

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MOHAMED BOUDIAF - M'SILA

FACULTE DE TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

N° :.....



DOMAINE : SCIENCES ET
TECHNOLOGIES
FILIERE : ELECTRONIQUE
OPTION : INSTRUMENTATION

**Mémoire présenté pour l'obtention
Du diplôme de Master Académique**

Par:

BEN SAADIA Ahmed
SOUISSI Khaled

Intitulé

**Etude et simulation d'une barrière de bruits
conçue à base des cristaux phononiques
bidimensionnels**

Soutenu devant le jury composé de:

Dr. BOURAS Mounir	Université M'sila	Président
Dr. KAHLOUCHE Ahmed	Université M'sila	Rapporteur
Dr. SAADA KHALKHAL Fayssal	Université M'sila	Examineur

Année universitaire : 2017 /2018

Remerciements

Nous tenons tout d'abord à remercier Allah le tout puissant et miséricordieux, qui nous a donné la force et la patience d'accomplir ce Modeste travail.

En second lieu, nous tenons à remercier notre encadreur Mr. (KAHLOUCHE AHMED), son précieux conseil et son aide durant toute la période du travail.

Nos vifs remerciements vont également aux membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à notre recherche en acceptant d'examiner notre travail Et de l'enrichir par leurs propositions.

Nous adressons nos plus sincères remerciements à tous nos proches et amis, qui nous ont toujours encouragée au cours de la réalisation de ce travail.

Enfin, nous tenons également à remercier toutes les personnes qui ont participé de près ou de loin à la réalisation de ce travail.

SOMMAIRE

Sommaire.....	I
Liste des Figures.....	VI
Liste des Tableaux.....	X
INTRODUCTION GENERALE.....	2

CHAPITRE I

PROPAGATION DES ONDES ACOUSTIQUES DANS UN MILIEU

ELASTIQUE

INTRODUCTION.....	5
1.1. ONDES ACOUSTIQUES.....	5
1.2. ONDES LONGITUDINALES ET ONDES TRANSVERSALES.....	6
1.2.1. ONDES LONGITUDINALES.....	6
1.2.2. ONDES TRANSVERSALES.....	7
1.3. DIFFERENTS TYPES D'ONDES ACOUSTIQUES.....	7
1.3.1. ONDES DE SURFACE.....	7
1.3.2. ONDES DE RAYLEIGH.....	8
a. Interface vide / solide.....	8
b. Interface liquide /solide.....	8
1.3.3. ONDES DE STONELEY.....	9
1.4. INTRODUCTION AUX PARAMETRES ELASTIQUES.....	9
1.4.1. RELATION ENTRE CONTRAINTES ET DEFORMATIONS.....	9
1.4.2. LOIS DE SNELL-DESCARTES.....	10
1.4.3. ANGLES CRITIQUES.....	11
1.4.4. IMPEDANCE ACOUSTIQUE.....	12
1.4.5. COEFFICIENT DE REFLEXION.....	12
1.5. CONSTANTES ELASTIQUES D'UN MILIEU DE PROPAGATION.....	13
1.5.1. MODULE DE YOUNG.....	13
1.5.2. MODULE DE CISAILLEMENT.....	14
1.5.3. MODULE DE POISSON	15
1.5.4. MODULE DE COMPRESSIBILITE.....	16
1.6. QUELQUES APPLICATIONS DES ONDES.....	16
ACOUSTIQUES.....	16
1.6.1. Applications médicales.....	16

I.6.2. Détection et localisation de fuites.....	18
I.6.3. Application au sonar	19
CONCLUSION.....	20

CHAPITRE II

GENERALITES SUR LES CRISTAUX PHONONIQUES

BIDIMENSIONNELS

INTRODUCTION.....	22
II.1. LES CRISTAUX PHONONIQUES.....	22
II.1.1. DEFINITION.....	22
II.1.2. HISTORIQUE ET CONCEPT.....	23
II.1.3. COMPARAISON ENTRE CRISTAUX PHONONIQUES ET PHOTONIQUES..	24
II.2. DIFFERENTS FAMILLES DES CRISTAUX PHONONIQUES.....	26
II.2.1. CRISTAUX PHONONIQUES UNIDIMENSIONNELS.....	26
II.2.2. CRISTAUX PHONONIQUES BIDIMENSIONNELS.....	26
II.2.3. CRISTAUX PHONONIQUES TRIDIMENSIONNELS.....	27
II.3. DIFFERENTS TYPES DES RESEAUX D'UN CRISTAL PHONONIQUE 2D.....	28
II.3.1. RESEAU CARRE.....	28
II.3.2. RESEAU TRIANGULAIRE.....	29
II.3.3. RESEAU HEXAGONAL.....	29
II.4. BANDES INTERDITES PHONONIQUES.....	30
II.4.1. RESEAU RECIPROQUE ET ZONE DE BROUILLIN.....	30
II.4.1.1. RESEAU RECIPROQUE.....	30
II.4.1.2. ZONE DE BRILLOUIN.....	31
II.4.2. DIAGRAMME DEBANDE.....	32
II.4.3. PARAMETRES INFLUENCE SUR LA BANDE INTERDITE.....	32
a. La topologie du réseau.....	32
b. Le facteur de remplissage.....	33
c. La masse volumique.....	33
d. La vitesse de propagation.....	33
II.5. APPLICATION DES CRISTAUX PHONONIQUES.....	34
II.5.1. GUIDES D'ONDES.....	34

II.5.2. CAVITES RESONANTES ET RESONATEURS ACOUSTIQUES.....	36
II.5.3. COUPLAGE GUIDES/CAVITES.....	37
II.5.4. FILTRAGE ET MULTIPLEXAGE DES ONDES ACOUSTIQUE.....	37
CONCLUSION.....	38

CHAPITRE III

METHODES NUMERIQUES DE SIMULATIONS

INTRODUCTION.....	40
III.1. METHODE DE DIFFERENCE FINIES TEMPOR ELLE (FDTD).....	40
III.1.1. PRINCIPE DE LA METHODE FDTD.....	41
III.1.2. APPLICATION DE FDTD POUR LE CALCUL DES BANDES.....	41
III.1.3. CALCUL DU COEFFICIENT DE TRANSMISSION.....	42
III.1.4. CONDITIONS AUX LIMITES PML (PERFECTLY MATCHEDLAYER)	44
III.1.5. COEFFICIENT DE TRANSMISSION.....	44
III.1.6. AVANTAGES ET LIMITATIONS DE LA FDTD.....	45
III.2. LA METHODE DES ELEMENTS FINIS (FEM).....	45
III.2.1. PRINCIPE DE LA METHODE FEM.....	46
III.2.2. FORMULATION VARIATIONELLE OU FORME FAIBLE.....	46
III.2.3. MAILLAGE, FONCTIONS DE FORME ET RESOLUTION.....	47
III.2.4. CONVERGENCE.....	47
III.3. METHODE DE DIFFUSION MULTIPLE.....	48
III.4. METHODE DE DECOMPOSITION EN ONDES PLANES.....	48
III.4.1. INTRODUCTION A LA METHODE PWE.....	48
III.4.2. PRINCIPE DE LA METHODE PWE.....	49
III.4.3. AVANTAGES ET INCONVENIENTS.....	52
CONCLUSION.....	52

CHAPITRE IV

RESULTATS DE SIMULATION ET DISCUSSIONS

INTRODUCTION.....	55
IV.1. PREMIERE STRUCTURE (Structure 2D à réseau carré).....	55
IV.1.1. INFLUENCE DES PARAMETRES GEOMETRIQUES.....	56
a. Influence de la période du réseau.....	56

b. Influence du rayon des inclusions.....	58
c. Influence du facteur de remplissage.....	60
IV.1.2. INFLUENCE DES PARAMETRES PHYSIQUES.....	61
a. Influence de la vitesse de propagation.....	61
b. Influence de la masse volumique.....	62
IV.2. DEUXIEME STRUCTURE (Structure 2D à réseau triangulaire).....	63
IV.2.1. INFLUENCE DES PARAMETRES GEOMETRIQUES.....	64
a. Influence de la période du réseau	64
b. Influence du rayon des inclusions.....	66
c. Influence du facteur de remplissage ff (%).....	68
IV.2.2. INFLUENCE DES PARAMETRES PHYSIQUES.....	69
a. Influence de la vitesse de propagation.....	69
b. Influence de la masse volumique.....	70
CONCLUSION.....	71
CONCLUSION GENERALE.....	72
BIBLIOGRAPHIE.....	73

CHAPITRE I : PROPAGATION DES ONDES ACOUSTIQUES DANS UN MILIEU ELASTIQUE

Figure I.1: Fréquences et domaines d'application des ondes acoustiques et élastiques.....	5
Figure I.2 : Schéma d'un solide traversé par une onde acoustique longitudinale.....	6
Figure I.3: Schéma d'un solide traversé par une onde acoustique transversale.....	7
Figure I.4 : Vocabulaire associé à la réfraction entre deux milieux	10
Figure I.5: Schéma représentatif de l'angle critique.....	11
Figure I.6: Coefficient de réflexion $R(\theta)$ de la structure eau / Si_3N_4	12
Figure I.7 : Schéma du principe de cisaillement	14
Figure I. 8: Schéma explicatif pour calculer le coefficient de poisson.....	15
Figure I.9: Principe de fonctionnement d'un échographe.....	17
Figure I.10: structure de la détection des fuites dans les installations industrielles	18
Figure I.11: l'émission d'une onde acoustique dans un milieu homogène et isotrope	19
Figure I.11: le retard τ entre pic signaux acoustiques émis et reçu	20

CHAPITRE II : GENERALITES SUR LES CRISTAUX PHONONIQUES BIDIMENSIONNELS

Figure II.1 : Structure de bandes pour un cristal phononique consistant en un arrangement de tiges d'aluminium dans une matrice de nickel.....	23
Figure II.2 : Sculpture minimaliste de l'artiste Eusebio Sempere, qui a servi de support à la première démonstration expérimentale de bandes interdites pour les ondes élastiques.....	24
Figure II.3: Représentation Schématique des cristaux phononiques a) Unidimensionnel 1D, b) Bidimensionnels 2D, c) Tridimensionnels 3D.....	26
Figure II. 4 : Différentes structures 2D : structure à réseau carrée (a), structure à réseau triangulaire (b) et structure à réseau hexagonale (c).....	27

Figure II.5: Exemples de structures 3D: structure cubique (a), tas de bois(b), structure multicouches (c), opales ou opales inversées(d)	27
Figure II.6: Représentation schématique d'un cristal phononique 2D: Réseau carré ou réseau triangulaire	28
Figure II.7 : Représentation : a) d'un réseau carré, b) son réseau réciproque, c) de sa zone de Brillouin.....	29
Figure II.8 : Représentation : a) d'un réseau triangulaire, b) de son réseau réciproque, c) et de sa zone de Brillouin.....	29
Figure II.9 : Représentation schématique: a) d'un réseau hexagonal, b) de son réseau réciproque, c) et de sa zone de Brillouin	30
Figure II. 10: (a) 1 ^{ere} , (b) 2 ^{ieme} , (c) 3 ^{ieme} zone de Brillouin d'un réseau carré.....	31
Figure II.11 : Guide d'ondes phononique: (a) guide d'ondes linéaire W1et (b) guide d'ondes coudé 90°	34
Figure I.12: Transmission à travers un guide W1dans un cristal phononique constitué de tubes d'acier dans l'eau. (a) transmission calculée (pointillés) et mesurée (trait plein) et (b) pression simulée dans le dispositif	35
Figure II.13: Transmission à travers un guide coudé formé par l'omission d'inclusions dans un cristal phononique constitué de tubes d'acier dans de l'eau. (a) transmission calculée (pointillés) et mesurée (trait plein) et (b) pression simulée dans le dispositif.....	35
Figure II.14 : Transmissions mesurées (lignes pleines) et calculées (lignes pointillées) en fonction de la fréquence pour (a) une cavité résonante, (b) deux cavités alignées dans la direction de propagation, (c) deux cavités alignées dans la direction perpendiculaire à la propagation et (d) une série de cavités formant un guide. (e) pression calculée dans une série de cavités formant un guide identique à la figure (d) selon	36
Figure II.15: Transmission mesurée (lignes pleines) et calculée (pointillés) pour (a) un guide d'ondes linéaire, (b) un guide couplé à une cavité, (c) un guide couplé à une	

cavité longue à cheval sur le guide et (d) un guide bordé de cavités sur ces deux côtés, d'après..... 37

Figure II.16 : Schéma de principe d'un dispositif de multiplexage38

CHAPITRE III : METHODES NUMERIQUES DE SIMULATIONS

Figure III.1 : Exemple de spectre de transmission dans un cristal phononique bidimensionnel pour un vecteur d'onde fixé 42

Figure III.2: Cristal phononique 2D constitué de cylindres en aluminium disposés périodiquement suivant un réseau carré dans une matrice d'époxy 43

Figure III.3 : Le modèle adopté pour le calcul du coefficient de transmission du cristal phononique de la figure III.2..... 43

Figure III.4 : Coefficient de transmission des ondes planes en fonction de fréquences pour une structure à CP2D composée de cylindres d'acier dans une matrice d'époxy44

Figure III.5: Structure du cristal phononic PVC-AIR (PC) avec un réseau carré de paramètr $a=27\text{mm}$, et $R=12,9\text{mm}$ 51

Figure III.6 : structure de bande déterminée par méthode d'onde plane (PWE) pour PVC-Air (PC) avec un réseau carré 52

CHAPITRE IV : RESULTATS DE SIMULATION ET DISCUSSIONS

Figure IV.1 : Crystal sonique 2D constitué de PVC/Air à réseau carré 55

Figure IV .2: Diagramme de bandes dans le cas d'un cristal phononique 2D Formé par des inclusions de PVC plongées dans l'air..... 56

Figure IV.3 : Diagramme de bandes dans le cas d'un cristal sonique PVC/Air : (a) Pour $a= 22 \text{ mm}$, (b) Pour $a= 18 \text{ mm}$ 57

Figure IV.4 : Variations des propriétés des bandes phononiques en fonction de la période du réseau carré « a »..... 58

Figure IV.5: Diagramme de bandes dans le cas d'un cristal phononique 2D : (a) Pour $r= 7 \text{ mm}$, (b) Pour $r= 9.3 \text{ mm}$59

Figure IV.6 : Variations des propriétés des bandes phononiques

en fonction du rayon « r » des inclusions de PVC	60
Figure IV.7 : Variations de la largeur de la bande phononique ouverte en fonction de la fraction de remplissage.....	61
Figure IV.9 : Variations de la bande interdite phononique en fonction du contraste dans la vitesse de propagation longitudinale	62
Figure IV.10: Variations des propriétés des bandes phononiques en fonction du contraste dans la masse volumique en Kg/m ³	63
Figure IV.11 : (a) Crystal sonique 2D constitué de PVC/Air à réseau triangulaire, (b) Diagramme de bandes pour a=20mm et r=8mm	64
Figure IV.12: Diagramme de bandes dans le cas d'un cristal phononique 2D à réseau triangulaire PVC/Air : (a) Pour a= 18 mm, (b) Pour a= 24 mm	65
Figure IV.13 : Variations des propriétés des bandes phononiques en fonction de la période du réseau carré « a »	66
Figure IV.14: Diagramme de bandes dans le cas d'un cristal phononique 2D à réseau triangulaire PVC/Air : (a) Pour r= 7 mm, (b) Pour a= 9.7 mm	66
Figure IV.15 : Variations des propriétés des bandes phononiques en fonction du rayon « r » des inclusions de surface cercle.....	67
Figure IV.16 : Variations de la largeur de la bande phononique ouverte en fonction de la fraction de remplissage.....	69
Figure IV.17 : Variations des propriétés des bandes phononiques en fonction de la vitesse de propagation.....	70
Figure IV.18: Variations des propriétés des bandes phononiques en fonction du contraste dans la masse volumique en Kg/m ³	71

CHAPITRE I
PROPAGATION DES ONDES ACOUSTIQUES DANS UN MILIEU
ELASTIQUE

Tableau I.1: Modules de Young et de cisaillement pour quelques matériaux.....14
Tableau I.2 : Coefficient de poisson pour quelques matériaux élastiques.....15

CHAPITRE II
GENERALITES SUR LES CRISTAUX PHONONIQUES
BIDIMENSIONNELS

Tableau II.1. Propriétés clés pour l'étude des structures de bandes dans les matériaux tridimensionnels isotropes25

CHAPITRE IV
RESULTATS DE SIMULATION ET DISCUSSIONS

Tableau IV.1 : Constantes élastiques des matériaux utilisés.....56
Tableau IV.2 : Influence de la période du réseau «a » sur les propriétés de bandes phononiques ouverte 57
Tableau IV.3 : Influence du rayon des inclusions «r » sur les propriétés des bandes phononiques interdites59
Tableau IV.4 : Influence du facteur de remplissage sur les propriétés des bandes interdites phononiques 60
Tableau IV.5 : Influence de la vitesse de propagation longitudinal sur la bande interdite phononique61
Tableau IV.6 : Influence de la masse volumique sur les propriétés des bandes62
Tableau IV.8 : Influence de la période du réseau triangulaire « a » sur les propriétés des bandes phononiques ouvertes 68
Tableau IV.9 : Influence du rayon des inclusions sur les propriétés des bandes phononiques interdites..... 67

Tableau IV.10 : Influence du facteur de remplissage sur les propriétés des bandes interdites phononiques **68**

Tableau IV.11 : Variations des propriétés des bandes phononiques en fonction de la vitesse de propagation..... **69**

Tableau IV.12 : Influence de la masse volumique sur les propriétés des bandes.

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

L'isolation des sons ou des vibrations élastiques est une problématique majeure dans le monde d'aujourd'hui. On sait que depuis longtemps un empilement de couches isole mieux qu'un seul matériau d'épaisseur identique à l'ensemble de l'empilement. Par exemple, un triple vitrage est constitué d'une alternance de couches air-verre: sa performance est meilleure qu'une seule vitre de triple épaisseur. Par ailleurs, on sait aussi que 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 solides.

A l'image des cristaux photoniques qui ont la propriété d'empêcher la lumière de se propager dans certaines gammes de fréquences, on peut concevoir des matériaux périodiques qui réfléchissent totalement les ondes ultrasonores ou le son. Ces matériaux permettent d'élaborer des écrans acoustiques (des isolants phoniques) bien plus efficaces que les isolants usuels et d'améliorer les caractéristiques acoustiques de certains types de transducteurs utilisés en imagerie médicale [1].

Les cristaux phononiques sont des structures périodiques qui présentant des variations périodiques de leurs propriétés élastiques suivant une, deux ou trois dimensions de l'espace. Ils disposent de ce fait et sous certaines conditions, la particularité de pouvoir interdire la propagation des ondes élastiques dans une gamme de longueurs d'ondes de même ordre de grandeur de la période du réseau de la structure. Il s'agit alors, comme en physique des solides et des cristaux photoniques, d'un phénomène de bande interdite élastiques, ce qui autorise la simple fabrication de dispositifs macroscopiques et leur champ d'application devient de plus en plus très large, allant de l'atténuation des ondes sismiques au filtrage radio-fréquence, en passant par l'isolation phonique [2,3]. Ces dernières années, l'étude de la propagation des ondes élastiques ou acoustiques dans les milieux élastiques périodiques a connu un énorme intérêt ; c'est dans ce contexte s'inscrit ce modeste travail. Le manuscrit présenté dans ce mémoire a été structuré en quatre chapitres.

Le premier chapitre nous sommes intéressés à donner quelques rappels et notions fondamentales sur les ondes élastiques ou acoustiques, leurs propagation dans les solides homogènes ainsi que leurs applications.

Le second chapitre du manuscrit est entièrement consacré aux cristaux phononiques bidimensionnels. Nous présentons tout d'abord un bref historique sur ces nouvelles structures, Puis, nous présentons une comparaison entre les cristaux phononiques, électroniques et

photoniques. Ensuite, nous sommes intéressés à donner quelques rappels et notions fondamentales et quelques applications de ces matériaux.

Dans le troisième chapitre, nous décrivons les différentes méthodes théoriques utilisés généralement pour l'étude et la modélisation des structures périodiques notamment les cristaux phononiques 2D. La méthode de développement en ondes planes est introduite en détail dans ce travail. Alors, Il existe, d'autres méthodes théoriques disponibles dans la littérature scientifique pour traiter le comportement des ondes élastiques dans ce type de structures telles que la méthode des différences finies, la méthode des éléments finis.....etc.

Quant au quatrième chapitre, il est entièrement dédié à l'étude de l'influence des paramètres géométriques et physiques sur les conditions d'ouverture des bandes soniques. Nous avons simulé l'influence des paramètres : le rayon des inclusions, la période du réseau, la vitesse de propagation et la masse volumique sur les propriétés des bandes soniques ouvertes dans deux cas de structures : Structure à réseau carré et structure à réseau triangulaire. Finalement, nous terminons ce manuscrit par une conclusion générale.

CHAPITRE I

PROPAGATION DES ONDES ACOUSTIQUES DANS UN MILIEU ELASTIQUE

INTRODUCTION

Les ondes acoustiques s'observent au quotidien et à toutes sortes d'échelles: les mouvements de la croûte terrestre lors d'un séisme, la propagation du son dans l'air, la détection sous-marine par sonar, l'échographie ou encore les télécommunications sans fil, reposent sur ces ondes. La gamme de longueur d'ondes couverte est donc immense, du mètre dans le cas des séismes, au micromètre dans le cas des télécommunications radiofréquence. Ces phénomènes de vibration s'observent même à l'échelle atomique: le transport de chaleur dans un matériau est lié à la propagation de phonons thermiques correspondant à une mise en vibration des atomes qui le composent.

Au cours de ce chapitre, nous sommes intéressés aux caractéristiques principales des différents types d'ondes acoustiques, on va présenter quelques généralités sur les milieux élastiques et leurs comportements vis à vis la propagation des ondes acoustiques. Enfin, nous terminerons ce chapitre en citant quelques applications des ondes acoustiques.

1.1. ONDES ACOUSTIQUES

Les ondes acoustiques font partie de notre environnement, une onde sonore est une perturbation mécanique qui se propage dans un milieu matériel. L'oreille humaine est un récepteur sensible à des ondes sonores dont la fréquence est comprise entre environ 20 Hz à 20 kHz, domaine situé entre celui des infrasons et celui des ultrasons. Les ondes acoustiques sont utilisées dans divers domaines tels que l'imagerie échographique du corps humain, la détection et la localisation d'objets sous-marins, l'étude des séismes et dans la téléphonie mobile. Le schéma ci-dessous indique les principales applications des ondes sonores, acoustiques et élastiques en fonction de la fréquence des signaux employés (figure I.1).



Figure I.1: Fréquences et domaines d'application des ondes acoustiques et élastiques [2]

La propagation d'une onde acoustique se traduit par des vibrations progressives des atomes composant le milieu élastique. Ce comportement vibratoire est dû aux forces d'inertie et celles de rappel élastique qui concourent entre elles en agissant sur les particules du milieu (support de la propagation). Ainsi, les caractéristiques d'une onde acoustique dépendent des propriétés élastiques et de la densité du milieu transporteur des vibrations (gaz, liquide ou solide). Sachant que les caractéristiques élastiques d'un matériau dépendent de sa structure cristallographique. Dans un milieu homogène et isotrope, les propriétés physiques des ondes acoustiques ou élastiques ne dépendront que de sa polarisation quelle que soit la direction de propagation (onde de volume). Dans le cas des milieux solides isotropes, la vitesse des ondes à polarisation longitudinale est supérieure à celle des ondes à polarisation transverse.

I.2. ONDES LONGITUDINALES ET ONDES TRANSVERSALES

La perturbation des particules du milieu de propagation qui résulte d'une onde sonore peut être longitudinale ou transversale.

1.2.1. ONDES LONGITUDINALES

Les ondes acoustiques sont dites longitudinales ou également appelées ondes de compression, lorsque le mouvement des particules constituant le milieu de propagation est faite en parallèle à la direction de propagation ; c'est-à-dire le vecteur de déplacement des particules est colinéaire au vecteur d'onde (figure I.2). Le passage d'une onde longitudinale plane entraîne une variation de la distance entre les plans parallèles contenant les particules si bien que le volume occupé par un nombre donné de particules varie. Les ondes longitudinales se propagent normalement dans les solides, les liquides et les gaz. Cependant, compte tenu des fréquences très élevées utilisées dans le contrôle non destructif, l'atténuation de ces ondes est extrêmement élevée dans les gaz. Ainsi, les ondes longitudinales ne se propagent réellement que dans les solides et les fluides.

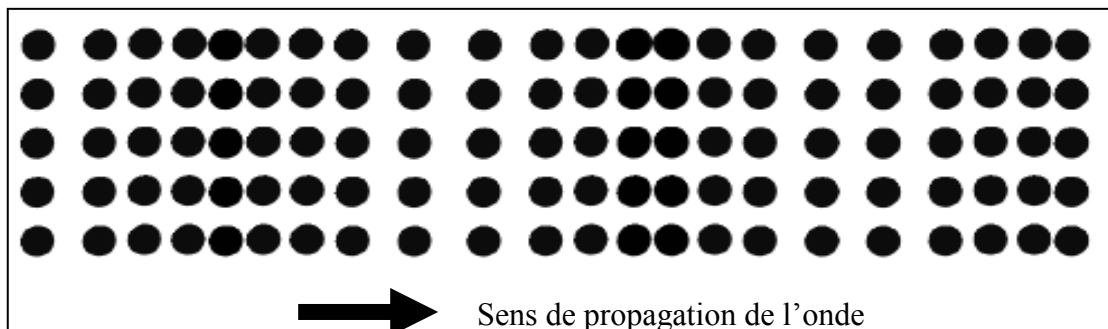


Figure I.2 : Schéma d'un solide traversé par une onde acoustique longitudinale [2]

1.2.2. ONDES TRANSVERSALES

Les ondes acoustiques transversales, plus communément appelées aussi ondes de cisaillement. Ce type d'ondes sont composées de déplacements perpendiculaires par rapport au direction de propagation. Par conséquent le glissement des plans parallèles ne donne lieu à aucune variation de volume puisque les distances entre les plans sont conservées. Si ces vibrations se font infiniment dans toutes les directions contenues dans ce plan, l'onde transversale est dite polarisée. Autrement dit, elles sont caractérisées par une polarisation perpendiculaire au vecteur d'onde ou tout simplement, les particules oscillent de part et d'autre de la droite de leur position initiale. Les ondes transversales ne se propagent que dans les solides ou dans les liquides visqueux. La figure I.3 représente le schéma d'un solide traversé par une onde transversale.

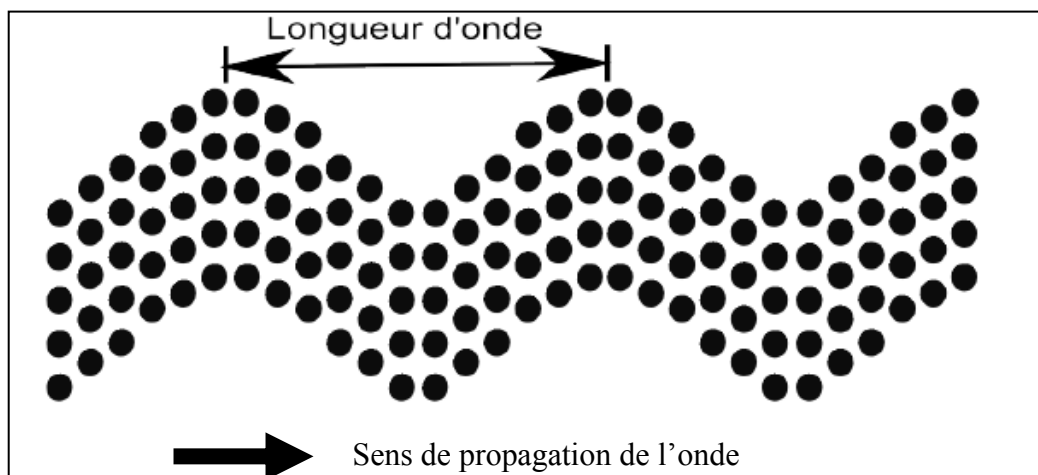


Figure I.3: Schéma d'un solide traversé par une onde acoustique transversale [2]

I.3. DIFFERENTS TYPES D'ONDES ACOUSTIQUES

I.3.1. ONDES DE SURFACE

Les ondes acoustiques de surface se trouvent à la frontière plane d'un milieu semi-infini. Dans ce type d'onde l'amplitude décroît exponentiellement avec la profondeur et n'affecte donc le substrat que sur une épaisseur de l'ordre de la longueur d'onde. Les ondes de surface n'affectent que les particules d'un matériau qui se trouve à proximité immédiate de sa surface de séparation avec l'air ou avec un autre milieu. Elles se propagent généralement, sur une épaisseur correspondante à la longueur d'onde [3].

Dans un matériau élastique donné, les vitesses de propagation des ondes acoustiques de surface sont toujours inférieures à celles des ondes de volume. Cela est dû au fait que les

particules qui se trouvent à la surface libre ne subissent les forces de cohésion élastiques que d'un seul côté, alors que les ondes de volume affectent des particules qui sont entourées de tous les côtés dans le milieu. Les ondes de surface sont très complexes et les vibrations des particules peuvent être diverses.

I.3.2. ONDES DE RAYLEIGH

L'existence d'une onde sur la surface libre plane d'un milieu semi-infini a été découverte par Lord Rayleigh en 1885 [4], ce type d'onde est connu sous le nom d'onde de Rayleigh. Ce mode d'ondes acoustiques de surface est constitué par la superposition des ondes longitudinale et transversale se propageant le long de la surface libre avec une vitesse de phase commune. Selon la nature de l'interface, vide/solide ou liquide/solide, les ondes qui s'y propagent sont appelées ondes de Rayleigh ou ondes de Rayleigh généralisées.

Les ondes de Rayleigh ont reçu un intérêt considérable grâce à leur utilité pour la détection des défauts de surface dans le test ultrasonique non destructif des matériaux. En plus, elles ont été employées dans la construction des lignes à retard électromécaniques utilisées pour les radars et les systèmes de télécommunications.

a. Interface vide / solide

L'onde de Rayleigh est particulièrement typique à l'acoustique, car elle dépend de la capacité du milieu à supporter les contraintes longitudinale et transversale. Cette onde se propage à la surface d'un solide semi-infini, limité par le vide dans lequel l'amplitude de déplacement des ondes dans le matériau est plus grande à la surface libre puis décroît exponentiellement en s'éloignant de cette surface [4]. Par conséquent, l'énergie mécanique transportée par l'onde est concentrée dans une région de l'ordre de la longueur d'onde en profondeur au-dessous de l'interface vide/solide. Contrairement à l'onde de volume qui s'étale comme le carré de l'inverse de la profondeur de la pénétration, l'onde de surface qui se trouve à une distance loin de son point de génération est dominante à toutes autres ondes de volume puisque son intensité s'étale comme l'inverse de la profondeur de pénétration [5].

b. Interface liquide /solide

Du fait que les ondes acoustiques ne se propagent plus dans l'air, ce dernier est remplacé par un liquide. Dans ce cas les ondes se propageant dans une structure liquide/solide, sont des ondes de Rayleigh généralisées. Ces ondes réémettent de l'énergie dans le liquide et génèrent par conséquent des ondes qui se propagent à l'angle critique de Rayleigh (définie par la loi de Snell). Et comme les ondes de Rayleigh sont des ondes de

surfaces, elles peuvent réagir avec le liquide sur de grandes distances. Ainsi, le couplage des ondes acoustiques dans le liquide peut être plus fort que dans le cas des ondes de volume dans un solide. Par conséquent, les ondes de fuite de Rayleigh jouent un rôle très important dans le contraste de la microscopie acoustique des solides, ce qui nécessite l'utilisation d'un liquide de couplage.

I.3.3. ONDES DE STONELEY

Entre deux milieux élastiques semi-infinis, ils peuvent exister à l'interface des ondes de type de Rayleigh généralisées comme l'a montré Stoneley en 1924, ces ondes sont souvent connues comme ondes de Stoneley. Les ondes de Rayleigh généralisées apparaissent toujours sur l'interface liquide-solide, cependant elles peuvent ne pas exister sur l'interface entre deux solides comme dans le cas des ondes de Stoneley [6].

Donc elles n'existent que sous certaines conditions, par exemple la vitesse de l'onde transversale dans la couche mince doit être inférieure à la vitesse de l'onde transversale dans le substrat. Les ondes Scholte-Stoneley se propageant le long d'une interface solide-fluide ont une vitesse de propagation très voisine de celle du son dans le fluide lorsque l'interface est plane et les milieux semi-infinis.

I.4. INTRODUCTION AUX PARAMETRES ELASTIQUES

La notion de rigidité est d'origine mécanique et c'est d'abord par leurs propriétés élastiques que les matériaux ont été sélectionnés, étudiés et utilisés par l'homme. Les corps réels sont susceptibles de se déformer, c'est-à-dire de changer leurs forme et dimensions. Les déformations des corps sont le résultat de l'action des forces extérieures. Par définition, un corps est élastique s'il retrouve son état initial lorsque les forces extérieures sont supprimées. Ce retour à l'état de départ est l'œuvre des contraintes internes.

Les contraintes et les déformations s'annulent simultanément au repos. Un matériau ne peut être élastique que dans un domaine limité, au-delà duquel il subit une déformation plastique [7].

I.4.1. RELATION ENTRE CONTRAINTES ET DEFORMATIONS

L'état élastique d'un solide peut être caractérisé d'une part par les déformations qui résultent des modifications des positions relatives des particules, soumises à des déplacements sous l'action des forces extérieures et d'autre part, par les contraintes qui apparaissent dans un solide déformé sous la forme de tensions élastiques qui tendent à le ramener dans son état de

repos et assurent l'équilibre de la matière. Ces contraintes se transmettent de proche en proche par les forces de liaison entre atomes [5,8].

Les relations qui existent entre contrainte et déformation pour un milieu donné et à l'intérieur de la limite élastique, peuvent différer selon l'intensité des déformations.

I.4.2. LOIS DE SNELL-DESCARTES

En optique, les ondes électromagnétiques se propagent en ligne droite. Les directions de propagation des ondes planes sont données par la loi de Snell et l'amplitude de ces ondes par les équations de Fresnel.

Lorsqu'un faisceau incident rencontre une interface entre deux milieux caractérisés par des vitesses de propagation respectives V_1 et V_2 , une partie de son énergie est transmise, l'autre est réfléchi. Les faisceaux incident (d'angle θ_i), réfléchi (d'angle θ_r) et transmis (ou réfracté d'angle θ_t) ont des directions déterminées par les lois de Snell-Descartes:

- a- Les faisceaux réfléchi et réfracté sont contenus dans le plan d'incidence formé par le faisceau incident.
- b- Les angles de réfraction sont contenus dans le plan de réfraction.

Les relations analogues existent aussi pour les ondes acoustiques dans les solides. Par conséquent, l'élasticité et l'optique sont deux disciplines qui se complètent.

Lors du passage des ondes élastiques à travers une interface liquide- solide, la réfraction se fait sur deux directions : La première, par rapport à l'interface, représente la direction de l'onde longitudinale et la seconde celle de l'onde transversale. Donc il y'a possibilité de changement de mode vibratoire.

Dans le cas d'une interface entre deux milieux (Par exemple, dans le cas de l'interface liquide / solide) ayant des propriétés acoustiques différentes, la vitesse de la particule et la contrainte doivent être continues en tout point de la frontière (figure I. 4) [6].

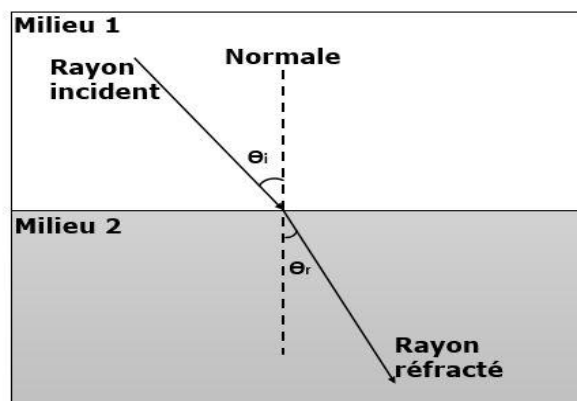


Figure I.4 : Vocabulaire associé à la réfraction entre deux milieux [6].

I.4.3. ANGLES CRITIQUES

Maintenant que nous connaissons le phénomène qu'est la réflexion totale interne, il faut le décortiquer en détail. En effet, nous savons que lorsqu'il y a un cas de réfraction d'un milieu plus réfringent à un milieu moins réfringent, il peut y avoir une réflexion totale interne si l'angle réfracté est supérieur à 90° , mais comment savoir cette limite ? Comment savoir si le rayon sera réfléchi ou réfracté ? Heureusement, il existe une façon de connaître la réponse à cette question. Il s'agit de l'angle critique. En fait, l'angle critique est l'angle d'incidence qui correspond à un angle réfracté de 90° . Il s'agit donc de la limite entre la réfraction et la réflexion totale interne. Effectivement, avec cet angle, nous pouvons savoir à partir de quel angle d'incidence le rayon sera réfléchi au lieu d'être réfracté.

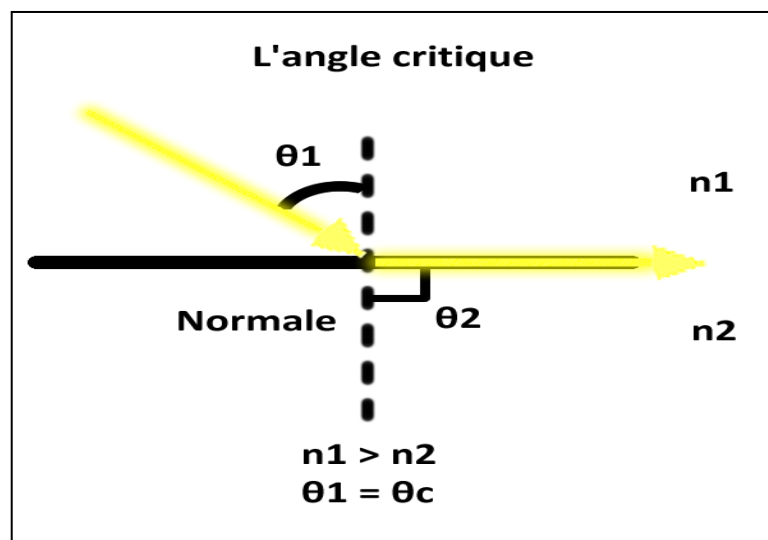


Figure I.5: Schéma représentatif de l'angle critique [9].

La figure I. 5 montre l'angle critique où n_1 représente l'indice de réfraction du milieu d'où vient le rayon incident et n_2 est l'indice de réfraction du milieu où va le rayon réfracté.

De plus, l'angle critique est une mesure très complète, car il prend aussi en compte l'écart entre l'indice de réfraction des deux milieux. En effet, l'angle critique est calculé à partir de la loi de la réfraction. En fait, à partir de cette loi, on peut le trouver en déduisant certaines variables. On sait, par exemple, qu'il s'agit de l'angle d'incidence qui donne un angle réfracté de 90° . Donc, nous pouvons déduire que la formule aura un angle de réfraction de 90° . Par la suite, nous connaissons aussi l'indice de réfraction des milieux donc il reste à isoler l'angle d'incidence soit notre angle critique [9].

I.4.4. IMPEDANCE ACOUSTIQUE

Lors de la propagation des ondes ultrasonores, les particules subissent un déplacement vibratoire sinusoïdal autour de leur position de repos. Par conséquent leur densité varie en faisant apparaître des régions plus dense et d'autres moins dense qu'à l'état de repos. Le rapport de ces suppressions et dépressions par la célérité acoustique définit la notion d'impédance acoustique du milieu.

Lorsqu'une onde acoustique est incidente sur une surface plane avec un angle θ par rapport à la normale, chaque rayon réfracté obéit à la loi de Snell :

$$\sin\theta / V = \text{Constante} \quad (\text{I.1})$$

Où r représente la densité et V est la vitesse de propagation de l'onde dans ce milieu. Sa valeur est d'autant plus importante que le milieu est solide.

I.4.5. COEFFICIENT DE REFLEXION

Le rapport de l'intensité du faisceau réfléchi à celle du faisceau incident représente le coefficient de réflexion.

Le coefficient de réflexion une fonction complexe qui montre des fluctuations à la fois au niveau de l'amplitude et de la phase. Son étude dépend des conditions aux limites à l'interface liquide- solide (impédance Z , densité r , angle d'incidence θ , et les vitesses des différents modes de propagation).

Notons que la réflexion totale représentée par une amplitude égale à l'unité s'obtient à partir de l'angle critique correspondant aux ondes transversales. La figure I.6 illustre la variation du coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence de Si_3N_4 .

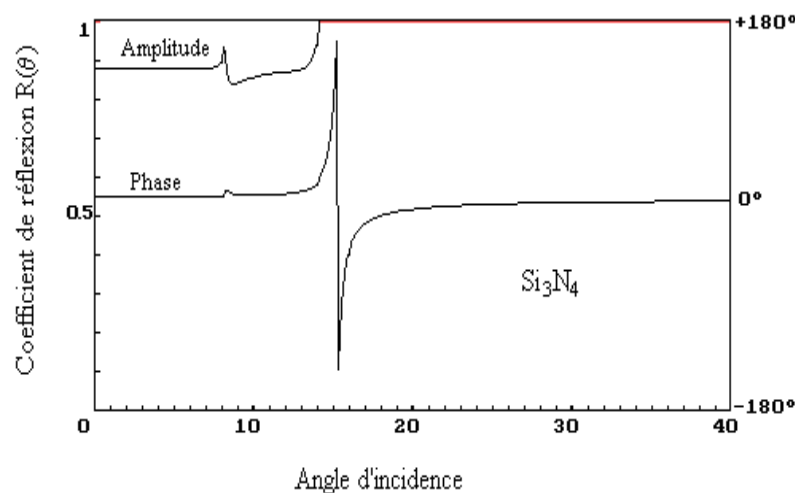


Figure I.6: Coefficient de réflexion $R(\theta)$ de la structure eau / Si_3N_4 [6].

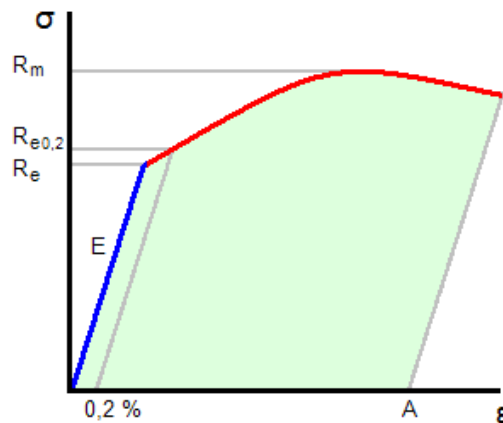
I.5. CONSTANTES ELASTIQUES D'UN MILIEU DE PROPAGATION

Les constantes élastiques appelés communément modules élastiques. Les modules élastiques au nombre de quatre expriment l'aptitude du matériau à se déformer élastiquement sous l'effet d'une contrainte. Ces modules sont généralement définis comme le rapport entre la variation de pression et la variation des dimensions du matériau soumis à cette pression[10]. On peut citer les quatre modules suivants :

I.5.1. MODULE DE YOUNG

Le module de Young ou module d'élasticité (longitudinale) ou encore module de traction est la constante qui relie la contrainte de traction (ou de compression) et le début de la déformation d'un matériau élastique isotrope. Ce module caractérise la rigidité de la matière. A contrainte égale, un matériau ayant un module d'élasticité élevé subira une déformation plus faible qu'un matériau ayant un module d'élasticité plus petit.

Il existe plusieurs moyens pour calculer le module de Young, la plus simple moyenne consiste à réaliser un essai de traction et enregistrer la courbe contrainte, $\sigma = f(\text{déformation}, \epsilon)$.



La pente de la courbe dans sa partie linéaire représente le module de Young E tels que :

$$E = \sigma/\epsilon \quad (\text{I-2})$$

- σ : est la contrainte (en unité de pression) ;
- E : est le module de Young (en unité de pression) ;
- $\epsilon = \frac{l-l_0}{l_0}$: est l'allongement relatif, ou déformation (sans dimension).

La vitesse des vibrations longitudinales VL dépend du module de Young et de la densité ou la masse volumique du matériau élastique ρ [11]:

$$VL = (E/\rho)^{1/2} \quad (\text{I-3})$$

I.5.2. MODULE DE CISAILLEMENT

En résistance des matériaux, le module de cisaillement, aussi appelé module de glissement, est une grandeur physique intrinsèque à chaque matériau et qui intervient dans la caractérisation des déformations causées par des efforts de cisaillement.

Le cisaillement ou glissement a lieu lorsque les forces extérieures provoquent un déplacement de deux sections planes parallèles, l'une par rapport à l'autre, la distance entre elles demeurant inchangée. Si le matériau est sollicité non plus en tension - compression, mais en cisaillement, le coefficient de proportionnalité entre l'effet et la déformation est désigné par G , « module de cisaillement ». Par conséquent, G est une mesure de la résistance de cisaillement d'un matériau (dans sa limite élastique) par unité de contrainte (Figure I.7).

$$G = (F \cdot l) / (A \cdot \Delta x) \quad (I. 4)$$

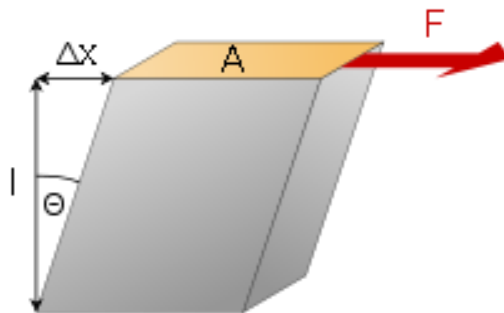


Figure I.7 : Schéma du principe de cisaillement

Le module de cisaillement a la dimension d'une contrainte et est généralement exprimé en GPa (Gégapascals). Dans le cas de matériaux isotropes, il est relié au module d'élasticité E et au coefficient de Poisson ν par l'expression :

$$G = E / 2 (1 + \nu) \quad (I. 5)$$

Le tableau suivant donne les valeurs du module de Young et de cisaillement pour quelques matériaux :

Matériau	E (GPa)	G (GPa)
Métaux	30-130	10-150
oxydes	140-380	50-150
plastiques	28-40	10-15
verres	60-75	25-35
céramiques	350-450	100-200

Tableau I.1: Modules de Young et de cisaillement pour quelques matériaux [6]

I.5.3. MODULE DE POISSON

Le coefficient de Poisson noté « ν » fait partie des constantes élastiques d'un matériau élastique donné. Le module de Poisson est une grandeur adimensionnelle qui caractérise la contraction de la matière perpendiculairement à la direction de l'effort appliqué. Il est défini par l'opposé du rapport de la déformation latérale (contraction vers l'intérieur du cube) à la déformation longitudinale [8,12].

La valeur du coefficient de Poisson est comprise entre 0 et 0,5. Les valeurs expérimentales obtenues pour un matériau quelconque sont souvent voisines de 0,3. Il faut signaler l'existence de matériaux à coefficient de Poisson voisin de zéro, et on a même pu réaliser artificiellement des matériaux à coefficient de Poisson négatif (on parle alors parfois de matériaux auxétiques).

Le coefficient de poisson est donné par :

$$\nu = \frac{\text{contraction transversale unitaire}}{\text{allongement axial unitaire}} = \frac{(l_0 - l)/l_0}{(L - L_0)/L_0}$$

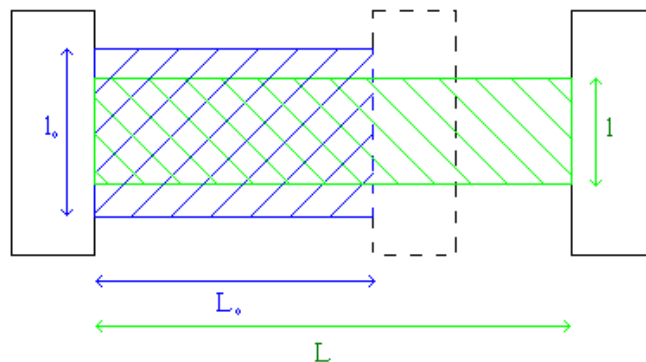


Figure I. 8: Schéma explicatif pour calculer le coefficient de poisson.

Le tableau I.2 donne la valeur du coefficient de poisson pour quelque matériaux.

Matériau	Coefficient de poisson
Silicium	
Cuivre (Cu)	0,33
Fer (Fe)	0,21 - 0,259
Verre	0,18 - 0,3
Acier de construction	0,27 - 0,30
Aluminium (Al)	0,346

Tableau I.2 : Coefficient de poisson pour quelques matériaux élastiques.

I.5.4. MODULE DE COMPRESSIBILITE

La compressibilité est une caractéristique d'un corps, définissant sa variation relative de volume sous l'effet d'une pression appliquée. C'est une valeur très grande pour les gaz, faible pour les liquides et très faible pour les solides usuels. Le module de compressibilité est l'inverse du module d'élasticité cubique. On l'appelle également coefficient de compressibilité. La compressibilité est définie comme :

$$\chi = - (1/V) (dV/dP) \quad (I.6)$$

Où :

V est le volume du corps et P la pression appliquée (en Pa). La compressibilité χ s'exprime donc en Pa^{-1} . La variation de volume avec la pression étant le plus souvent négative, cette définition rend alors la compressibilité χ positive.

Notons aussi que les quatre modules élastiques E, G, χ , et ν permettent de donner les résultats d'élasticité du matériau, et sont reliés entre eux, dans le cas d'un matériau isotrope, par les relations suivantes :

$$\nu = E/2G - 1 \quad (I.7)$$

et

$$\chi = 3(3/E - 1/G) \quad (I.8)$$

I.6. QUELQUES APPLICATIONS DES ONDES ACOUSTIQUES

I.6.1. Applications médicales

On peut dire que la piézoélectricité a été la chance des ultrasons, permettant de les produire et de les observer à une échelle industrielle sur une vaste plage de puissances (émissions pouvant être inférieures au dixième de milliwatts par centimètre carré en diagnostic médical, souvent supérieures au kilowatts par centimètre carré pour les applications énergétiques industrielles), et de fréquences (depuis le KHz en acoustique sous-marine, jusqu'au GHz en microscopie acoustique).

Lors d'une échographie, des ondes acoustiques sont émises, se propagent et rebondissent sur les divers obstacles qui sont sur leur chemin. Des matériaux différents présentent des impédances acoustiques à caractéristiques différentes. Des échos de différentes intensités selon les matériaux rencontrés seront créés.

Grâce aux différences observées entre l'eau, les tissus mous, et les os, l'échographie est ainsi utilisée en imagerie médicale, notamment en obstétrique. La sonde comporte un

émetteur à ultrasons, et un capteur qui détecte les échos produits suite aux réflexions des ultrasons sur les organes rencontrés. Les informations collectées sont transmises à un ordinateur qui génère une image 2D de la zone étudiée (sous la forme d'un dégradé de gris). Tout matériau dont l'impédance acoustique caractéristique est très différente de celle de l'eau (milieu le plus courant dans le corps humain) est un obstacle très réflecteur des ondes (air ou os) et apparaîtra en blanc.

L'échographie est un outil de diagnostic qui utilise les ultrasons pour visualiser une partie du corps. On applique un gel entre l'émetteur et la peau du patient pour empêcher les ondes de se réfléchir directement sur la peau. L'onde sonore rebondit en proportions différentes sur chaque milieu et revient à la source. On peut donc savoir quelle structure tissulaire on explore et à quelle distance de l'émetteur elle se situe [13].

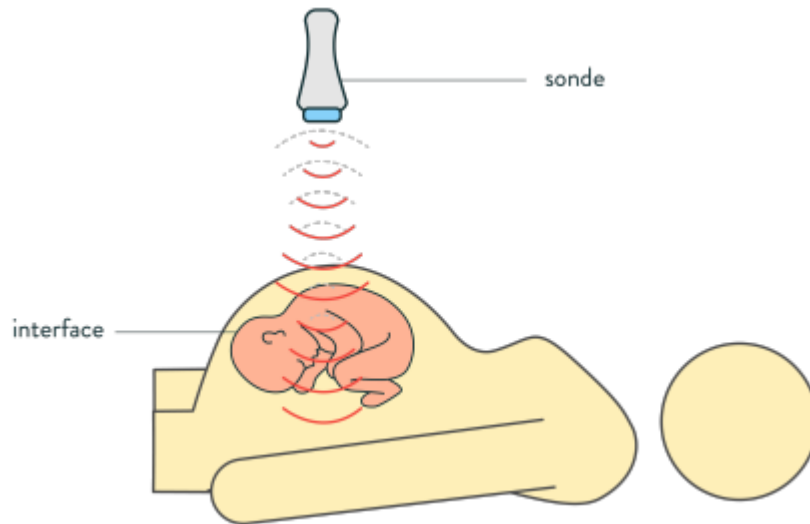


Figure I.9: Principe de fonctionnement d'un échographe [13].

La distance d'une structure par rapport à l'interface se retrouve grâce à la relation:

$$d = \frac{c \times \Delta t}{2}$$

Où : d est la distance en mètres, c : est la vitesse de l'onde en mètres par secondes et Δt : est le temps que l'onde met pour faire l'aller-retour émetteur-récepteur et est exprimé en secondes.

Où : $c \times \Delta t$ est égal à la distance totale parcourue par l'onde exprimée en mètres. En divisant par 2, on retrouve la distance émetteur-interface.

Les avantages d'un tel outil diagnostique sont nombreux :

* On peut utiliser les ultrasons pour détecter et observer presque tous les organes à l'exception des poumons, remplis d'air.

* Les examens ultrasonores sont très efficaces pour explorer les organes mous.

En fin, ce type d'examen est peu cher, non-invasif, et sans risque connu pour la santé. Pour étudier les structures plus denses on fait appel à la radiographie.

I.6.2. Détection et localisation des fuites

L'émission acoustique représente un outil efficace pour la détection des fuites dans les installations industrielles. Plusieurs phénomènes principaux dans l'écoulement d'un fluide à travers un orifice, tel qu'une fissure ou une vanne, donnent naissance à de l'émission acoustique détectable par notre technologie:

- Turbulence de l'écoulement
- Cavitation
- Choc des bulles sur les parois
- Jet gazeux,
- Pulsation de bulles,
- Vaporisation de liquide (flashing)

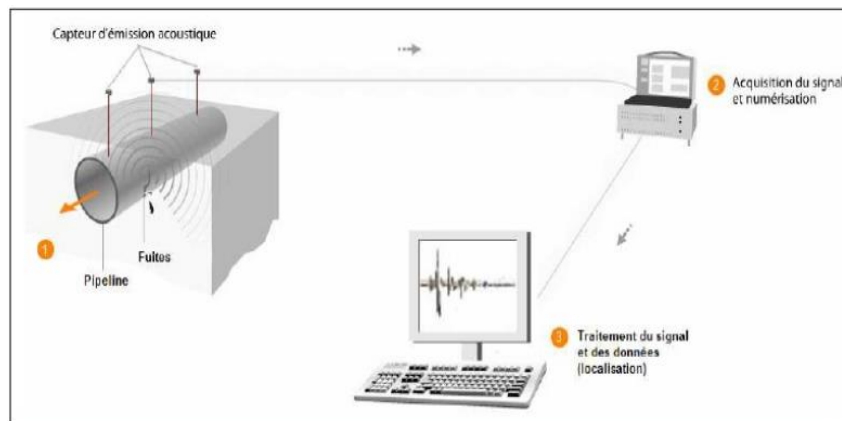


Figure I.10: Structure de la détection des fuites dans les installations industrielles.

L'émission acoustique est le phénomène de libération d'énergie sous forme d'ondes élastiques transitoires résultant des micro déplacements locaux internes au sein d'un matériau soumis à sollicitation. L'avantage essentiel de cette technique est de donner des informations en temps réel sur la présence de fuites et leur localisation dans les structures accessibles ou non accessibles. L'émission acoustique permet de détecter et localiser, sans interruption de production, les fuites de gaz et de liquides dans les installations industrielles (canalisations, pipelines, vannes etc.). Souvent, la surface de la structure à contrôler n'est pas directement accessible : pipeline enterré, conduite calorifugé, etc. Dans ce cas, des guides d'ondes sont installés pour assurer la continuité acoustique entre la structure et les capteurs. Ces guides d'ondes ont pour fonction principale de conduire les ondes émises par les phénomènes sources jusqu'au capteur d'émission acoustique placé en zones accessibles [14].

Les guides d'ondes assurent très souvent une deuxième fonction de modérateur de température. En effet, l'utilisation des guides d'ondes donne la possibilité de contrôler et de tester des structures à basses ou hautes températures, à travers le phénomène de dissipation.

I.6.3. Application au sonar

Le sonar est une application simple des ondes acoustiques, son principe est basé sur l'émission d'une onde acoustique dans un milieu homogène et isotrope. L'onde va se propager jusqu'à rencontrer un obstacle sur lequel elle va rebondir et revenir vers l'émetteur[15].

Les ondes acoustiques peuvent être vues comme des « rayons » se propageant en ligne droite. Ainsi, la distance D qui sépare l'émetteur de l'obstacle est déterminable si on connaît la célérité c (constante) de l'onde dans le milieu et si on mesure le temps τ que l'onde met pour faire l'aller et le retour. Cette distance s'obtient par la formule :

$$D = \frac{c \cdot \tau}{2}$$

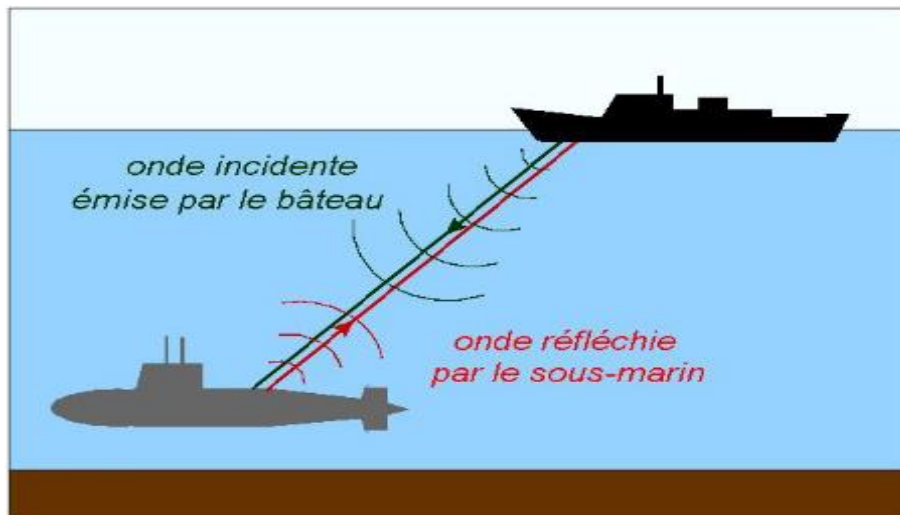


Figure I.11: Emission d'une onde acoustique dans un milieu homogène et isotrope [15]

Si le signal était émis en continu, il serait difficile de savoir quel pic de la sinusoïde reçue correspondrait à tel ou tel pic du signal émis. La longueur d'onde vaut en Effet :

$$\lambda = \frac{C}{f} = \frac{1500}{3000} = 50cm$$

pour une onde de 3 kHz, donc largement plus faible que les distances mesurées. La solution technologique est d'émettre des « **pulses** », c'est-à-dire de n'émettre le signal que **par intermittence**. Grâce à cela, on sait associer tel pulse reçu avec tel pulse émis, afin de trouver le retard τ (voir schéma).

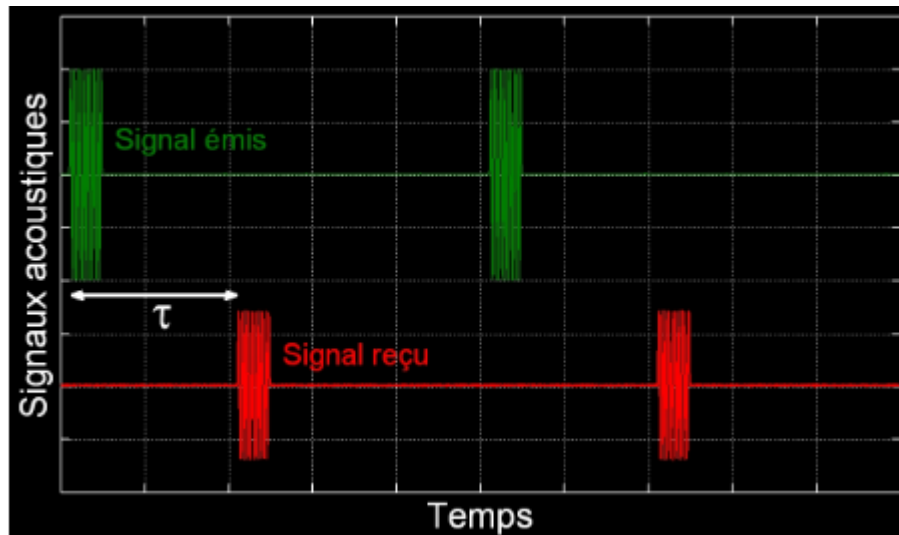


Figure I.12: Schéma explicatif du retard entre les pics des signaux acoustiques émis et reçus [15]

Limites

- ▶ La température de l'eau, sa salinité et sa densité peuvent varier en un lieu donné, ce qui influe sur la **la célérité de l'onde**. Donc la distance est mesurée de manière peu précise.
- ▶ Il existe une frontière physique marquée vers les 100 mètres de profondeur entre les eaux chaudes de surface et les eaux froides des profondeurs (**thermocline**), capable de **réfléchir les ondes d'un sonar**. La première utilisation pratique du sonar remonte à la première guerre mondiale, afin de détecter les sous-marins ennemis. Une autre utilisation est de mesurer la profondeur de fonds marins.

Le sonar est une **méthode d'écholocation**. Certains animaux marins (dauphins) ou aériens (chauves-souris) ont un sonar interne qui leur permet de se repérer, même dans l'obscurité, ou de localiser leurs proies.

CONCLUSION

Au cours de ce chapitre, nous avons donné les notions de base sur l'élasticité des matériaux élastiques, en définissant les paramètres élastiques des matériaux sur lesquels on se basant pour le choix et l'utilisation des matériaux. D'autre part, nous avons rappelé quelques définitions sur les différents constantes élastiques caractérisant ces milieux ; tels que le module de Young, le module de cisaillement, le coefficient de poisson et le module de compressibilité.

Par ailleurs, nous sommes intéressés aux propriétés principales des différents types d'ondes acoustiques et élastiques, les paramètres caractéristiques de propagation de ces ondes dans un milieu élastique ainsi que certaines applications des ondes acoustiques et élastiques dans le domaine médicale et industriel.

CHAPITRE II

GENERALITES SUR LES CRISTAUX PHONONIQUES BIDIMENSIONNELS

INTRODUCTION

Depuis quelques décennies, la propagation d'ondes acoustiques dans une structure périodique a fait l'objet d'un grand intérêt. En effet, de nombreuses structures périodiques selon une, deux ou trois dimensions ont été étudiées auparavant et des approches théoriques variées ont été employées. Toutes ces méthodes ont démontrées la présence de bandes interdites (Gaps) correspondant à une forte atténuation et des bandes passantes correspondant à une faible atténuation des ondes incidentes. A l'image des cristaux photoniques qui ont la propriété d'empêcher la lumière de se propager dans certaines gammes de fréquence, il est possible de concevoir des structures de propriétés élastiques qui réfléchissent totalement les ondes acoustiques ou les sons incidents. Ces matériaux permettent d'élaborer des isolants phoniques plus efficaces que les isolants usuels et d'améliorer les caractéristiques acoustiques de certains types de transducteurs utilisés en imagerie médicale.

Au cours de ce chapitre, notre intérêt est porté sur les notions fondamentales des structures périodiques, la propagation des ondes acoustiques, les cristaux phononiques et la création des différents types de défauts dans ces structures périodiques.

II.1. LES CRISTAUX PHONONIQUES

II.1.1. DEFINITION

Le domaine des ondes acoustiques et élastiques reçoit un grand intérêt depuis quelques années [16]. Les cristaux phononiques sont des structures artificielles, dont la densité et les constantes élastiques sont des fonctions périodiques suivant une, deux ou trois directions de l'espace. Un cristal phononique est constitué d'au moins de deux matériaux élastiques différents ; il est formé généralement d'une distribution périodique d'inclusions insérées dans une matrice. Ces nouveaux matériaux appelés cristaux phononiques sont conçus principalement pour modifier la propagation des ondes acoustiques ou élastiques de la même manière qu'un potentiel périodique dans un cristal semi-conducteur affecte le déplacement des électrons en créant des bandes d'énergie autorisées et d'autres interdites. Du fait de leur structure périodique, les cristaux phononiques peuvent présenter sous certaines conditions géométriques et physiques des gaps acoustiques absolus, c'est-à-dire des bandes interdites de fréquence quelque soit la direction de propagation de l'onde acoustique incidente.

Dans le domaine de fréquences du gap, une onde incidente sera réfléchi par le cristal phononique qui opère alors comme un miroir parfait non absorbant. Une telle propriété est prometteuse pour une variété importante d'applications: la réflexion des ondes sismiques, la

création de boucliers acoustiques ou encore la construction de miroirs non absorbants permettant l'isolation phonique de cavités.

II.1.2. HISTORIQUE ET CONCEPT

Les cristaux phononiques forment une nouvelle voie dans le domaine des ondes acoustiques et élastiques qui reçoit un grand intérêt depuis 20 ans [16]. A partir des années 1970 et pour des raisons aussi fondamentales qu'appliquées, les structures périodiques acoustiques sont apparues. On peut citer par exemple les travaux de L. P. Solie [17] sur les filtres à ondes de surface, ceux de J. D. Achenbach [16] concernant le calcul des relations de dispersion de matériaux possédant des inclusions sphériques périodiques ou encore ceux de V. Narayanamurti relatifs à des filtres phononiques utilisant des super-réseaux en arséniure de gallium (AsGa) [1]. Puis, le concept de cristal phononique, bi- ou tridimensionnel permettant l'ouverture de bandes interdites pour les ondes élastiques a été introduit de façon quasiment simultanée par Kushwaha et al d'une part, et Economou et Sigalas d'autre part en 1993[18,19].

Du point de vue d'application, les cristaux phononiques ont été utilisés en diverses applications: systèmes d'isolation phonique [20,21], structures parasismiques [12], filtrage et traitement du signal acoustique. S. Kushwaha publie un article présentant le calcul de la structure de bandes d'un matériau composite périodique constitué de cylindres de nickel dans une matrice d'aluminium. Il met ainsi en évidence, pour la première fois un matériau composite présentant une bande interdite absolue pour les ondes transverses, c'est-à-dire capable de bloquer la propagation des ondes incidentes quelle que soit leur direction [16].

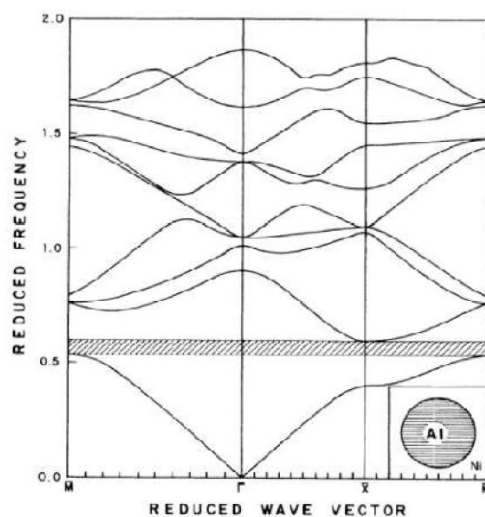


Figure II.1 : Structure de bandes pour un cristal phononique consistant en un arrangement de tiges d'aluminium dans une matrice de nickel [16].

Les premières mesures ont été réalisées sur une structure objectivement non prévue pour cela, puisqu'il s'agit d'une sculpture minimaliste de l'artiste Eusebio Sempere exposée dans les jardins de la Juan March Foundation à Madrid. Cette sculpture représentée sur la figure II.2 est constituée de cylindres d'acier de 2,9 cm de diamètre répartis selon un réseau carré simple de période égale à 10 cm. La structure présente des bandes interdites pour les ondes sonores entre 1,7 KHz et 2,4 kHz. Ces atténuations du signal sont reliées à la diffraction sur les plans cristallographiques [16].



Figure II.2 : Sculpture minimaliste de l'artiste Eusebio Sempere, qui a servi de support à la première démonstration expérimentale de bandes interdites pour les ondes élastiques [16].

II.1.3. COMPARAISON ENTRE CRISTAUX PHONONIQUES ET PHOTONIQUES

Les cristaux phononiques tels qu'ils sont définies précédemment présentent une forte analogie aux semi-conducteurs et aux cristaux photoniques du point de vue la propagation des ondes électroniques, acoustiques et les ondes électromagnétiques.

En effet, la propagation des ondes électromagnétiques et/ou élastiques acoustiques dans les matériaux composites a fait l'objet d'une attention très particulière. Ces derniers matériaux en l'occurrence les cristaux photoniques et phononiques respectivement, existent naturellement, ou ils sont fabriqués artificiellement. Ces matériaux montrent une grande variété d'intérêt de propriétés physiques, à la fois sur le plan de la recherche fondamentales que sur le plan de la recherche appliquée.

Le tableau II.1, résume les propriétés fondamentales régissant la propagation des ondes électroniques, électromagnétiques et acoustiques/élastiques dans une structure périodique tridimensionnelle isotrope [16].

propriétés	Cristal <i>électronique</i>	Cristal <i>photonique</i>	Cristal <i>phononique</i>
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	Électromagnétiques ou lumineuses (photon) E.B	Vibration ou sonores (phonon) u
Polarisation	Spin (haut et bas)	Transversale : $\nabla \cdot D = 0$ $\nabla \cdot E \neq 0$	Trans. Longit : $\nabla \cdot u \neq 0$ $\nabla \times u \neq 0$
Équation différentielle	$\left(-\frac{\hbar}{2m}\right) \nabla^2 \psi + v(r)\psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}$	$\nabla^2 E - \nabla(\nabla E) = \frac{\epsilon(r)}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}$	$\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] \right)$ milieu isotrope
Particules libres	$W = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ (electron)	$w = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}} k$ (photons)	$w = c_{t,l} k$ (phonons)
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
Gamme spectrale	Ondes radio, micro-ondes, optiques, rayons X	Micro-ondes, optique	$w \leq qq \text{ GHz}$

Tableau II.1. Propriétés clés pour l'étude des structures de bandes dans les matériaux tridimensionnels isotropes [16].

Les propriétés des cristaux photoniques et phononiques sont comparables, toute fois il existe une certaine nuance entre eux. Les cristaux photoniques peuvent être caractérisés par deux paramètres indépendants, à savoir le contraste dans l'indice de réfraction et la fraction volumique occupée par un de ces composants; alors pour les cristaux phononiques plusieurs paramètres peuvent déterminer la propagation des ondes élastiques ou acoustiques ; le rapport des vitesses transversales et longitudinales, leurs densités et la fraction volumique ou facteur

de remplissage. Dans les deux cas la propagation des ondes électromagnétiques / élastiques dépend de la topologie des réseaux cristallins [1].

II.2. DIFFERENTS FAMILLES DES CRISTAUX PHONONIQUES

Les cristaux phononiques sont des structures à bandes interdites phononiques, constituées de deux matériaux de propriétés élastiques différentes et disposés périodiquement suivant une, deux ou trois dimensions de l'espace comme schématisé par la figure II.3. Selon la dimensionnalité des structures on peut distinguer trois familles de cristaux phononiques:

Les cristaux unidimensionnels (1D), les cristaux bidimensionnels (2D) et les cristaux tridimensionnels (3D).

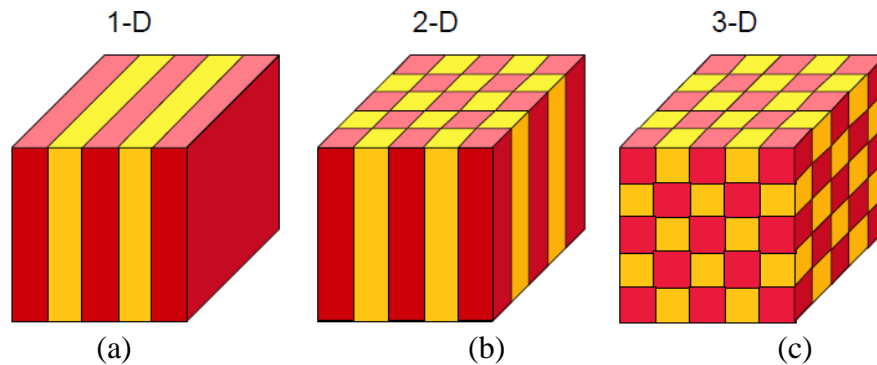


Figure II.3: Représentation Schématisque des cristaux phononiques a) Unidimensionnel 1D, b) Bidimensionnels 2D, c) Tridimensionnels 3D [22].

II.2.1. CRISTAUX PHONONIQUES UNIDIMENSIONNELS

D'un point de vue pratique, les structures à cristaux phononiques unidimensionnels (1D) sont constituées de couches élastiques empilées les unes sur les autres suivant une alternance périodique. Les structures 1D sont les plus anciennes, elles ont été étudiées et utilisées comme miroirs ou filtres acoustiques. De manière plus traditionnelle, le comportement des miroirs de Bragg peut s'expliquer par les réflexions multiples de l'onde incidente entre les interfaces des différentes couches et l'interférence d'une onde propagative et d'une onde contra-propagative. Les bandes interdites de cette structure, appelée également miroir de Bragg, sont sensibles à l'angle d'incidence de l'onde.

II.2.2. CRISTAUX PHONONIQUES BIDIMENSIONNELS

A deux dimensions, les cristaux phononiques sont généralement composés d'un réseau périodique de cylindres élastiques appelés inclusions ou diffuseurs plongés dans une matrice hôte. Les cristaux phononiques bidimensionnels 2D [16,23] sont des structures dont les propriétés élastiques varient périodiquement suivant deux dimensions de l'espace et reste

invariante dans la troisième dimension. Ce type de structure présente une géométrie simple ce qui facilite leurs études théoriques et expérimentales. Elles se regroupent principalement en trois types de réseaux : le réseau carré, le réseau triangulaire et le réseau hexagonal.

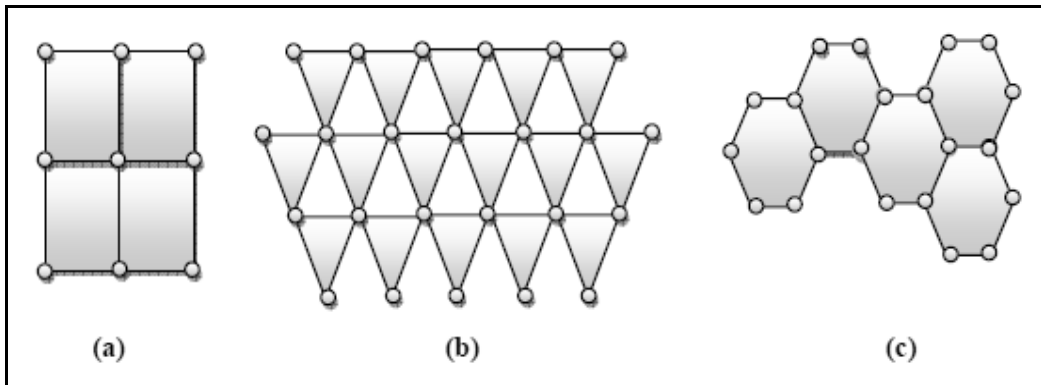


Figure II. 4 : Différentes structures 2D : structure à réseau carrée (a), structure à réseau triangulaire (b) et structure à réseau hexagonale (c).

II.2.3. CRISTAUX PHONONIQUES TRIDIMENSIONNELS

Les cristaux phononiques tridimensionnels sont des structures artificielles périodiques suivant les trois directions de l'espace. Ces structures permettent l'ouverture de bandes interdites absolues ou omnidirectionnelles ; c'est-à-dire qu'une onde incidente de fréquence appartenant à une telle bande interdite ne peut pas se propager, quelque soit son angle d'incidence. Malheureusement, l'inconvénient des structures 3D réside dans le fait qu'elles soient difficiles à réaliser expérimentalement. La figure II.5 montre quelques exemples de structures à cristaux phononiques tridimensionnelles.

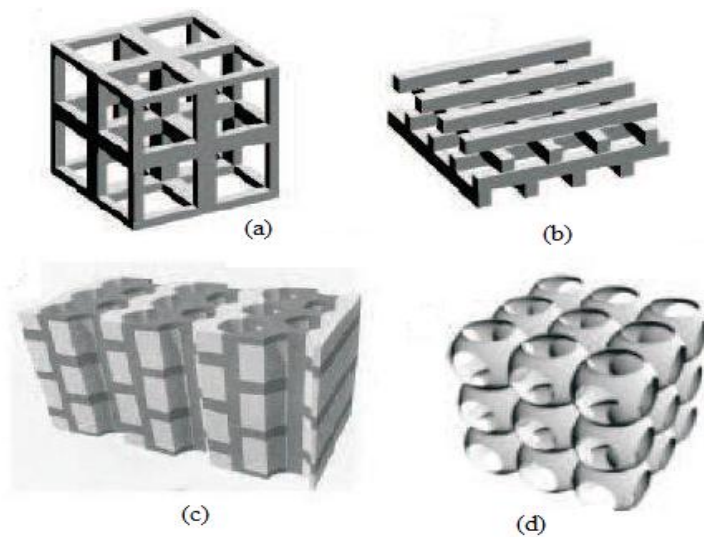


Figure II.5: Exemples de structures 3D: structure cubique (a), tas de bois(b), structure multicouches (c), opales ou opales inversées(d) [18].

II.3. DIFFERENTS TYPES DE RESEAUX D'UN CRISTAL PHONONIQUE 2D

Les cristaux phononiques bidimensionnels sont des structures périodiques suivant deux directions de l'espace et infinies suivant la troisième direction. Les cristaux phononiques 2D sont formés d'au moins de deux matériaux composites distinctes. Selon leurs constituants inclusions / air ou cylindre d'Air / matrice hôte, on peut distinguer deux types de structures:

- Structures déconnectées : Dans ce cas, les diffuseurs ou les inclusions ont des propriétés acoustiques supérieures à celles de la matrice. Elles sont constituées de tiges élastiques alignées périodiquement dans l'air par exemple.
- Structures connectées : Dans ces structures les propriétés acoustiques telles que la masse volumique et vitesse de propagation dans les diffuseurs/ inclusions (motif élémentaire) sont inférieures à celles dans la matrice élastique. Cette structure est constituée par exemple de cylindre d'airs percés dans la matrice hôte.

Dans le cas d'un cristal phononique 2D, les inclusions sont des cylindres de section quelconque que l'on peut disposer par exemple suivant un réseau carré ou triangulaire (figure II.6). Les inclusions peuvent aussi être composées d'un matériau différent de celui de la matrice qui peut être de simples trous. L'essentiel est que la diffusion (l'interférence) des ondes acoustiques et/ou élastiques sur ces inclusions soit très efficace, [1].

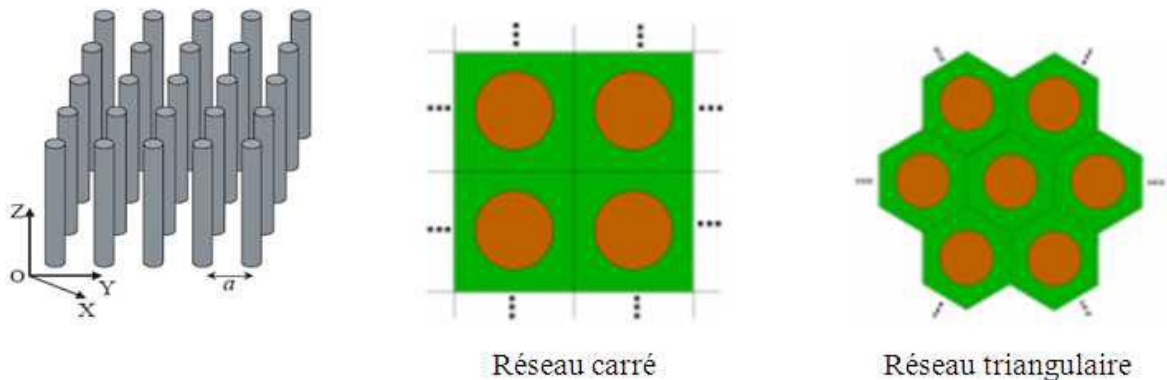


Figure II.6: Représentation schématique d'un cristal phononique 2D: Réseau carré ou réseau triangulaire.

II.3.1. RESEAU CARRE

Dans ce type de réseau, les nœuds sont situés sur un carré de côté « a » (Figure II.7.a). Il a été montré que le réseau est très sensible à l'angle d'incidence et à la polarisation de l'onde incidente [24]. Donc, il est difficile d'obtenir une bande interdite complète (c'est-à-dire une bande interdite qui empêche la propagation quelle que soit la polarisation).

La figure II.7 (b) et (c) représentent le réseau réciproque et la zone de Brillouin respectivement [13,16].

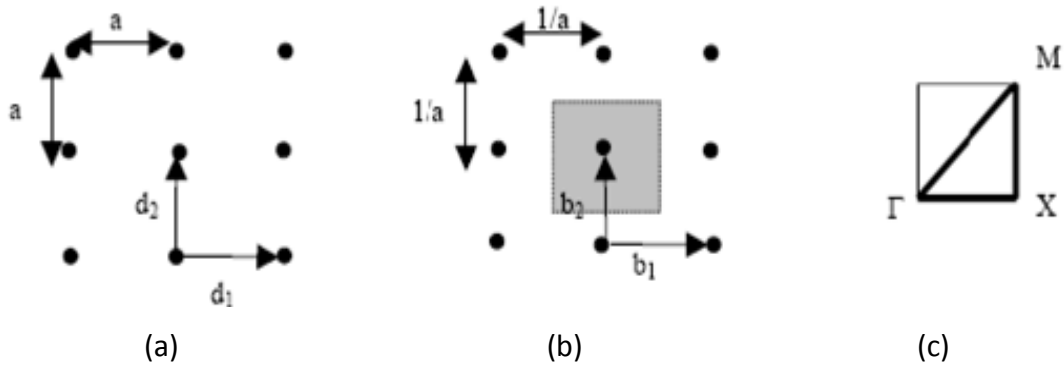


Figure II.7 : Représentation : a) d'un réseau carré, b) son réseau réciproque, c) de sa zone de Brillouin [25], [26].

II.3.2. RESEAU TRIANGULAIRE

Le réseau triangulaire, est le réseau bidimensionnel de plus haute symétrie dès lors que l'on se limite à un seul « atome » par maille. La zone de Brillouin est un hexagone où chaque nœud du réseau est espacé de son proche voisin par la même distance « a » (Figure II.8.b). Cette structure est moins sensible à l'angle d'incidence que le réseau carré mais la bande interdite complète reste difficile à obtenir.

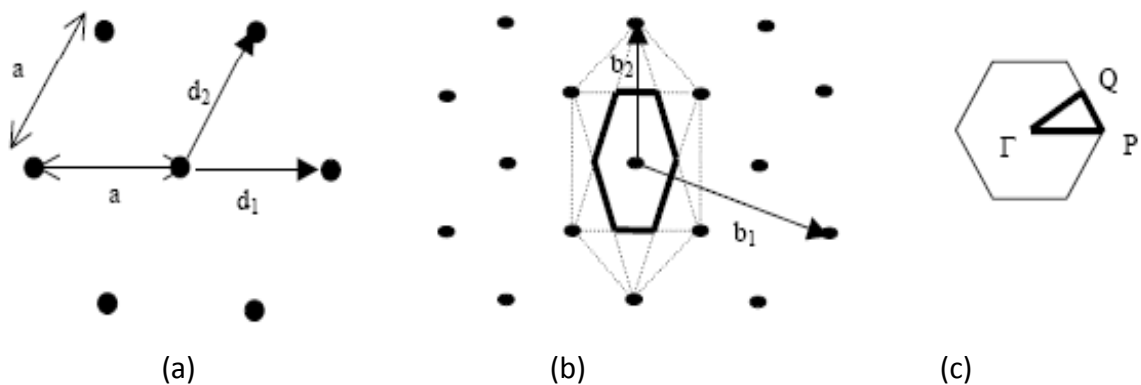


Figure II.8 : Représentation : a) d'un réseau triangulaire, b) de son réseau réciproque, c) et de sa zone de Brillouin [25,26].

II.3.3. RESEAU HEXAGONAL

Cette structure est similaire à la structure d'un réseau triangulaire sauf que le nœud du centre est enlevé. Tous les nœuds du réseau sont identiques et espacés de la même distance « a ». Comme exemple pour cette structure, on trouve la structure cristalline du graphite [27] (figure II.9.a). La zone de Brillouin dans ce cas est un hexagone comme il est montré sur la figure II.9 (c).

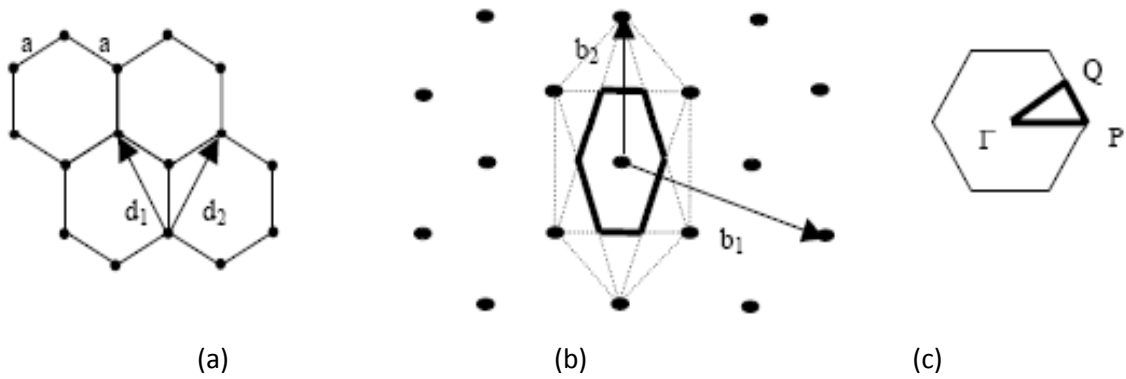


Figure II.9 : Représentation schématique: a) d'un réseau hexagonal, b) de son réseau réciproque, c) et de sa zone de Brillouin[25,26].

II.4. BANDES INTERDITES PHONONIQUES

Selon la nature physique des constituants du cristal, on distingue plusieurs classes de cristaux phononiques : les cristaux solide/solide (respectivement fluide/fluide) dont tous les constituants sont des solides (respectivement fluides) et les composites mixtes formés à la fois de solides et de fluides. Quelque soit le cristal phononique étudié, le premier objectif consiste à déterminer la structure de bandes interdites phononique du cristal considéré.

II.4.1. RESEAU RECIPROQUE ET ZONE DE BROUILLIN

II.4.1.1. RESEAU RECIPROQUE

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 [1].

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 :

$$\vec{r} = u\vec{a} + v\vec{b} + w\vec{c}$$

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 :

$$\vec{G} = h\vec{A} + k\vec{B} + l\vec{C}$$

Ou : 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 :

$$\vec{a} \cdot \vec{A} = 2\pi, \vec{b} \cdot \vec{B} = 2\pi \quad \text{et} \quad \vec{c} \cdot \vec{C} = 2\pi \quad \text{avec} :$$

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

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

II.4.1.2. ZONE DE BRILLOUIN

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 $i^{\text{ème}}$ zone de Brillouin est l'espace limité d'une part par les plans bissecteurs perpendiculaires aux vecteurs joignant le site à l'origine aux $i^{\text{ème}}$ sites voisins et d'autre part les plans bissecteurs des zones de Brillouin inférieures. La figure II.10 montre les premières zones de Brillouin du réseau réciproque dans le cas d'une structure carrée [1].

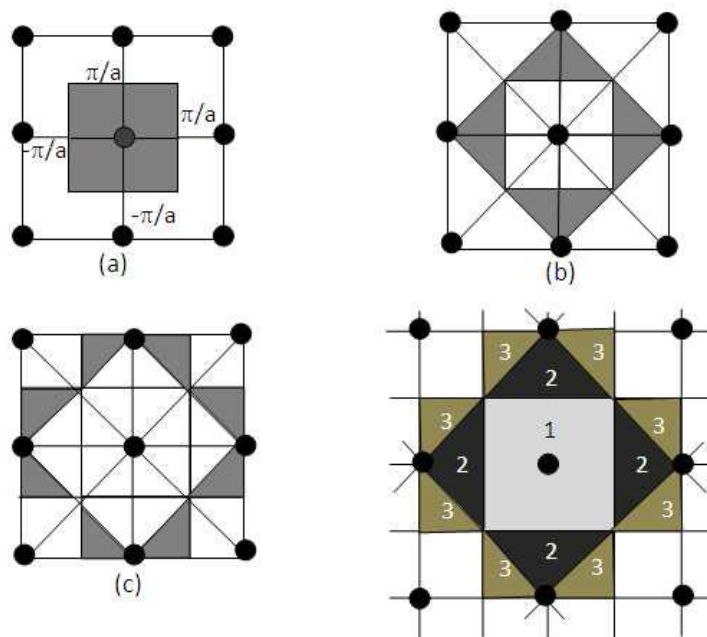


Figure II. 10: (a) 1^{ère}, (b) 2^{ième}, (c) 3^{ième} zone de Brillouin d'un réseau carré [1].

II.4.2. DIAGRAMME DE BANDE

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. Il s'agit en fait d'une représentation de la relation de dispersion entre la fréquence de l'onde ω et le vecteur de propagation k . Dans le cas des structures unidimensionnelles, l'ensemble des diffuseurs est réparti de façon périodique, les ondes sont très fortement diffusées d'un obstacle à l'autre. Elles interfèrent de manière constructive ou destructive suivant la fréquence de l'onde incidente. Par conséquent, une bande interdite apparaît quand les ondes diffusées interfèrent d'une façon destructive dans la direction de propagation de l'onde incidente.

Un cristal unidimensionnel n'a pas de bande interdite complète parce que ses propriétés élastiques sont périodiques dans une seule direction. Lorsque le vecteur d'onde se forme perpendiculairement à la direction de propagation, il ne sera pas traduit, alors il n'y aura pas de bande interdite dans cette direction. En effet, le mécanisme régissant la constitution de bande interdite dans un cristal 1D est basé sur les réflexions de Bragg en raison de la périodicité ou sur le phénomène de résonance locale des éléments mis en réseaux.

Le cas des structures périodiques à une dimension ne présente qu'un intérêt réduit pour les applications. On réalise alors des structures périodiques à deux et trois dimensions.

II.4.3. PARAMETRES D'INFLUENCE SUR LA BANDE INTERDITE

Pour ouvrir une bande interdite dans le plan ou l'espace, toutes les bandes interdites unidirectionnelles doivent se recouvrir au moins partiellement sur la première zone de Brillouin. Le recouvrement sera maximal si les bandes interdites sont centrées à des énergies proches. Le réseau triangulaire à deux dimensions et le réseau cubique à faces centrées à trois dimensions sont les réseaux les plus favorables pour ouverture des bandes interdites plus larges. D'autres part, plusieurs paramètres ayant une influence significative sur les caractéristiques des bandes ouvertes tels que : la topologie du réseau, le contraste de vitesse, la densité et la fraction volumique des inclusions.

a. La topologie du réseau

En effet, les propriétés des bandes ouvertes, notamment la location et la largeur des bandes interdites phononiques dépendent principalement de la symétrie et de la forme du diffuseur. L'effet de la forme et de la symétrie des diffuseurs sur le gap phononique d'un cristal bidimensionnel a été étudié récemment par Kuang [1]. Par ailleurs, les cristaux phononiques peuvent être façonnés suivant plusieurs réseaux ; hexagonal, triangulaire et

carré. Les diffuseurs prennent aussi des différentes formes notamment la forme hexagone, cercle, triangle et carré.

b. Le facteur de remplissage

La largeur, la position et le nombre de bandes interdites dépendent du facteur de remplissage (de la fraction volumique des inclusions dans le cristal). Pour un facteur de remplissage égal à 0, on a un matériau homogène, ce qui ne permet pas d'obtenir des bandes d'arrêt. Ensuite, si on introduit petit à petit un autre matériau dans la matrice on voit apparaître une bande, due au contraste des matériaux des bandes d'arrêts apparaissent pour certains facteurs de remplissage faibles, d'autres bandes apparaissent pour des facteurs de remplissage suffisants, puis disparaît pour des remplissages trop élevés ou très faibles. Lorsqu'on continue à augmenter le remplissage on passe progressivement à un système où les rôles sont inversés et où ce qui était auparavant la matrice devient les inclusions, et où celle-ci finit même par disparaître pour que le milieu se ramène un milieu homogène correspondant au matériau constituant les inclusions d'origine [28].

c. La masse volumique

Les bandes interdites apparaissent plus facilement lorsque les matériaux constituant le cristal présentent un contraste de densités important. En effet, la courbe présente une bande d'arrêt plus large lorsque l'on augmente le contraste de densités ou celui des constantes élastiques, avec un maximum de la largeur lorsque ces deux contrastes sont au maximum. Ce résultat généralise l'observation faite sur des miroirs de Bragg mono dimensionnels où la largeur du miroir augmente lorsque le contraste d'impédances acoustiques (donc de constantes élastiques et de densités) entre les matériaux constituant le miroir augmente. Dans le cas monodimensionnel, ceci s'explique par une augmentation du coefficient de réflexion des ondes à chaque interface. Pour un cristal phononique, l'effet obtenu est une forte réflexion des ondes à l'interface entre les inclusions et la matrice, ce qui augmente leur diffusivité et diminue la transmission directe des ondes à travers les inclusions [28].

d. La vitesse de propagation

Lorsque des inclusions présentent une vitesse moins importante que celle dans la matrice cela permet l'ouverture de bandes. Une explication possible à ce phénomène, toujours utilisant l'idée de trajets multiples des ondes dans les cristaux, est que suite aux diffusions des ondes sur les inclusions, celles-ci subissent des réflexions multiples entre ces inclusions avant de pouvoir interférer avec les ondes ayant suivi un trajet direct à travers les inclusions. Ceci

n'est possible que si les ondes subissant une propagation directe sont ralenties par rapport à celles se propageant sur des trajets plus longs dans la matrice [28].

II.5. APPLICATION DES CRISTAUX PHONONIQUES

Il est alors nécessaire d'isoler l'espace qui se trouve derrière le mur de tout ou d'une gamme des fréquences sonores. Dans une telle application, les périodicités mises en jeu sont de l'ordre du mètre, et tout le jeu de la conception réside dans la possibilité de diminuer cette dimension sans que la bande de fréquence ouverte soit trop élevée, l'oreille humaine étant sensible aux fréquences sonores typiquement comprises entre 20 et 20000 Hertz.

II.5.1. GUIDES D'ONDES

Il est possible de réaliser à partir d'un cristal phononique 2D des guides d'ondes simples ou complexes par la suppression ou la modification d'une simple rangée d'inclusions cylindriques selon la direction de propagation.

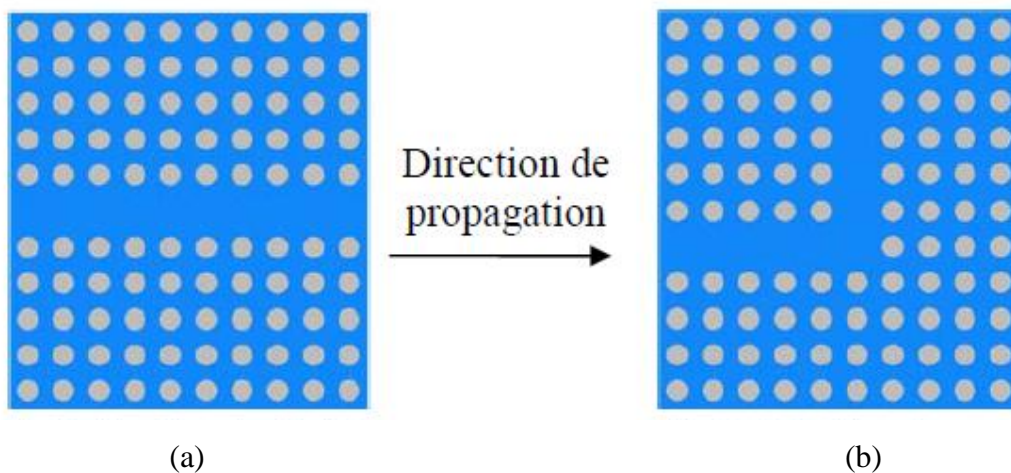


Figure II.11 : Guide d'ondes phononique: (a) guide d'ondes linéaire W1 et (b) guide d'ondes coudé 90°

Des guides droits W1 ont ainsi été réalisés dans le cristal 2D par suppression d'une rangée d'inclusions cylindriques colinéairement à la direction de propagation [29]. En effet, si on enlève ou on modifie une ligne d'inclusions dans le sens de propagation, on s'attend à ce que les ondes, bloquées dans le cristal parfait, soient guidées par ce défaut dans laquelle peuvent se propager. Khélif nous confirme en 2004 que c'est effectivement le cas [29], appuyé par le bilan dressé par Miyashita [30]. En utilisant un montage assez simple constitué de cylindres d'acier immergés dans l'eau et organisés selon une maille carrée, il montre que l'omission d'une ligne de cylindres provoque, dans la bande d'arrêt, une remontée de la transmission à certaines fréquences. L'expérience est en accord avec le calcul théorique

(réalisé en FDTD) qui prédisait l'apparition d'un mode guidé dans le défaut, localisé à l'intérieur de la bande d'arrêt. Le calcul de la distribution de pression dans l'eau indique aussi que l'onde est rapidement atténuée dans le cristal phononique, mais qu'elle se propage correctement dans la ligne de défauts créée. La Figure II-10 présente les spectres de transmission et une image des champs de pression dans l'eau obtenus pour cette configuration.

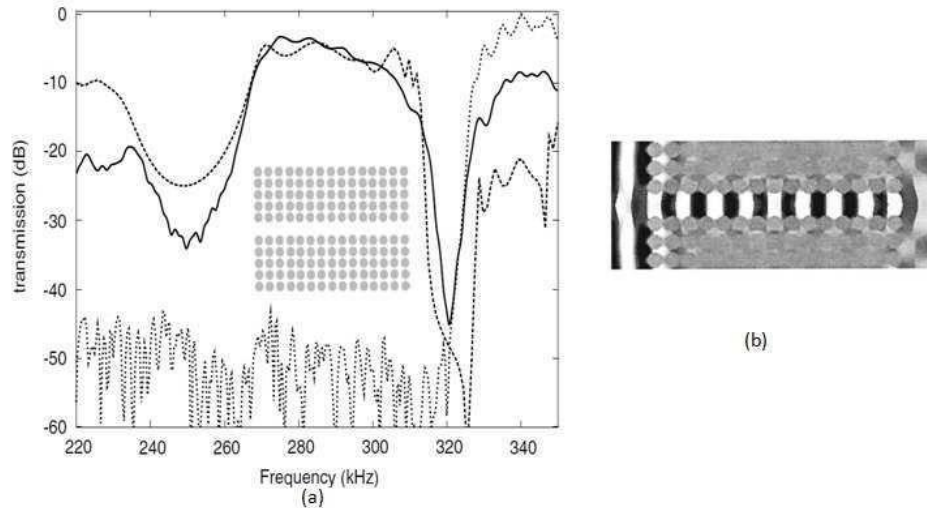


Figure I-12: Transmission à travers un guide W1 dans un cristal phononique constitué de tubes d'acier dans l'eau. (a) transmission calculée (pointillés) et mesurée (trait plein) et (b) pression simulée dans le dispositif [31,32]

Afin de vérifier que l'onde est effectivement guidée, Khelif vient former des coudes dans le guide, comme on peut le voir sur la Figure II.11. Si l'onde guidée présente des creux de transmission pour certaines fréquences, on observe tout de même qu'elle est toujours correctement guidée à d'autres fréquences. Les pertes liées aux coudes sont minimales, même avec des coudes à angle droit.

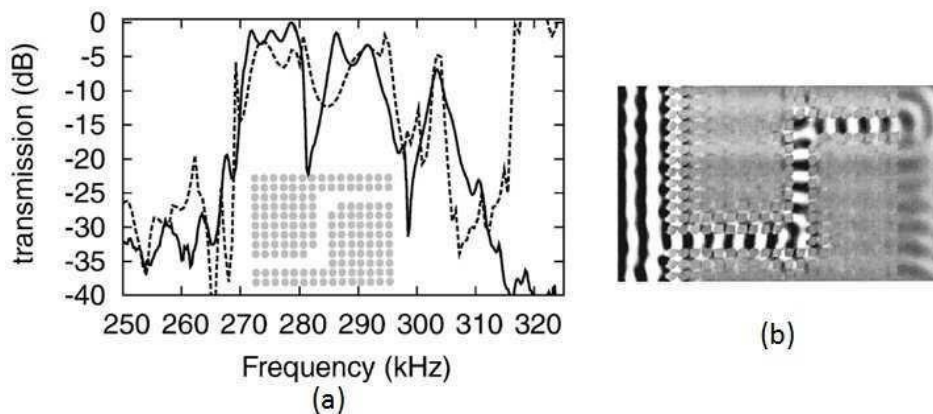


Figure II.13: Transmission à travers un guide coudé formé par l'omission d'inclusions dans un cristal phononique constitué de tubes d'acier dans de l'eau. (a) transmission calculée (pointillés) et mesurée (trait plein) et (b) pression simulée dans le dispositif [31,32].

II.5.2. CAVITES RESONANTES ET RESONATEURS ACOUSTIQUES

Il est possible de modifier localement la nature du matériau et plus concrètement en agissant sur la valeur des propriétés élastiques du matériau. Au lieu d'enlever une ligne d'inclusion, 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 Khelif [33] comportant des cylindres d'acier immergés dans l'eau prouve là encore ce phénomène. Comme le montre la figure II-12, lorsqu'on enlève une inclusion, on observe un pic de transmission dans la bande d'arrêt, une résonance.

Le travail effectué par [33] s'intéresse aussi à ce qui arrive lorsqu'on met deux de ces cavités l'une à côté de l'autre. On remarque que, si elles sont alignées avec la direction de propagation, on a l'apparition de deux pics. En couplant judicieusement ces cavités on obtient une bande passante dans la bande d'arrêt. Par contre, si elles sont alignées dans le sens perpendiculaire à la propagation, la résonance est légèrement décalée en fréquence, mais elle est toujours seule [28].

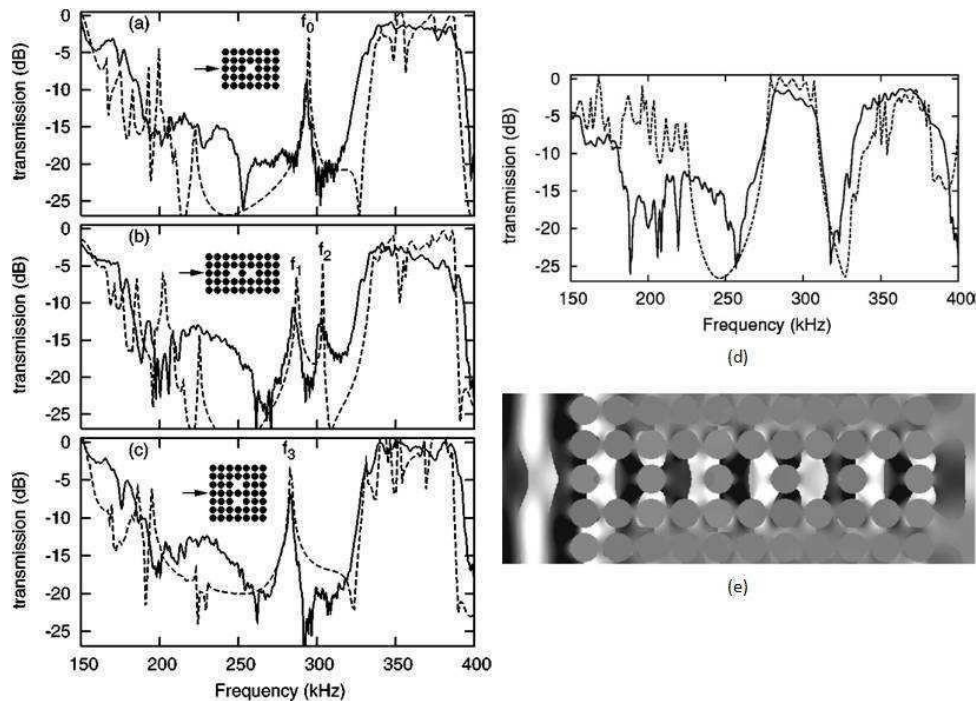


Figure II.14 : Transmissions mesurées (lignes pleines) et calculées (lignes pointillées) en fonction de la fréquence pour (a) une cavité résonante, (b) deux cavités alignées dans la direction de propagation, (c) deux cavités alignées dans la direction perpendiculaire à la propagation et (d) une série de cavités formant un guide. (e) pression calculée dans une série de cavités formant un guide identique à la figure (d) selon [33].

II.5.3. COUPLAGE GUIDES/CAVITES

Dans un premier temps on vient placer une cavité sur le bord d'un guide, comme indiqué sur la Figure II-13 [34]. Ces dispositifs sont réalisés en plaçant des cylindres d'acier dans l'eau selon une maille carrée. Le guide d'onde décrit précédemment procurait une bande passante dans la bande d'arrêt, l'adjonction d'une cavité au guide provoque deux creux de transmission dans la bande passante. 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 Figure II.13). Si on vient mettre plusieurs cavités le long du guide on forme alors une nouvelle bande d'arrêt dans la bande passante du guide.

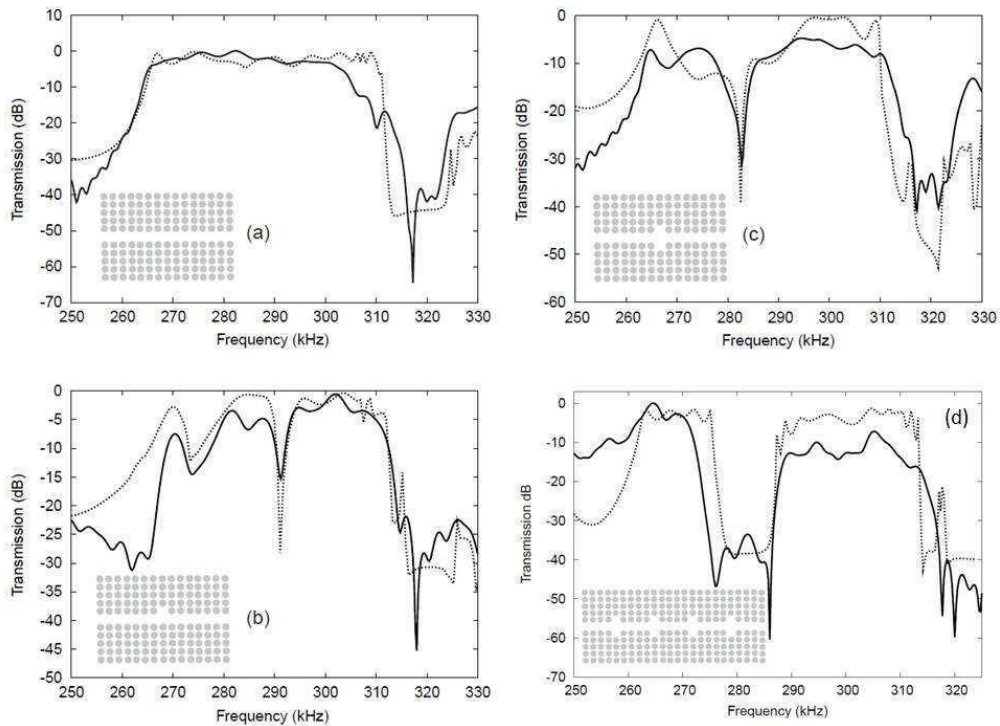


Figure II.15: Transmission mesurée (lignes pleines) et calculée (pointillés) pour (a) un guide d'ondes linéaire, (b) un guide couplé à une cavité, (c) un guide couplé à une cavité longue à cheval sur le guide et (d) un guide bordé de cavités sur ces deux côtés, d'après [34].

II.5.4. FILTRAGE ET MULTIPLEXAGE DES ONDES ACOUSTIQUES

La propriété de filtrage est la capacité de séparer et sélectionner des éléments à partir d'un flux. Il s'agit de séparer les ondes acoustiques ayant des fréquences déterminées à partir d'un paquet de fréquences initiales.

En effet, en exploitant la bande interdite phononique, il est possible d'éliminer certains paquets d'ondes indésirables sur des intervalles de fréquences bien déterminés. Le guidage permet, quant à lui, de laisser passer certaines fréquences dans la gamme fréquentielle de la bande interdite afin d'isoler une information parmi d'autres transportées par l'onde. La figure

II.14 illustre le principe de réalisation d'un dispositif de multiplexage permettant l'insertion ou l'extraction de certaines fréquences des ondes acoustiques.

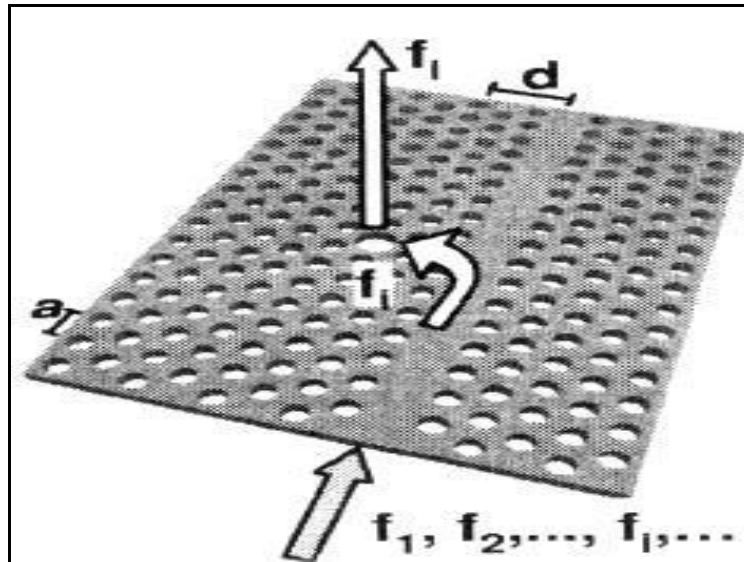


Figure II.16 : Schéma de principe d'un dispositif de multiplexage [35].

CONCLUSION

Les cristaux phononiques sont des structures périodiques présentant des propriétés acoustiques très importantes. En effet, cette périodicité est à l'origine de plusieurs propriétés intéressantes comme par exemple l'ouverture d'une bande phononique interdite interdisant la propagation des ondes acoustiques. Les cristaux phononiques suscitent beaucoup d'intérêt dans le cadre de l'isolation sonore par exemple. C'est cette propriété qui nous intéresse et que nous voulons mettre en évidence, étudier et utiliser.

Dans ce chapitre, nous avons présenté les cristaux phononiques en commençant tout d'abord, par quelques concepts fondamentaux : Tels que les différentes classes des cristaux phononiques ainsi que les différentes familles des réseaux cristallins en cristaux 2D. Puis, nous avons expliqué les diagrammes de bandes, permettant de décrire les différents modes présents dans les structures périodiques et de faire apparaître les bandes d'arrêt des cristaux phononiques. Enfin, nous avons présenté quelques fonctions avancées des cristaux phononiques, notamment les guides d'ondes, les cavités résonantes et les filtres.

CHAPITRE III

METHODES NUMERIQUES DE SIMULATIONS

INTRODUCTION

Dans le domaine de propagation des ondes, la simulation numérique a longtemps été appliquée en électromagnétisme pour la résolution des équations de Maxwell, pour d'innombrables systèmes complexes. Parmi ces derniers, les cristaux photoniques qui ont fait l'objet d'une large application de méthodes numériques pour l'étude de leur comportement ondulatoire. On peut citer par exemple la méthode de décomposition en ondes planes appelée: PWE (Plane Wave Expansion), très utilisée pour le calcul de structures de bandes [36-40]. D'autres méthodes, basées aussi sur l'approche de décomposition, ont été développées, dont celle de Kohn-Korringa-Rostocker (KKR) [41,42], la méthode TMM (The Transfer Matrix Method) [43], la MST (Multiple scattering Theory) [44-46] et la décomposition en ondelettes [47]. D'autres algorithmes basés sur d'autres approches de calcul ont été utilisés, comme la méthode des différences finies résolues dans le temps, appelée FDTD (Finite Difference Time Domain) [48-50], et celle des éléments finis (Finite Elements Method) [51] qui utilise une base de fonctions définies sur un maillage du domaine de résolution.

Par la suite, certaines de ces méthodes ont été appliquées à l'étude théorique de la propagation des ondes élastiques/acoustiques dans les cristaux phononiques (CP).

III.1. METHODE DE DIFFERENCE FINIES TEMPOR ELLE (FDTD)

Ces dernières décennies, les chercheurs ont développé une méthode numérique permettant la résolution de problèmes physiques dans le temps basée sur les différences finies. Cette méthode est souvent appelée par son acronyme FDTD.

La méthode FDTD a été mise en place dans les années soixante pour étudier les phénomènes régis par des équations différentielles impliquant le temps. Elle permet de suivre l'évolution des événements physiques depuis l'instant initial jusqu'à l'état permanent en passant par le régime transitoire. De plus, l'approche temporelle qu'offre la FDTD la rend adaptée même aux phénomènes non linéaires et non stationnaires.

la méthode FDTD est largement utilisée dans les études relatives à la mécanique des matériaux ainsi qu'à la propagation des ondes. Dans le domaine de la phononique, elle se rapproche plus de la réalité car elle offre la possibilité de générer une excitation (source) dans un cristal et de suivre dans le temps le comportement de l'onde et son interaction avec le cristal, ce qui permet l'étude de la transmission de l'onde. Ainsi, les travaux de Sigalas et Garcia [16], ont montré qu'en plus de ses résultats concordant parfaitement avec ceux de la PWE dans la détermination des bandes interdites. D'autre part, la FDTD dépasse les limites

de la PWE car elle permet l'étude de systèmes phononiques impliquant des éléments fluides (où la vitesse transverse est nulle) dans une matrice solide. Elle a montré son efficacité pour différents types de systèmes périodiques solide-solide, solide-liquide et solide-vide [52].

En plus du calcul du coefficient de transmission, Myashita et Inoue [53] se sont intéressés au guidage d'ondes élastiques dans un cristal sonore fini. Ils ont ainsi construit une structure artificielle finie et ont montré l'efficacité de la FDTD dans l'analyse de propagation d'ondes dans ce cristal. D'autres études de transmission, de confinement d'ondes et de guidage ont pu être réalisées par la suite en recourant à la FDTD. On peut citer par exemple les travaux de Khelif et al [54,55] et ceux de Pennec et al [56] sur des structures phononiques présentant des défauts avec des guides d'ondes simples et coudés, ou ayant des défauts de cavité pour des systèmes infinis à inclusions cylindriques périodiques. Heisch et al [57] ont pu FDTD pour le calcul de structures de bandes, donnant des résultats qui concordent avec ceux de la PWE. De leur côté, Sun et al [58] se sont intéressés au guidage des ondes acoustiques de surface dans un CP bidimensionnel en utilisant des milieux absorbants appelés PML (Perfectly Matched Layer).

III.1.1. PRINCIPE DE LA METHODE FDTD

A partir des équations de mouvement qui régissent la propagation des ondes acoustique dans un milieu élastique quelconque, la FDTD permet de rapprocher les solutions champ de déplacement et contraintes en se basant sur un développement en différences finies des dérivées partielles qui interviennent dans les équations en question. Ces différences finies reposent sur une discrétisation dans l'espace (pour les dérivées spatiales) et une autre temporelle (relative aux dérivées temporelles), lesquelles discrétisations doivent être bien choisies afin d'assurer la convergence des fonctions inconnues recherchées.

III.1.2. APPLICATION DE FDTD POUR LE CALCUL DES BANDES

La première étape dans la résolution des équations de mouvement consiste à isoler une cellule de périodicité de la structure phononique en appliquant la condition périodique de Bloch, introduite en FDTD par Hsieh et al [57]. Si le calcul de structure de bandes dans la PWE et la FEM se ramène à la résolution d'un problème matriciel de recherche de valeurs propres, l'approche adoptée dans la FDTD est bien différente.

En effet, dans le calcul des courbes de dispersion par la FDTD, les modes de vibration de la structure phononique sont déterminés pour chaque valeur de k . Pour se faire, une source d'excitation à large bande fréquentielle est introduite à un endroit de la cellule. Une onde

acoustique est ainsi générée par cette source et se propage dans la cellule unité en conformément aux conditions de Bloch. Après plusieurs itérations temporelles, les modes de vibration de la cellule apparaissent. En relevant les valeurs du champ de déplacement en fonction du temps sur un point de la cellule, les modes peuvent être obtenus à partir des pics de résonance du spectre du champ de déplacement.

La figure III.1 montre un exemple de spectre de champ de déplacement pour une structure phononique bidimensionnelle infinie, avec des pics de modes longitudinaux, calculé par transformée de Fourier. Les valeurs des fréquences des pics sont ainsi relevées pour chaque valeur du vecteur d'onde, ce qui permet de déterminer la structure de bandes du cristal phononique (CP).

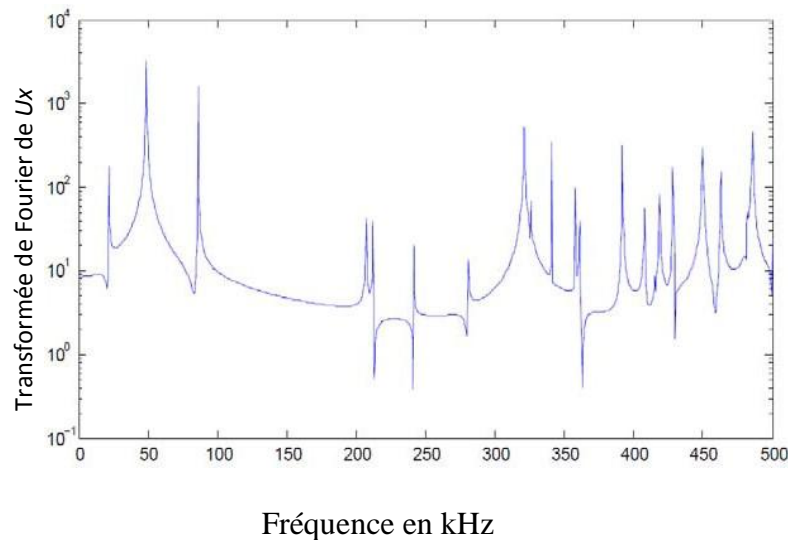


Figure III.1 : Exemple de spectre de transmission dans un cristal phononique bidimensionnel pour un vecteur d'onde fixé

III.1.3. CALCUL DU COEFFICIENT DE TRANSMISSION

En acoustique, la transmission est la capacité de l'onde acoustique à traverser une structure périodique à une fréquence donnée. Elle se calcule en mettant en place une source générant des ondes acoustiques à large bande de fréquences, puis en va enregistrer les valeurs du champ de déplacement en fonction du temps. Afin de comprendre le processus de calcul du coefficient de transmission, nous prendrons l'exemple du cristal phononique 2D de la figure III.2 ci-dessous. Le cristal est formé de cylindres en aluminium arrangés dans une matrice d'époxy suivant une périodicité carrée dans les deux directions X et Y de l'espace et infiniment longs suivant l'axe Z.

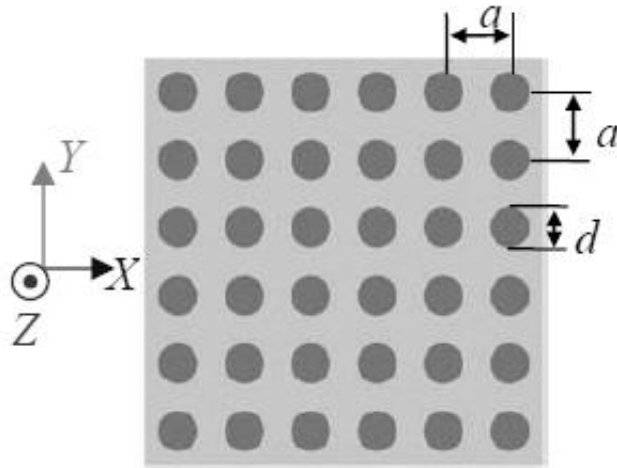


Figure III.2: Cristal phononique 2D constitué de cylindres en aluminium disposés périodiquement suivant un réseau carré dans une matrice d'époxy

Pour calculer le coefficient de transmission, on commence d'abord par choisir une direction de propagation qui définira l'arrangement des cylindres vus par l'onde élastique afin d'étudier sa transmission dans cette direction. Puis, une rangée de cylindres suffisamment nombreux est choisie afin d'avoir une bonne interaction entre l'onde et la structure. Ensuite et à tout cela, les conditions aux limites périodiques sont ajoutées sur les frontières dont la normale est perpendiculaire à la direction de propagation. Des domaines absorbants (PML) sont aussi joints aux frontières perpendiculaires à la direction de propagation afin d'éliminer les phénomènes de réflexion de l'onde sur les bords (figure III.3).

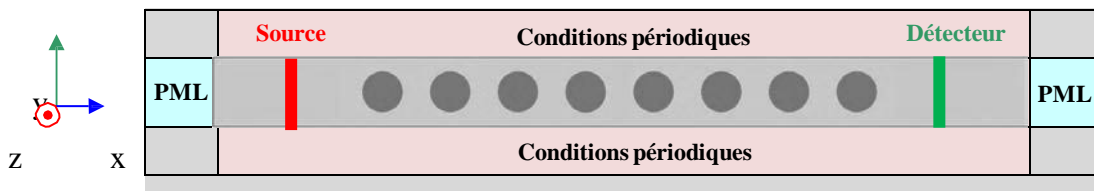


Figure III.3 : Le modèle adopté pour le calcul du coefficient de transmission du cristal phononique de la figure III.2

Dans l'exemple présenté ci-dessus, la direction de propagation choisie est suivant X et les domaines absorbants utilisés sont de type PML (**Perfectly Matched Layer**). Avant de continuer le calcul du coefficient de transmission, nous allons présenter brièvement ce type de condition absorbante.

III.1.4. CONDITIONS AUX LIMITES PML (PERFECTLY MATCHED LAYER)

En simulation numérique, les domaines conçus ne peuvent pas être infinis, donc, il est nécessaire de placer des couches absorbantes aux frontières du domaine étudié PML (**Perfectly Matched Layer**). L'objectif est de pouvoir empêcher l'onde de se réfléchir au niveau de ces frontières. Les ondes passent ainsi l'interface entre le domaine non PML et le domaine PML et sont absorbées au niveau de ce dernier.

III.1.5. COEFFICIENT DE TRANSMISSION

Une fois que les domaines de propagation de l'onde sont bien définis, que les conditions aux limites périodiques sont introduites et les domaines PML définis aussi, une excitation de l'onde acoustique à large spectre est produite au niveau de la source. Au fur et à mesure de l'avancement des itérations temporelles, cette onde traverse le CP, puis elle est interceptée au niveau du détecteur. A ce niveau, l'évolution temporelle du champ de déplacement est enregistrée en fonction du temps, et le spectre du signal est calculé par transformée de Fourier, ce qui permet de tracer le coefficient de transmission en fonction de la fréquence.

La figure III.4 présente un exemple de résultat de calcul du coefficient de transmission pour des ondes planes. Elle révèle la présence de deux principales bandes interdites phononiques situées aux intervalles de fréquences [90kHz, 210kHz] et [224 kHz , 257 kHz].

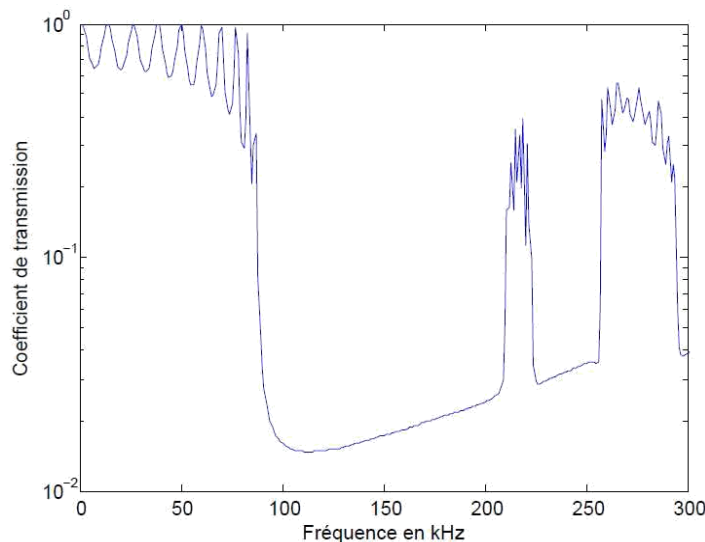


Figure III.4 : Coefficient de transmission des ondes planes en fonction de fréquences pour une structure à CP2D composée de cylindres d'acier dans une matrice d'époxy

III.1.6. AVANTAGES ET LIMITATIONS DE LA FDTD

La méthode FDTD est relativement simple à mettre en œuvre et rapide puisque le nombre d'opérations arithmétiques mises en œuvre à chaque itération est faible. Elle met en jeu, des concepts et des outils de résolutions élémentaires, cette méthode permet de :

- Obtenir en une seule simulation des informations temporelles et spectrales sur une structure.
- Offrir la possibilité d'obtenir la distribution du champ à différents temps.
- Modéliser des structures aux géométries complexes dont les matériaux peuvent être anisotropes ou inhomogènes.

La méthode FDTD nécessite l'utilisation d'une grille cartésienne ; cela entraîne des difficultés pour faire des raffinements locaux. En particulier, les géométries courbées doivent être approchées par des courbes en escalier. La FDTD possède des limitations telles que :

- Le schéma de Yee impose une discrétisation en mailles régulières.
- Il faut des longueurs d'arêtes entre $\lambda /16$ et $\lambda /20$ pour avoir la convergence en maillage.
- Il est difficile de prendre en compte des matériaux dispersifs.
- Les conditions aux limites approchées introduisent une approximation qui peut avoir une influence sur la précision du calcul.
- La FDTD étant un schéma explicite, le pas temporel maximal est relié au pas spatial par une condition de stabilité.
- Le pas de maillage et par conséquent le pas sur le temps sont liés à la plus petite longueur d'onde λ considérée. Un maillage typique aura au moins 10 mailles par longueur d'onde pour garantir une précision acceptable sur la solution. Donc, pour traiter un objet de taille 100λ , il faudra un maillage $1000 \times 1000 \times 1000$, soit 6 milliards d'inconnues scalaires, d'où un coût mémoire très important sur de gros maillages.

Le principal inconvénient de la FDTD est qu'elle nécessite de longs temps de calculs et un espace mémoire important, en particulier pour les calculs 3D.

III.2. LA METHODE DES ELEMENTS FINIS (FEM) :

La méthode des éléments finis, appelée aussi FEM (*Finit Element Method*), est largement utilisée dans la simulation numérique pour la résolution des équations aux dérivées partielles, décrivant les phénomènes physiques. Cette technique est utilisée au départ dans les problèmes liés aux structures mécaniques lesquels nécessitent la recherche des solutions de contraintes et de déformations dans un milieu élastique. Elle est appliquée aussi dans le cas de l'étude de la propagation des ondes acoustiques / élastiques dans les cristaux phononiques.

Parmi ses applications en phononique est le calcul des courbes de dispersion d'un cristal phononique 2D formé d'inclusions cylindriques dans une plaque [58]. L'ouverture de bandes interdites ainsi que le guidage des ondes élastiques dans ces structures à inclusions ont été aussi étudiés par Djafari-Rouhani *et al* [59] en utilisant la méthode des éléments finis. T. Chen et T-T. Wu [60] se sont intéressés aussi aux structures de bandes et au guidage des ondes élastiques, mais dans un nouveau type de CP constitué de cylindres déposés périodiquement sur une plaque d'aluminium. Dans toutes ces études, la FEM a montré son efficacité en termes de convergence et de temps de calcul, comparée à la PWE, notamment dans le cas des plaques finies.

III.2.1. PRINCIPE DE LA METHODE FEM :

La méthode des éléments finis est adaptée pour résoudre presque tous les types d'équations aux dérivées partielles régissant un problème physique quelconque, en particulier les équations relatives à la propagation des ondes élastiques. Pour une onde acoustique ou élastique se propageant dans un milieu cubique ou isotrope, les équations de propagation s'écrivent comme suit :

$$\begin{cases} -\rho\omega^2 u_x = \frac{\partial}{\partial x} \left(c_{11} \frac{\partial u_x}{\partial x} + c_{12} \frac{\partial u_y}{\partial y} + c_{12} \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(c_{44} \frac{\partial u_x}{\partial y} + c_{44} \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(c_{44} \frac{\partial u_x}{\partial z} + c_{44} \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) \\ -\rho\omega^2 u_y = \frac{\partial}{\partial x} \left(c_{44} \frac{\partial u_x}{\partial y} + c_{44} \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(c_{12} \frac{\partial u_x}{\partial x} + c_{11} \frac{\partial u_y}{\partial y} + c_{12} \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(c_{44} \frac{\partial u_y}{\partial z} + c_{44} \frac{\partial u_z}{\partial y} \right) \\ -\rho\omega^2 u_z = \frac{\partial}{\partial x} \left(c_{44} \frac{\partial u_x}{\partial z} + c_{44} \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(c_{44} \frac{\partial u_y}{\partial z} + c_{44} \frac{\partial u_z}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(c_{12} \frac{\partial u_x}{\partial x} + c_{12} \frac{\partial u_y}{\partial y} + c_{11} \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \end{cases}$$

A ce système d'équations sont ajoutées les conditions aux limites qui contraignent les solutions recherchées.

III.2.2. FORMULATION VARIATIONNELLE OU FORME FAIBLE

Afin de décrire plus aisément la méthode des éléments finis, nous partons d'une formulation plus générale en écrivant le système (III.1) plutôt sous la forme suivante :

$$-\nabla \cdot (C \nabla u) = \omega^2 u \quad (\text{III.1})$$

Le principe de la méthode des éléments finis peut se résumer comme suit:

- L'écriture sous la forme variationnelle: les équations aux dérivées partielles sont écrites sous une forme variationnelle vérifiée pour des fonctions test appartenant à un espace vectoriel bien défini.

- La discrétisation : la solution du problème vibrationnel est décomposée dans la base d'un espace vectoriel de dimension finie. Les éléments de cette base sont appelés les fonctions de forme.

La formulation variationnelle du problème est ensuite exprimée en fonction des fonctions de forme de l'espace, et le système est finalement écrit sous forme matricielle. La résolution du système matriciel permet d'obtenir la fonction solution du problème.

III.2.3. MAILLAGE, FONCTIONS DE FORME ET RESOLUTION

La résolution du problème (2.16) se fait dans un espace V de fonction bien défini à dimension infinie. Pour le calcul numérique, l'étape suivante consiste à choisir un sous-espace vectoriel de travail, de dimension finie N , inclus dans V .

L'espace d'approximation $N \subset V$ est construit par la mise en place d'un maillage du domaine. Le maillage est un découpage du domaine de résolution W en un nombre fini de sous domaines disjoints deux à deux et définis par des points appelés nœuds. Les bords de ces sous domaines définissent un réseau de frontières liant ces nœuds dans tout le domaine compact W

III.2.4. CONVERGENCE

La convergence de la solution dépend de la construction de l'espace d'approximation $N \subset V$. Plus la dimension N de ce dernier est grande, plus l'espace de décomposition est grand, et meilleure est l'interpolation de la solution qui se rapproche de la solution recherchée sur V . Au niveau du maillage, l'augmentation des éléments de la base de l'espace V implique un plus grand nombre de nœuds, et donc des sous domaines du maillage car, au moins une fonction de forme (élément de base de $N \subset V$) est associée à chaque nœud. En somme, plus le maillage est fin et bien distribué dans le domaine, mieux la solution est approchée.

Par ailleurs, le maillage est d'une importance capitale dans la méthode des éléments finis. En effet, le choix de la forme des sous-domaines du maillage ainsi que les fonctions de forme sont déterminants dans le degré d'approximation souhaité pour la solution recherchée. Aussi, il est très utile de prédire la forme et les variations de la fonction solution afin de déterminer le maillage le plus adapté pour mieux l'approcher. D'un autre côté, plus le nombre d'éléments du maillage est grand, plus le temps nécessaire au calcul de la solution est long, du fait de l'augmentation du nombre de fonctions de forme, et par conséquent des matrices de rigidité et de masse. Malgré cela, cette méthode reste pour plusieurs configurations plus efficace et rapide comparée à d'autres méthodes.

III.3. METHODE DE DIFFUSION MULTIPLE

La méthode de diffusion multiple (**MSM**) a découlée de la méthode Koring- Kohn-Rostoker (**KKR**) [61,62,63], développée initialement pour le calcul de la structure électronique des solides. Le succès de cette méthode réside dans le calcul des structures de bandes électroniques et électromagnétiques. Son application a été étendue à des problèmes acoustiques ou élastiques, pour calculer les structures de bande phononique. Elle est également susceptible de calculer la transmission de ces ondes dans les matériaux composites à structure périodiques et aléatoires.

Dans un système périodique ou aléatoire formé de diffuseurs, par exemple, parallèles à une direction donnée, de section quelconque (circulaire, carré, rectangulaire, elliptique...) insérées dans une matrice, l'onde incidente sur chaque diffuseur est la somme des ondes diffusées par tous les autres diffuseurs. D'où l'appellation diffusion multiple. Dans la section suivante nous détaillons la méthode sur laquelle s'appuiera ce travail (la méthode de développement en ondes planes **PWE**).

III.4. METHODE DE DECOMPOSITION EN ONDES PLANES

III.4.1. INTRODUCTION A LA METHODE PWE

La décomposition en ondes planes, communément appelée PWE, est sans doute la méthode la plus utilisée dans les domaines où les systèmes étudiés sont généralement périodiques en particulier dans les cristaux photoniques et les cristaux acoustiques. Cette technique a été utilisée initialement pour obtenir les états d'énergie électroniques dans un cristal métallique périodique [64]. Elle a été ensuite largement utilisée en photonique puis en phononique pour le calcul des diagrammes de bandes [36,65]. Dans le domaine de la phononique, du fait de la périodicité des structures étudiées, le champ de déplacement et les paramètres d'élasticité sont décomposés en ondes planes périodiques suivant les directions de la périodicité du cristal.

Le théorème de Bloch est appliqué afin de ramener l'étude au niveau d'une cellule élémentaire de périodicité du système en révélant les conditions aux limites périodiques. Le système d'équations de mouvement est ensuite développé et ramené à un problème classique basé sur la recherche des valeurs propres. Ce dernier permet de calculer les modes propagatifs des ondes et de tracer la structure de bandes. Durant ces dernières années, la PWE a montré son efficacité dans le calcul des structures à bandes interdites acoustiques pour différents types de systèmes: structures bidimensionnelles de types solides/composites [66,67] ou

solide-air [68], cristaux phononiques 1D ou 2D constitués d'une plaque avec inclusions périodiques, pour la propagation d'ondes de Lamb [69,70], systèmes présentant un ou plusieurs défauts [71,72], ainsi que le guidage des ondes dans des systèmes finis [73].

La méthode PWE a aussi fait ses preuves dans l'étude des milieux anisotropes [74] ou dispersifs pour les ondes de surfaces [75,76] ainsi que les milieux piézoélectriques [31,77]. Elle a également été modifiée et améliorée afin de calculer la structure de bandes interdites complexes pour la propagation des ondes évanescentes [78,79]. D'autre part, et à cause de la formulation plus variable, cette méthode permet l'intégration de nouvelles conditions relatives à la propagation comme le substrat.

La méthode PWE représente un des outils de modélisation privilégié dans le domaine des cristaux photoniques et phononiques [80]. Elle permet de représenter de façon assez directe, du point de vue du formalisme mathématique comme de la mise en œuvre numérique, la propagation de champs (électromagnétiques ou de déplacement) dans un milieu périodique. Elle est d'ailleurs bien connue en acoustique où elle est employée pour simuler des structures périodiques de type transducteurs composites qui trouvent leurs applications dans le domaine de l'imagerie médicale par exemple [81, 82].

III.4.2. PRINCIPE DE LA METHODE PWE :

Le principe de base de la méthode de décomposition en ondes planes consiste à décomposer en séries de Fourier les champs de propagation dans le domaine fréquentiel. Kushwaha et al. [62] ont appliqué cette méthode dans le cas d'un réseau bidimensionnel, en limitant toute fois dans un premier temps leur analyse à des milieux isotropes et à des champs de déplacement purement transverses. Dans cette configuration, les polarisations dans le plan et hors plan du champ de déplacement peuvent être découplées. Alors que, dans un solide homogène et isotrope le champ de déplacement élastique dépend du temps t et de la position r , il peut se mettre sous la forme [37]:

$$\rho(\vec{r}) \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = \bar{\nabla}(\rho(\vec{r}) C_l(\vec{r})^2 \bar{\nabla} \cdot \vec{u}) \quad (\text{III.2})$$

Où ρ_{ei} est définie pour être la constante élastique C_{11} . On peut maintenant développer C_{11} , et la densité par une série de Fourier, c'est dû au rapport périodique de nature des deux dimensions de PC.

$$\rho(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \sigma(\vec{G}) e^{i\vec{G}\cdot\vec{r}} \quad (\text{III.3})$$

$$C_{11}(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \beta(\vec{G}) e^{i\vec{G}\cdot\vec{r}} \quad (\text{III.4})$$

Où \mathbf{G} et \mathbf{R} sont les vecteurs en réseaux directe et réciproque respectivement. En supposant une onde plane de solution et la périodicité de la moyenne; on peut invoquer Bloch de résoudre pour de théorème Eq. (III,5), pour lesquelles le champ de déplacement est :

$$\vec{u}(\vec{r}, t) = e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r} - \omega t)} \sum_{\vec{G}} \vec{u}_k(\vec{G}) e^{i\vec{G}\cdot\vec{r}} \quad (\text{III.5})$$

Ici \mathbf{k} est le vecteur Bloch à deux dimensions. En bref, la combinaison d'eq. II.6 a-b avec équation. (III.7), on peut formuler un ensemble infini d'équations pour lesquelles les valeurs propres, $\omega(\mathbf{K})$, et vecteurs propres, $\mathbf{u}(\mathbf{G})$, peut être trouvée :

$$\sum_{\vec{G}} [\sigma(\vec{G} - \vec{G}') (\vec{K} + \vec{G}) \cdot (\vec{K} + \vec{G}') - \beta(\vec{G} - \vec{G}') \omega^2] \vec{u}_k(\vec{G}) = 0 \quad (\text{III.6})$$

On peut maintenant étudier les deux dimensions pour un cristal phononique en réseau réciproque avec la fraction de remplissage f . La densité et les constantes élastiques prend la forme :

$$q(\vec{G}) = \begin{cases} xf + y(1-f) \equiv \bar{z}, \text{ for } \vec{G} = 0 \\ (x-y)F(\vec{G}) \equiv \Delta \bar{z} F(\vec{G}), \text{ for } \vec{G} \neq 0 \end{cases} \quad (\text{III.7})$$

Où q est représenté par σ ou β et x, y représentent la densité ou constantes élastiques pour les inclusions et matrix. Le facteur de structure $F(\mathbf{G})$ est donnée par :

$$F(\vec{G}) = \frac{1}{A} \int_i d^2r e^{i\vec{G}\cdot\vec{r}} \quad (\text{III.8})$$

Où A est le domaine de l'inclusion unit cellule et l'intégration s'effectue sur l'inclusion. On peut maintenant refonte Eq. III.8 Comme:

$$\sum_{\vec{G} \neq \vec{G}'} F(\vec{G} - \vec{G}') [\Delta\alpha(\vec{K} + \vec{G})(\vec{K} + \vec{G}') - \Delta\beta\omega^2] \vec{u}_k(\vec{G}') + \left[\bar{\sigma} |\vec{K} + \vec{G}|^2 - \bar{\beta}\omega^2 \right] \vec{u}_k(\vec{G}) = 0 \quad (\text{III.9})$$

La formulation antérieure de vagues dans un matériau périodique démontre qu'il peut être résolu numériquement pour déterminer les fréquences propres et vecteurs propres pour un ensemble donné de vecteurs d'onde. Il est de pratique courante pour trouver les fréquences propres pour les vecteurs d'onde qui sont dans la zone de Brillouin irréductible (c.-à-d. les directions de symétrie élevée). Afin d'obtenir une bonne convergence avec cette méthode, le nombre d'ondes planes doit être bien choisir [83].

Exemple:

Cet exemple montre le calcul de la bande interdite pour une structure phononique 2D formée par des inclusions de PVC dans l'Air.

Les diagrammes de bandes sont extrêmement utiles pour déterminer les fréquences disponibles pour la propagation et la phase des ondes de vélocité de groupe et des matériaux (c'est-à-dire la vitesse des vagues et la vitesse de l'énergie). Comme il est discuté plus tôt le système d'intérêt dans cet exemple est un cristal phononique à deux dimensions composé d'une matrice carrée de vérin en PVC qui sont intégrés dans les inclusions d'une matrice d'air. Le paramètre de réseau est, $a = 27,0$ mm et le rayon des inclusions est $r = 12,9$ mm, voir figure. III.5.

Les paramètres physiques des matériaux constitutifs du cristal considéré sont: $\rho_{\text{pvc}} = 1264 \text{kg/m}^3$, $C_{t,\text{PVC}} = 1000 \text{m/s}$, $c_{l,\text{PVC}} = 2300 \text{m/s}$, $\rho_{\text{air}} = 1.3 \text{kg/m}^3$, $C_{t,\text{air}} = 0 \text{m/s}$, $c_{l,\text{air}} = 340 \text{m/s}$, où ρ est la densité de masse, C_t est la vitesse transversale de son, et c_l est la vitesse longitudinale du son. Avec l'utilisation de la méthode de bande résultantes PWE de structure pour ce système peut être vu dans la Figure. III.6. Il est fait remarquer qu'il existe un écart de bande complète entre 4 et 10 kHz. Il est également note qu'il existe une bande partielle entre 13,5 à 17,0 kHz (quatrième bande) dans la direction ΓX .

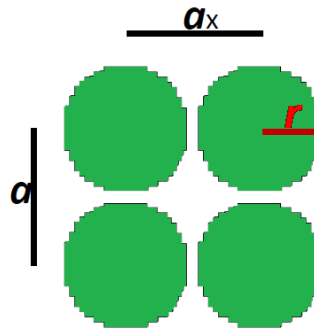


Figure III.5: Structure du cristal phononic PVC-AIR (PC) avec un réseau carré de paramètre $a=27\text{mm}$, et $R=12,9\text{mm}$.

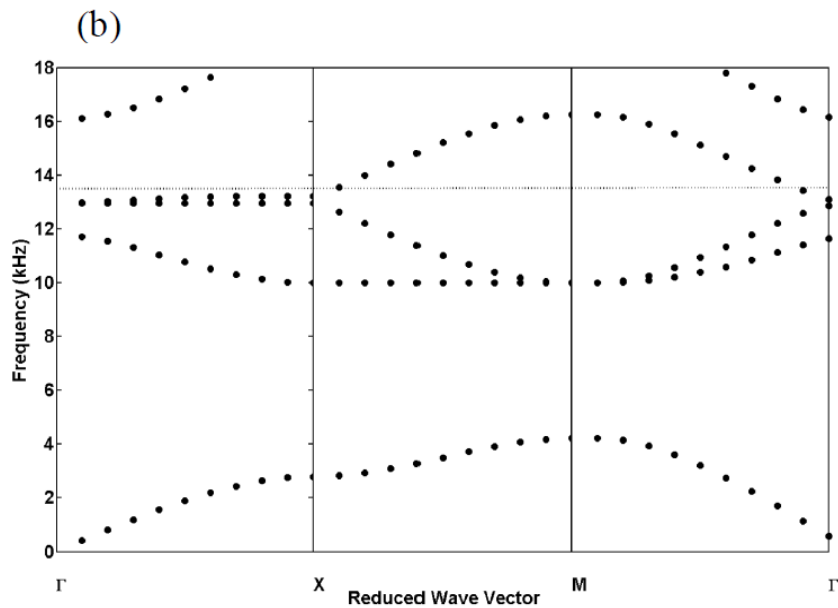


Figure III.6 : structure de bande déterminée par méthode d'onde plane (PWE) pour PVC-Air (PC) avec un réseau carré.

III.4.3. AVANTAGES ET INCONVENIENTS

Les décompositions de cette méthode sont des solutions exactes. La méthode est particulièrement bien adaptée au problème des solutions modales. Les problèmes de grande taille peuvent être résolus en utilisant des techniques itératives, comme la méthode du gradient conjugué.

Que ce soit pour le problème aux valeurs propres normal ou généralisé, un petit nombre seulement d'indices de bande dans le diagramme est nécessaire, reposant souvent sur les côtés de la zone de Brillouin. Ceci correspond aux solutions des modes propres en utilisant des techniques itératives et non à la diagonalisation de toute la matrice.

Il arrive que de faux modes apparaissent. Les problèmes de grande taille s'exécutent en, la méthode PWE est assez consommatrice à la fois de temps et d'espace mémoire.

Parmi les alternatives figurent la méthode spectrale et les méthodes utilisant FDTD qui sont plus simples et plus indépendants du modèle.

CONCLUSION

Les techniques PWE, MSM, FEM, FDTD sont devenues des méthodes numériques et outils incontournables pour simuler le comportement mécanique des structures à cristaux phononiques lors d'une propagation d'onde acoustique dans un milieu élastique. Ainsi, à partir des équations de mouvement élastique, elles ont permis aux chercheurs d'accéder aux calculs des courbes de dispersion de ces systèmes ainsi que leurs coefficients de transmission d'onde acoustique / élastique. Chacune de ces méthodes numériques, ayant une formulation différente, présente des avantages et des inconvénients, et est plus ou moins adaptée à l'étude de tel ou tel autre système. Ainsi, le choix de la méthode de calcul se base essentiellement sur son degré de complexité et d'adéquation avec le système étudié, et dépend du comportement physique que l'on envisage d'observer, des objectifs fixés, et enfin des moyens de calculs.

CHAPITRE IV

RESULTATS DE SIMULATION ET DISCUSSIONS

INTRODUCTION

L'intérêt d'un cristal phononiques bidimensionnel provient de sa capacité à prohiber la propagation des ondes sonores. Il est donc évidemment désirable de travailler avec un cristal qui présente les bandes complètes.

La création des défauts dans le cas des cristaux phononiques bidimensionnels s'effectue, soit par une modification locale des propriétés élastiques, par un changement de la taille d'une inclusion, par le déplacement d'une inclusion (défaut interstitiel), par l'insertion d'un diffuseur de propriétés élastiques différentes, ou bien par l'absence totale d'une inclusion (défaut lacunaire).

IV.1. PREMIERE STRUCTURE (Structure 2D à réseau carré)

Afin d'étudier les caractéristiques de bandes interdites notamment la largeur et la position dans le cas d'un cristal phononique bidimensionnel à réseau carré, nous considérons un cristal phononique 2D à réseau carré composé d'inclusions de PVC plongés dans une matrice de (Air) comme représenté sur la figure IV.1.

Dans la structure considérée, le rayon des inclusions est $r = 8$ mm, la période du réseau (le paramètre de maille) est $a = 20$ mm.

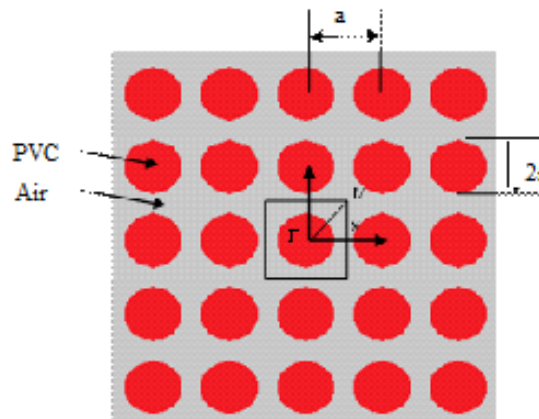


Figure IV.1 : Crystal sonore 2D constitué de PVC/Air à réseau carré

Les constantes d'élasticité de la matrice et des inclusions constituant le cristal 2D sont illustrées par le tableau IV.1.

Matériau	Masse volumique (Kg/m ³)	Module de Young (GPa)	Vitesse V_L (m/s)
PVC	1380	7.9488	2400
Air	1.2	0.0001	343

Tableau IV.1 : Constantes élastiques des matériaux utilisés

En utilisant un code écrit en Matlab de la méthode des ondes planes PWE, nous avons obtenu le diagramme de bandes illustré sur la figure IV.2. D'après ce diagramme, il est clair que le cristal phononique 2D considéré présente une bande dans la gamme des fréquences audibles comprise entre 8715 Hz et 10960 Hz.

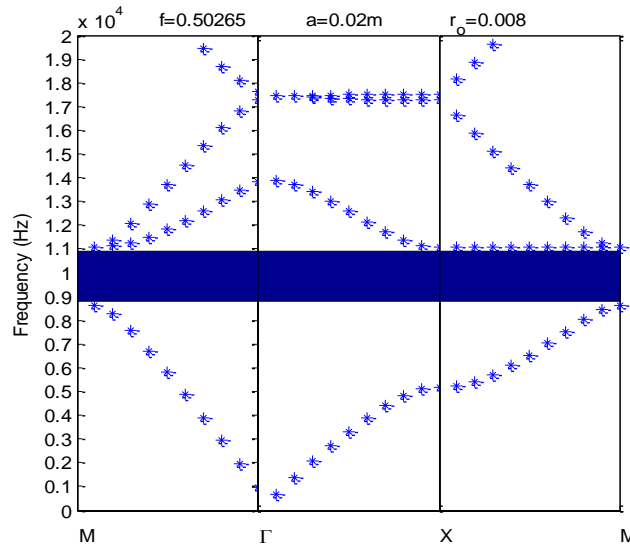


Figure IV .2: Diagramme de bandes dans le cas d'un cristal phononique 2D Formé par des inclusions de PVC plongées dans l'air

IV.1.1. INFLUENCE DES PARAMETRES GEOMETRIQUES

Il est intéressant d'étudier l'influence des paramètres géométriques sur les variations de la bande interdite phononique; dans le paragraphe suivant on va étudier l'effet de la période du réseau « a » et l'effet du rayon des inclusions d'air « r » sur les caractéristiques de la bande interdite ouverte.

a. Influence de la période du réseau :

Pour étudier l'influence de la période du réseau « a » sur la bande interdite phononique, nous avons considérés la structure décrite précédemment où le rayon des inclusions de PVC est fixé à $r=8$ mm, puis on fait varier la période du réseau tout en gardant les mêmes paramètres élastiques pour les deux matériaux du cristal phononique. La figure IV.3 donne le diagramme de bande pour deux valeurs de la période.

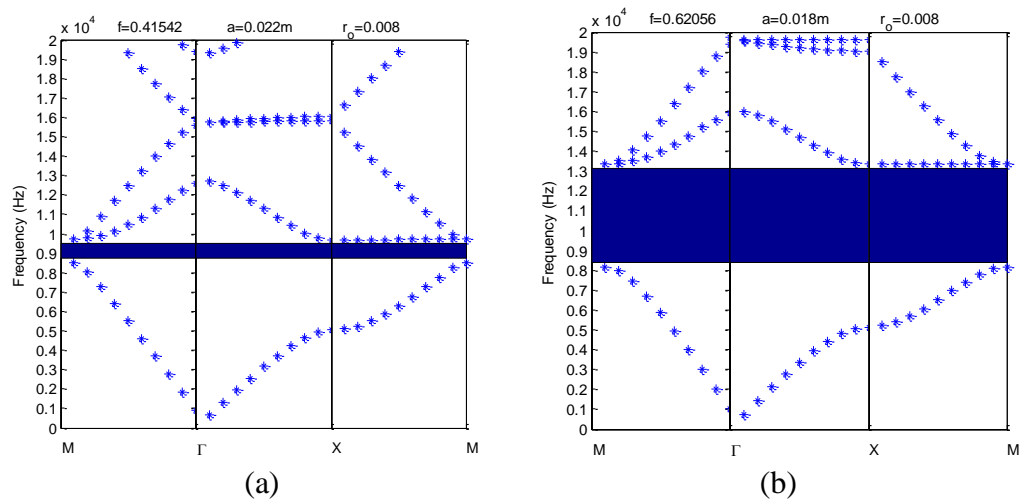


Figure IV.3 : Diagramme de bandes dans le cas d'un cristal sonique PVC/Air :
 (a) Pour $a=22$ mm, (b) Pour $a=18$ mm

Le tableau IV.2, indique les variations des fréquences limites, de la fréquence centrale et de la largeur de la bande interdite phononique.

Période en (mm)	f_{int} (KHZ)	f_{sup} (KHZ)	f_c (KHZ)	Δf (KHZ)
17	7426	15290	11358	7864
17.5	7967	14080	1102305	6113
18	8291	13190	107405	4899
18.5	8492	12480	10486	3988
19	8614	11900	10257	3286
19.5	8684	11400	10042	2716
20	8715	10960	9837.5	2245
21	8703	10222	9462.5	1519
22	8628	9607	9117.5	979
22.5	8575	9339	8957	764
23	8515	9090	8802.5	575
23.5	8449	8859	8654	410

Tableau IV.2 : Influence de la période du réseau « a » sur les propriétés des bandes phononiques ouvertes.

Sur la figure IV.4, nous avons présenté les variations de la largeur, la limite inférieure, la limite supérieure et la fréquence centrale de la bande interdite. Les courbes, montrent clairement que plus la période augmente, la largeur, les fréquences limites et la fréquence centrale diminuent.

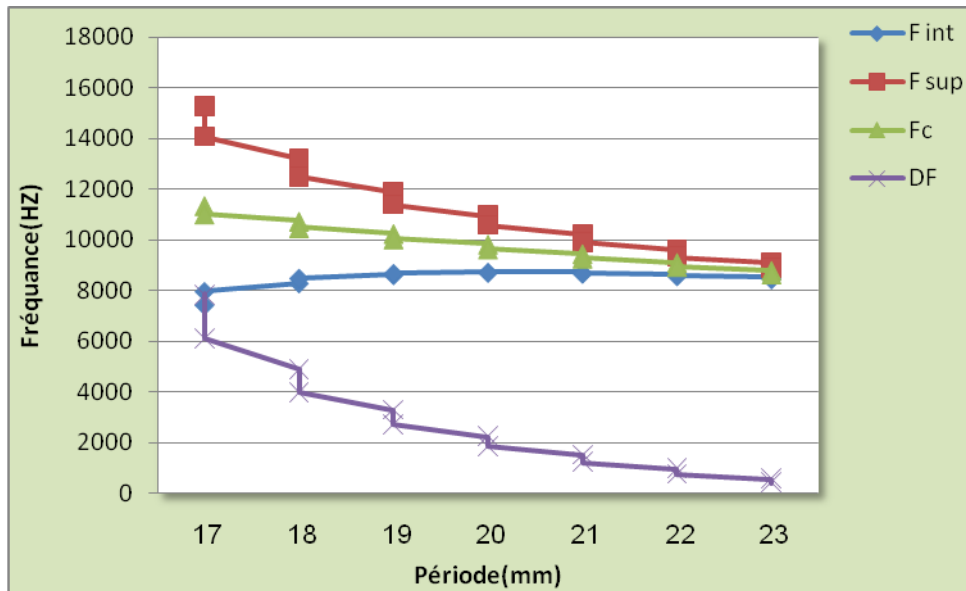


Figure IV.4 : Variations des propriétés des bandes phoniques en fonction de la période du réseau carré « a »

b. Influence du rayon des inclusions

Pour voir l'influence du rayon « r » des inclusions de PVC sur les caractéristiques des bandes phoniques ouvertes, on va fixer d'abord les propriétés physiques des deux matériaux et la période du réseau à la valeur (a=20 mm). Ensuite, on va effectuer une série de simulations en changeant le rayon r des inclusions d'air. Puis, en utilisant le même code de la méthode des ondes planes PWE après modification on va calculer les bandes interdites ouvertes pour chaque valeur du rayon r. La figure IV.5, illustre le diagramme des bandes pour deux valeurs du rayon des inclusions.

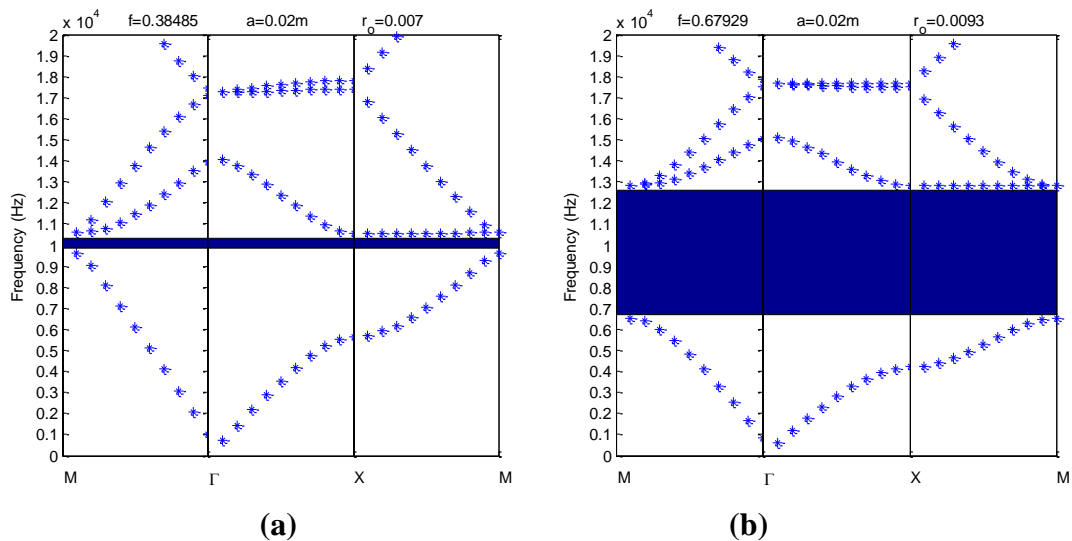


Figure IV.5: Diagramme de bandes dans le cas d'un cristal phononique 2D :
 (a) Pour r= 7 mm, (b) Pour r= 9.3 mm

Le tableau IV.3, représente les propriétés de la bande interdite ouverte ainsi que la fréquence d'onde centrale de la structure bidimensionnelle étudiée.

Rayon en (mm)	f_{int} (KHZ)	f_{sup} (KHZ)	f_c (KHZ)	Δf (KHZ)
7	9732	10407	10069.5	675
7.3	9445	10580	10012.5	1135
7.6	9148	10723	9953.5	1575
7.9	8828	10891	9859.5	2063
8.2	8478	11110	9794	2632
8.5	8085	11382	9733.5	3297
8.8	7632	11862	9747	4230
9.1	7085	12247	9666	5162
9.3	6637	12689	9663	6052

Tableau IV.3 : Influence du rayon des inclusions « r » sur les propriétés des bandes phononiques interdites.

Les résultats de simulations sont présentés sur la figure IV.6. D'après les courbes, il est clair que la largeur, la limite inférieure, la limite supérieure et la fréquence centrale de la bande interdite sont fortement liées au rayon des inclusions.

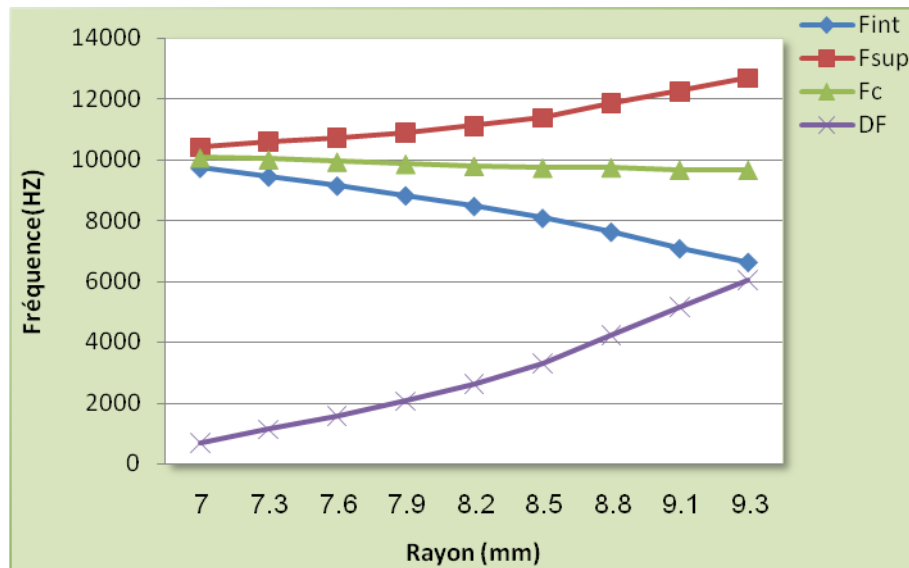


Figure IV.6 : Variations des propriétés des bandes phononiques en fonction du rayon « r » des inclusions de PVC

c. Influence du facteur de remplissage

Le calcul du diagramme de bande vu précédemment nous renseigne entre autres, sur les propriétés (la position et la largeur) des bandes interdites phononiques. Cependant, pour une structure donnée, on peut définir un facteur appelé facteur de remplissage ou la fraction de remplissage. Cette dernière représente le rapport entre la surface occupée par l'inclusion sur la surface de la cellule élémentaire. Pour la structure carré de côté a ce facteur de remplissage est donné par : $f = \pi.r^2/a^2$.

ff (%)	38	41	49	55	60	65	69	73	78
f_{int} (KHZ)	9732	9445	8828	8614	7632	7085	7426	6417	2483
f_{sup} (KHZ)	10407	10580	10891	11900	11862	12247	15290	17190	21880
f_c (KHZ)	10069.5	10012.5	9859.5	10257	9794	9666	11358	11803.5	12181.5
Δf (KHZ)	675	1135	2063	3286	4230	5162	7864	10773	19397

Tableau IV.4 : Influence du facteur de remplissage sur les propriétés des bandes interdites phononiques.

La figure IV.7, représente les variations des bandes ouvertes en fonction du facteur de remplissage pour la structure considérée. D'après les résultats obtenus on remarque que l'ouverture des bandes interdites est réalisée pour des facteurs de remplissages compris entre 0.38 et 0.78.

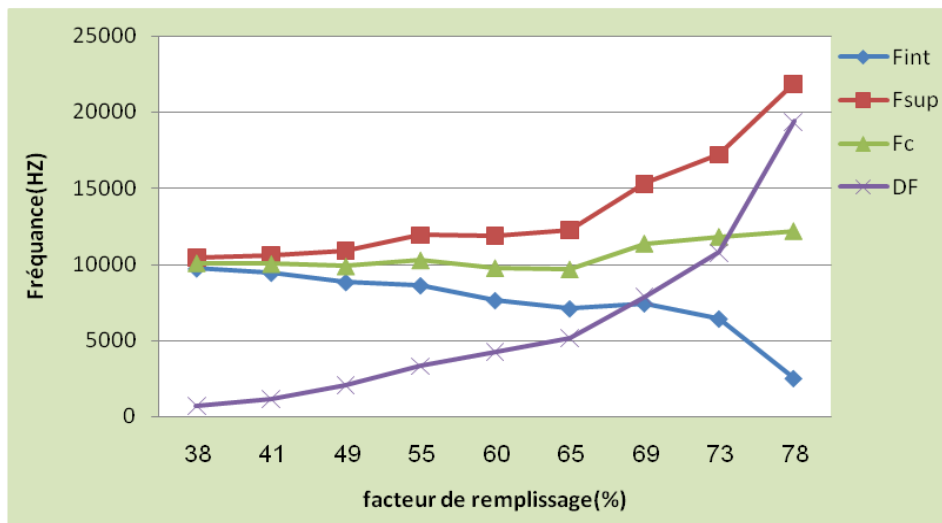


Figure IV.7 : Variations de la largeur de la bande phononique ouverte en fonction de la fraction de remplissage

IV.1.2. INFLUENCE DES PARAMETRES PHYSIQUES

a. Influence de la vitesse de propagation

Pour étudier l'influence du contraste dans la vitesse de propagation des ondes sonores dans le cristal 2D PVC/Air, il est nécessaire de fixer les paramètres géométriques. Ensuite, nous avons réalisé une série de simulation en utilisant le même code pour différentes vitesse de propagation longitudinale V_L (m/s).

Le tableau IV.5, résume les résultats de simulations obtenus en modifiant le même code en Matlab de la méthode des ondes planes PWE.

ΔV (m/s)	300	400	500	600	700	800	900	1000
f_{int} (KHZ)	21621	20582	19542	18502	17462	16423	15883	14343
f_{sup} (KHZ)	26810	25960	24240	22950	21660	20370	19080	17790
f_c (KHZ)	24215.5	2371	21891	20726	19561	18396.5	17481.5	16066.5
Δf (KHZ)	5189	5378	4698	4448	4198	3947	3197	3447

Tableau IV.5 : Influence de la vitesse de propagation longitudinale sur la bande interdite phononique.

Sur la figure IV.9, nous avons reporté les variations de la bande interdite phononique en fonction de la vitesse de propagation longitudinale. D'après les courbes, on peut conclure que plus la vitesse de propagation augmente, les fréquences limites supérieure, inférieure et la fréquence centrale f_c augmentent.

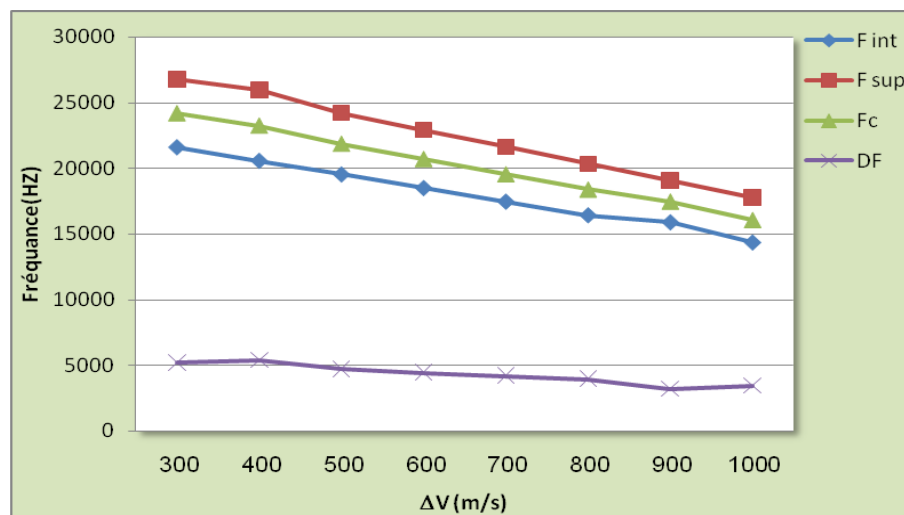


Figure IV.9 : Variations de la bande interdite phononique en fonction du contraste dans la vitesse de propagation longitudinale.

b. Influence de la masse volumique

De la même manière, pour étudier l'influence du contraste dans la masse volumique défini par $(\rho_{inclusion} - \rho_{matrice})$ nous avons fixé tout d'abord les paramètres géométriques et la vitesse de propagation dans la matrice. Ensuite, nous avons appliqué le même code pour différents contrastes.

Les résultats obtenus sont reportés dans le tableau IV.6.

$\Delta\rho$ (kg.m ⁻³)	500	1000	1500	2000	2500	3000	3500	4000
f_{int} (KHZ)	8722	8717	8715	8714	8714	8713	8713	8713
f_{sup} (KHZ)	10961	10963	10963	10963	10961	10962	10962	10961
f_c (KHZ)	9841.5	9840	9839	9838.5	9837.5	9837.5	9837.5	9837
Δf (KHZ)	2239	2246	2248	2249	2247	2249	2249	2248

Tableau IV.6 : Influence de la masse volumique sur les propriétés des bandes

La figure IV.10 illustre les propriétés de la bande phonique ouverte en fonction du contraste dans la masse volumique entre les deux matériaux du cristal PVC/Air. D'après les résultats obtenus, il est clair que le contraste joue un rôle important sur les propriétés de la bande ouverte (limite inférieure, limite supérieure et largeur de la bande).

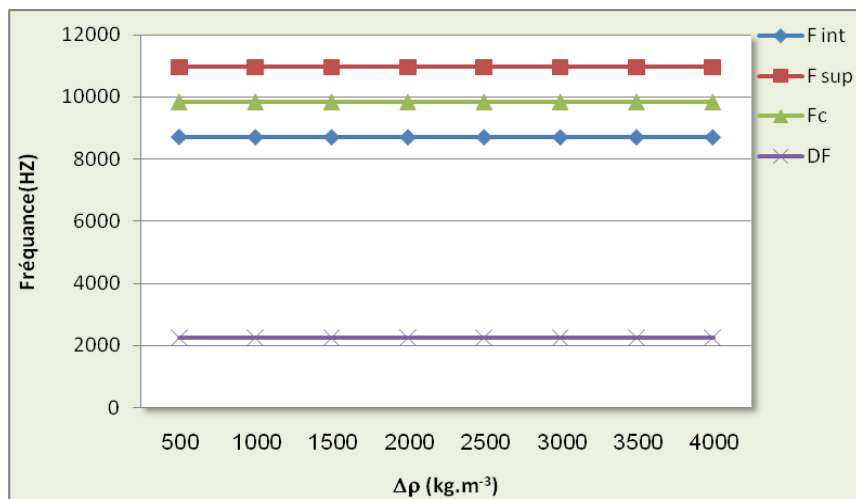


Figure IV.10: Variations des propriétés des bandes phoniques en fonction du contraste dans la masse volumique en Kg/m³

IV.2. DEUXIEME STRUCTURE (Structure 2D à réseau triangulaire)

Dans cette section, la structure étudiée est un cristal phononique bidimensionnels à réseau triangulaire de période a et composé à partir des inclusions de PVC de forme circulaire de rayon « r » insérées dans l'air comme il est représenté sur la figure IV.11(a).

Dans la structure considérée, le rayon des inclusions est $r = 8$ mm, la période du réseau (le paramètre de maille) est $a = 20$ mm.

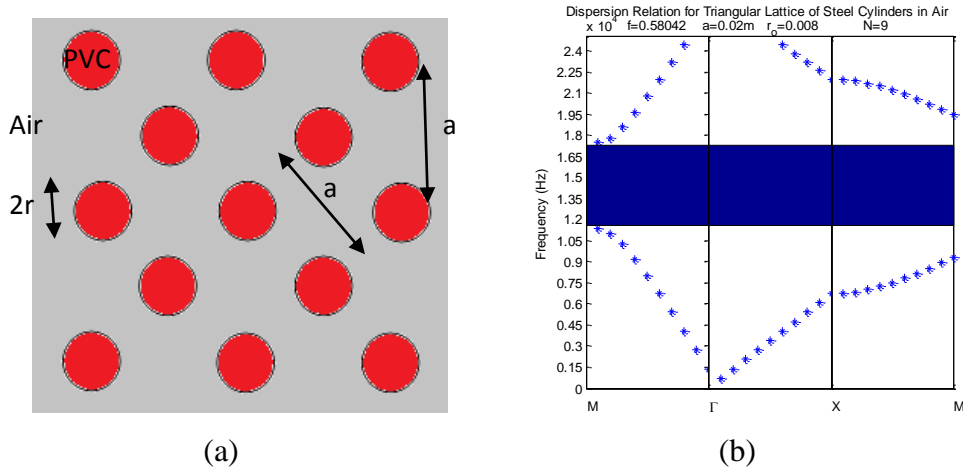


Figure IV.11 : (a) Cristal sonique 2D constitué de PVC/Air à réseau triangulaire, (b) Diagramme de bandes pour $a=20$ mm et $r=8$ mm.

En appliquant, la méthode des ondes planes PWE programmée en code Matlab, nous avons obtenu le diagramme de dispersion représenté sur la figure IV.11(b) pour: $a=20$ mm et pour $r= 8$ mm.

IV.2.1. INFLUENCE DES PARAMETRES GEOMETRIQUES

Il est primordiale d'étudier l'effet des paramètres géométriques sur les variations de la bande interdite phononique ; c'est-à-dire : l'effet du rayon des inclusions de PVC l'effet de la période du réseau.

a. Influence de la période du réseau :

Pour étudier l'influence de la période « a » sur la bande interdite sonique, nous avons considérés la structure décrite précédemment où le diamètre des inclusions de PVC est $r=14$ mm puis on fait varier la période tout en gardant les mêmes valeurs des paramètres élastiques pour les deux matériaux du cristal phononique. La figure IV.12 donne le diagramme de bande pour deux valeurs de la période.

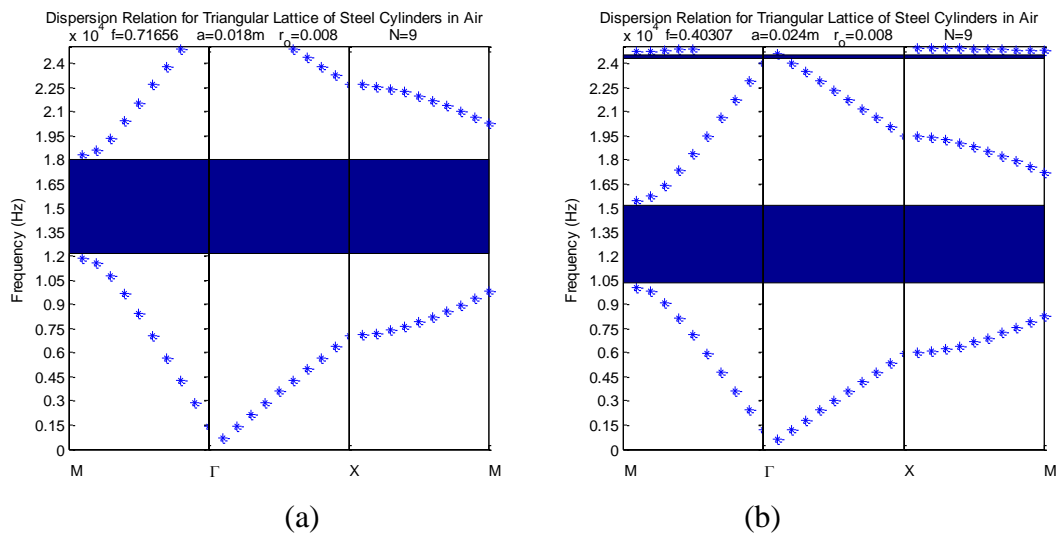


Figure IV.12: Diagramme de bandes dans le cas d'un cristal phononique 2D à réseau triangulaire PVC/Air : (a) Pour a= 18 mm, (b) Pour a= 24 mm

Période en (mm)	f_{int} (KHZ)	f_{sup} (KHZ)	f_c (KHZ)	Δf (KHZ)
17	11890	17654	14772	5764
17.5	12042	18044	15043	6002
18	12011	18072	15041.5	6061
18.5	11907	17963	14935	6056
19	11768	17777	14772.5	6009
20	11451	17310	14380.5	5859
21	11074	16805	13939.5	5731
22	10755	16281	13518	5526
23	10451	15770	13110.5	5319
23.5	10305	15521	12913	5216

Tableau IV.8 : Influence de la période du réseau triangulaire « a » sur les propriétés des bandes phononiques ouvertes.

Sur la figure IV.13, nous avons présenté les variations de la largeur, la fréquence inférieure, la limite supérieure et la fréquence centrale de la première bande interdite. Les courbes de la figure IV.13 montrent bien que plus la période augmente, la largeur, la fréquence inférieure, la limite supérieure et la fréquence centrale diminuent.

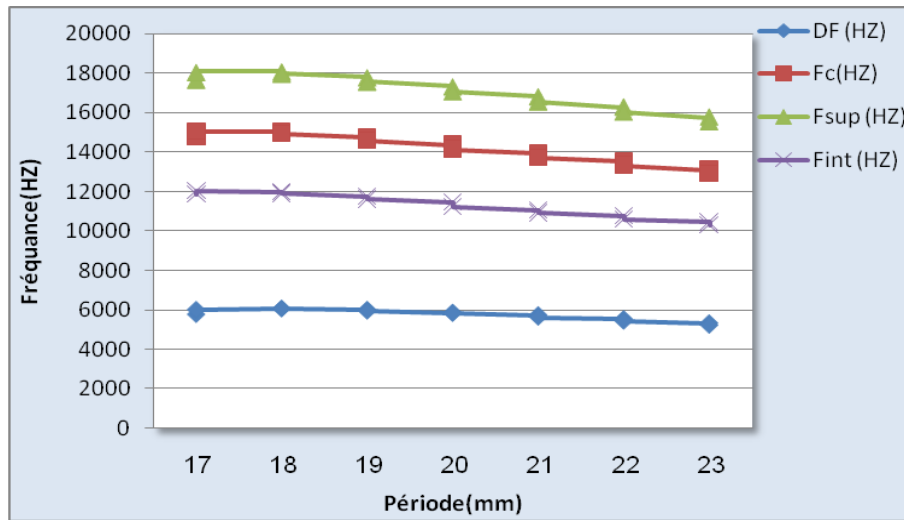


Figure IV.13 : Variations des propriétés des bandes phoniques en fonction de la période du réseau carré « a »

b. Influence du rayon des inclusions

Pour voir l’effet du rayon des inclusions de PVC sur les caractéristiques des bandes ouvertes, on va fixer d’abord les propriétés physiques des deux matériaux et la période du réseau à la valeur (a=20 mm). Ensuite, on va effectuer une série de simulations en changeant le rayon r des inclusions d’air.

La figure IV.14, illustre le diagramme des bandes pour deux valeurs du rayon des inclusions.

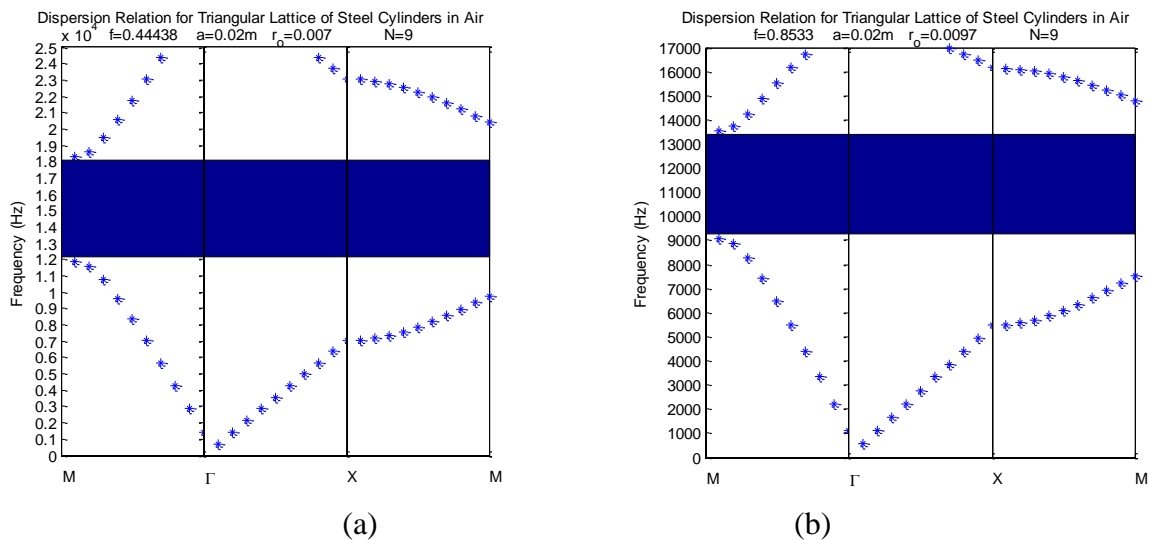


Figure IV.14: Diagramme de bandes dans le cas d’un cristal phononique 2D à réseau triangulaire PVC/Air : (a) Pour r= 7 mm, (b) Pour a= 9.7 mm

Rayon en (mm)	f_{int} (KHZ)	f_{sup} (KHZ)	f_c (KHZ)	Δf (KHZ)
7	12013	18109	15061	6096
7.3	11845	17894	14869.5	6049
7.6	11678	17655	14666.5	5977
7.9	11509	17456	14482.5	5947
8.2	11332	17124	14228	5792
8.5	11390	16882	14136	5492
8.8	10913	16453	13683	5540
9.1	10619	15870	13244.5	5251
9.4	10168	15050	12609	4842
9.7	9237	13391	11314	4154

Tableau IV.9 : Influence du rayon des inclusions sur les propriétés des bandes phononiques interdites.

Sur la figure IV.15, nous avons présenté les variations de la largeur, la fréquence inférieure, la limite supérieure et la fréquence centrale en fonction des rayons. Il est clair que plus le rayon augmente, la largeur, la fréquence inférieure, la limite supérieure et la fréquence centrale diminuent.

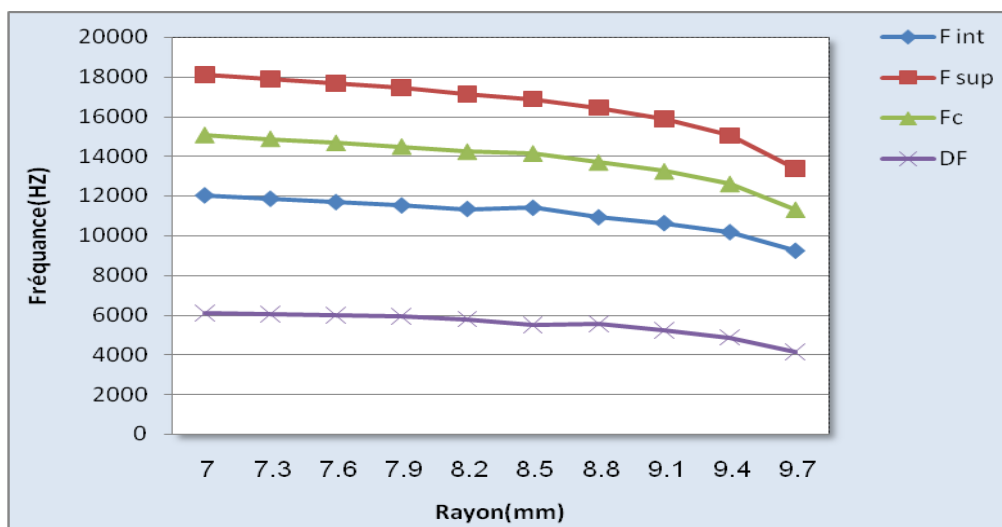


Figure IV.15 : Variations des propriétés des bandes phononiques en fonction du rayon « r » des inclusions de surface cercle

c. Influence du facteur de remplissage ff (%)

Pour une structure donnée, on peut définir un facteur appelé facteur de remplissage ou la fraction de remplissage. Cette dernière représente le rapport entre la surface occupée par l'inclusion sur la surface de la cellule élémentaire. Pour la structure carré de côté a ce facteur de remplissage est donné par :

$$f = \frac{2\pi r^2}{\sqrt{3}a^2}$$

ff (%)	44	52	56	60	65	70	75	80	85
f_{int} (KHZ)	12013	11678	11509	11332	11390	10913	10619	10168	9237
f_{sup} (KHZ)	18109	17655	17456	17124	16882	16453	15870	15050	13391
f_c (KHZ)	15061	14666.5	14482.5	14228	14136	13683	13244.5	12609	11314
Δf (KHZ)	6096	5977	5947	5792	5492	5540	5251	4882	4154

Tableau IV.10 : Influence du facteur de remplissage sur les propriétés des bandes interdites phononiques

La figure IV.16, représente les variations des bandes ouvertes en fonction du facteur de remplissage pour la structure considérée. D'après les résultats obtenus on remarque que l'ouverture des bandes interdites est réalisée pour des facteurs de remplissages compris entre 0.44 et 0.85 .

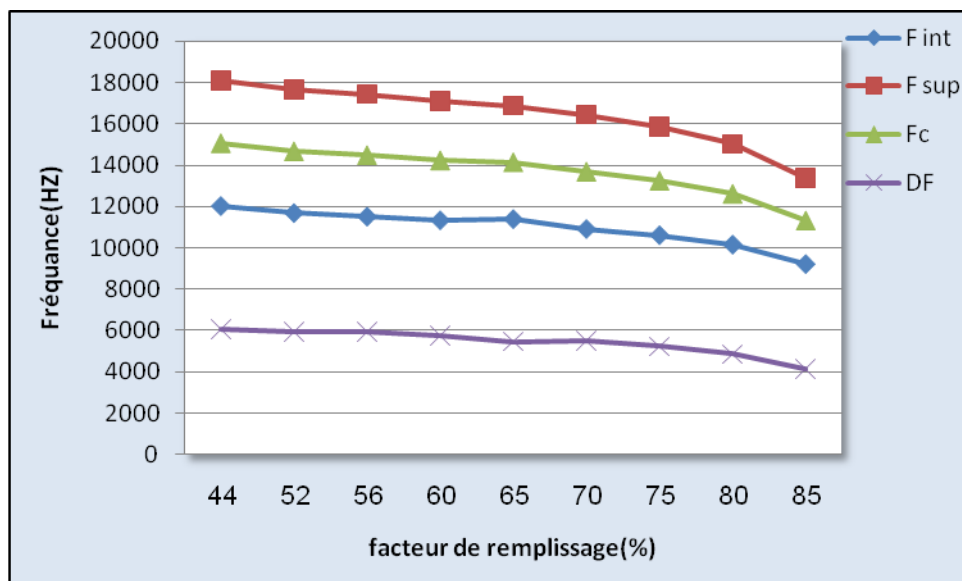


Figure IV.16 : Variations de la largeur de la bande phononique ouverte en fonction de la fraction de remplissage

IV.2.2. INFLUENCE DES PARAMETRES PHYSIQUES

a. Influence de la vitesse de propagation

Pour étudier l'influence du contraste dans la vitesse de propagation des ondes sonores dans le cristal 2D PVC/Air, il est nécessaire de fixer les paramètres géométriques ($a=20$ mm, $r=8$ mm). Ensuite, nous avons réalisé une série de simulation en utilisant le même code pour différentes vitesse de propagation longitudinale V_L (m/s).

ΔV (m/s)	300	400	500	600	700	800	900	1000
f_{int} (KHZ)	69.641	66.345	63.049	59.652	56.256	52.960	49.564	46.269
f_{sup} (KHZ)	105.9	100.8	95.722	90.637	85.540	80.442	75.351	70.267
f_c (KHZ)	87.770	83.572	79.385	75.144	70.898	66.701	62.457	58.268
Δf (KHZ)	36.259	34.455	32.673	30.985	29.284	27.482	25.787	23.998

Figure IV.11 : Variations des propriétés des bandes phononiques en fonction de la vitesse de propagation

Sur la figure IV.17, nous avons reporté les variations de la bande interdite phononique en fonction de la vitesse de propagation longitudinale de la matrice. Ces résultats sont obtenus en modifiant le même code en Matlab de la méthode des ondes planes PWE. D'après les courbes, on peut conclure que plus le contraste de la vitesse est faible, les fréquences limites f_{sup} , f_{inf} et la fréquence centrale f_c ainsi que la largeur Δf augmentent.

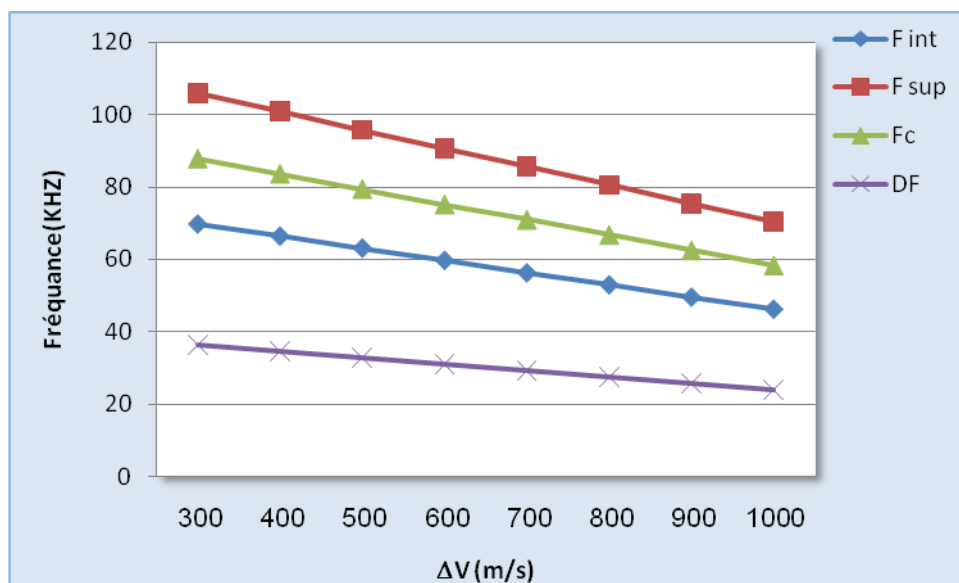


Figure IV.17 : Variations des propriétés des bandes phononiques en fonction de la vitesse de propagation

b. Influence de la masse volumique

De la même manière, pour étudier l'influence du contraste dans la masse volumique défini par $(\rho_{inclusion} - \rho_{matrice})$ nous avons fixé tout d'abord les paramètres géométriques et la vitesse de propagation dans la matrice. Ensuite, nous avons appliqué le même code pour différents contrastes. Les résultats obtenus sont reportés dans le tableau IV.12.

$\Delta\rho$ (kg.m ⁻³)	500	1000	1500	2000	2500	3000	3500	4000
f_{int} (KHZ)	11919	11905	11900	11898	11897	11896	11895	11895
f_{sup} (KHZ)	17321	17319	17317	17316	17316	17315	17315	17314
f_c (KHZ)	14620	14612	14608.5	14607	14606.5	14605.5	14605	14604.5
Δf (KHZ)	5402	5414	5417	5418	5419	5419	5420	5419

Tableau IV.12 : Influence de la masse volumique sur les propriétés des bandes

La figure IV.18 illustre les propriétés de la bande phononique ouverte en fonction du contraste dans la masse volumique entre les deux matériaux du cristal PVC/Air. D'après les résultats obtenus, il est clair que pour des contrastes faibles, les propriétés de la bande ouverte (limite inférieure, limite supérieure et largeur de la bande) restent presque constantes.

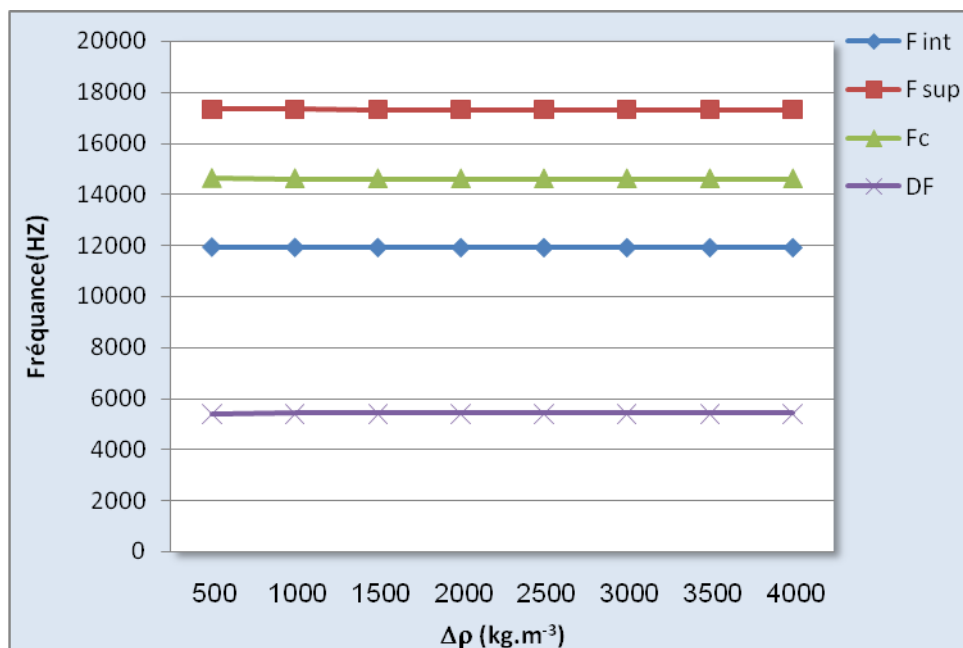


Figure IV.18: Variations des propriétés des bandes phononiques en fonction du contraste dans la masse volumique en Kg/m³

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons eu l'occasion d'étudier la possibilité d'ouverture des bandes interdites dans le domaine des fréquences audibles entre 20Hz et 20 KHz en utilisant des cristaux phononiques 2D a réseau carré et triangulaire formés par des inclusions de PVC plongés dans l'Air . Nous nous sommes intéressés à l'influence des paramètres géométriques notamment la période, le rayon d'une part et d'autre part des paramètres physiques en particulier la masse volumique et la vitesse de propagation longitudinale des ondes sonores.

Les différents calculs des bandes interdites pour le modèle d'un cristal phononique 2D démontrent que pour obtenir une bande interdite autour d'une fréquence donnée, il est nécessaire de régler les paramètres géométriques, il faut bien choisir les constituants du cristal et d'autre part, il faut bien choisir la topologie du cristal phononique notamment le type du réseau et la forme des inclusions.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

En structurant périodiquement la matière, il est possible d'empêcher les ondes acoustiques ou élastiques de se propager dans certaines directions et gammes de fréquences. Ces réseaux périodiques constitués de matériaux composites sont qualifiés de cristaux phononiques. Ceux-ci ont fait de ce domaine de recherche un sujet d'actualité et en évolution permanente. Un grand nombre de structures périodiques ont été étudiées et des approches théoriques variées ont été employées. Toutes ont mis en évidence l'existence de propriétés physiques telles que la présence de bandes interdites, des bandes de fréquences où aucune propagation d'ondes n'est permise dans ces structures. Cela offre de nombreuses applications allant de l'isolation sonore au filtrage et traitement du signal acoustique en passant par les guides et les capteurs.

Le travail présenté dans ce mémoire, s'inscrit dans le cadre d'une contribution à l'étude théorique et numérique d'ondes sonores dans les cristaux soniques bidimensionnels, formé par des inclusions de PVC plongées dans l'Air et structurées en deux réseaux ; le réseau carré et le réseau triangulaire.

En utilisant la méthode des ondes planes en expansion, nous avons eu l'occasion d'étudier la possibilité d'ouverture des bandes interdites dans le domaine des fréquences audibles situé entre 20Hz et 20 KHz.

En premier lieu, nous avons étudié l'influence des paramètres géométriques (le rayon des inclusions et la période du réseau) sur la largeur et la position des bandes interdites ouvertes. Les simulations réalisées ont montré clairement l'ouverture des bandes interdites en fréquences. D'autre part, les variations de ces bandes interdites dépendent fortement de la topologie des structures étudiées.

En second lieu, nous avons simulé l'influence des constantes élastiques représentées par le contraste dans la masse volumique et le contraste dans la vitesse de propagation longitudinale sur les caractéristiques des bandes interdites.

Les différents résultats de simulations ont montré clairement que la largeur et la position des bandes interdites sont liées au contraste de la vitesse longitudinale et au contraste de la masse volumique.

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

- [1] S. kheffache, memoire de magister, université mouloud mammeri, tizi-ouzou, propagation d'ondes élastiques dans les cristaux phononiques bidimensionnels, 2011.
- [2] R. Houwink, Elasticity Plasticity and structure of matter, Cambridge University Press, London, (1971)
- [3] J. Kushibiki, N. Chubachi, E. Tejima, Quantitative Evaluation of Materials by Acoustic Microscopy, Ul trason. Int., 89, (1989)
- [4] C. G. R. Sheppard, T. Wilson, Effects of High Angles of Convergence on $V(z)$ in the Scanning Acoustic Microscopy, Appl.Phys. Lett., 38, (1981)
- [5] Z. Hadjoub, Modélisation des Rayons Acoustiques pour les Structures NonPlanes et Etude des Caractéristiques des Modes de Surface. Microanalyse des Matériaux pour REFERENCES Composants à Ondes de Surface et à Semi-conducteurs, Thèse de Doctorat d'Etat, Université d'Annaba, (1993)
- [6] S. Bouhedja,doctorat d'état en physique, universite mentouri constantine, etude des vitesses des ondes de surface et de l'attenuation du mode de rayleigh via un capteur fonctionnant en champ noir.
- [7] D. Zhang, G. M. Grean, Appl. Phys. Lett., Acoustic Shear Wave Imaging Usingan Annular Lens, Appl.Phys. Lett., 62, (1993)
- [8] W. L. Bond, C. C. Culter, R. A. Lemons and C. F. Quate, Dark Field and Stereo Viewing with the Acoustic Microscope, Appl. Phys. Lett., 27, (1975)
- [9] sites.google.com/site/larefraction/upcoming-seminars.html
- [10] E. Dieulesaint, D. Royer, Ondes Elastiques dans les Solides: Application au Traitement du Signal, Ed Masson et Cie, (1974)
- [11] J. D. Achenbach, Evaluation of Materials and Structures by Quantitative Ultrasonis, (Ed.), Springer, Verlag, NY,(1993)
- [12] D. A. Sinclair, D. A. Smith, Dark Field Acoustic Microscopy, Electron.Lett.16, (1980)
- [13][sites.https://resources.schoolmouv.fr/private/eyJhbGciOiJIUzI1NiJ9.MTUyNzQyNzU2NDc4Nw.9fPLY6YTVkNHE6_a0gmB5S3cmDNwzqXINvtCqtCS-jg/les-ondes-sonores-et-electromagnetiques-applications-medicales-fiche-de-cours.pdf](https://resources.schoolmouv.fr/private/eyJhbGciOiJIUzI1NiJ9.MTUyNzQyNzU2NDc4Nw.9fPLY6YTVkNHE6_a0gmB5S3cmDNwzqXINvtCqtCS-jg/les-ondes-sonores-et-electromagnetiques-applications-medicales-fiche-de-cours.pdf)

- [14] sites <https://fr.scribd.com/document/366256394/Detection-Des-Fuites-Par-Emission-Acoustique>
- [15] sites [.http://www.maxicours.com/se/fiche/0/1/390601.html](http://www.maxicours.com/se/fiche/0/1/390601.html) Cours de Physique chimie - Application des ondes acoustiques : le sonar et l'échographie
- [16] M. S. Kushwaha, P. Halevi, L. Dobrzynski et B. Djafari-Rouhani, Acoustic band structure of periodic elastic composites. *Phys. Rev. Lett.* 71, 2022 (1993).
- [17] R. Martínez-Sala, J. Sancho, J. V. Sánchez, V. Gómez, J. Llinares, F. Meseger, "Sound Attenuation by Sculpture", *Nature*, 378, pp. 241, 1995.
- [18] Jaffre, T., "Caractérisation des matériaux à bande interdite électromagnétique multipériodiques et leurs applications aux antennes", Thèse de doctorat - Université de Limoges,(2005).
- [19] Ho, K.M., Chan, C.T. et Soukoulis, C. M., *Phys. Rev. Lett.* 65, 3152, 1990.
- [20] Van Der Biest, F., "Diffusion multiple et renversement du temps ultrasonore dans des milieux périodiques et désordonnés ", Thèse de doctorat - Université de Paris 7, (Janvier 2006).
- [21] A. Khelif, A. Choujaa, B. Djafari-Rouhani, M. Wilm, S. Ballandras, and V. Laude, "Trapping and guiding of acoustic waves by defect modes in a full-band-gap. [16] Kushwaha, M.S., Halevi, P., Dobrzynski, L. et Djafari-Rouhani, B., "Acoustic band structure of periodic elastic composites", *Phys. Rev. Lett.* 71, 2022–2025 (1993).
- [22] Yu, J.-K., Mitrovic, S., Tham, D., Varghese, J. & Heath, J. R. Reduction of thermal conductivity in phononic nanomesh structure. *Nature Nanotechnol.* 5, 718–721 (2010).
- [23] Van Der Biest, F., "Diffusion multiple et renversement du temps ultrasonore dans des milieux périodiques et désordonnés ", Thèse de doctorat - Université de Paris 7, (Janvier 2006).
- [24] Benaissa Fatima « Etude et Simulation de la Propagation des Ondes Electromagnétiques dans les guides à Cristaux Photoniques-Application aux Fibres Optiques», mémoire de Magister, université de Tlemcen, 2012.
- [25] Benmerkhi Ahlem, «Influence des paramètres géométriques sur la cavité à cristaux photoniques bidimensionnels », mémoire de Magister, Université de Constantine, 2008.

- [26] Marc zelsmann, «Cristaux photoniques en silicium sur isolant pour le guidage, le filtrage, l'émission et l'extraction de la lumière», Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier- Grenoble 1, novembre 2003.
- [27] Amel labani, « matériaux bip à base de nanoparticules métalliques et semi-conductrices étude des propriétés optiques par FDTD», thèse de mdoctorat, université de Constantine,2009.
- [28] M. GORISSE, Réalisation de filtres RF à base de cristaux phononiques, docteur de l'université de grenoble, 17 Novembre 2011.
- [29] 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., 84, 4400 (2004).
- [30] T. Miyashita, "Sonic crystals and sonic wave-guides", Measurement Science & Technology, 16 (5), R47-R63 (2005).
- [31] A. Khelif, A. Choujaa, S. Benchabane, B. Djafari-Rouhani, and V. Laude, "Guiding and bending of acoustic waves in highly confined phononic crystal waveguides", Applied Physics Letters, 84 (22), 4400-4402 (2004).
- [32] A. Khelif, A. Choujaa, S. Benchabane, V. Laude, and B. Djafari-Rouhani, "Guiding and filtering acoustic waves in a two-dimensional phononic crystal", Ultrasonics Symposium, 2004 IEEE, 654-657 Vol.1 (2004).
- [33] A. Khelif, A. Choujaa, B. Djafari-Rouhani, M. Wilm, S. Ballandras, and V. Laude, "Trapping and guiding of acoustic waves by defect modes in a full-band-gap ultrasonic crystal", Physical Review B, 68 (21), 214301 (2003).
- [34] S. Benchabane, A. Khelif, A. Choujaa, B. Djafari-Rouhani, and V. Laude, "Interaction of waveguide and localized modes in a phononic crystal", Europhysics Letters, 71 (4), 570-575 (2005).
- [35] S. Benchabane, Guidage et filtrage des ondes dans les cristaux phononiques, grade de docteur de l'université de franche-comté, 2006
- [36] M. Plihal and A. A. Maradudin, Phys. Rev. B **44**, 8565 (1991)
- [37] P. R. Villeneuve, and Michel Piché, Phys. Rev. B **46**, 4969 (1992)
- [38] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis, Phys. Rev. Lett. **65**, 3152 (1990)
- [39] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, and J. D. Joannopoulos, Appl. Phys. Lett. **61**, 495 (1992)
- [40] K. M. Leung, and Y.Qiu, Phys. Rev. B **48**, 7767 (1993)
- [41] K. Ohtaka, T. Ueta, and K. Amemeya, Phys. Rev. B **57**, 2550 (1998)

- [42] Z. Y. Li, and K. M. Ho, Phys. Rev. B **68**, 155101 (2003)
- [43] L. M. Li, and Z. Q. Zhang, Phys. Rev. B **58**, 9587 (1998)
- [44] M. Kafesaki, and E. N. Economou, Phys. Rev. B **60**, 11993 (1999)
- [45] Z. L. Liu, A. L. Goertzen, and J. H. Page, Phys. Rev. B **62**, 2446 (2000)
- [46] X. Checoury, and J. M. Lourtioz, Opt. Commun. **259**, 360 (2006).
- [47] J. B. Pendry, and A. MacKinnon, Phys. Rev. Lett. **69**, 2772 (1992)
- [48] C. T. Chan, Q. L. Yu, and K. M. Ho, Phys. Rev. B **51**, 16635 (1995)
- [49] K. Sakoda, and J. Kawamata, Optics Express **3**, 12 (1998)
- [50] K Schmidt, and P. Kauf, Comp. Meth. App. Mech. Engr. **198** 1249 (2009)
- [51] C. Herring, Phys. Rev. **57**, 1169 (1940).
- [52] J. O. Vasseur, B. Djafari-Rouhani, L. Dobrzynski, M. S. Kushawaha, and P.Halevi, J.
- [53] M. M. Sigalas, and E. N. Economou, Europhys. Lett. **36** 241-246 (1996).
- [54] Z. Hou, and B. M. Assouar, J. Phys. D : Appl. Phys. **42** 085103 (2009).
- [55] M. M. Sigalas, and E. N. Economou, J. Appl. Phys. **75** 2845 (1994).
- [56] Z. G. Huang, and T-T. Wu, IEEE Ultrason. Symp. **1**, 77 (2005).
- [57] M. M. Sigalas, J. Acoust. Soc. Am. **101**, 1256 (1997).
- [58] J. O. Vasseur, P. A. Deymier, B. Djafari-Rouhani, Y. Pennec, and A-C. Hladky-Hennion. Phys.Rev.B**77**, 085415(2008).
- [59] T-T. Wu, Z-G. Huang, and S. Lin, Phys. Rev. B **69**, 094301 (2004).
- [60] Y. Tanaka, and S-I. Tamura, Phys. Rev. B **58**, 7958 (1998).
- [61] K Schmidt, and P. Kauf, Comp. Meth. App. Mech. Engr. **198** 1249 (2009).
- [62] Y. Tanaka, and S. I. Tamura, Phys. Rev. B **60**, 13 294 (1999).
- [63] Y. Tanaka, and S-I. Tamura, Phys. Rev. B **58**, 7958 (1998).
- [64] B. Manzanares-Martinez, Phys. Rev. B **68** 134303 (2003)78.
- [65] M. Plihal and A. A. Maradudin, Phys. Rev. B **44**, 8565 (1991).
- [66] V.Laude, M. Wilm, S. Benchabane, and A. Khelif, Phys. Rev. E **71**, 036607 (2005).
- [67] J-C. Hsu, and T-T. Wu, IEEE Trans. Ultrason. Ferro- electr. Freq. Control **53**, 1169 (2006).
- [68] V. Laude, Y. Achaoui, S. Benchabane, and A. Khelif, Phys. Rev, B **80**, 092301 (2009).
- [69] V. Romero-Garcia, J. V. Sanchez-Pérez, and L. M. Garcia-Raffi, J. Appl. Phys. **108**, 044907 (2010).

- [70] B. Bonello, C. Charles, and F. Ganot, *Ultrasonics* **44**, 1209 (2006).
- [71] A. Khelif, B. Aoubiza, S. Mohammadi, A. Adibi, and V. Laude, *Phys. Rev. E* **74**, 046610 (2006).
- [72] B. Djafari-Rouhani, J. O. Vasseur, A. C. Hladky-Hennion, P. Deymier, F. Duval, B. Dubus, and Y. Pennec, *Photonics and Nanostruct. Fundament. and Applic.* **6**, 32 (2008).
- [73] T-C. Wu, T-T. Wu, and J-C Hsu, *Phys. Rev. B* **79**, 104306 (2009).
- [74] M. M. Sigalas, and N. García J. *Appl. Phys.* **87**, 3122 (2000).
- [75] Y. Tanaka, Y. Tomoyasu, and S-I. Tamura, *Phys. Rev. B* **62**, 7387 (2000).
- [76] T. Miyashita, and C. Inoue, *Jpn. J. Appl. Phys.* **40**, 3488 (2001).
- [77] A. Khelif, B. Djafari-Rouhani, V. Laude, and M. Solal, *J. Appl. Phys.* **94**, 7944 (2003).
- [78] Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, J. O. Vasseur, and H. Larabi, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 261912 (2005).
- [79] P-F. Heisch, T-T. Wu, and J-H Sun, *Trans. Ultrason. Ferro- electr. Freq. Control* **53**, 148 (2006).
- [80] L. M. Li, and Z. Q. Zhang, *Phys. Rev. B* **58**, 9587 (1998).
- [81] J-H. Sun, and T-T. Wu, *Phys. Rev. B* **74**, 174305 (2006).
- [82] J. B. Pendry, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3966 (2000)43.
- [83] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato, and S. Kawakami, *Phys. Rev. B* **58**,10096 (1998).
- [84] A. bougressi, memoire de magister, universite mouloud mammeri de tizi-ouzou, Application du concept des réseaux acoustiques à bandes interdites pour l'isolation sismique d'un site, Année 2013.

Résumé

La propagation des ondes dans les matériaux composites, désordonnés ou périodiques, est un sujet très général qui se trouve au confluent de nombreuses disciplines de la physique. En particulier, les cristaux phononiques, structures artificielles périodiques (1D, 2D ou 3D) formés d'au moins de deux matériaux élastiques. Ces matériaux présentent en effet sous certaines conditions des bandes de fréquences pour lesquelles la propagation des ondes élastiques ou acoustiques est interdite, dans certaines directions et gammes de fréquences.

L'objectif de ce travail est consacré à l'étude de la propagation des ondes acoustiques dans un cristal phononique bidimensionnels. Cependant, avant de réaliser de véritables fonctions pour contrôler la propagation des ondes acoustiques, il faut effectuer une étude topologique et paramétrique sur la cellule élémentaire d'un réseau carré et un réseau triangulaire 2D en vue de déterminer les différents paramètres ayant une influence significative sur la bande de fréquence interdite.

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

Abstract

The propagation of waves in composite materials, disordered or periodic, is a very broad subject that lies at the confluence of many disciplines of physics. In particular, the phononic crystals, periodic artificial structures (1D, 2D or 3D) formed from at least two elastic materials. These materials have indeed under certain conditions, of frequency bands for which the propagation of elastic or acoustic waves is prohibited in certain directions and frequency ranges. The aim of this work is to study the propagation of acoustic waves in a twodimensional phononic crystal. However, before making real functions to control the propagation of acoustic waves, a topological and parametric study must be carried out on the elementary cell of a 2D square lattice in order to determine the various parameters having a significant influence on the forbidden band.

Keywords: Crystal phonon 2D, bandgap, acoustic waves and wave guiding

ملخص

إن إنتشار الموجات في المواد المركبة، المختلة أو الدورية، هو موضوع واسع جدا حيث تتقاطع عنده العديد من التخصصات الفيزيائية. إن البلورات الفونونية (خصوصا) هي اجسام صناعية (أحادية، ثنائية أو ثلاثية البعد) تتكون على الأقل من مادتين مرتبتين. في الواقع وفي شروط معينة، هذه المواد تتميز بظهور عصب من الترددات التي تحظر على الموجات الصوتية والمرنة الإنتشار في بعض الإتجاهات و نطاقات الترددات.

إن هذا العمل يهدف إلى دراسة إنتشار الموجات الصوتية في المواد البلورية ثنائية الأبعاد. لكن و قبل إنجاز وظائف حقيقية للتحكم في إنتشار الموجات الصوتية و المرنة يجب إجراء دراسة طوبوغرافية و خاصة للخلية الأساسية لشبكة بلورية ثنائية البعد من أجل تحديد العوامل التي تؤثر على خصائص العصبية المحرمة.

كلمات مفتاحية : البلورات الفونونية ثنائية الأبعاد، العصبية المحرمة، الموجات الصوتية وإنتشار الموجة.