent constituer des barrières phononiques (soniques) en basses fréquences grâce au phénomène de résonance locale (RL). Elles sont appelées cristaux phononiques à résonance locale (CPRL). Cette nouvelle génération de CP aux propriétés particulières fait partie de la classe des métamatériaux acoustiques. Enfin, nous terminerons ce chapitre par une

synthèse des études expérimentales menées jusqu'ici sur les CP, avec les différents champs d'applications potentielles. La liste des travaux que nous présenterons dans ce chapitre n'est pas exhaustive, certes, mais elle mentionnera l'essentiel des résultats de quelques travaux menés sur les propriétés des CP.

1.2 - Historique des structures périodiques :

Les cristaux phononiques peuvent se présenter sous différents aspects d'arrangement périodique avec des éléments de périodicité de différentes formes. La conception d'un cristal phononique dépend du type d'onde à laquelle on s'intéresse au niveau de l'interaction avec le milieu phononique. Les premières structures phononiques bidimensionnelles étudiées étaient semblables à celle présentée dans la figure 1.1 (a') pour les ondes de volume. Ces structures sont périodiques dans les deux directions X et Y et supposées infiniment longues dans la direction Z. Sigalas et Economou [3,4] ainsi que Kushwaha et al ont été les premiers à étudier en 1993 ce type de CP ayant des inclusions de forme cylindrique. Ensuite, beaucoup d'études ont traité du même type de CP constitué de différents milieux. Elles ont concerné, par exemple, des inclusions solides dans une matrice solide [4,7,8,9,10,11,12,13,] ou encore des inclusions solides dans une matrice fluide [14,15,16,17,18,19,20] Ce type de structures bidimensionnelles ont été les plus étudiées, notamment en matière de mise en évidence de nouvelles propriétés dispersives.

D'énormes progrès ont été accomplis en une vingtaine d'année, depuis l'apparition du concept par Yablonovitch en 1987, en passant par les premières études numériques en 1990, les prototypes aux longueurs d'ondes microondes en 1991 puis aux longueurs d'ondes optiques en 1995, jusqu'aux premiers dispositifs commercialisés en 1999. La réalisation de structures périodiques bidimensionnelles par différentes méthodes de lithographie est à présent bien maîtrisée pour les matériaux tels que le silicium et les semiconducteurs III-V. Ceci grâce à l'avantage qu'elles offrent en termes d'étude théorique, à savoir la simplicité de résolution du système d'équations de propagation d'ondes, qui deviennent moins couplées dans ce cas. La propagation des ondes de volume dans les CP tridimensionnels a aussi fait l'objet de plusieurs travaux [21,22,23,24,25]. Ces systèmes phononiques sont semblables à celui de la figure 1.1(a) avec des arrangements en configuration cubique simple ou cubique à faces centrées d'inclusions dans une matrice solide ou fluide. Par ailleurs, d'autres travaux ont porté sur les dispersions des ondes de surface dans des structures semblables à celle de la figure 1.b[26,27,28,29,30,31,32,33] · Ce type de structures sont considérées semi infinies, c'est-à-dire qu'elles présentent une surface libre dans la direction Z positif (figure 1.(b)) et

sont infinies dans la direction opposée (Z négatif). Dans ce cas, les deux types d'ondes, de volume et de surface, interviennent dans ces structures et leur séparation peut se faire parfois par quelques techniques : cône du son, distribution des champs de déplacement, milieux absorbants pour les ondes de volume. Les CP sous forme de plaque finie (figure 1. (C)) ont aussi fait l'objet de plusieurs études en vue d'explorer le comportement des ondes de Lamb dans un milieu élastiquement périodique [8,34,35,36,37,30]. Sigalas et Economou20 ont étudié en 1994 un CP bidimensionnel à base d'une plaque d'épaisseur finie.

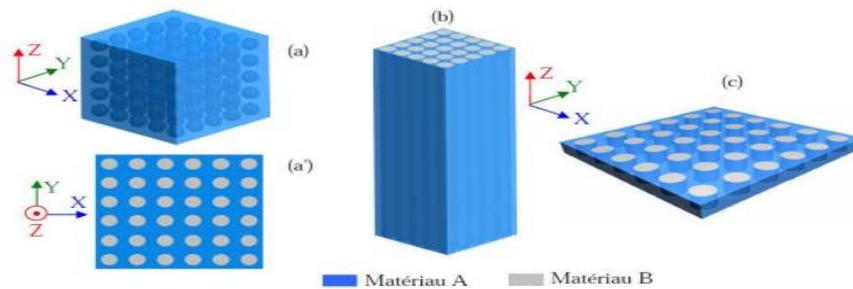


Figure 1 : C Cristaux phononiques constitués de répétitions périodiques d'inclusions de matériau B dans une matrice en matériau A. (a) CP tridimensionnel, (a') CP bidimensionnel à ondes de volume, (b) CP à ondes de surface et (c) CP à ondes de Lamb [49].

Ils ont ainsi montré qu'en jouant sur l'épaisseur de la plaque, ils peuvent créer une bande interdite complète pour les ondes de Lamb. Depuis lors, différents travaux avaient porté sur ces structures avec la mise en place de nouveaux moyens de calcul numérique [35,36,37,30,38]. D'autres études sur les structures phononiques à ondes de Lamb ont aussi vu le jour en adoptant des arrangements périodiques de cylindres disposés sur une plaque [31,39,40] (voir figure (2)).

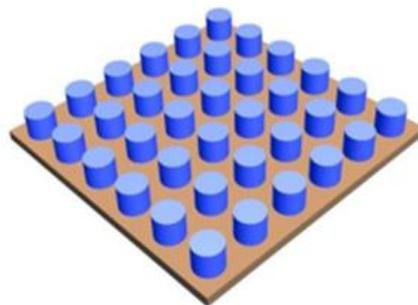


Figure 2 : CP à ondes de Lamb constitué d'un arrangement périodique de cylindres disposés sur une plaque [41].

1.3 - Cristaux phononiques (1D, 2D, 3D) :

Un cristal phononique est essentiellement une structure périodique composée d'au moins deux matériaux différents. Le contraste de densité et d'élasticité entre les matériaux est de façon générale important pour obtenir des effets significatifs. Le cristal phononique peut posséder une, deux ou trois périodicités dans l'espace physique ; on parle alors de cristaux phononiques 1D, 2D ou 3D. Dans le cas 2D, il existe cinq réseaux de Bravais différents (cinq façons d'arranger périodiquement un motif élémentaire sur une surface plane). Deux sont représentés ici : (a) le réseau carré et (b) le réseau hexagonal. Dans le cas 3D, il existe 14 réseaux de Bravais différents dont seul le réseau cubique (c) est représenté ici.

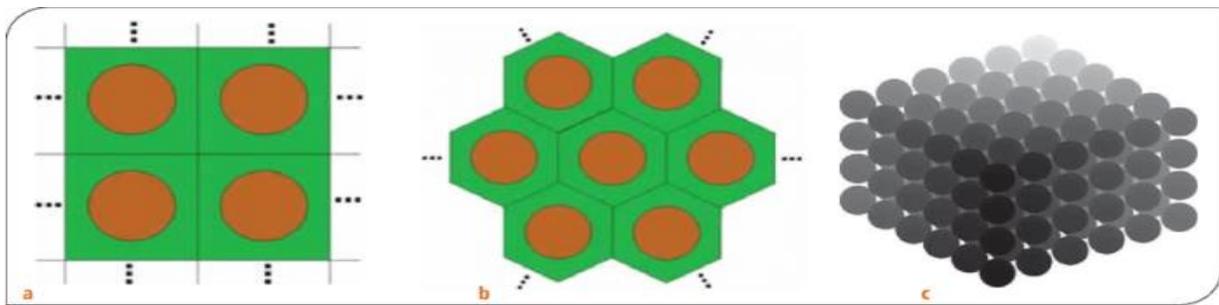


Figure 3 : Cristaux phononiques:(a) le réseau carré et (b) le réseau hexagonal (c) le réseau cubique [38].

1.3.1 -Introduction du concept des cristaux phononiques :

Le concept de cristal phononique doit beaucoup à la cristallographie. Cette branche de la physique a pour objet l'étude des états les plus ordonnés de la matière solide. Les atomes des cristaux forment des réseaux périodiques tridimensionnels. Dans un cristal, les distances interatomiques sont typiquement de l'ordre d' 1 \AA (un dix milliardième de mètre). Les dimensions mises en œuvre dans les cristaux phononiques, structures artificielles créées par la main de l'homme, sont beaucoup plus importantes. Elles vont de quelques mètres pour les plus imposantes à cent nanomètres. A cette échelle, la matière apparaît comme continue et les lois de la mécanique classique peuvent être employées avec une bonne confiance. L'idée du cristal phononique est de fabriquer un matériau artificiel structuré périodiquement, par exemple par assemblage d'au moins deux matériaux différents. Intuitivement, plus les propriétés acoustiques des matériaux mis en jeu sont contrastées, plus les phénomènes d'interférence d'ondes sont importants.

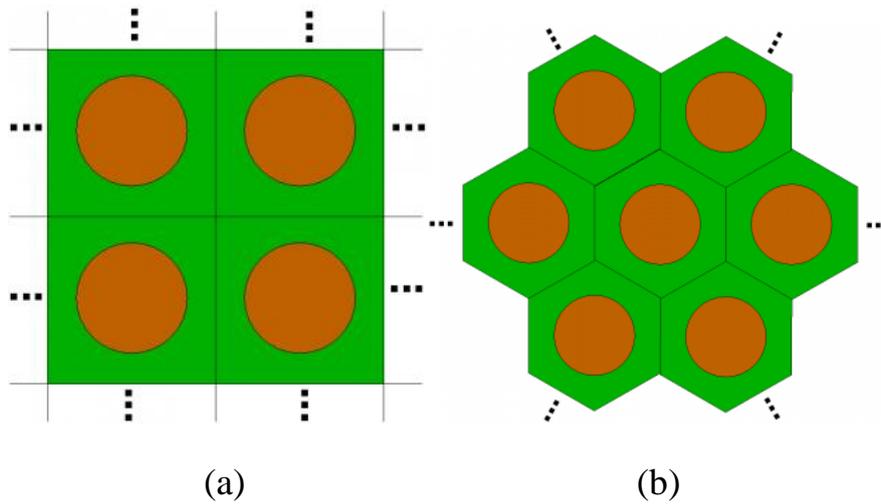


Figure 4 : (a) Réseau carré. (b) Réseau triangulaire

Un cristal phononique est essentiellement constitué d'inclusions placées périodiquement dans une matrice. Dans le cas d'un cristal phononique bidimensionnel, les inclusions sont des cylindres de section quelconque que l'on peut disposer par exemple suivant un réseau carré ou triangulaire (Fig.4). Les inclusions peuvent aussi être composées d'un matériau différent de celui de la matrice qu'être de simples trous(représentant des vides).

L'idée fondatrice que Kushwaha et ses collègues de l'Université de Lille ont proposée en 1993 est qu'il est possible que la bande interdite existe quelle que soit la direction de propagation. On parle dans ce cas de bande interdite complète. Un cristal phononique présentant une bande interdite complète se comporte comme un miroir parfait, réfléchissant toutes les ondes incidentes. En effet, les ondes incidentes sur le cristal phononique ne peuvent y pénétrer et seront bloquées. Suivant le même argument, un transducteur (ce terme désigne aussi bien une source d'émission qu'un détecteur d'ondes acoustiques) complètement entouré d'un cristal phononique très épais reste parfaitement sourd à toutes les sources d'ondes extérieures. Il n'en reste pas moins que ces propriétés extraordinaires ne sont vrai que pour les fréquences qui sont exactement dans la bande interdite complète.

Un certain nombre de règles générales ont pu être dégagées ces dernières années par les chercheurs afin de préciser les conditions dans lesquelles les phénomènes de bandes interdites sont observés. Ainsi, ceux-ci apparaissent quand la longueur d'onde (soit la période de répétition spatiale de l'onde) est de l'ordre de la période spatiale du cristal phononique, on parlera alors de bandes interdites de Bragg. Le contraste de vitesse acoustique et le contraste de densité entre les inclusions diffusantes et la matrice de propagation sont les paramètres qui conditionnent principalement la largeur des bandes interdites. Les inclusions dont la forme privilégie le caractère isotrope de la diffusion sont préférables, par exemple les cylindres ou

les sphères. Il convient également de bien ajuster la taille de ces inclusions par rapport à la période du réseau. Par ailleurs, tous les réseaux périodiques ne sont pas équivalents. Par exemple, pour les structures bidimensionnelles comme la sculpture de Sempere formée de tiges d'acier mentionnée plus haut, le réseau carré se révèle plus propice à l'ouverture des bandes interdites que le réseau triangulaire. Dans le cas des réseaux tridimensionnels, des empilements de sphères lourdes (comme l'acier ou le plomb) prises dans une matrice légère (air, eau ou résine époxydique) imitant la structure du diamant (c'est-à-dire des atomes de carbone arrangés suivant un réseau cubique à faces centrées) fournissent de larges bandes interdites complètes. Cependant, l'exploration de toutes les possibilités offertes par le choix de l'arrangement périodique, des matériaux composants la matrice et les inclusions diffusantes, et de la forme de ces inclusions, est loin d'être complète et occupera les chercheurs de longues années encore [42].

1.3.2 -Définition d'un cristal phononique :

Les cristaux phononiques sont des structures périodiques qui modifient en profondeur la façon dont les ondes élastiques se propagent en leur sein. Les ondes élastiques recouvrent de nombreux phénomènes ondulatoires dans les différents états de la matière : son dans l'air, ondes acoustiques dans l'eau et les liquides, phonons dans les cristaux naturels, etc. Les cristaux phononiques sont capables de piéger les ondes dans l'espace et le temps ou encore d'infléchir brusquement leur course. Pour une échelle bien choisie, ils peuvent être simultanément des cristaux phononiques, ouvrant alors la voie à une nouvelle optoacoustique dans laquelle l'interaction de la lumière et du son peut être magnifiée par l'ingénierie des nanostructures. Une structure périodique peut ainsi être considérée à la fois comme cristal phononique et photonique, que nous désignons sous le nom de cristal phoXonique (avec $X = n$ et t) [43].

1.4 -Propriétés fondamentales des cristaux phononique :

Les cristaux phononiques sont de structures artificielles formées d'une distribution périodique d'au moins deux matériaux, pouvant présenter des bandes de fréquences dans lesquelles la propagation des ondes acoustiques ou élastiques est évanescence. La principale propriété des cristaux phononiques est l'existence des bandes interdites, synonymes de blocage des ondes incidentes dans certaines gammes de fréquences.

1.5 - Comparaison entre les cristaux phononique et les cristaux photonique :

Les cristaux phononiques sont des structures périodiques qui modifient en profondeur la façon dont les ondes élastiques se propagent en leur sein. Les ondes élastiques recouvrent de nombreux phénomènes ondulatoires dans les différents états de la matière : son dans l'air, ondes acoustiques dans l'eau et les liquides, phonons dansables cristaux naturels, etc. Les cristaux phononiques sont capables de piéger les ondes dans l'espace et le temps ou encore d'infléchir brusquement leur course. Pourvu que l'échelle soit bien choisie, ils peuvent être simultanément des cristaux photoniques, ouvrant alors la voie à une nouvelle optoacoustique dans laquelle l'interaction de la lumière et du son peut être magnifiée par l'ingénierie des nanostructures [44].

L'interaction entre un cristal phononique et une onde élastique est assez similaire à celle que les cristaux photoniques ont avec une onde électromagnétique et on s'attend à ce que les mêmes phénomènes apparaissent : ouverture de bandes interdites, localisation sur un défaut, dispersion... avec comme corollaires des applications potentielles dans le domaine du filtrage acoustique, du guidage ou de la focalisation sélective en fréquence d'ondes élastiques [45].

Les cristaux phononiques :

- 1993 : émergence des cristaux phononiques.
- Analogues élastique des cristaux photonique
 - Structures 3D/2D constituées de deux matériaux distincts.
- Comportement similaire.
 - Miroir parfaits.
 - Confinement de l'énergie.
 - Guides.

Les cristaux photoniques :

- 1978 : émergence des cristaux photoniques.
- Démonstrations expérimentales 3D/2D.
- Composants optique viables [46]

1.6 - Notion de Bandes interdites.

1.6.1 - Origine des bandes interdites de Bragg.

Les cristaux phononiques sont caractérisés par l'existence de bandes de fréquences interdites, dites de Bragg, dans lesquelles les ondes acoustiques ou élastique sont évanescentes. Dans le cas d'un cristal phononique à une dimension, les bandes interdites de Bragg sont directement liées à la période spatiale de l'empilement de couches et au rapport d'impédance entre couches successives.

Les cristaux phononiques sont des milieux composites structurés périodiquement dans lesquels la diffraction de Bragg engendre, l'apparition des bandes de fréquences ou la propagation de l'onde acoustique ou élastique est interdite. Ces bandes interdites de Bragg présentent un intérêt potentiel pour réaliser des écrans acoustiques ou des filtres électroniques à des fréquences allant du KHz au GHz suivant la dimension caractéristique de la périodicité spéciale.

Les résultats théoriques et expérimentaux présentés démontrent l'existence de bandes interdites de Bragg dans des barreaux piézoélectriques homogènes soumis à des conditions aux limites électriques périodiques libres apparaissant sur les électrodes qui créent des ondes réfléchies. Les caractéristiques de ces ondes aux basses fréquences et grandes longueurs d'ondes peuvent être contrôlées par l'impédance électrique associée à cette condition [47].

La figure (5) représente un travail d'élaboration et d'étude des microstructures à bande interdite photonique à l'aide de silicium nano poreux. Les microstructures planes comme les microcavités sont d'abord considérées, et leur influence sur les distributions angulaires et spectrales de la photoluminescence est étudiée. La principale conclusion tirée de cette étude est qu'il est essentiel de contrôler également la propagation de la lumière dans le plan. Ainsi, la propagation latérale de la lumière, renforcée par une structuration verticale de l'indice optique le guide à saut d'indice ainsi que guide à réflexion de Bragg est étudiée [48].

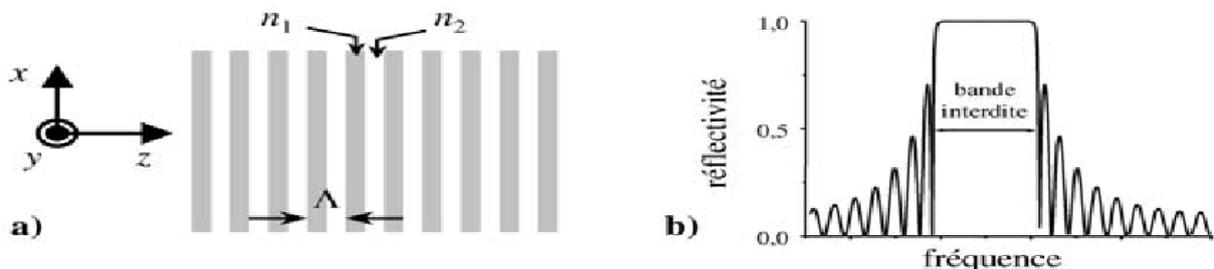


Figure 5 : (a) Schéma d'un milieu diélectrique périodique fini ; (b) spectre de réflectivité typique d'un miroir de Bragg faisant apparaitre une bande interdite [48].

1.6.2 -Origine des bandes interdites à résonances locales :

En 2000 certains chercheurs, ont mis en œuvre une nouvelle structure phononique aux propriétés dispersives qui sortent de l'ordinaire, comparée aux autres cristaux phononiques classiques basés sur le mécanisme de Bragg. En effet, grâce à leur structure périodique, ils ont montré qu'une bande interdite peut exister pour des ondes ayant une longueur d'onde largement supérieure à la périodicité du cristal, lequel comportement est dû au phénomène de résonance locale. L'étude entamée a été le premier pas réel vers la création d'une nouvelle classe de matériaux acoustiques aux comportements inhabituels, appelés méta matériaux acoustiques.

Ainsi, sont nés les cristaux phononiques à résonance locale appelés "*Locally Resonant Phononic Crystal*" (LRPC) : Ce sont des structures munies d'unités localement résonantes (résonateurs) permettant d'atténuer efficacement des fréquences dont les longueurs d'ondes sont de deux ordres de grandeur supérieures au pas ou au paramètre de maille ($\lambda > 2a$) de la structure. Ces résonateurs ont des modes de résonance propres qui se situent à de très basses fréquences, en raison de l'utilisation d'un matériau très mou. Chaque résonateur est constitué d'un cœur massif en plomb enrobé par un élastomère élastiquement très mou, comparé aux autres matériaux constituant les cristaux phononiques.

Ces résonateurs sont arrangés périodiquement suivant une structure cubique simple dans une matrice en époxy [49].

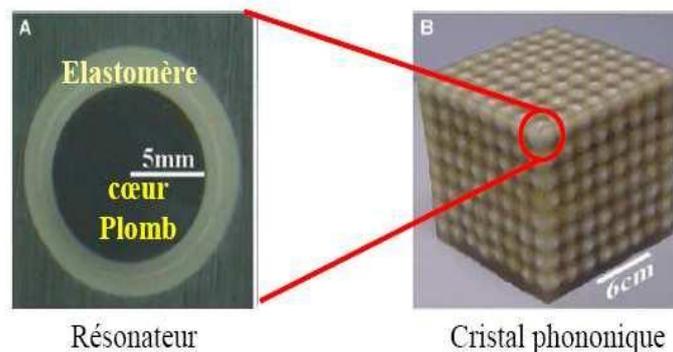


Figure 6 : (A) Résonateur sphérique constitué d'un cœur en plomb enrobé par élastomère mou. (B) Cristal phononique tridimensionnel à résonance local [50]

L'ensemble élastomère-plomb se comporte comme un système de ressort lié à une masse, formant ainsi un résonateur ayant des modes de résonance propres à de très basses fréquences. Le principe d'ouverture des bandes interdites dans ce type de structures repose sur le couplage entre les modes de résonance des résonateurs (modes localisés) et les modes de volume qui se propagent dans le CP. Lorsqu'une onde élastique se propage dans le milieu phononique avec

une fréquence qui correspond à la fréquence de résonateurs, ces derniers entrent en interaction avec elle. Sous certaines conditions, ce couplage entraîne l'atténuation de l'onde.

Ce mécanisme de résonance permet ainsi la création de bandes interdites localisées en très basses fréquences, là où les longueurs d'ondes dans l'époxy (la matrice) dépassent de loin la périodicité du cristal phononique [49].

Dans la structure de la Figure 6, on a pu mesurer la transmission sonore dans le cristal en utilisant une source émettrice de sons et des microphones détecteurs placés sur le cristal. Des atténuations de l'onde acoustique ont pu être détectées au niveau des bandes interdites à environ 380 et 1350Hz où la longueur des ondes longitudinales dans l'époxy compte 300 fois la périodicité de la structure (Figure 7).

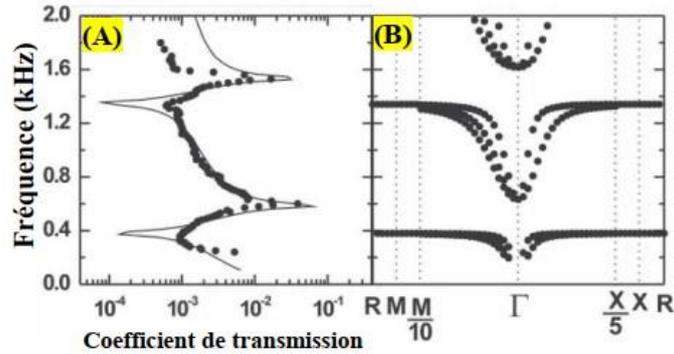


Figure 7 : Coefficient de transmission (A) mesuré dans le CP de la figure ainsi que la structure de bandes calculée [50].

1.7 -Formulation d'onde.

1.7.1 - Equation d'onde.

Dans le cadre de l'élasticité linéaire, la propagation d'une onde élastique dans un milieu composite et isotrope est donnée par les équations suivantes :

$$\rho(\vec{r}) \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \sum_j \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}(\vec{r}, t) \quad (1.1)$$

$$\sigma_{ij}(\vec{r}, t) = C_{ijkl} \cdot \varepsilon_{ij} \quad (1.2)$$

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}(\vec{r}, t) + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}(\vec{r}, t) \right) \quad (1.3)$$

Dans lesquelles $\rho(\vec{r})$ est la masse volumique du cristal au point repéré par le vecteur \vec{r} , $u_i(\vec{r}, t)$ représente le déplacement suivant la direction i , au point (\vec{r}) , ε_{ij}

désigne le tenseur des déformations, C_{ijkl} le tenseur des constantes élastiques et $\sigma_{ij}(\vec{r}, t)$ le tenseur des contraintes perçues localement par le cristal au point \vec{r} [51].

1.7.2 -Développement en série de Fourier d'une fonction périodique.

Les polarisations dans le plan et hors plan du champ de déplacement peuvent être découplées. Dans un solide homogène et isotrope le champ de déplacement ou vecteur de déplacement élastique dépend du temps t et de la position r , il peut se décomposer sous la forme :

$$\rho(\vec{r}) \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = \vec{\nabla} \rho(\vec{r}) c_1(\vec{r})^2 \vec{\nabla} \vec{u} \quad (1.4)$$

Où $\rho(\vec{r})$ et $c_1(\vec{r})$ est définie pour être la constante élastique C_{11} . On peut maintenant développer C_{11} , et la densité par une série de Fourier.

$$\rho(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \sigma(\vec{G}) e^{i\vec{G} \cdot \vec{r}} \quad (1.5)$$

$$C_{11}(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \beta(\vec{G}) e^{i\vec{G} \cdot \vec{r}} \quad (1.6)$$

Où G et r sont les vecteurs en réseaux directe et réciproque respectivement [52].

1.7.3 – Théorème de Bloch-Floquet.

La présence de bandes interdites peut être prédite par la théorie. Les bandes interdites peuvent être trouvées en calculant le diagramme de dispersion des cristaux. Plus le nombre de dimensions est grand, plus les calculs sont complexes [53].

La théorie de Bloch- Floquet est une transformation fonctionnelle qui intervient comme outil d'analyse d'équations aux dérivées partielles à coefficients périodiques.

Elle est essentiellement utilisée pour la modélisation de la propagation des ondes traversant des structures périodiques dans une ou plusieurs directions.

Aussi, la méthode de Bloch- Floquet est utilisée pour la détermination de diagrammes de dispersion de structures périodiques. La loi de comportement du matériau est supposée linéaire, élastique et isotrope.

En physique de la matière condensée, le théorème de Bloch énonce que les solutions de l'équation de Schrödinger dans un potentiel périodique prennent la forme d'une onde plane modulée par une fonction périodique.

Le théorème de Bloch est le suivant :

Pour les électrons dans un cristal parfait, il existe une base de fonctions d'onde avec les propriétés :

- Chacune de ces fonctions d'onde est un état propre d'énergie
- Chacune de ces fonctions d'onde est un état de Bloch, ce qui signifie que cette fonction d'onde peut être écrite sous la forme [53].

$$\Psi(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}u(\mathbf{r}) \quad (1.7)$$

1.7.4 -Réseau direct, réseau réciproque

A toute structure cristalline est associée deux réseaux : le réseau direct et le réseau réciproque. Une figure de diffraction d'un cristal est une carte du réseau réciproque du cristal, quand nous faisons subir une rotation, nous faisons subir la même rotation au réseau direct et au réseau réciproque.

Si \vec{a} , \vec{b} et \vec{c} sont les vecteurs primitifs du réseau cristallin, un nœud de ce réseau est repéré par un vecteur \vec{r} tel que :

$$\vec{r} = u\vec{a} + v\vec{b} + w\vec{c} \quad (1.8)$$

Si \vec{A} , \vec{B} et \vec{C} sont les vecteurs primitifs du réseau réciproque, un nœud de ce réseau est repéré par le vecteur \vec{G} tel que :

$$\vec{G} = h\vec{A} + k\vec{B} + l\vec{C} \quad (1.9)$$

Où : u, v, w sont les coordonnées d'un nœud du réseau direct et h, k, l les indices de Miller définissant un nœud du réseau réciproque. Les deux réseaux sont reliés par les définitions suivantes :

$$\vec{a}\cdot\vec{B} = 2\pi, \vec{b}\cdot\vec{B} \quad (1.10)$$

Et

$$\vec{c}\cdot\vec{C} = 2\pi \quad (1.11)$$

avec

$$\vec{A} = \frac{2\pi}{V} (\vec{b} \times \vec{c}), \vec{B} = \frac{2\pi}{V} (\vec{c} \times \vec{a}) \text{ et } \vec{C} = \frac{2\pi}{V} (\vec{a} \times \vec{b}) \text{ avec } V = (\vec{a}\cdot\vec{b}) \times \vec{c}$$

Le facteur 2π n'est pas utilisé par les cristallographes mais il est pratique en physique du solide. Les vecteurs du réseau réciproque ont les dimensions d'une [longueur]⁻¹[54].

1.7.5 -Zone de Brillouin :

En mathématique et en physique du solide, la première zone de manière unique comme la maille primitive du domaine fréquentiel. Elle est définie par la même méthode que la maille de Wigner-Seitz dans le réseau de Bravais, et s'identifie à celle-ci dans l'espace réciproque.

L'importance de cette première zone de Brillouin provient de la description de Bloch des ondes dans un milieu périodique, dans lequel il est démontré que les solutions peuvent être complètement caractérisées par leur comportement dans cette zone [55].

Le concept de zone de Brillouin fut développé par Léon Brillouin (1889-1969), physicien français [55].

L'énoncé le plus important de la condition de diffraction pour la physique de l'état solide fut donné par Brillouin. C'est la seule construction utilisée dans la théorie des bandes d'énergie pour les électrons d'un cristal et dans l'expression des excitations élémentaires des cristaux. Par raison de symétrie, la zone de Brillouin est par définition la maille de Wigner-Seitz du réseau réciproque ; nous représentons les vecteurs joignant un site du réseau réciproque à tous les sites voisins, puis on dessine les plans bissecteurs perpendiculaires à ces vecteurs. Le volume le plus petit autour du site choisi limité par ces plans est appelé la première zone de Brillouin. Nous pouvons construire les zones supérieures de Brillouin de la même manière, la IIème zone de Brillouin est l'espace limité d'une part par les plans bissecteurs perpendiculaires aux vecteurs joignant le site à l'origine aux IIème sites voisins et d'autre part les plans bissecteurs des zones de Brillouin inférieures [56]

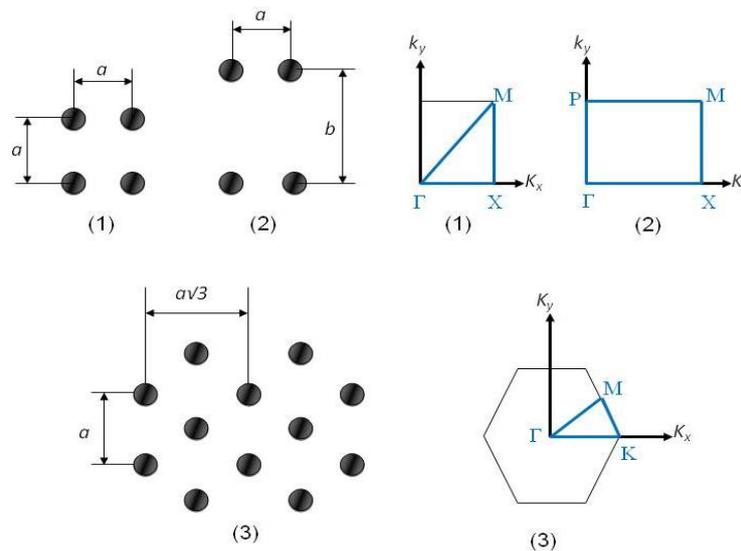


Figure 8 : Réseaux périodiques bidimensionnels à symétries (1) carrée, (2) rectangulaire et (3) triangulaire avec leurs zones de Brillouin irréductibles correspondantes (en trait bleu) [57].

2 -CHAPITRE2 : MODELISATION ET METHODED SIMULATIONS D'UNE STRUCTURE PHONONIQUE

2.1 -Introduction :

Depuis une quinzaine d'années, une nouvelle voie a été ouverte dans le domaine des ondes acoustiques et de leurs applications ; il est possible de modéliser la matière pour créer des structures périodiques (les cristaux phononiques) ayant des propriétés acoustiques très particulières.

En effet, il est maintenant possible d'élaborer des structures possédant un comportement discriminant vis-à-vis des fréquences des ondes qui les traversent ; certaines sont transmises inchangées, alors que d'autres sont bloquées ou interdites de passage.

Nous commençons tout d'abord dans ce chapitre à définir le choix des modèles que nous nous proposons d'étudier dans ce mémoire, en faisant en sorte d'expliquer autant que possible y compris par des figures, les différentes phases par lesquelles nous sommes passés. Nous décrivons aussi les étapes de modélisation par Comsol Multiphysics, qui nous ont permis d'aboutir aux résultats finaux. A la fin du chapitre, on donnera un exemple de résultats de simulations sous forme d'une courbe de dispersion des fréquences.

2.2 -Définition et choix des modèles étudiés :

Le modèle étudié et présenté dans notre travail se présente sous la forme d'une structure périodique bidimensionnelle formé d'un massif en béton d'épaisseur relativement faible par rapport aux dimensions en plan de la structure

Le massif est incrusté d'un cylindre de métal lui-même enrobé dans un autre cylindre en polymère comme représenté dans la figure (9).

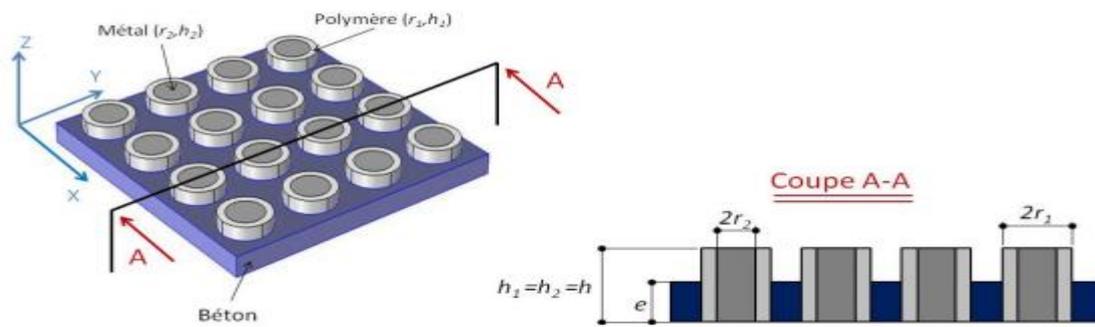


Figure 9 : S structure périodique composée d'un massif en béton et d'un arrangement carré de cylindres métalliques émergents enrobés d'une couche de polymère [57].

Les cylindres sont choisis de manière à former des résonateurs qui s'activent localement à de très basses fréquences au sein du milieu hôte. Ceci a pour but de permettre aux modes de résonance propres de se coupler avec les modes vibratoires du massif. Sous des conditions bien précises, ce couplage entre modes permet d'élargir les bandes interdites localisées aux fréquences propres de ces résonateurs.

Le choix des matériaux composant les cylindres est fait de manière à ce que leurs propriétés élastiques leur confèrent un caractère vibratoire permettant de générer un couplage entre les modes de résonance locale propres aux cylindres qui se produisent à de très basses fréquences, et les ondes de surface se propageant dans le massif de béton.

2.3 -Choix et étude de la cellule de base - modèle numérique.

Les domaines de résolution choisis pour le calcul des structures de bandes, nous nous sommes intéressés sur une seule cellule appelée cellule de base (la cellule élémentaire de plaque du cristal phononique) comme représenté dans la figure (10) auxquelles sont ajoutées les conditions de Bloch-Floquet aux limites de la cellule de base. Les dimensions de cette structure de modèle sont ainsi supposées infinies dans les deux directions X et Y.

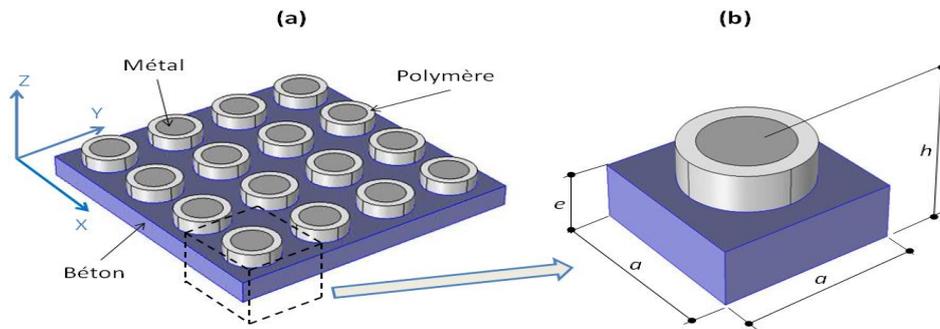


Figure 10 : (a) structure périodique composée d'un massif en béton et d'un arrangement carré de cylindres métalliques enrobés d'une couche de polymère, (b) Modèle représentant une cellule de base [57].

Pour réaliser la structure de modèle de la cellule de base. Nous avons utilisé en première temps les formes géométriques et les paramètres des gradeurs intéressés pour le modèle. Les étapes de conception de notre modèle elle est représentée dans la figure (11).

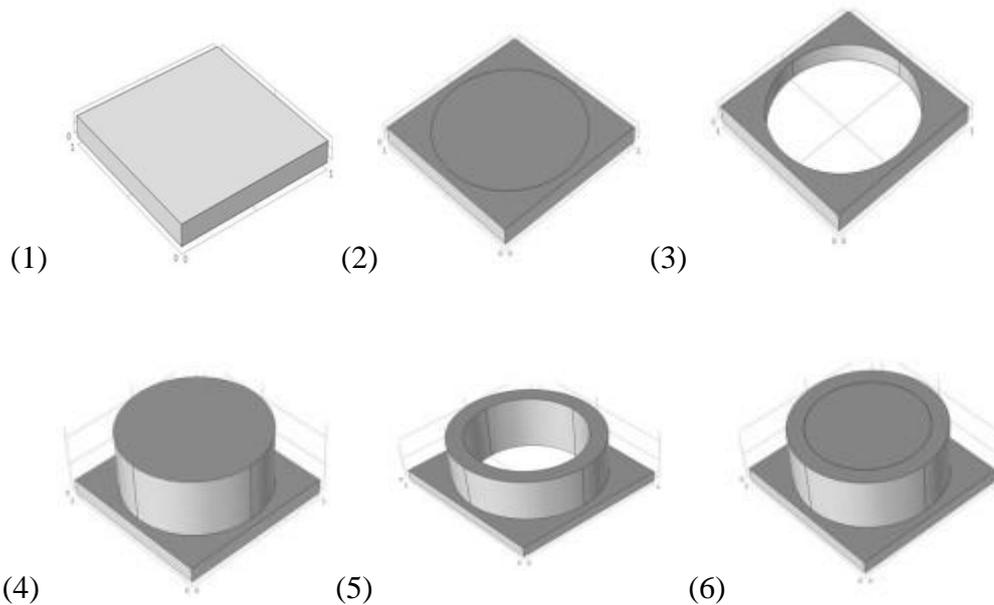


Figure 11 : Différentes étapes pour la conception géométrique d'un modèle.

Les caractéristiques physiques et mécaniques des matériaux que nous avons utilisés au cours de nos simulations sont fournies par la bibliothèque de Comsol Multiphysics. Si d'autres matériaux ou d'autres propriétés sont désirés, ils peuvent être introduites manuellement en remplissant les valeurs appropriées (masse volumique, module de Young, coefficient de Poisson, etc.).

Notre étude s'articule donc autour d'un modèle (cellule de base) initial représenté par une structure périodique bidimensionnelle formée d'un massif de béton d'épaisseur

"e"relativement faible par rapport à ses dimensions en plan. Le massif est incrusté de cylindres métalliques en acier disposés périodiquement suivant les deux directions X et Y. Les cylindres en acier sont enrobés d'une couche d'élastomère. Le modèle ou cellule de base est donc un substrat en béton de section carrée "axa" incrusté d'un noyau cylindrique en acier enrobé d'une couche d'élastomère. Un autre couple de matériaux a été étudié en remplaçant l'acier par du molybdène.

Les noyaux métalliques et les couches d'élastomères ont des dimensions relatives (dimensions rapportées à celles du substrat) égales à r_2/a , h_2/a et r_1/a , h_1/a respectivement. Dans notre étude, tous les milieux choisis sont considérés comme isotropes et le caractère viscoélastique de l'élastomère n'est pas pris en compte. Les caractéristiques des différents matériaux (masses volumiques ρ , modules de Young E , coefficients de Poisson ν ainsi que les constantes élastiques C_{11} , C_{12} et C_{44}) sont données dans le Tableau (2)

Tableau 1: Caractéristique des matériaux.

	Masse volumique $\rho(\text{kg.m}^{-3})$	E(GPa)	ν	$C_{11}(\text{GPa})$	$C_{12}(\text{GPa})$	$C_{44}(\text{GPa})$
Béton	2400	30	0.3	40.38	17.3057	11.538
Acier	7870	209	0.3	281.35	120.578	80.385
Molybdène	10220	329	0.32	446.49	221.54	124.62
Caoutchouc	950	0.1	0.45	0.379	0.3101	0.03448

2.4 -Modélisations par éléments finis sous Comsol multiphysics.

Les structures des modèles qu'on a étudiés dans notre mémoire sont conçues et résolus à l'aide du logiciel Comsol Multiphysics.

Comsol Multiphysics est un logiciel qui permet de simuler de nombreuses applications en physique, ingénierie et tout particulièrement les phénomènes couplés ou simulation multiphysique. Ce logiciel de simulation numérique basé sur la méthode des éléments finis (FEM).

Cette méthode est de discrétiser le problème en décomposant le domaine matériel étudié en éléments de forme géométrique simple. Sur chacun de ces éléments simples on définit une approximation. Il ne reste qu'à assembler les formes matricielles élémentaires pour obtenir les équations relatives à la structure étudiée.

La méthode des éléments finis (FEM) est adoptée pour le calcul des structures de bandes ainsi que les champs de déplacements. Dans le logiciel Comsol Multiphysics, le domaine de résolution est d'abord déterminé en se limitant à une cellule élémentaire du CP par le théorème de Bloch. Les équations de mouvement sont ensuite transformées afin qu'elles puissent être implémentées dans le logiciel. Enfin, les structures de bandes sont calculées en utilisant l'analyse en fréquences propres (*Eigen frequency analysis*) proposée dans le modèle utilisé.

La résolution et l'analyse complète d'une structure périodique par la méthode des éléments finis sous Comsol Multiphysics doit comporter une succession d'étapes suivantes séparées et représentées comme suit :

La 1^{er} étape : Sélection de la ou des physiques

Cette étape et consiste à choisir la physique adaptée à notre problème. Dans notre cas, le choix est porté sur la structure mécanique 3D.

La 2^{ème} étape : Sélection du type d'analyse

Cette étapes et consiste à choisir une analyse en fréquence propre (Eigen frequency) pour calculer les fréquences et modes propres.

La 3^{ème} étape : Création de la géométrie

Dans notre cas, nous avons choisir les forme géométrique il faut d'abord définir les paramètres des grandeurs géométrique (Tableau 2) constituant dans le modèle.

Les différentes étapes pour la création du modèle qu'on a étudié sont représentées par la figure précédente (voire la Figure (11))

Tableau 2: Paramètres et grandeurs géométriques.

Name	Expression	Value	Description
k_{xx}	0 [rad.m ⁻¹]	0 rad.m ⁻¹	k_x
K_{yy}	0 [rad.m ⁻¹]	0 rad.m ⁻¹	k_y
k_{zz}	0 [rad.m ⁻¹]	0 rad.m ⁻¹	k_z
r_1	0.45 [m]	0.4500 m	Elastomère radius
h_1	0.10 [m]	0.5 m	Elastomère height
r_2	0.35 [m]	0.3500 m	Métal radius
h_2	0.10 [m]	0.5 m	Métal height

La 4^{ème} étape : Définitions des propriétés physiques

Les propriétés physiques ou mécaniques (masse volumique, module de Young, coefficient de poisson, etc.) sont saisies en supposant les matériaux homogènes et isotropes.

La 5^{ème} étape : Définition des conditions aux limites

Après la création géométrique et choisir les matériaux constituons dans le modèle, nous avons défini les équations de dynamique pour décrire le mouvement de propagation d'onde harmonique dans un milieu isotropes, elle est donné par l'équation suivant :

$$\mathbf{F} = -\rho\omega^2 \mathbf{u}_i = \partial T_{ij} \partial X_j \quad (2.1)$$

Où ρ est la masse volumique, ω est la fréquence angulaire, \mathbf{u}_i est le champ de déplacement, T_{ij} est le tenseur des contraintes et X_j est le vecteur coordonnées dans le repère cartésien.

Les conditions aux limites périodiques ont été déterminées afin de modéliser des systèmes périodiques très larges, supposés infinis. Le principe consiste à réduire le domaine de résolution à un élément de périodicité constituant *une cellule unité* qui sera le nouveau domaine d'étude. Les conditions aux limites périodiques sont introduites sur les frontières de cette cellule suivant les directions de périodicité afin d'exprimer le fait que les propriétés de l'onde acoustique à l'entrée sont les mêmes qu'à la sortie de la cellule, avec un déphasage bien déterminé. Le système simulé est ainsi théoriquement infini. En termes d'équations, une formulation donnée par le théorème de Bloch-Floquet permet d'exprimer ce comportement périodique sur le champ de déplacement et les contraintes, s'agissant des problèmes traitant de la propagation des ondes. Ainsi, pour un domaine périodique infini, l'étude se fait sur une cellule unité en écrivant les conditions périodiques suivantes :

$$\vec{u}_{destination(1)}(x+a, y, z) = \vec{u}_{source(1)}(x, y, z)e^{i(a.k_x)} \quad (2.2)$$

$$\vec{u}_{destination(2)}(x, y+a, z) = \vec{u}_{source(2)}(x, y, z)e^{i(a.k_x)} \quad (2.3)$$

Où les surfaces sources et destinations sont définies par la Figure (12)

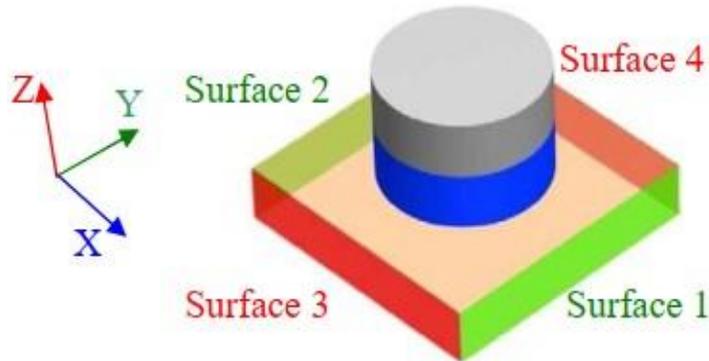


Figure 12 : Les conditions aux limites périodiques appliquées aux quatre surfaces latérales du massif de béton [49].

La 6^{ème} étape : Résolution numérique

Dans cette étape les résultats numériques sont obtenus en faisant des simulations, et ce, après avoir cliqué sur la sous commande "Comput" proposée dans la commande "Study".

Les premiers résultats des différents modes de vibrations obtenus sont indiqués par la figure (13) suivante

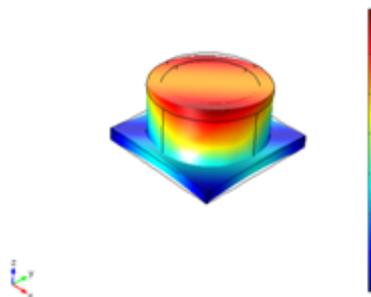


Figure 13 : Modes des vibrations et répartition des champs de déplacements

3 -CHAPITRE 3 : RESULTATS ET ANALYSE.

3.1 –Introduction :

A l'heure actuelle, les cristaux phononiques représentant une nouvelle plateforme dans le domaine de la détection des propriétés des matériaux.

Dans ce chapitre nous allons rapporter les principaux résultats de ce travail de mémoire, représenté par la modélisation et simulation sur plusieurs cellules unitaires constituées par un massif ou substrat en béton dans lequel sont incrustés des noyaux cylindrique en métal enrobés dans une couche d'élastomère.

Les effets des paramètres géométriques des cylindres et épaisseur du substrat) et physiques tels que la densité et le module d'élasticité sur la structure des bandes interdites ont été étudiés; et ce. Coté matériaux, l'acier constituant le noyau est remplacé par du molybdène.

3.2 -Calcul des courbes de dispersion:

Les courbes de dispersion pour différentes orientations en faisant varier le vecteur d'onde $k = (k_x, k_y)$ dans la première zone irréductible de Brillouin suivant les trois directions ΓX , XM et ΓY . La résolution du système d'équations par Comsol (calculé avec la méthode des éléments finis) nous permet d'obtenir les valeurs propres et les fréquences propres du modèle. Pour chaque fréquence propre, les vecteurs propres peuvent être calculés afin de montrer la distribution et les déformations spatiales de chaque mode. Les vecteurs propres représentent les champs de déplacement nodaux.

On tracera ensuite les courbes de dispersions des fréquences en fonction des vecteurs d'ondes k .

Les diagrammes de bandes sont parmi les outils les plus utilisés pour illustrer les propriétés de propagation d'une onde acoustique ou élastique au sein des cristaux.

3.3 -Courbes de dispersion pour le couple de matériaux "Acier-Caoutchouc" :

Le calcul de structure de bandes a été fait pour différentes valeurs du rayon: $r_1/a=0.45$, pour l'élastomère et $r_2/a=0.35$, pour le noyau acier.

Afin de prendre en compte la réponse du milieu pour tous les vecteurs d'onde compris dans la première zone de Brillouin, on représente la dispersion du milieu sur les segments formés à

partir des points critiques de la première zone de Brillouin, respectivement Γ X, XM et M Γ pour une maille carrée.

La figure 14 montrée les résultats des simulations réalisées.

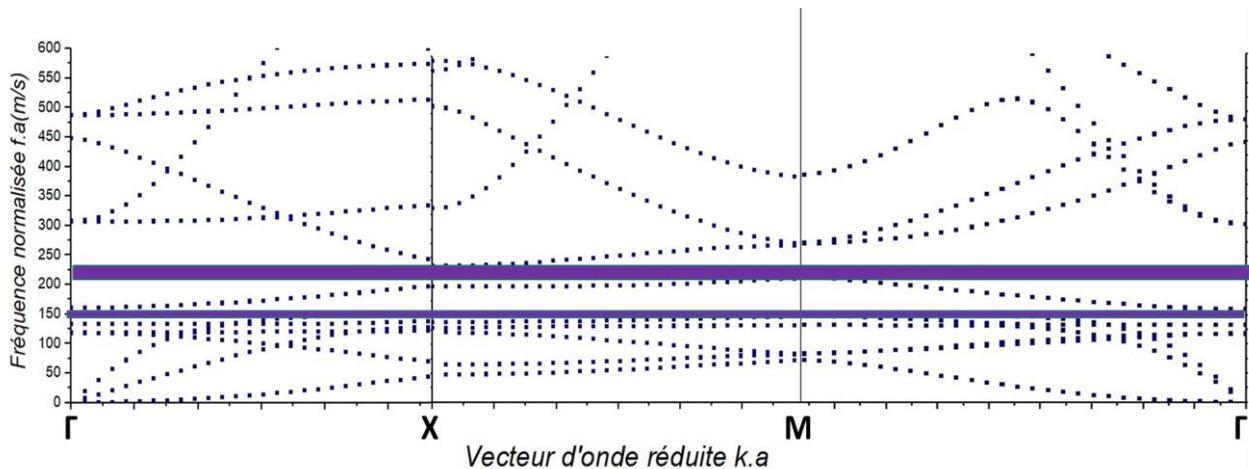


Figure 14 : Courbes de dispersion des fréquences, matériaux utilisés « acier-caoutchouc » dans la direction Γ X, XM et M Γ .

L'existence, la position et la largeur du gap à basse fréquence dépendent fortement des choix des paramètres géométrique et physique impliqués dans la structure et en particulier de l'épaisseur de la plaque et de la hauteur des plots. Dans cette géométrie carrée, l'existence de ce gap nécessite une épaisseur de la membrane très inférieure au paramètre de maille.

Les zones colorées correspondent à des bandes interdites absolues où aucune propagation d'ondes n'est possible; en d'autres termes les modes de vibration Z ou XY ne peuvent se propager et cela, quelle que soit la direction de propagation dans le plan du massif de béton ou dans le plan perpendiculaire aux cylindres.

Dans ces figures, où on se limite au domaine de fréquences comprises entre 0 et 550 $m.s^{-1}$, nous avons observé et mis en évidence l'apparition du phénomène de bandes interdites ou bandes gap situées entre [53 et 67] $m.s^{-1}$, [103 et 224] $m.s^{-1}$, [254 et 304] $m.s^{-1}$ et qui correspondent à une absence totale de propagation d'onde quelle que soit la direction de l'onde incidente. Bien que les bandes interdites restent relativement élevées, l'effet de contraste entre les matériaux peut être utilisé pour les ajuster.

Finalement, le logiciel Comsol Multiphysics nous a permis de visualiser la distribution du champ de déplacement hors du plan au niveau de la plaque pour différentes mesures de fréquences. Cet avantage a été exploité afin de mener une petite étude au voisinage de la bande. Ainsi, la figure 3.4 représente la distribution de champ de déplacement hors du plan au niveau de la plaque de l'échantillon 1 pour les valeurs de fréquences 75.831548 $m.s^{-1}$, 102.514776 $m.s^{-1}$ situées respectivement au-dessous, et au milieu de la 2^{ème} bande interdite.

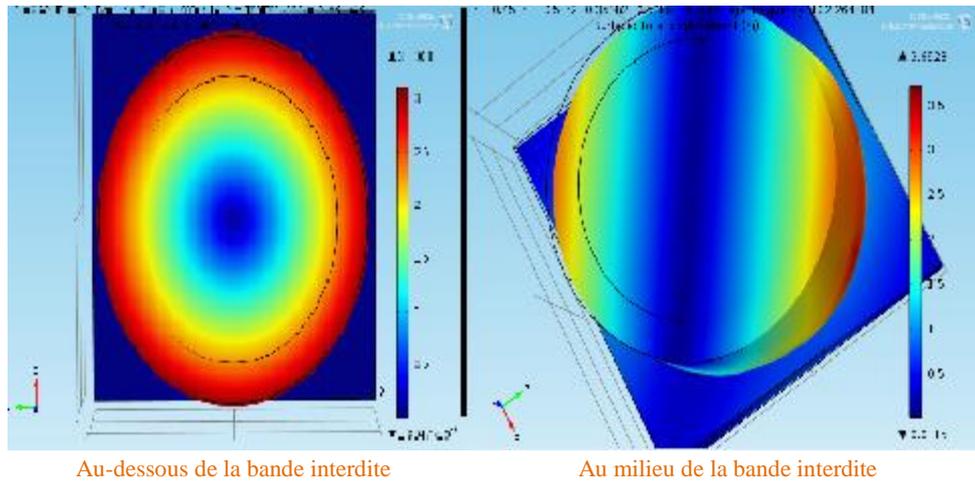


Figure 15 : Distribution du champ de déplacement dans la zone de la plaque occupée par les cylindres d'élastomère, de la structure 1 pour les valeurs de fréquences $75.831548 \text{ m.s}^{-1}$, $102.514776 \text{ m.s}^{-1}$

Les oscillations provoquent des déplacements des résonateurs au milieu de la bande interdite accompagnés de déformations planes du substrat de béton (mode XY). On remarque dans la figure (15) (au milieu de la bande interdite) que les déformations ou les déplacements apparaissent au niveau des résonateurs mais s'étendent aussi pour certains modes au massif de béton. En effet, On peut noter un champ de déplacement en dehors des cylindres qui montre une certaine interaction entre le substrat et les résonateurs; ceci démontre que cette bande interdite en basse fréquences peut être aussi tributaire des paramètres géométriques du massif.

3.4 - Courbes de dispersion pour le couple de matériaux "Molybdène-Caoutchouc":

Dans cette deuxième étude systématique ; on utilise les mêmes paramètres utilisés dans le modèle de matériaux précédant "Acier- Caoutchouc".

Afin de prendre en compte la réponse du milieu pour tous les vecteurs d'onde compris dans la première zone de Brillouin, on représente la dispersion du milieu sur les segments formés à partir des points critiques de la première zone de Brillouin, respectivement ΓX , $M\Gamma$ et XM $M\Gamma$ pour une maille carrée. La figure (16) montrent les résultats des simulations réalisées.

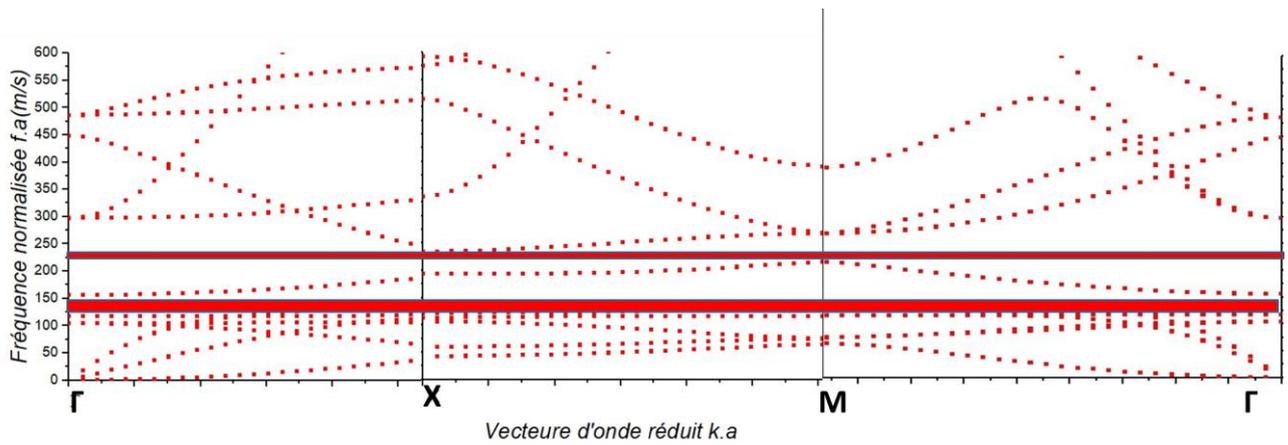
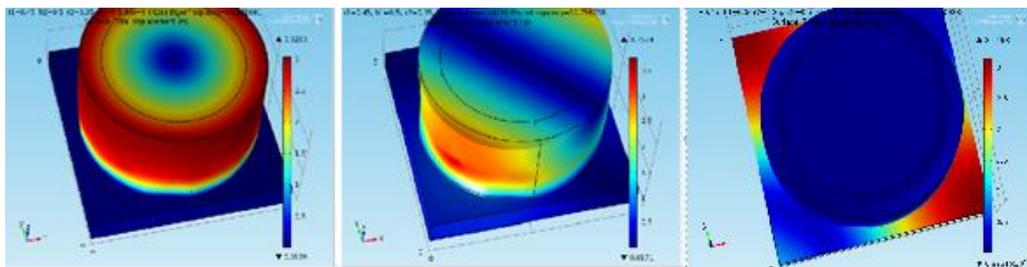


Figure 16 : courbes de dispersion des fréquences, matériaux utilisés « molybdène-caoutchouc » dans la direction ΓX , XM et $M\Gamma$.

Une normalisation des courbes est nécessaire avant d'obtenir une juxtaposition des structures de bandes calculées. Les zones colorées correspondent à des bandes interdites absolues où aucune propagation d'ondes n'est possible, en d'autres termes les modes de vibration Z ou XY ne peuvent se propager et cela, quelle que soit la direction de propagation dans le plan du massif de béton ou dans le plan perpendiculaire aux cylindres.

Dans cette figure, où on se limite au domaine de fréquences comprises entre 0 et 550 $m.s^{-1}$, nous observons l'apparition et la mise en évidence du phénomène de bandes interdites ou bandes gap situées entre [46 et 59] $m.s^{-1}$, [103 et 224] $m.s^{-1}$ et [225 et 250] $m.s^{-1}$ et qui correspondent à une absence totale de propagation d'onde quel que soit la direction de l'onde incidente.

Finalement, le logiciel Comsol Multiphysics nous a permis de visualiser la distribution du champ de déplacement hors du plan au niveau de la plaque pour différentes fréquences de mesure. Cet avantage a été exploité afin de mener une petite étude au voisinage de la bande. Ainsi, la figure 3.8 représente la distribution de champ de déplacement hors du plan au niveau de la plaque de l'échantillon 2 pour les valeurs de fréquences 66.991691 $m.s^{-1}$, 90.756758 $m.s^{-1}$ et 233.20 $m.s^{-1}$ situées respectivement au-dessous, au milieu et au-dessus de la 2^{ème} bande interdite.



Au-dessous de la bande interdite

Au milieu de la bande interdite

Au-dessus de la bande interdite

Figure 17 : Distribution du champ de déplacement dans la zone de la plaque occupée par les cylindres d'élastomère, de la structure 2 pour les valeurs de fréquences 66.991691 m.s⁻¹, 90.756758 m.s⁻¹ et 233.20m.s⁻¹.

Nous pouvons ainsi constater une forte atténuation de l'onde élastique pour la fréquence 90.756758 m.s⁻¹ située au milieu de la bande interdite, les ondes ayant des fréquences hors de cette dernière se propagent dans toute la structure phononique sans atténuation significative.

En comparant les résultats de Courbes de dispersion des deux couples de matériaux «Molybdène -caoutchouc » ; « Acier-caoutchouc »; on remarque une Simple différence dans la position des bandes gaps. En même temps en remarque généralement une augmentation dans l'épaisseur de la 2eme bande gaps par changement de molybdène par le caoutchouc. Et une diminution dans la 1^{ère} et 3^{ème} bande gaps

Les épaisseurs des bandes gaps (Acier/Molybdène)

- 1^{er} bande gap: 14 m/s / 13m/s.
- 2^{ème} bande gap: 121 m/s / 126m/s.
- 3^{ème} bande gap: 50 m/s / 48 m/s.

L'effet de la densité du noyau métallique sur la structure des bandes interdites est étudié en substituant le noyau en acier par un noyau en Molybdène.

Le diagramme de dispersion des fréquences pour les deux couples de matériaux "acier - caoutchouc " et "Molybdène - caoutchouc " fait ressortir trois bandes interdites distinctes

On a établi le tableau suivant sur la base des courbes de dispersion de la figure 3.9 ; afin de bien expliquer l'évolution de ces courbes en passant du 1^{er} couple «Acier-caoutchouc » au 2^{ème} couple « Molybdène -caoutchouc

Tableau 3 : Caractéristiques des courbes de dispersion pour les deux couple "Acier-caoutchouc et "Molybdène-caoutchouc".

Couple de matériaux		«Acier-caoutchouc »	« Molybdène -caoutchouc »
1 ^{er} bande gap	Intervalle de bande	[53 – 67] m.s ⁻¹	[46 – 59] m.s ⁻¹
	Largeur	121 m.s ⁻¹	13 m.s ⁻¹
	Largeur relative	23.5 %.	24.80%
2 ^{ème} bande gap	Intervalle de bande	[103 – 224] m.s ⁻¹	[96 – 222] m.s ⁻¹
	Largeur	121 m.s ⁻¹	126 m.s ⁻¹
	Largeur relative	74 %	81.46%
3 ^{ème} bande gap	Intervalle de bande	[254 – 304] m.s ⁻¹	[256 – 304] m.s ⁻¹
	Largeur	50 m.s ⁻¹	48 m.s ⁻¹
	Largeur relative	17.9 %	17.14%

On peut également remarquer sur le tableau :

- Concernant le couple Acier-caoutchouc, qu'une bande relativement large se situe entre 103 et 224 m.s⁻¹, tandis qu'une troisième bande se situe dans la plage de fréquences supérieure comprise entre 254 et 304m.s⁻¹; les largeurs relatives sont respectivement égales à 74 % et 17.9 %. Une bande interdite à basse fréquence apparaît entre 53 et 67 m.s⁻¹; sa largeur relative est égale à 23.5 %.

- Pour ce qui est du couple "Molybdène- caoutchouc " : La première bande interdite s'est déplacée vers une plage comprise entre 46 et 59 m.s⁻¹, sa largeur relative est égale à 24.8%
La deuxième et troisième bande ont des largeurs relatives respectivement égales à 81.46% et 17.14%.

Comme on peut le voir à travers les résultats, la largeur relative de la deuxième bande interdite augmente de 10.7 % et de 1.3 % pour la première bande lors du remplacement de l'acier par du Molybdène. Par contre pour la troisième bande elle diminue de 0.76% en remplaçant l'acier par du Molybdène.

Ce résultat est potentiellement intéressant pour les applications de vibrations dans différents domaines. Bien que les bandes interdites restent relativement larges, l'effet de contraste entre les matériaux peut être utilisé pour les ajuster.

En général, l'augmentation de la densité du noyau métallique tend à abaisser les fréquences des bandes interdites et la création d'un contraste élevé entre les densités du noyau métallique et du polymère augmente la largeur des bandes interdites.

En effet le Molybdène étant plus dense que l'acier (7.87 pour l'acier et 10.22 pour le Molybdène), son incorporation dans le substrat du béton avec le caoutchouc à la place de l'acier permet de :

- Abaisser les fréquences des bandes interdites.
- Et d'augmenter le contraste entre les densités du nouveau noyau métallique en molybdène et le caoutchouc qui passe de 6.92 avec l'acier à 9.27 avec le molybdène

Le contraste de la densité et de la rigidité entre les matériaux utilisés pour le noyau et le revêtement qui est à l'origine de l'existence de ces bandes interdites a été souligné par de nombreux auteurs, en particulier Kushwaha et al. Et Sigalas [59].

Calcul des fréquences centrales pour les bandes à basses et hautes fréquences.

L'influence de la masse volumique du noyau métallique et du module d'élasticité de la couche d'élastomère sur l'ouverture et la position des bandes interdites est résumée sous forme d'histogrammes.

Les figures suivantes de 19 à 23 présentent des histogrammes montrant l'évolution des fréquences centrales en basses et hautes fréquences pour les deux couples étudiés "acier-caoutchouc " et "Molybdène-caoutchouc "avec ($r_1/a=0.45$; $r_2/a=0.35$).

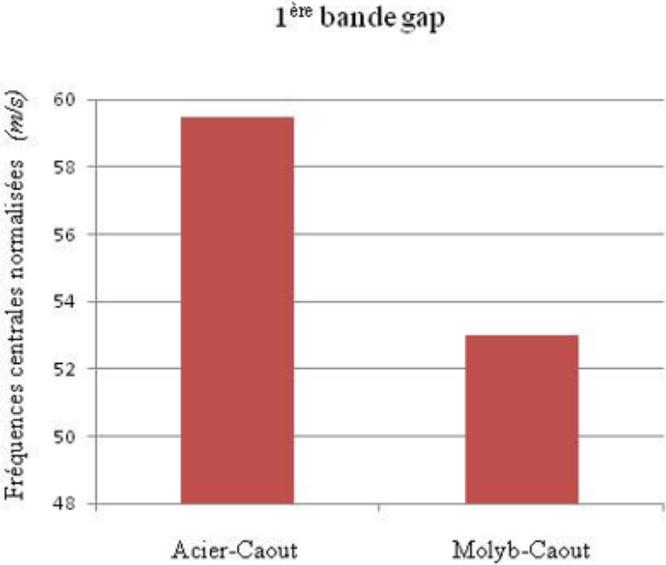


Figure 18 : Comparaison entre les fréquences centrales de la 1^{ère} bande gap.

La figure 19 représente la comparaison du résultat obtenu par les deux couples dans les fréquences centrales de la 2^{ème} bande et dans cette figure nous avons observé une différence estimée à 6 m.s^{-1} (la fréquence centrale normalisées dans le cas du molybdène est plus basse que celle de l'acier).

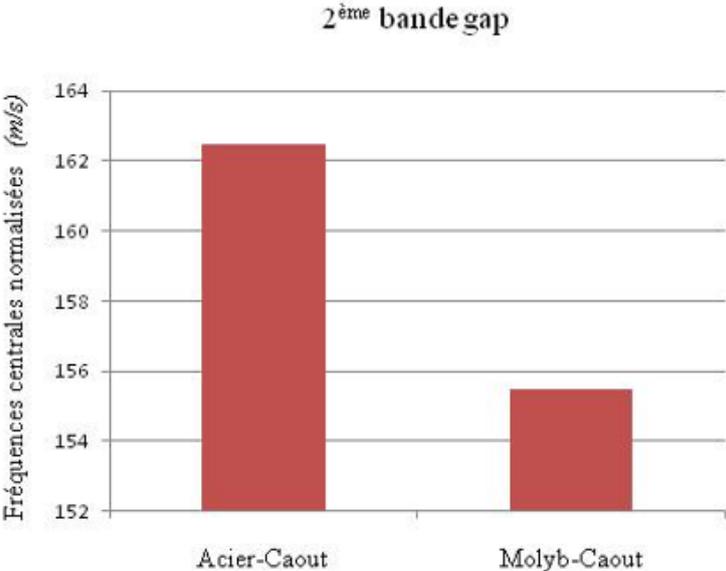


Figure 19 : Comparaison entre les fréquences centrales de la 2^{ème} bande gap

La figure (20) représente la comparaison du résultat obtenu par les deux couples dans les fréquences centrales la différence entre eux est estimé à 0.5 m.s^{-1} (la fréquence centrale normalisée dans le cas du molybdène est plus basse que celle de l'acier)

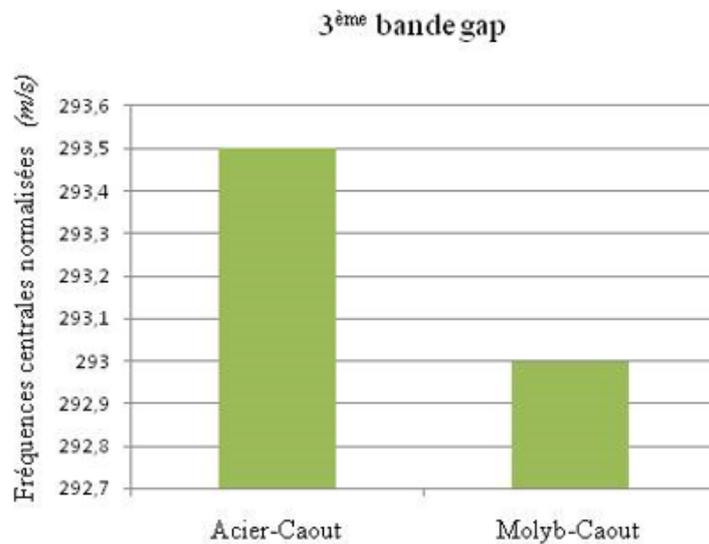


Figure 20 : Comparaison entre les fréquences centrales de la 3^{ème} bande gap.

Dans la figure (20) nous avons fait une comparaison de la largeur de la 1^{ère} bande gap entre les deux couples, on obtient une différence estimée à 1 m/s . (la largeur de la bande gap dans le cas du molybdène est plus basse que celle de l'acier).

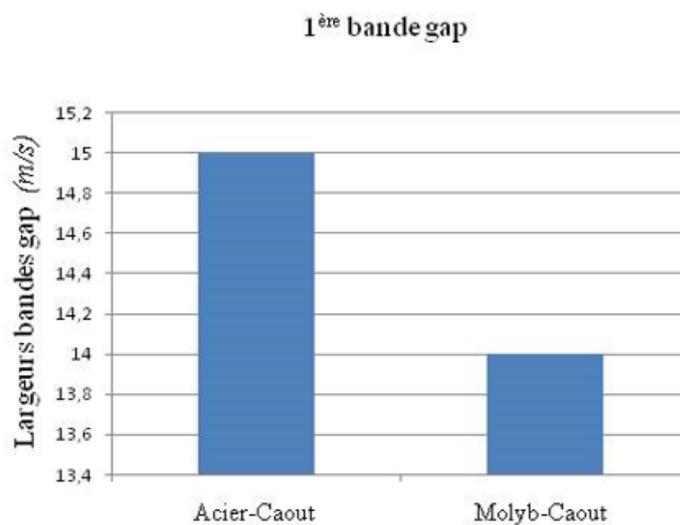


Figure 21 : Comparaison entre les largeurs de la 1^{ère} bande gap des 2 couples.

Dans la figure (21) nous avons fait une comparaison de la largeur de la 2^{ème} bande gap entre les deux couples la différence est estimée à 6 m/s. (la largeur de la bande gap dans le cas de l'acier est plus basse que celle du molybdène).

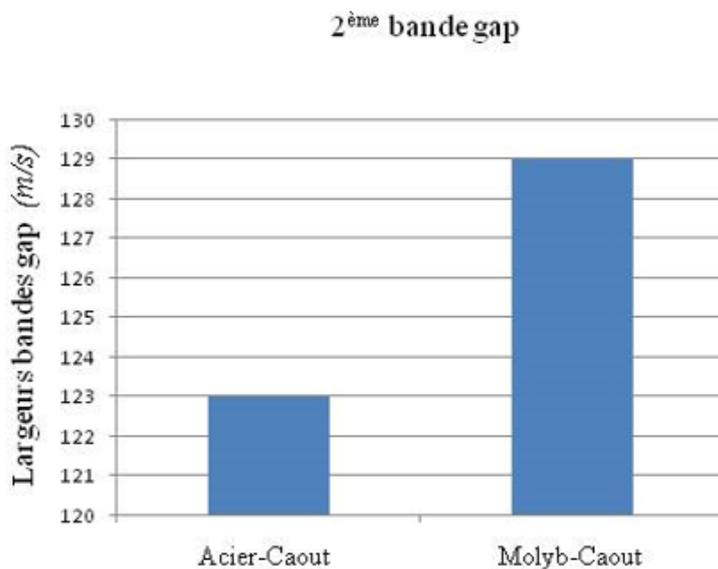


Figure 22 : Comparaison entre les largeurs de la 2^{ème} bande gap des 2 couples.

Dans la figure (22) nous avons fait une comparaison de la largeur de la 3^{ème} bande gap entre les deux couples la différence est estimée à 1m/s. (la largeur de la bande gap dans le cas du molybdène est plus basse que celle du l'acier).

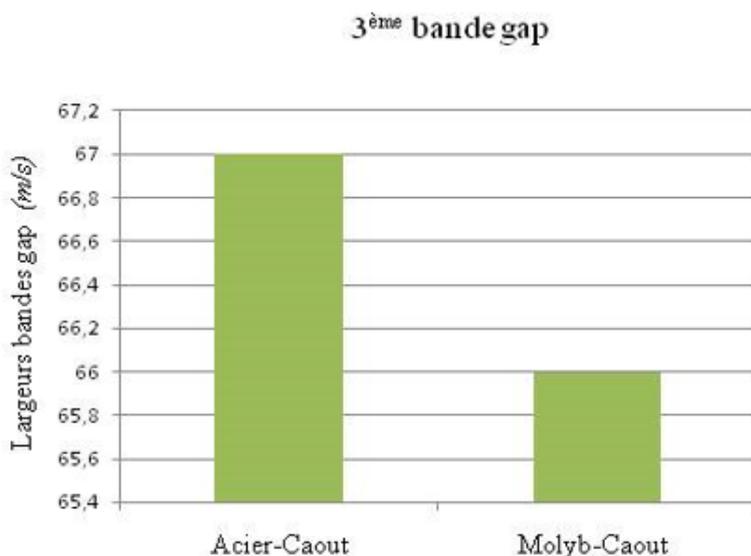


Figure 23 : Comparaison entre les largeurs de la 3^{ème} bande gap des 2 couples.

Calcul des fréquences centrales pour les bandes à basses et hautes fréquences

L'influence de la masse volumique du noyau métallique et du module d'élasticité de la couche d'élastomère sur l'ouverture et la position des bandes interdites est résumée sous forme d'histogrammes.

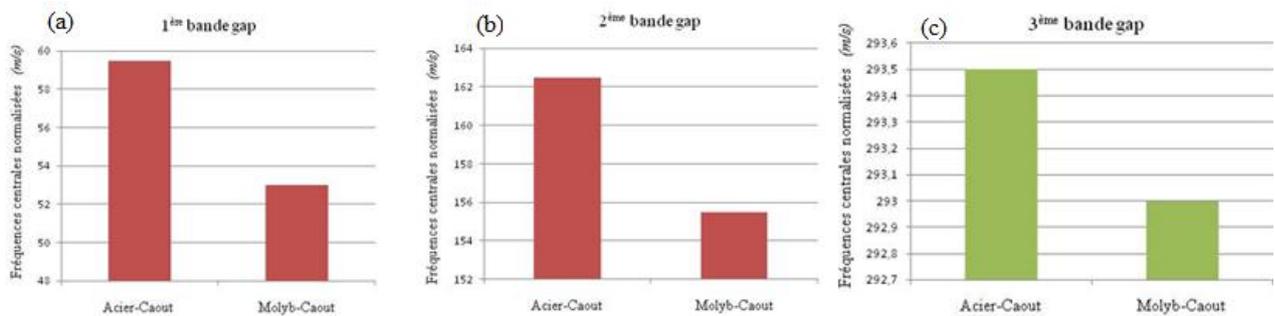


Figure 24 : Histogramme montrant l'évolution des fréquences centrales en basses et hautes fréquences en fonction des couples de matériaux utilisés "acier-caoutchouc " et "Molybdène-caoutchouc ", avec ($r_1/a=0.45$; $r_2/a=0.35$).

Nous remarquons sur l'histogramme de la figure (25) que les fréquences centrales diminuent de manière significative et ce pour les bandes à hautes fréquences (*HBF*) ainsi que pour les bandes à basses fréquences lorsqu'on remplace le noyau d'acier par un noyau de Molybdène. Comme l'élément Molybdène possède une densité (10.220) et un module d'élasticité (329GPa) plus grands que ceux de l'acier (7.87 et 209 GPa) donc on peut conclure dans le cas de notre histogramme que les fréquences des bandes à hautes fréquences (*HBF*) et à basses fréquences (*LBF*) diminuent à mesure que la densité et le module d'élasticité du métal augmentent.

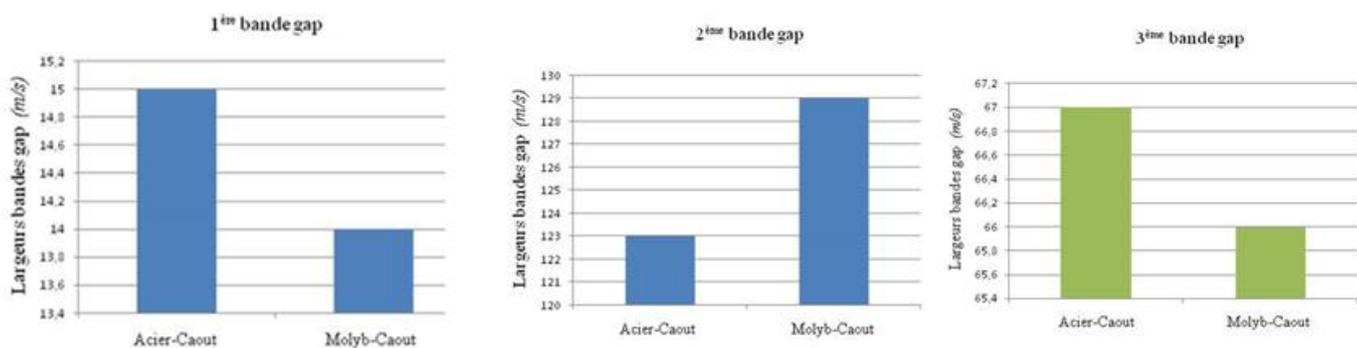


Figure 25 : Histogramme montrant l'évolution des largeurs des bandes gapen fonction des couples de matériaux utilisés "acier-caoutchouc " et "Molybdène-caoutchouc ", avec ($r_1/a=0.45$; $r_2/a=0.35$).

Nous remarquons sur l'histogramme de la figure (26) que les largeurs des bandes interdites pour les deux couples de matériaux "acier-caoutchouc " et "Molybdène-caoutchouc ", décroissent en passant du noyau d'acier au noyau du molybdène et ce dans le cas de la 1^{ère} et la 3^{ème} bande. Ceci peut s'expliquer par l'effet du cylindre en caoutchouc. En effet le caoutchouc possède le module de Young E le plus bas des quatre constituants de l'unité de base utilisée (béton, acier, caoutchouc et Molybdène) ce qui fait vraisemblablement chuter les bandes interdites d'une manière très appréciable.

Par contre dans la 2^{ème} bande gap de l'histogramme les largeurs des bandes interdites pour les deux couples augmentent en passant de l'acier au Molybdène. Ceci peut s'expliquer par le fait que l'acier possède un module d'Young E plus faible que celui de l'autre Molybdène.

Tableau 4 : Largeurs relatives exprimées par le rapport $\Delta f / f_0$

	LBF (1 ^{er} bande gap)	HBF	
		2eme bande gap	3eme bande gap
$\Delta f / f_0$ (Acier)	23.3%	74%	17.9%
$\Delta f / f_0$ (Molybdène)	24.8%	81.46%	17.14%

Le tableau 4 présente les valeurs des largeurs relatives calculées pour les deux couples étudiés, pour les trois bandes interdites. On peut noter à travers les valeurs du tableau 3.1, que le couple de matériaux "Molybdène-caoutchouc" enregistre la meilleure largeur relative aussi bien en basses fréquences (LBF) qu'en hautes fréquences (HBF) avec respectivement 24.8 et 81.46%.

Enfin nous avons accompagné le tableau 4 d'un histogramme pour confirmer notre résultat.

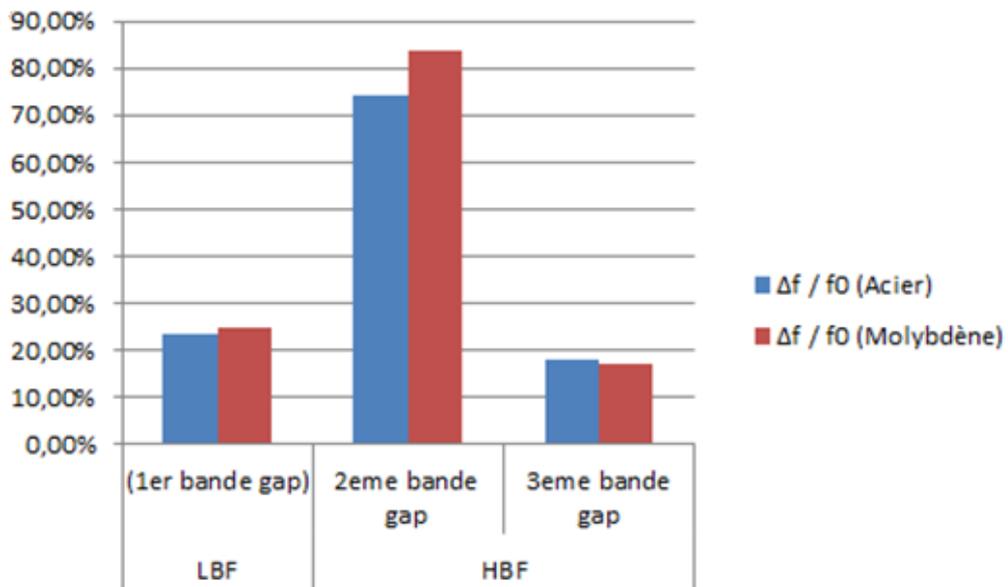


Figure 26 : Histogramme montrant l'évolution des Largeurs relatives en basses et hautes fréquences en fonction des couples de matériaux utilisés "acier - caoutchouc " et "Molybdène - caoutchouc".

CONCLUSION

Le travail présenté dans ce mémoire, s'inscrit dans le cadre d'une contribution à l'étude des structures phononiques en basse fréquences. Ces structures étant munies de résonateurs qui entraînent l'apparition de bandes interdites ou bandes gap synonymes de blocage de certaines bandes de fréquences. Les structures phononiques avec des résonateurs sont généralement constituées d'un substrat de cylindres émergents composées d'un matériau ayant une masse volumique et des constants élastiques différents de celles du substrat.

Les structures des modèles étudiés sont conçues et simulées à l'aide du logiciel Comsol Multiphysics. Ce logiciel numérique est basé sur la méthode des éléments finis (FEM).

La cellule de base étudiée a été créée à l'aide du logiciel Comsol Multiphysics et est constituée d'un matériau (béton) et d'un noyau en acier enrobé dans une couche de caoutchouc, tout en faisant tout d'abord apparaître les bandes gap. Le résonateur composé du noyau en acier et d'un cylindre en caoutchouc a la particularité d'émerger du substrat en béton le métal avec la même hauteur. Ce même noyau d'acier sera dans une seconde phase remplacé par celui en molybdène.

La première phase de l'étude a enregistré des résultats intéressants avec l'apparition de trois bandes interdites.

La seconde phase où la substitution du noyau d'acier par celui en Molybdène dans le modèle de base de la première phase a influé sur la position et la largeur des bandes gaps obtenues dans la première phase.

Les résultats ont enregistré un glissement des bandes gaps vers les basses fréquences avec une amélioration sensible des largeurs relatives dans le cas du Molybdène.

Le choix des constituants des matériaux composites étant beaucoup plus large dans le cas des structures périodiques notamment ceux des élastomères; il serait alors intéressant d'envisager à l'avenir, on l'espère de pouvoir faire d'autres simulations avec d'autres matériaux.

La considération d'un métal pour le noyau lourd du résonateur avec une masse volumique et un module de Young supérieurs à ceux de l'acier serait très utile afin d'apprécier véritablement le glissement des bandes gaps vers les basses fréquences. La prise en considération du caractère viscoélastique de la couche d'élastomère viendrait également enrichir ce travail de mémoire.

Références bibliographiques :

- [1] M. Sigalas, and E.N. Economou, *Solid State Commun.* 86, 141 (1993)
- [2] T-C. Wu, T-T. Wu, and J-C Hsu, *Phys. Rev. B* 79, 104306 (2009).
- [3] M. Sigalas, and E. N. Economou, *J. Sound Vib.* 158, 377 (1992)
- [4] M. Sigalas, and E.N. Economou, *Solid State Commun.* 86, 141 (1993)
- [5] M. S. Kushwaha, P. Halevi, L. Dobrzynski, and B. Djafari-Rouhani, *Phys. Rev. Lett.* 71, 2022 (1993)
- [6] M. S. Kushwaha, P. Halevi, G. Martinez, L. Dobrzynski, and B. Djafari-Rouhani. *Phys. Rev. B* 49, 2313 (1994) 18 J. O. Vasseur, B. Djafari-Rouhani, L. Dobrzynski, M. S. Kushawaha, and P. Halevi, *J. Phys. : Condens. Matter*, 6, 8759 (1994).
- [8] M. M. Sigalas and E. N. Economou, *J. Appl. Phys.* 75, 2845 (1994)
- [9] Y. Tanaka, and S-I.Tamura, *Phys. Rev. B* 58, 7958 (1998).
- [10] A. khelif, M. Wilm, V. Laude and S. Ballandras, *Phys. Rev. E* 69, 067601 (2004)
- [11] V. Laude, Y. Achaoui, S. Benchabane, and A. Khelif, *Phys. Rev. B* 80, 092301 (2009).
- [12] Y. Tanaka, Y Tomoyasu, and S-I Tamura, *Phys. Rev. B* 62, 7387 (2000)
- [13] Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, J. O. Vasseur, and H. Larabi, *Appl. Phys. Lett.* 87, 261912 (2005)
- [14] M. M. Sigalas and E. N. Economou, *Europhys. Lett.* 36, 241 (1996).
- [15] L-Y.Wu, L-W.Chen and C-M.Liu, *Phys. Lett. A* 373, 1189 (2009).
- [16] V. Romero-Garcia, J. V. Sanchez-Pérez, and L. M. Garcia-Raffi, *J. Appl. Phys.* 108, 044907 (2010)
- [17] C. Qiu, and Z. Liu, *Appl. Phys. Lett.* 89, 063106 (2006).
- [18] X. D. Zhang, and Z. Y. Liu, *Appl. Phys. Lett.* 85, 341 (2004).
- [19] L.Feng, X-P. Liu, Y-B. Chen, Z-P. Huang, Y-W. Mao, Y-F. Chen, J. Zi, and Y-Y. Zhu, *Phys. Rev. B* 72, 033108 (2005)
- [20] L. Feng, X-P.Liu, M-H.Lu, Y-B. Chen, Y-F. Chen, Y-W. Mao, J. Zi, Y-Y. Zhu, S-N. Zhu, and N-B. Ming, *Phys. Rev. B* 73, 193101 (2006).
- [21] Z. Liu, C. T. Chan, P. Sheng, A. L. Goertzen, and J. H. Page, *Phys. Rev. B* 62, 2446 (2000).
- [22] P-F.Heisch, T-T.Wu, and J-H Sun, *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelectr.Freq. Control*, 53, 148 (2006).
- [23] S. Yang, J. H. Page, Z. Liu, M. L. Cowan, C. T. Chan, and Ping Sheng, *Phys. Rev. Lett.* 93, 024301 (2004)
- [24] Z. Liu, X. Zhang, Y. Mao, Y. Y. Zhu, Z. Yang, C. T. Chan, and P. Sheng, *Science* 289, 1734 (2000)
- [25] Z. Liu, C. T. Chan, and Ping Sheng, *Phys. Rev. B* 71,014103 (2005)
- [26] Y. Tanaka, and S. I. Tamura, *Phys. Rev. B* 60, 13294 (1999).
- [27] T-T. Wu, Z-G. Huang and S. Lin, *Phys. Rev. B* 69, 094301 (2004)
- [28] V.Laude, M. Wilm, Sarah Benchabane, and A. Khelif, *Phys. Rev. E* 71, 036607 (2005)
- [29] J-C.Hsu, and T-T.Wu, *Phys. Rev. B* 74, 144303 (2006).
- [30] J-H.Sun and T-T.Wu, *Phys. Rev. B* 74,174305 (2006).
- [31] B. Djafari-Rouhani, J. O. Vasseur, A. C. Hladky-Hennion, P. Deymier, F. Duval, B. Dubus, and Y. Pennec, *Photonics Nanostruct. Fund.Appl.* 6, 32 (2008).
- [32] T-C.Wu, T-T.Wu, and J-C Hsu, *Phys. Rev. B* 79, 104306 (2009).
- [33] X. Hu, Y. Shen, X. Liu, R. Fu, and J. Zi, *Phys. Rev. E* 69, 030201 (2004).
- [34] M. Wilm, S. Ballandras, V. Laude, and T. Pastureauud, *J. Acoust. Soc. Am.* 112, 943 (2002)
- [35] J. O. Vasseur, P. A. Deymier, B. Djafari-Rouhani, Y. Pennec, and A-C.Hladky-Hennion. *Phys. Rev. B* 77, 085415 (2008)
- [36] Z. Hou, and B. M. Assouar, *Phys. Lett. A* 372, 2091 (2008). 41
- [37] Z. Hou, and B. M. Assouar, *J. Phys. D : Appl. Phys.* 42, 085103 (2009).
- [38] uploaded by [Vincent Laude](#)
- [39] T.-T.Wu, Z.-G.Huang, T.-C.Tsai, and T.-C. Wu, *Appl. Phys. Lett.* 93, 111902 (2008).
- [40] Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, H. Larabi, J.O. Vasseur, and A. C. Hladky-Hennion, *Phys. Rev. B* 78, 104105 (2008).
- [41] Mourad Oudich Contribution à l'étude des cristaux phononiques à résonance locale dans les ré
- [42] Laude, Vincent, Sarah Benchabane, and Jean-Charles Beugnot. "Cristaux phononiques et phoXoniques: son et lumière pris au piège-Que peuvent apporter à l'optoacoustique des cristaux artificiels pour les ondes acoustiques?." *Photoniques* 54 (2011): 49-53.
- [43] [phononics-microscopy/fr/vulgarisation-une-introduction-aux-cristaux-phononiques](#)
- [44] [cristaux-phononiques-et-phoxoniques-son-et-lumiere-pris-au-piege_pdf](#)

- [45] Laude, Vincent, Sarah Benchabanet, and Jean-Charles Beugnot. "Cristaux phononiques et photoniques: son et lumière pris au piège-Que peuvent apporter à l'optoacoustique des cristaux artificiels pour les ondes acoustiques?." *Photoniques* 54 (2011): 49-53.
- [46] B. Bonello, C. Charles, T. Brunet (INSP-Paris), J. Vasseur, B. Djafari-Rouhani (IEMN-Lille).
- [47] Sarah Benchabane ``Guidage et filtrage des ondes dans les cristaux phononiques``soutenance de thèse, Institut FEMTO-ST, Département LPMO 2006.
- [48] Dubusa, B., et al. "Bande interdite de Bragg d'origine électrique dans les cristaux phononiques piézoélectriques une dimension. Article, " *12ème Congrès Français d'Acoustique, CFA 2014*. 2014.
- [49] Le silicium nanoporeux: microstructuration diélectrique et application aux structures photoniques avancées - Scientific Figure on ResearchGate. Available from: https://www.researchgate.net/figure/a-Schema-dun-milieu-dielectrique-periodique-fini-b-Spectre-de-reflectivite-typique_fig4_243382550 [accessed 25 Oct, 2022].
- [50] Oudich, Mourad. *Contribution à l'étude des cristaux phononiques à résonance locale dans les régimes sonique et hypersonique: approches théorique et expérimentale*. Soutenance deThèse . Université Henri Poincaré-Nancy 1, 2011.
- [51] Z. Liu, X. Zhang, Y. Mao, Y. Y. Zhu, Z. Yang, C. T. Chan, and P. Sheng, locally resonant sonic materials, *Science* 289, 1734 (2000).
- [52] Pennec, Yan. *Propagation et localisation des ondes élastiques et électromagnétiques dans les matériaux phononiques, photoniques et plasmoniques*. Mémoire. Université des Sciences et Technologies de Lille, 2010.
- [53] TABTI, Khaoula, and Leyla ALLAL. *Contribution à l'étude des cristaux phononiques pour des applications dans le domaine de la détection d'épaisseur*, Mémoire de master, UnivM'sila, 2020.
- [54] Ashcroft & Mermin 1976 , p. 134.
- [55] BEN SAADIA, Ahmed. *Etude et simulation d'une barrière de bruits conçue à base des cristaux phononiques bidimensionnels*, Mémoire de master, Université Mohamed Boudiaf-M'sila, 2018.
- [56] Charles Kittel (trad. Nathalie Bardou, Évelyne Kolb), *Physique de l'état solide* [« Solid state physics »], Livre, 1998.
- (57)Walid, H. E. R. I. Z. I. *Etude théorique de la propagation des ondes acoustique dans une membrane à cristal phononique bidimensionnels*, Mémoire de master, UNIVERSITE DE MOHAMED BOUDIAF M'SILA FACULTE DE TECHNOLOGIE, 2016.
- [58] AMRANE AMINE PERSPECTIVES D'UTILISATION DES RESEAUX PERIODIQUES POUR L'ISOLATION DE STRUCTURES SOUMISES AUX VIBRATIONS D'ORIGINES SISMIQUES OU MECANIQUES.
- [59] M. S. Kushwaha, P. Halevi, G. Martinez, L. Dobrzynski, and B.D. Rouhani, Theory of acoustic band structure of periodic elastic composites, *Physical Review B*. 49(4), (1994).
- [60] M. Sigalas, M.S. Kushwaha, E.N. Economou, M Kafesaki, I.E. Psarobas, and W. Steurer, Classical vibrational modes in phononic lattices: theory and experiment, *Z. Kristallogr.* 220, (2005), pp.765–809.