

FACULTE DE TECHNOLOGIE  
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

N°: 2022/ME/.....



DOMAINE: SCIENCES ET TECHNOLOGIE  
FILIERE: ELECTRONIQUE  
OPTION: MICO-ELECTRONIQUE

## Mémoire Présenté Pour L'obtention Du Diplôme De Master Académique

Présenté par :

ARIBI Mohammed

BOUMALAL Fatima

### Thème

**Etude et simulation d'un capteur de CO<sub>2</sub>  
à base de cristaux phononiques**

Soutenu devant le jury composé de:

<b>Mr. KHEDROUCHE Djamel</b>	<b>Université M'sila</b>	<b>Président</b>
<b>Mr. KAHLOUCHE Ahmed</b>	<b>Université M'sila</b>	<b>Encadreur</b>
<b>Mr. SAADA KHELKHAL Fayçal</b>	<b>Université M'sila</b>	<b>Examineur</b>



# *Dédicace*

*Nous dédions ce travail à :*

*Nos parents, qui nous ont toujours soutenus et qui  
ont fait tout le long de notre vie scolaire  
tout possible pour nous aider.*

*Nos frères et nos sœurs, que nous aimons  
beaucoup. Notre grande famille.*

*Nos cher ami (e) s, et enseignants.*

*Tout qui ont collaboré de près ou de loin à  
l'élaboration de ce travail.*



# Remerciements



*Avant tout je remercie le puissant , le grand ,*

*le roi Allah elhamdowecholelah .*

*Je tiens a remercier mon encadrant*

*Prof. KHALOUCHE Ahmed*

*pour la considération*

*et l'intérêt qu 'elle a porté a mon travail.*

*Je suis très reconnaissant de m 'avoir*

*fait profiter de son expertise en*

*traitement*

## Résumé

Les structures à bandes interdites phononiques défectueuses sont prometteuses pour une nouvelle génération de technologie de détection à haute performance. Le présent travail introduit un nouveau cristal phononique unidimensionnel à défaut (1D-DPC) en tant que capteur de gaz. La structure proposée est du type  $[(\text{Steel}/\text{SiO}_2)^2\text{-Couche de défaut-(SiO}_2/\text{Steel})^2]$ , où la couche de défaut est initialement remplie de différents gaz puis de dioxyde de carbone ( $\text{CO}_2$ ) à différentes températures. Les résultats obtenus par la méthode de la matrice de transfert (TMM) ont montré qu'un mode de résonance est généré à l'intérieur du spectre de transmission en raison de la présence de défaut. De plus, l'intensité du mode transmis est invariante aux paramètres du gaz introduit. En revanche, la fréquence de résonance du mode est très sensible à toute modification des paramètres du gaz et de la température du  $\text{CO}_2$ .

**Mots clés :** Capteurs de gaz, Bande interdite phononique 1D, Ondes acoustique, TMM.

## Abstract

Defective phononic band gap structures hold promise for a new generation of high-performance detection technology. The present work introduces a new one-dimensional defect phononic crystal (1D-DPC) as a gas sensor. The proposed structure is of the type  $[(\text{Steel}/\text{SiO}_2)^2\text{-Defect layer-(SiO}_2/\text{Steel})^2]$ , where the defect layer is initially filled with different gases and then with Carbon dioxide ( $\text{CO}_2$ ) at different temperatures. The results obtained by the transfer matrix method (TMM) showed that a resonance mode is generated inside the transmission spectrum due to the presence of a defect. Moreover, the intensity of the transmitted mode is invariant to the parameters of the introduced gas. On the other hand, the resonance frequency of the mode is very sensitive to any change in gas parameters and  $\text{CO}_2$  temperature.

**Keywords:** Gaz sensors, 1D Phononic band gap, Acoustic waves, TMM.

## خلاصة

إن هياكل فجوة النطاق الصوتية ذات العيب تبشر بجيل جديد من تقنية الكشف عن الغازات عالية الأداء. يقدم العمل الحالي بلورة صوتية جديدة ذات بعد واحد (D-DPC1) كمستشعر غاز. الهيكل المقترح عبارة عن:  $[(\text{Steel}/\text{SiO}_2)^2\text{-Defect layer-(SiO}_2/\text{Steel})^2]$  حيث طبقة العيب تمثل في البداية بغازات مختلفة ثم بثاني أكسيد الكربون ( $\text{CO}_2$ ) في درجات حرارة مختلفة. أظهرت النتائج التي تم الحصول عليها بطريقة مصفوفة النقل (TMM) أنه يتولد داخل طيف الإرسال تردد الرنين بسبب وجود العيب. علاوة على ذلك، فإن شدة الموجة المرسله ثابتة مع مختلف الغازات. من ناحية أخرى، فإن تردد الرنين للموجة المرسله تكون حساسة للغاية مع تغيير في خصائص الغاز ودرجة الحرارة لثاني أكسيد الكربون.

**كلمات مفتاحية:** مجسات الغازات، فجوة النطاق الصوتي 1D، موجات صوتية، طريقة TMM

# SOMMAIRE

<b>INTRODUCTION GENERALE .....</b>	<b>2</b>
<b>CHAPITRE I :GENERALITES SUR LES CRISTAUX PHONONIQUES</b>	
<b>I.1. INTRODUCTION .....</b>	<b>5</b>
<b>I.2. ENERALITE SUR LES CRISTAUX PHONONIQUES.....</b>	<b>5</b>
I.2.1. Définitions.....	5
I.2.2.historiques et concept.....	6
I.2.3. Différents types de structures cristallines .....	7
<b>I.3. FAMILLES DES CRISTAUX PHONONIQUES .....</b>	<b>9</b>
I.3.1. Structures périodiques 1D.....	9
I.3.2. Structures périodiques 2D .....	10
I.3.3. Structures périodiques 3D.....	10
<b>I.4. BANDE INTERDITE PHONONIQUES.....</b>	<b>11</b>
I.4.1. Type de réseau .....	11
I.4.2. Facteur de remplissage .....	12
I.4.3. contraste dans la masse volumique.....	12
I.4.4. Contraste dans la célérité du son .....	13
<b>I.5.CRISTAUX PHONONIQUES AVEC DEFAUTS .....</b>	<b>13</b>
I.5.1. Cristal avec défauts ponctuels.....	13
I.5.2. Cristal avec défauts linéaires.....	14
I.5.3. Cristal avec défauts linéaires et ponctuels simultanés.....	14
<b>I.6. PROPAGATION DES ONDES ACOUSTIQUES.....</b>	<b>15</b>
I.6.1. Ondes longitudinales.....	16
I.6.2.Ondes transversales .....	17
<b>I.7. APPLICATION DES CRISTAUX PHONONIQUES 1D.....</b>	<b>18</b>
I.7.1. Dans le domaine des capteurs.....	18
I.7.2. Dans le domaine de l'isolation acoustique .....	19
<b>I.8.CONCLUSION.....</b>	<b>20</b>

## CHAPITER II : CAPTEURS A CRISTAUX PHONONIQUES ET METHODES DE SIMULATION

<b>II.1. INTRODUCTION.....</b>	<b>22</b>
<b>II.2. CHAINE DE MESURE.....</b>	<b>22</b>
<b>II .3.PRINCIPALES CARACTERISTIQUE D'UN CAPTEUR.....</b>	<b>23</b>
II.3.1. Etendue de mesure.....	23
II.3.2. Sélectivité.....	24
II.3.3.Sensibilité .....	24
II .3.4.Linéarité .....	24
II .3.5.Résolution .....	24
<b>II.4. CAPTEURS A CRISTAUXPHONONIQUES.....</b>	<b>25</b>
II.4.1. Capteurs à cristaux phononiques 1D .....	25
II.4.2. Capteurs à cristaux phononiques 2D .....	25
II .4.3. Capteurs à cristaux phononiques 3D.....	26
<b>II.5.METHODES NUMERIQUES DE SIMULATION .....</b>	<b>28</b>
II .5.1.Méthode des ondes planes .....	28
II .5.1.1. Principe et formulation .....	29
II .5.1.2.Avantages et inconvénients de la méthode .....	31
II .5.2.Méthode de la matrice de transfert.....	31
II .5.2.1.Super-réseaux unidimensionnels.....	32
II .5.2.2.Principe et formalisme matriciel.....	32
II .5.2.2.1.Propagation dans une couche.....	33
II .5.2.2.2.Propagation des Amplitudes.....	33
II .5.2.2.3.Transmission via une bicouche.....	34
II .5.2.2.4.Transmission via N bicouches .....	35
II .5.2.2.5.Transmission par N bicouches avec un défaut.....	35
II .5.2.3Avantages et inconvénients du TMM.....	36
<b>II.6.CONCLUSION.....</b>	<b>37</b>

## CHAPITER III: RESULTATS DE SIMILATIONS ET DISCUSSIONS

<b>III.1. INTRODUCTION .....</b>	<b>39</b>
<b>III. 2. STRUCTURE ETUDIEE.....</b>	<b>39</b>
III.2.1.. Présentation de la structure.....	39
III.2.2.Spectre de transmission .....	40

---

III.2.3.Spectre de réflexion.....	41
<b>III. 3. ETUDE DE LA BANDE INTERDITE ..</b>	<b>41</b>
III.3. 1. Influence du nombre de couches .....	41
III.3.3. Influence du facteur de remplissage .....	42
III.3.2 Influence de la masse volumique des inclusions (steel) .....	44
III.3.2. Influence de la célérité du son dans les inclusions (CLA).....	46
<b>III. 4. ETUDE D'UN CRISTAL PHONONIQUE AVEC DEFAULT.....</b>	<b>49</b>
III . 4. 1. Présentation de la structure avec défaut .....	49
III.4. 2. Application à la détection des gaz.....	52
<b>III .5.APPLICATION A LA DETECTION DE LA TEMPERATURE DE CO2.....</b>	<b>54</b>
III.5.1. Spectre de transmission .....	54
III .5.2. Sensibilité et facteur de qualité .....	56
<b>III.6.CONCLUSION.....</b>	<b>58</b>
<b>CONCLUSION GENERALE .....</b>	<b>59</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE .....</b>	<b>62</b>

## LISTE DES FIGURES

### Chapitre I

Figure I.1 : (a) Sculpture minimaliste de l'artiste Eusebio Sempere, (b) Bandes pour un cristal phononique formé par des tiges d'aluminium dans une matrice de nickel .....	6
Figure I.2: Exemples schématiques de cristaux phononiques : 1D, 2D et 3D .....	9
Figure I.3: structure unidimensionnelle formée par l'empilement de deux couches A et B de propriétés élastiques différentes.....	10
Figure I. 4: Deux exemples de structures bidimensionnelles: (a) tiges d'inclusions dans l'air à réseau carré, (b) Cylindres d'air percés dans la matrice à réseau triangulaire. ....	10
Figure I. 5: Quelques exemples de structures 3D: (a) tas de bois, (b) structure cubique, (c) opales et (d) opales inversées. ....	11
Figure I.6 : (a), (b) Schéma d'un guide d'onde avec quatre défauts, (c) deux guides d'ondes séparés.....	15
Figure I.7 : Domaines fréquentiels des ondes acoustiques.....	16
Figure I.8: Représentation schématique d'un solide traversé par une vague d'ondes élastiques longitudinales .....	17
Figure I. 9: Représentation schématique dans le cas d'un solide traversé par une vague d'ondes transversales.....	17

### Chapitre II

Figure II.1: Schéma de principe d'une chaîne de mesure.....	23
Figure. II.2 : (a) Image de la structure. (b) Dispositif expérimental, (c) Courbe de transmission à travers le cristal phononique pour différents indices d'octane [115]. ....	26
Figure II.3(a) Dispositif expérimental. (b) Exemple de spectre de transmission du système en tirait (expérimentale)et continu (simulation par FDTD). (c) Evolution de la fréquence de résonance en fonction du rapport molaire de 1-propanol dans le mélange liquide. Symboles circulaires (simulation FDTD) et symboles triangulaires (expérimentale).....	27
Figure II.4 : Un super-réseau 1D avec des couches alternées avec des impédances $Z_1$ et $Z_2$ .....	32

Figure II.5: Une bicouche avec des impédances $Z_1$ et $Z_2$ avec des couches externes d'impédances $Z_0$ et $Z_L$ . .....	34
Figure II.6: Un cristal 1D composé de N bi-couches. ....	35
Figure II.7: Un système 1D composé de N bicouches et d'un défaut au centre de largeur $d_C$ et d'impédance $[Z]_C$ . ....	35

### Chapitre III

Figure III.1: Représentation schématique de la structure considérée [Steel/SiO <sub>2</sub> ] <sub>N</sub> .....	38
Figure III.2: Spectre de transmission en fonction de la fréquence pour une onde longitudinale dans le cas d'un cristal 1D pour N=10 couches. . ....	39
Figure III.3: Spectre de réflexion en fonction de la fréquence pour une onde longitudinale dans le cas d'un cristal 1D pour N=10 couches. . ....	40
Figure III.4: Spectre de transmission en fonction de la fréquence dans le cas d'un cristal phononique-1D (Steel/SiO <sub>2</sub> ) <sub>N</sub> composé de 6 couches ensuite de 10 couches. ....	41
Figure III.5: Spectre de transmission pour une onde longitudinale à incidence normale: (a) pour $ff=10\%$ , (b) pour $ff=30\%$ , (c) pour $ff=50\%$ et (d) pour $ff=80\%$ . ....	42
Figure III.6: Variations de la position (courbe en bleue) et la largeur de la bande interdite phononique (courbe en vert) en fonction le facteur remplissage. ....	43
Figure III.7: Coefficient de transmission on fonction de la fréquence dans le cas d'un cristal phononique 1D : (a) Pour $\rho_A=5630 \text{ kg/m}^3$ , (b) Pour $\rho_A=9630 \text{ kg/m}^3$ . ....	44
Figure III.8: Spectres de transmission on fonction de la fréquence dans le cas d'un cristal PnC-1D pour différentes valeurs de la densité des inclusions.. ....	44
Figure III.9: Variations de la position de la bande interdite et Variations de la largeur de la bande interdite phononique en fonction le contraste dans la densité. . ....	45
Figure III.10: Coefficient de transmission on fonction de la fréquence dans le cas d'un cristal phononique 1D : (a) Pour $CLA=6133 \text{ m/s}$ , (b) Pour $CLA=7133 \text{ m/s}$ . ....	46
Figure III.11: Spectres de transmission on fonction de la fréquence dans le cas d'un cristal PnC-1D pour différentes valeurs de la densité des inclusions. . ....	46
Figure III.12: Coefficient de transmission on fonction de la célérité du son dans les inclusions .....	47

---

Figure III.13. Représentation schématique d'un cristal phononique unidimensionnel (Steel/SiO <sub>2</sub> ) <sub>2</sub> /Défaut/( SiO <sub>2</sub> /Steel) <sub>2</sub> avec défaut au centre de largeur D . . . . .	48
Figure III.14: Spectre de transmission pour un cristal phononique 1D parfait (en bleue), ensuite avec une couche de fer au centre d'épaisseur $D=2*a_1= 6.133$ mm (en rouge). . . . .	49
Figure III.15: Spectre de transmission pour un cristal phononique 1D parfait (en bleue) et avec une couche remplie de l'air à 20°C d'épaisseur $D=3.43$ mm (en rouge). . . . .	50
Figure III.16: Spectre de transmission pour différents gaz : l'Air , le Nitrogène (N <sub>2</sub> ), CO <sub>2</sub> , Oxygène (O <sub>2</sub> ), l'Argon (Ar) et l'Ammonia (NH <sub>3</sub> ). . . . .	52
Figure III.17: Sensibilité du capteur de gaz [(Steel/SiO <sub>2</sub> ) <sub>2</sub> /Gaz/(SiO <sub>2</sub> /Steel) <sub>2</sub> ] pour différents gaz en fonction de la masse volumique. . . . .	52
Figure III.18: Spectres de transmission dans le cas d'un défaut rempli de CO <sub>2</sub> à différentes températures, la largeur de défaut est $D=1.335$ mm. . . . .	53
Figure III.19: Variation de la fréquence de résonance et le taux de transmission en fonction de la température pour un capteur (Steel/SiO <sub>2</sub> ) <sub>2</sub> /CO <sub>2</sub> /(SiO <sub>2</sub> /Steel) <sub>2</sub> . . . . .	54
Figure III.20: Variation de la sensibilité et le facteur de qualité du capteur (Steel/SiO <sub>2</sub> ) <sub>2</sub> /CO <sub>2</sub> /(SiO <sub>2</sub> /Steel) <sub>2</sub> en fonction de la température de CO <sub>2</sub> . . . . .	57

---

## LISTE DES TABLEAUX

### Chapitre I

Tableau I.1: Propriétés clés pour l'étude des structures de bandes dans les matériaux tridimensionnels isotropes .....	8
--	---

### Chapitre III

Tableau III.1: Paramètres physiques des différents matériaux constituant le cristal phononique solide/solide .....	39
Tableau III.2: Influence du facteur de remplissage sur les propriétés des bandes interdites. .	43
Tableau III.3: Influence de la masse volumique des inclusions sur la largeur de la bande interdite phononique. ....	46
Tableaux I.4: différentes valeurs (fréquence inférieure, fréquence supérieure et largeur de la bande) obtenues après une série de simulation .....	48
Tableau III.5: Paramètres physiques et géométriques des matériaux constituant la structure multicouche à étudier. ....	50
Tableau III.6: Paramètres physiques des gaz utilisés à la température 20°C . . . . .	52
Tableau III.7: valeurs des résultats de simulation. ....	52
Tableau III.8 : Valeurs des paramètres acoustiques et résultats de simulation à différentes températures de CO <sub>2</sub> pour D=1.335 mm .....	54
Tableau III.9: Valeurs de sensibilité et facteurs de qualité pour le CO <sub>2</sub> à différentes températures. ....	56

---

## **INTRODUCTION GENERALE**

---

## INTRODUCTION GENERALE

Les cristaux phononiques (PnCs) sont des structures périodiques artificielles composées au moins de deux matériaux ou plus, ils diffèrent par leurs propriétés élastiques telles que la masse volumique, la célérité du son [1]. Ces structures peuvent être fabriquées par structuration de ces composants suivant une, deux ou trois dimensions de l'espace [2]. Par conséquent, les cristaux phononiques se caractérisent par leur capacité de manipuler la propagation des ondes acoustiques ou élastiques. Ils peuvent même bloquer la propagation des ondes élastiques ou acoustiques sur des régions de fréquences ou de longueurs d'ondes de même ordre de grandeur que la période de la structure. Il s'agit alors, comme en physique des semi-conducteurs et des cristaux photoniques d'un phénomène de bande interdite phononiques [3,4].

D'autre part, les effets de bandes interdites acoustiques peuvent être observés sur de vastes régions de longueurs d'ondes à cause du spectre important des ondes acoustiques. Par conséquent, leur champ d'application de ces structures devient de plus en plus très large, allant de l'isolation des ondes sismiques au filtrage radio-fréquence, en passant par l'isolation phonique et le domaine des capteurs. Le travail présenté dans ce mémoire de master présente une contribution à l'étude et la conception d'un capteur phononique 1D avec défaut pour détecter les gaz notamment le dioxyde de carbone ( $\text{CO}_2$ ). Ce mémoire de master a été structuré en trois chapitres.

Le premier chapitre de ce manuscrit est entièrement consacré aux cristaux phononiques et aux ondes acoustiques. Tout d'abord, nous présenterons un bref historique de ces nouvelles structures périodiques, appelées cristaux phononiques. Puis, nous comparons ces cristaux avec d'autres types de cristaux tels que : les cristaux photoniques et les cristaux électroniques. Ensuite, nous sommes intéressés à donner quelques rappels et notions fondamentales sur la propagation des ondes acoustiques.

Le deuxième chapitre est entièrement dédié aux capteurs de liquides à cristaux phononiques et la méthode de simulation TMM. Nous présenterons en premier temps ; des notions fondamentales, les différents types de capteurs à cristaux phononiques. Ensuite, nous donnerons quelques caractéristiques métrologiques. Nous terminerons ce chapitre par la présentation de la méthode de la matrice de transfert utilisée pour l'étude et l'analyse de la configuration proposée. Généralement, cette méthode est la plus utilisée pour l'étude et la modélisation des structures multicouches.

Dans le troisième chapitre, nous nous intéresserons à l'étude des structures phononiques unidimensionnelles de type  $[\text{Steel}/\text{SiO}_2]^N$  formées par l'empilement du Steel et de la silice  $\text{SiO}_2$ . Dans la première partie du chapitre, nous nous intéresserons en premier temps à l'influence de certains paramètres géométriques et physiques sur l'ouverture de la bande interdite phononique dont le but est d'optimiser la sensibilité du capteur aux ondes acoustiques à incidence normale.

Dans la deuxième partie, nous nous intéresserons à l'étude d'une structure multicouches avec défaut introduit au centre de type  $[(\text{Steel}/\text{SiO}_2)^2/\text{Défaut}/(\text{SiO}_2/\text{Steel})^2]$ . Notre objectif est de montrer la possibilité d'utiliser ce type de structures dans le domaine des capteurs de gaz à cristaux phononiques notamment pour la détection d'air,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{NH}_3$  et  $\text{CH}_4$ .

Finalement, nous terminons ce manuscrit par une conclusion où l'ensemble des résultats obtenus sera résumé et avec quelques perspectives.

## CHAPITRE I

---

# GENERALITES SUR LES CRISTAUX PHONONIQUES

---

## INTRODUCTION

Variété importante d'applications, comme par exemple la réflexion des ondes sismiques, la création de boucliers acoustiques ou encore la construction de miroirs non absorbants permettant l'isolation phonique. Ces dernières années, les recherches scientifiques sur les cristaux phononiques ont connu une sérieuse avancée en particulier grâce au développement de méthodes numériques de calcul et les outils numériques de simulation. L'existence de bandes interdites absolues a été prédite théoriquement avant d'être démontrée expérimentalement dans une grande variété de cristaux phononiques constitués de composants solides ou fluides (liquide ou gaz).

Les études ont montré que la largeur et la location des bandes interdites absolues dépendaient fortement de la nature des constituants, du contraste entre les paramètres physiques (densités et constantes élastiques) entre les inclusions et la matrice, la géométrie du réseau d'inclusion, la forme des inclusions et le facteur de remplissage ont aussi une influence importante.

## I. 1. GENERALITE SUR LES CRISTAUX PHONONIQUES

### I.1.1. Définitions

Les cristaux phononiques sont des structures artificielles périodiques qui présentent une périodicité spatiale suivant une, deux ou trois directions de l'espace. Ces matériaux sont capables de bloquer la propagation des ondes acoustique dans certaines directions et gamme de fréquence ou de longueur d'ondes, par le biais de réflexions de Bragg ou par le phénomène de résonance local des éléments mis en réseau. Le nom de cristaux phononiques a été choisi par analogie avec d'autres structures similaire agissant sur la lumière s'appellent les cristaux photoniques.

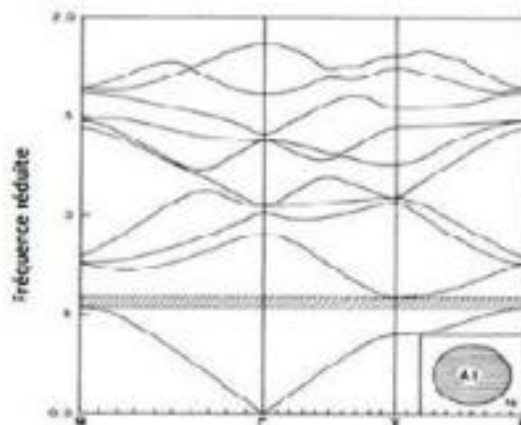
Dans le domaine de fréquences du gap, une onde incidente sera réfléchi par le cristal phononique qui opère alors comme un miroir parfait non absorbant. Une telle propriété est prometteuse pour une variété importante d'applications: la réflexion des ondes sismiques, la création de boucliers acoustiques ou encore la construction de miroirs non absorbants permettant l'isolation phonique de cavités. L'idée du cristal phononique est de fabriquer un matériau artificiel structuré périodiquement par l'assemblage d'au moins deux matériaux de propriétés acoustique ou élastiques différentes [5].

### I.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 [6]. 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 [7] sur les filtres à ondes de surface, ceux de J. D. Achenbach [6] 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) [8]. 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 [9,10]. Du point de vue d'application, les cristaux phononiques ont été utilisés en diverses applications: systèmes d'isolation phonique [11,12], structures parasismiques [13], 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 [6].



(a)



(b)

**Figure I.1 :** (a) Sculpture minimaliste de l'artiste Eusebio Sempere [6], (b) Bandes pour un cristal phononique formé par des tiges d'aluminium dans une matrice de nickel [11].

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 Semper exposée dans les jardins de la Juan March Fondation à Madrid. Cette sculpture représentée sur la figure I.1(b) 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 [11].

### I.1.3. Différents types de structures cristallines

Nous avons mentionné en introduction que les cristaux phononiques ont beaucoup en commun avec les cristaux photoniques, il y a de fortes analogies entre la propagation des électrons dans les cristaux ordinaires et les ondes électromagnétiques et élastiques dans ses cristaux. Bien que la structure de bandes phononiques d'un cristal à gap phononique est analogue à la structure de bande d'un cristal à gap photonique, celle-ci est aussi analogue à la structure de bande électronique d'un semi-conducteur.

Les cristaux phononiques ont des propriétés qui concordent avec celles des cristaux photoniques, toute fois il existe une certaine nuance entre eux. Les cristaux photoniques peuvent être caractérisés par deux paramètres indépendants, à savoir le rapport de la fraction diélectrique et la fraction volumique occupée par un de ces composants ; tandis que pour les cristaux phononiques plusieurs paramètres peuvent déterminer la propagation des ondes, tels que : le rapport des vitesses transversales et longitudinales, la densité, la fraction volumique.

D'une manière générale, dans les deux cas la propagation des ondes acoustiques ou élastiques dépend de la structure traversée [14].

Le tableau I.1 illustre les propriétés fondamentales régissant la propagation des ondes électroniques, les ondes électromagnétiques et les ondes élastiques dans les structures périodiques tridimensionnelles isotropes [14].

Propriétés	Cristal électronique	Cristal photonique	Cristal phononique
Matériaux	Cristallin (naturel ou obtenu par croissance)	Composé de deux matériaux diélectriques.	Composé de deux matériaux élastiques
Paramètres	nombres atomiques	Constantes diélectriques des constituants.	Densités, vitesse du son
Constantes de maille	1-5Å° (microscopique)	0.1 à 1cm (mésoscopiques ou macroscopiques)	mésoscopiques ou macroscopiques
Ondes	De Broglie (électron) $\psi$	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 : $\nabla \cdot u \neq 0$ $\nabla \times u \neq 0$
Equation différentielle	$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\right) \nabla^2 \psi + v(r)\psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}$	$\nabla^2 E - \nabla(\nabla E) = \frac{\epsilon(r)}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}$	$\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{1}{\rho} \left\{ \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \lambda \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \right] \right\}$
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'Etat 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 so
Gamme spectrale	Ondes radio, rayons X, micro-ondes, optiques,	Micro-ondes, optique	$w \leq qq \text{ GHz}$

**Tableau I.1:** Propriétés clés pour l'étude des structures de bandes dans les matériaux tridimensionnels isotropes [15].

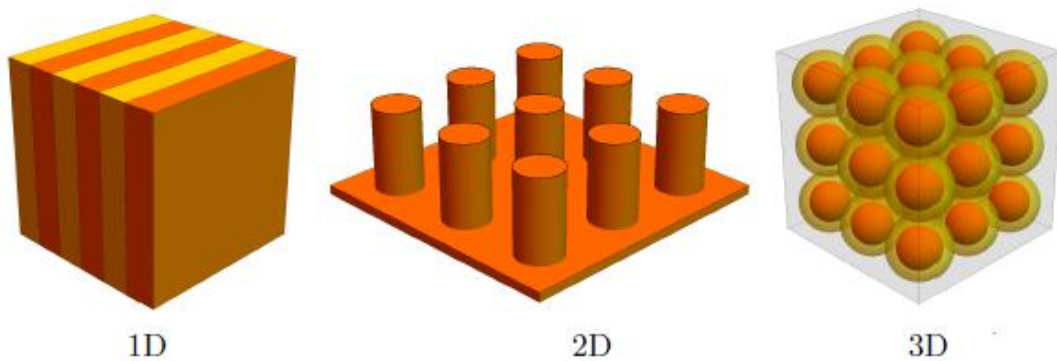
## I.2. FAMILLES DES CRISTAUX PHONONIQUES

Les cristaux phononiques sont des structures à bandes interdites phononiques, constituées au moins de deux matériaux de propriétés acoustiques ou élastiques différentes et arrangées périodiquement suivant une dimension, deux dimensions ou trois dimensions de l'espace comme il est schématisé sur la figure I.2.

Selon la nature des matériaux constituant le cristal phononique, on distingue trois types de cristaux phononiques :

- Les cristaux de type solide/solide ;
- Les cristaux solide/ fluide ;
- Les cristaux fluide/fluide.

Selon la périodicité spatiale on peut classer les cristaux phononiques en trois familles: Les cristaux unidimensionnels (1D), les cristaux bidimensionnels (2D) et les cristaux tridimensionnels (3D).



**Figure I.2:** Exemples schématiques de cristaux phononiques : 1D, 2D et 3D [16]

### I.2.1. Structures périodiques 1D

Les structures unidimensionnelles 1D sont les plus anciennes, elles ont été déjà largement étudiées et utilisées comme miroirs diélectriques ou filtres optiques. En acoustiques, elles consistent en une alternance de couches élastiques d'épaisseur  $d$  suivant une seule direction (Figure I.3). Les bandes interdites de cette structure, appelée également miroir de Bragg, sont sensibles à l'angle d'incidence de l'onde. Ainsi pour obtenir un contrôle des bandes interdites quelle que soit l'angle d'incidence, il faut étendre la périodicité de la structure à 2 et même 3 dimensions.

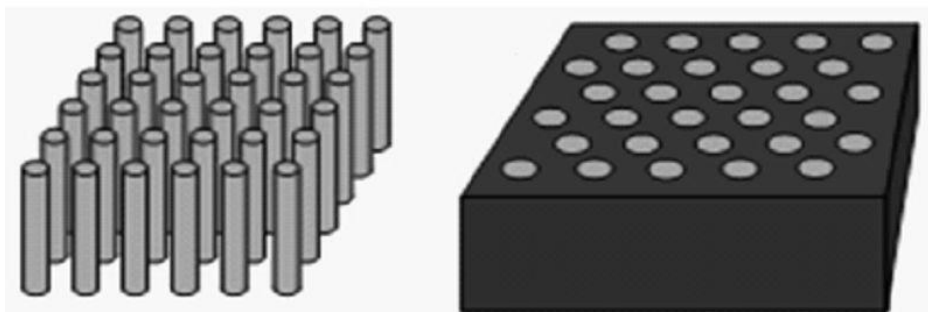


**Figure I.3:** structure unidimensionnelle formée par l'empilement de deux couches A et B de propriétés élastiques différentes.

### I.2.2. Structures périodiques 2D

Les structures bidimensionnelles 2D sont des cristaux phononiques dont les constantes élastiques sont réparties périodiquement suivant deux dimensions et reste invariante suivant la troisième dimension (Figure I.4).

Les cristaux 2D se regroupent principalement suivant trois réseaux : le réseau carré, triangulaire et hexagonal. Ces structures sont généralement composées de cylindriques. Elles présentent une géométrie simple qui facilite leurs études théoriques et expérimentales.



(a)

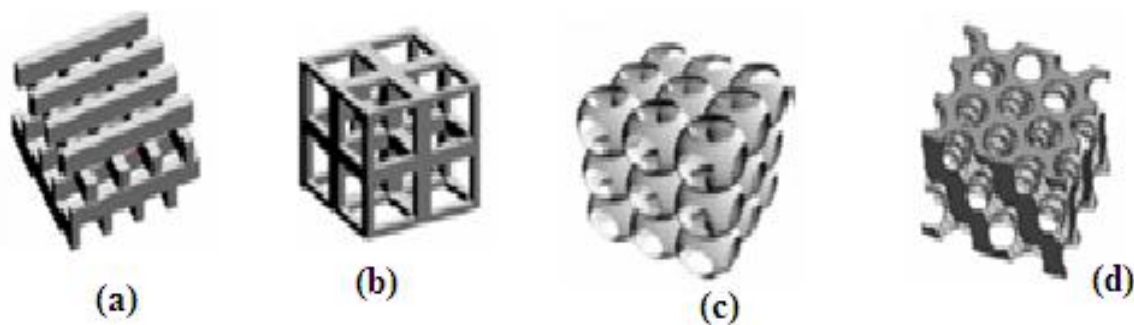
(b)

**Figure I. 4:** Deux exemples de structures bidimensionnelles: (a) tiges d'inclusions dans l'air à réseau carré, (b) Cylindres d'air percés dans la matrice à réseau triangulaire.

### I.2.3. Structures périodiques 3D

Les cristaux phononiques tridimensionnelles sont des structures généralement artificielles périodiques suivant les trois directions. Dans les structures phononiques tridimensionnelles, il est possible d'obtenir des bandes interdites absolues ou omnidirectionnelles, c'est-à-dire qu'une onde incidente de fréquence appartenant à une

telle bande interdite ne peut pas se propager quel que soit son angle d'incidence. Malheureusement, l'inconvénient des structures tridimensionnelles (3D) réside dans le fait qu'elles soient difficiles à réaliser expérimentalement. La figure I.5 montre quelques exemples des structures tridimensionnelles telles que : tas de bois, cubique, opales ou opales inversées.



**Figure I. 5:** Quelques exemples de structures 3D: (a) tas de bois, (b) structure cubique, (c) opales et (d) opales inversées [17].

### II.3. BANDE INTERDITE PHONONIQUES

L'ouverture d'une bande interdite dans le plan ou dans l'espace, s'obtient lorsque toutes les bandes interdites unidirectionnelles se recouvrent au moins partiellement sur la première zone de Brillouin. Le recouvrement sera maximal si les bandes interdites sont centrées à des énergies proches. La situation la plus favorable est celle où la zone de Brillouin est la plus isotrope possible, Les réseaux qui s'en rapprochent le plus sont le réseau triangulaire à deux dimensions et le réseau cubique à faces centrées à trois dimensions [8]. Les paramètres ayant une influence significative sur la largeur et la position des bandes interdites sont : le type de réseau, le contraste de vitesse du son, le contraste de la densité et la fraction volumique des inclusions par rapport celle de la matrice.

#### I.3.1. Type de réseau

En effet, les propriétés des bandes ouvertes, notamment la position et la largeur des bandes interdites phononiques dépendent fortement de la symétrie et de la forme du diffuseur ainsi que de son orientation. Cette dépendance est une caractéristique commune aux cristaux phononiques et photoniques. L'effet de la forme et de la symétrie des diffuseurs sur le gap phononique d'un cristal phononique bidimensionnel a été étudié récemment par Kuang et al [8].

Par ailleurs, les cristaux phononiques peuvent être façonnés suivant plusieurs réseaux ; hexagonaux, triangulaires et carrés. Les diffuseurs prennent aussi des formes multiples notamment hexagones, cercles, triangles et carrés.....etc.

### **I.3.2. Facteur de remplissage**

Le nombre et la largeur des bandes d'arrêt dépend aussi du taux de remplissage, c'est à-dire de la fraction volumique des inclusions dans le cristal phononique. La bande d'arrêt la plus basse apparaît pour des facteurs de remplissage faibles. D'autres bandes apparaissent pour des facteurs de remplissage suffisants, puis disparaît pour des remplissages trop élevés ou très faibles. Cela peut être expliqué par le fait que, si le remplissage est égal à 0, on a un matériau homogène, qui ne permet donc pas d'obtenir des bandes d'arrêt. Si on introduit petit à petit un autre matériau dans la matrice on voit apparaître une bande, due au contraste des matériaux. 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 [18].

### **I.3.3. Contraste dans la masse volumique**

Les bandes interdites apparaissent plus facilement lorsque les matériaux en présence présentent un contraste de densités et un contraste de constants élastiques 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 monodimensionnels 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 plus 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 [18].

### I.3.4. Contraste dans la célérité du son

Des inclusions présentant une vitesse acoustique moins importante que celle de la matrice favorisent l'ouverture de bandes interdites. 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 [18].

## I.4. CRISTAUX PHONONIQUES AVEC DEFANTS

Les premières études sur les cristaux exempts de défauts ont été réalisées pour les ondes soniques et ultrasoniques : par exemple pour l'isolation phonique (le filtrage des ondes sonores) ou pour les structures antisismiques (le filtrage des ondes sismiques) ou encore pour le filtrage des ondes acoustiques de surface dans les domaines de la micro-électronique [19].

De même, l'aspect pur du filtrage, le cristal parfait permet d'exploiter le phénomène de réfraction négative ou le cristal se comporte comme une lentille transparente permettant de faire converger une onde acoustique sur un point focal [19].

L'insertion d'un défaut ponctuel ou linéaire dans une structure périodique volontairement, permet de contrôler la propagation des ondes acoustique dans le milieu considéré. Le défaut permet de guider une onde de fréquence appartient à la bande interdite au début, il permet aussi de réaliser de nombreuses fonction en plus du guidage telles que : le filtrage, la résonance, le multiplexage et le démultiplexage.

### I.4.1. Cristal avec défauts ponctuels

L'étude des cavités ou de plusieurs cavités couplées pour les cristaux phononiques débute pour la première fois en 1997. Ces études théoriques, permettent la possibilité d'obtenir les modes de résonance d'un défaut grâce à la méthode des super cellules. Une étude expérimentale est menée en 2001 lorsque Wu et al. ont étudié l'impact d'un défaut volontaire inséré dans un réseau d'inclusion rempli d'eau dans le mercure. Puis, en 2003, une étude plus complète est menée avec des piliers d'acier immergés dans de l'eau avec plusieurs cavités séparés par quelques inclusions, ce qui a permis de mettre en évidence

expérimentalement le couplage entre deux cavités, similairement aux cristaux photoniques. Par la suite, en 2004 [19-20] des études utilisent la méthode des super cellules pour calculer les modes de résonance de deux cavités couplées.

D'autres publications abordent ce thème en utilisant des configurations plus sophistiquées: en 2008, Miyashita étudie les spectres de transmission sur une série périodique de cavités ; en 2009, Sánchez-Pérez et al [20,21] utilisent des algorithmes itératifs, pour optimiser les bandes interdites et le confinement des ondes dans les cavités. L'obtention de cavité à haut facteur de qualité est aussi un enjeu d'importance : la durée de vie phononique dans ce type de cavité est élevée ce qui permet d'exalter les effets de couplages avec les phonons [22].

#### **I.4.2. Cristal avec défauts linéaires**

La possibilité de guider l'onde acoustique dans les cristaux phononiques a fait l'objet d'un grand nombre de publications. Les guides phononiques sont introduits en 1999, pendant [23] l'étude théorique du guidage d'une onde acoustique dans un coude à 90°. Un résultat de cette étude fait état de la perte de confinement de l'onde lors du changement de direction du guide. De ce fait, beaucoup de travaux cherchent à optimiser la transmission de l'onde en présence d'un coude. En particulier, étudient expérimentalement l'impact de divers coudes sur la transmission acoustique.

L'application de la méthode des super-cellules a permis d'établir les modes de résonance des systèmes. Ainsi, des travaux d'optimisation ont été effectués afin d'améliorer les coefficients de transmission dans les guides d'onde, par exemple en modifiant la largeur des guides ou sur la modification des inclusions voisines des coudes [24,25].

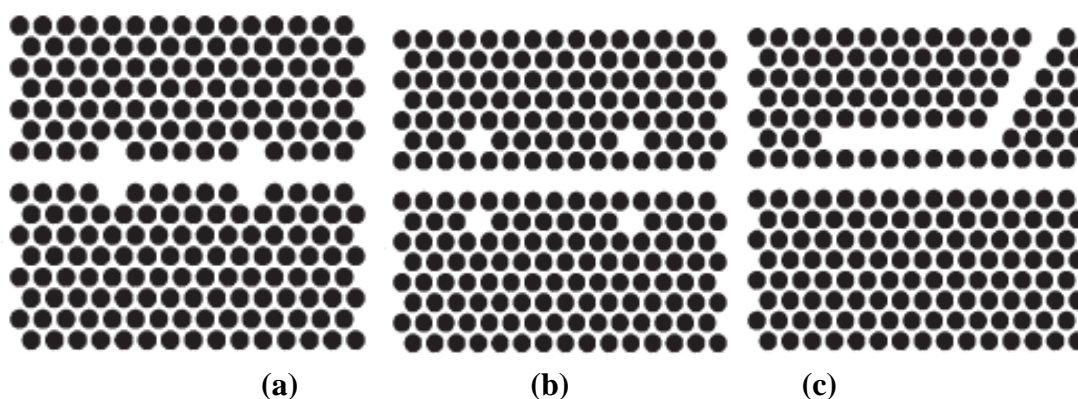
#### **1.4.3. Cristal avec défauts linéaires et ponctuels simultanés**

Afin de mieux contrôler le spectre de transmission, les structures à défauts linéaires sont utilisées pour développer des résonateurs et des filtres accordables. En associant quelques défauts ponctuels au guide d'ondes ce qui permet de réaliser des filtres accordables. Les figures I.6.a et I.6.b présentent un exemple de travaux de basés sur un réseau périodique de piliers d'acier immergés dans de l'eau avec un guide d'onde formé de piliers creux remplis d'eau. De tels guides d'onde agissent comme des filtres sélectifs, filtrant les modes propres des piliers creux [26].

D'autres travaux en 2005 utilisent un défaut linéaire dans un réseau. Le défaut linéaire est cette fois-ci perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde incidente à l'image des cristaux 1D présentant un défaut. Le système présente alors des pics de transmission dans la bande interdite aux fréquences de résonance de ce défaut linéaire [27]. Des systèmes similaires utilisent plusieurs défauts linéaires en série, mais de largeurs différentes. Enfin, la recherche des facteurs de qualité les plus élevés avec ces structures est un objectif qui a été identifié pour optimiser la fonction de guidage. Ces travaux ont pu mettre en évidence qu'il est possible d'obtenir des facteurs de qualité proches de 6000 pour un guide sur membrane de silicium excité à 126 MHz [28].

D'autres structures sont basées sur deux guides d'onde parallèles (figure I.6c) : le couplage permet de filtrer les modes propres des deux guides couplés. Certaines configurations utilisent le couplage entre un guide d'onde et des défauts ponctuels. Plusieurs systèmes peuvent exister: un guide d'onde couplé avec une seule cavité ou plusieurs cavités. Elles peuvent être directement accolées au guide ou séparées de quelques inclusions [29-30]. Enfin l'utilisation de deux guides d'onde couplés avec quelques défauts ponctuels ouvre les champs au démultiplexage.

A l'image des cristaux photoniques, la cavité permettra de coupler les deux guides d'onde par un mode de résonance. Ce phénomène permet ainsi de transmettre uniquement les fréquences pour lesquelles la cavité est excitée [31-32].



**Figure I.6 :** (a), (b) Schéma d'un guide d'onde avec quatre défauts,  
(c) deux guides d'ondes séparés [19]

## I.5. PROPAGATION DES ONDES ACOUSTIQUES

Les ondes acoustiques et élastiques font partie de notre expérience quotidienne et de notre environnement le plus immédiat. Les ondes sonores se propagent dans l'atmosphère. Elles véhiculent la parole humaine et nous informent sur ce qui nous entoure. Les ondes acoustiques sont utilisées dans des domaines aussi bien diversifiés tels que l'imagerie échographique du corps humain, la détection et la localisation d'objets sous-marins (le sonar), l'étude des séismes... etc.

Nos téléphones portables et nos télévisions comportent des filtres électroniques exploitant des ondes acoustiques à haute fréquence dans des cristaux synthétiques exotiques. Toutes les ondes acoustiques sont composées de vibrations progressives des atomes composant le milieu de propagation ; donc elles ne se propagent que dans des milieux matériels : gaz, liquide, ou solide. Notons que dans ce dernier cas, les atomes sont contraints de rester en moyenne autour de leur position d'équilibre, et l'onde se propage en mettant en mouvement une succession de plans cristallins ; on parle alors d'ondes élastiques. Dans le cas des ondes sonores dans l'air, ou des ondes acoustiques dans l'eau, les atomes du fluide ne sont pas assujettis à rester en une position donnée de l'espace, mais l'onde représente toujours un mouvement collectif communiquant d'atome en atome dans une direction donnée.

Le schéma ci-dessous indique les principales applications des ondes sonores, acoustiques en fonction de la fréquence des signaux employés [33].

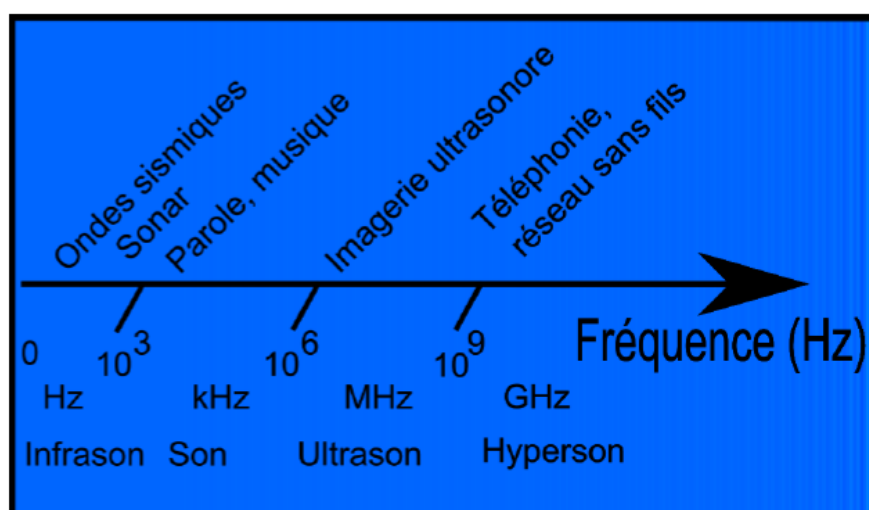
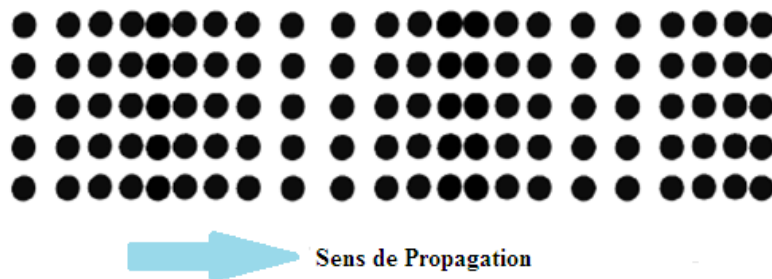


Figure I.7 : Domaines fréquentiels des ondes acoustiques [33]

### I.5.1. Ondes longitudinales

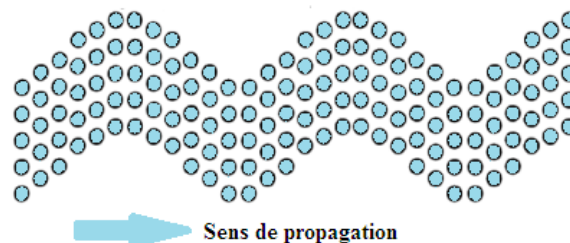
Les ondes élastiques et acoustiques sont dites longitudinales ou également appelées ondes de compression, lorsque le mouvement des particules est faite en parallèle à la direction de propagation c'est-à-dire par une polarisation colinéaire au vecteur d'onde (figure I.8). Le passage d'une onde longitudinale 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 acoustiques longitudinales ne se propagent réellement que dans les solides et les liquides [34].



**Figure I.8:** Représentation schématique d'un solide traversé par une vague d'ondes élastiques longitudinales

### I.5.2. Ondes transversales

Les ondes élastiques et acoustiques transversales, plus communément appelées aussi ondes de cisaillement. Ce type d'ondes sont composées de déplacements perpendiculaires à la 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.



**Figure I. 9:** Représentation schématique dans le cas d'un solide traversé par une vague d'ondes transversales

Si ces sens de propagation de l'onde 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.7 représente le schéma d'un solide traversé par une onde transversale [34].

## **I.6. APPLICATION DES CRISTAUX PHONONIQUES 1D**

Ces dernières années, le nombre de publications scientifiques sur les cristaux phononiques a connu une croissance importante. En effet, Cet intérêt s'explique par les propriétés exceptionnelles que possèdent ce type de structures à bandes interdites phononiques et leurs variétés d'applications potentielles. Une des premières applications identifiées a été l'isolation sonore liée à l'existence de bandes de fréquences interdites de propagation. D'autre part, à des fréquences supérieures, nous pouvons également citer le développement de composants pour l'électronique de télécommunication (filtres sélectifs, multiplexeurs/démultiplexeurs, oscillateurs...) ou bien la réalisation de lentilles haute résolution pour l'imagerie exploitant les propriétés de réfraction négative.

### **I.6.1. Dans le domaine des capteurs**

Ces dernières années la détection d'espèces chimiques ou biologiques ainsi que l'évaluation de leurs quantités ou leurs concentrations représentent un enjeu de plus en plus important dans de nombreux domaines (environnemental, industriel, médical, militaire, biologique, sécurité alimentaire). Les analyseurs sont généralement des systèmes relativement complexes associant différents éléments mécaniques, chimiques et électriques. L'ensemble est souvent coûteux, encombrant et complexe, ce qui les rend peu aptes à des mesures sur sites.

De plus, ces instruments sont souvent affligés d'un temps de réponse long soit par la technique de détection elle-même soit par la nécessité de manipulation des échantillons. C'est dans ce contexte que le développement de capteurs miniaturisés, biocompatibles, avec une réponse en temps réel et plus simple d'utilisation est apparu comme une priorité. Parmi ces capteurs sensibles citons les capteurs à base de cristaux phononiques que nous allons présenter dans le paragraphe suivant.

Les cristaux phononiques offrent une nouvelle plateforme alternative pour détecter les propriétés des matériaux avec une sensibilité élevée. Le capteur vise à déterminer les propriétés du fluide telles que sa nature, sa concentration ou sa température, en utilisant des caractéristiques spécifiques dans les spectres de transmission phononique. La dépendance de ces creux ou pics de fréquence où la transmission a lieu est corrélée aux propriétés du matériau, en particulier à la densité et à la vitesse du son dans le fluide. Des exemples sont des capteurs acoustiques de gaz pour la surveillance de la qualité de l'air, instruments de précision en analyse (bio) chimique ou par ultrasons capteurs de niveau et de débit en milieu industriel. Ça peut aussi s'attendre à ce que le capteur phononique ait un impact important dans la mesure, la surveillance ou l'analyse de systèmes complexes. Ceci s'applique en particulier aux biocapteurs ou capteurs médicaux ainsi qu'aux capteurs chimiques pour microréacteurs. Le capteur exploite une approche pour caractériser des molécules complexes comme les protéines, alternative aux unités de mesure spectroscopiques avancées.

Le phénomène de détection a été étudié dans des structures multicouches unidimensionnelles. Un tel capteur est constitué d'un arrangement périodique séquentiel de couches liquides et solides le long d'une direction, où l'une des couches de liquide est remplie d'analyte d'intérêt. Le spectre de transmission du système est analysé par le formalisme de matrice de transfert, où un état de défaut peut être identifié par une brusque diminution de la réflectance du cristal phononique parfait.

La configuration étudiée est mise en évidence pour détecter des variations dans les concentrations de 1-propanol et le 2-propanol dans l'eau. Etant donné que la vitesse du son dans un mélange binaire liquide, tel que le mélange eau-propanol, varie en fonction de la concentration, une relation analytique entre la position du pic de transmission observée et la vitesse du son serait bénéfique dans la mesure de celle-ci dans un mélange de concentration connue. En fait, une dépendance linéaire entre le décalage de fréquence de la position du pic et la vitesse du son dans le mélange eau-propanol à de faibles concentrations est rapportée [35].

### **I.6.2. Dans le domaine de l'isolation acoustique**

Des barrières phoniques sont des structures extérieures conçues pour protéger les utilisateurs sensibles du sol de la pollution sonore. Les écrans acoustiques sont la méthode la plus efficace pour réduire le trafic et les sources de bruit industriel. Était un a

première application qui a été suggérée par Kushwaha et ses collègues est celle de l'isolation sonore. En effet, nous avons vu que pour toutes les fréquences contenues dans une bande interdite complète, un cristal phononique se comporte comme un véritable bouclier, renvoyant toutes les ondes qui le frappent. C'est ainsi qu'il est parfaitement possible de concevoir des murs barrière phonique pour les autoroutes qui fonctionnent suivant ce principe. Il est alors nécessaire d'isoler l'espace qui se trouve derrière le mur de tout ou partie 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 couverte soit trop élevée, l'oreille humaine étant sensible aux fréquences sonores comprises entre 20 et 20000 Hz.

## CONCLUSION

Les cristaux phononiques sont des structures périodiques qui forment un nouveau domaine de la physique appliquée qui depuis plusieurs années a reçu beaucoup d'intérêt de la part des chercheurs. Dans ce chapitre, nous avons présenté tout d'abord les cristaux phononiques en commençant par quelques concepts fondamentaux, la bande interdite, les différents types de cristaux et les ondes acoustiques, Nous avons également étudié l'insertion des différents types de défauts dans ces structures. Enfin, nous avons terminé ce chapitre par des notions fondamentales concernant quelques applications telles que l'isolation phonique et le domaine des capteurs.

## **CHAPITRE II**

---

# **CAPTEURS A CRISTAUX PHONONIQUES ET METHODES DE SIMULATION**

---

**INTRODUCTION**

Ces dernières années la détection d'espèces chimiques ou biologiques ainsi que l'évaluation de leurs quantités ou leurs concentrations représentent un enjeu de plus en plus important dans de nombreux domaines (environnemental, industriel, médical, militaire, biologique, sécurité alimentaire). Les analyseurs sont généralement des systèmes relativement complexes associant différents éléments mécaniques, chimiques et électriques. L'ensemble est souvent coûteux, encombrant et complexe, ce qui les rend peu aptes à des mesures sur sites. De plus, ces instruments sont souvent affligés d'un temps de réponse long soit par la technique de détection elle-même soit par la nécessité de manipulation des échantillons. C'est dans ce contexte que le développement de capteurs miniaturisés, biocompatibles, avec une réponse en temps réel et plus simple d'utilisation est apparu comme une priorité. Parmi ces capteurs sensibles citons les capteurs à base de cristaux photoniques et les capteurs à cristaux phononiques que nous allons présenter dans ce chapitre.

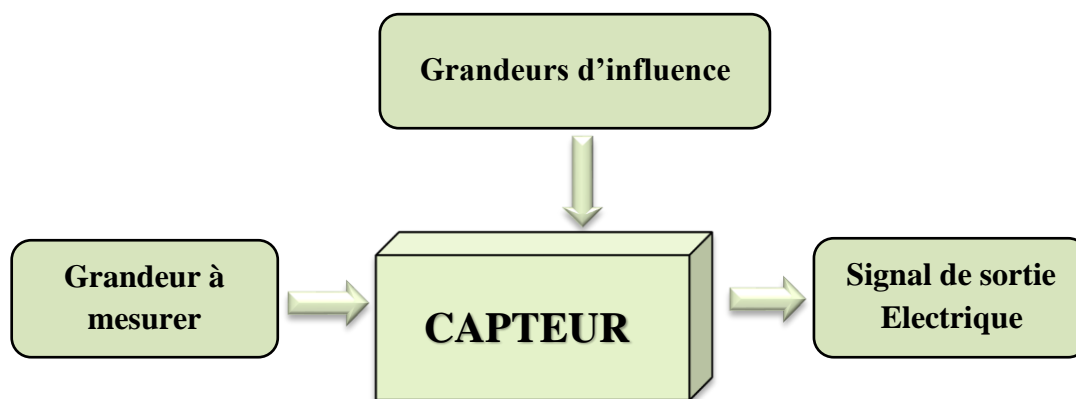
Les cristaux phononiques offrent une nouvelle plateforme alternative pour détecter les propriétés des matériaux avec une sensibilité élevée. Le capteur vise à déterminer les propriétés du fluide telles que sa nature, sa concentration ou sa température, en utilisant des caractéristiques spécifiques dans les spectres de transmission phononique. La dépendance de ces creux ou pics de fréquence où la transmission a lieu est corrélée aux propriétés du matériau, en particulier à la densité et à la vitesse du son dans le fluide. Les différentes méthodes utilisées pour décrire la propagation des ondes électromagnétiques dans les capteurs à cristaux photoniques nécessitent généralement un investissement important dans la programmation et l'analyse numérique. Les principales techniques utilisées sont la méthode de la matrice de transfert (TMM : Transfer Matrix Method), et la décomposition en ondes planes (PWE pour Plane Wave Expansion). Dans ce chapitre nous présentons en premier temps des notions de base sur des capteurs à cristaux phononiques, puis nous citons par la suite les différentes méthodes de simulation.

**II.1. CHAÎNE DE MESURE**

Un capteur est un dispositif qui permet de sonder, caractériser, quantifier une grandeur physique et de la convertir en une grandeur facilement exploitable pour l'utilisateur (souvent, il s'agit d'un signal électrique, optique ou acoustique). On peut dire qu'un capteur est un dispositif qui, sous l'effet d'une grandeur physique que l'on souhaite

caractériser, délivre une grandeur physique exploitable, on parle ainsi d'un transducteur (figure II.1) [36]. Les grandeurs d'influence sont des grandeurs extérieures qui, selon leur nature et leur importance, provoquent des perturbations sur le capteur. Parmi les principales grandeurs d'influence : température, pression, humidité, concentration chimique, ....

Un capteur est capable de prélever et de sélectionner une grandeur abstraite, appelée information, qui sélectionne un événement particulier parmi un ensemble d'évènements possibles. Pour pouvoir être traitée, cette information est portée par un support physique, appelé donc un signal. D'une façon générale le capteur est composé de trois éléments principaux : un élément sensible, un transducteur, et une interface de commande entre le signal et l'utilisateur. Selon le type d'application désirée, le choix d'un capteur adéquat nécessite l'établissement préalable d'un cahier des charges dans lequel sont énumérés : le type de l'événement à détecter, la nature de cet événement, la grandeur de l'événement, l'environnement de l'événement, etc....



**Figure II.1:** Schéma de principe d'une chaîne de mesure.

Les capteurs sont les éléments de base des systèmes d'acquisition de données. Leur mise en œuvre est du domaine de l'instrumentation. Généralement, on obtient une grandeur de sortie du type électrique. Elle peut être soit : Une charge, une tension, un courant ou une impédance (Résistance, Inductance ou Capacité).

## II.2. Principales caractéristiques d'un capteur

### II.2.1. Etendue de mesure

La gamme de mesure, c'est l'ensemble des valeurs du mesurande pour lesquelles un instrument de mesure est supposé fournir une mesure correcte. L'étendue de mesure

correspond à la différence entre la valeur maximale et la valeur minimale de la gamme de mesure. Elle définit la zone dans laquelle les caractéristiques du capteur sont assurées par rapport à des spécifications données [37].

### I.2.2. Sélectivité

Un capteur est dit sélectif, si la variation du signal de sortie est due uniquement à la seule grandeur (physique, chimique, biologique...) qu'on veut mesurer. C'est la capacité du capteur à ne mesurer qu'une seule grandeur dans le milieu où il est utilisé ou en d'autres termes, d'être le plus insensible aux grandeurs d'influence, grandeurs qui ne font pas l'objet de la mesure, mais influent sur la sortie du capteur [37].

### II.2.3. Sensibilité

Ce paramètre caractérise l'aptitude du capteur à détecter la plus petite variation de la grandeur à mesurer. C'est une caractéristique importante pour l'exploitation et l'interprétation des mesures. Elle est définie comme étant la variation du signal de sortie (S) par rapport à la variation du mesurande (m), il peut être donné par:

$$s = \frac{\Delta s}{\Delta m}$$

Plus un capteur est sensible plus la mesure pourra être précise. C'est une caractéristique importante pour l'exploitation et l'interprétation des mesures [37].

### II.2.4. Linéarité

La linéarité est une caractéristique qui définit la constance de la sensibilité sur toute la plage de mesure. C'est la zone dans laquelle la sensibilité du capteur est indépendante de la valeur du mesurande. Cette zone peut être définie à partir de la définition d'une droite obtenue comme approchant au mieux la caractéristique réelle du capteur, par exemple par la méthode des moindres carrés. On définit à partir de cette droite l'écart de linéarité qui exprime en % l'écart maximal entre la courbe réelle et la droite approchant la courbe [37].

### II.2.5. Résolution

La résolution d'un capteur correspond à la plus petite variation de mesure de que le capteur est susceptible de déceler par le capteur [37]. Lorsque l'appareil de mesure est un appareil numérique, on définit la résolution par la formule suivante : Résolution = Etendue de mesure / Le nombre de points de mesure La résolution peut ne pas être constante sur

toute l'étendue de la mesure. La résolution s'applique aussi aux convertisseurs analogiques/numériques (A/N).

### **II.3. CAPTEURS A CRISTAUX PHONONIQUES**

#### **II.3.1. Capteurs à cristaux phononiques 1D**

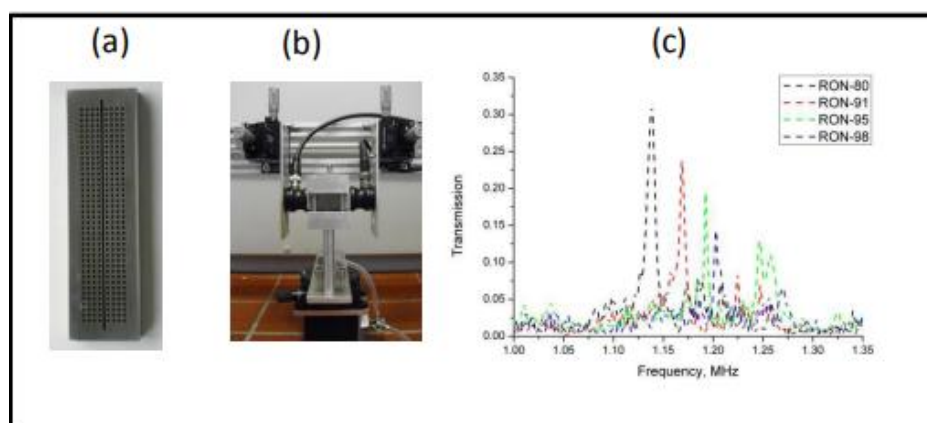
Le phénomène de détection a été étudié dans des structures multicouches unidimensionnelles. Un tel capteur est constitué d'un arrangement périodique séquentiel de couches liquides et solides le long d'une direction, où l'une des couches de liquide est remplie d'analyte d'intérêt. Le spectre de transmission du système est analysé par le formalisme de matrice de transfert, où un état de défaut peut être identifié par une brusque diminution de la réflectance du cristal phononique parfait.

Cette configuration est mise en évidence pour détecter des variations dans les concentrations de 1-propanol et le 2-propanol dans l'eau. Etant donné que la vitesse du son dans un mélange binaire liquide, tel que le mélange eau-propanol, varie en fonction de la concentration, une relation analytique entre la position du pic de transmission observée et la vitesse du son serait bénéfique dans la mesure de celle-ci dans un mélange de concentration connue. En fait, une dépendance linéaire entre le décalage de fréquence de la position du pic et la vitesse du son dans le mélange eau-propanol à de faibles concentrations est rapportée [38].

#### **II.3.2. Capteurs à cristaux phononiques 2D**

Les cristaux phononiques à bandes interdites sont présentés comme une nouvelle plateforme pour détecter les propriétés des matériaux dans des petites cavités. Le capteur utilise des pics de transmission spécifiques à l'intérieur de la bande interdite pour déterminer les propriétés d'une composante à la base du cristal phononique. La dépendance de la fréquence dans le spectre de transmission est corrélée aux propriétés du matériau, plus spécifiquement la vitesse du son dans le liquide. Cette valeur est liée à plusieurs paramètres d'intérêt pratique comme la concentration d'un composant dans un mélange ou le taux de conversion dans un microréacteur. Des capteurs liquides à cristaux phononiques basées sur des modes résonants de cavité à l'intérieur des bandes interdites d'un cristal phononique 2D ont été également rapportés dans la littérature récente [39-41]. Le phénomène de la transmission de l'onde acoustique longitudinale à travers un cristal phononique ayant une cavité remplie de liquide peut être avantageusement utilisé à des fins

de détection [40]. La démonstration est faite dans le cas d'une gouttière à l'intérieur d'un cristal. La cavité est une longue gouttière dans un réseau carré à huit cylindres disposés perpendiculairement à la direction de propagation de l'onde incidente (figure II 2a). La détection de la nature du liquide est faite en utilisant le pic de résonance de la cavité. Etant donné que la vitesse du son est fonction du rapport molaire du mélange liquide, le capteur à cristal phononique peut être exploité pour déterminer la concentration du constituant dans le mélange liquide. De tels capteurs sont capables de déterminer la concentration de 1-propanol dans l'eau. Dans une autre étude, A. Oseev et al. [41] ont étudié le même capteur pour la détermination d'indice d'octane de l'essence (figure II 2). L'indice d'octane est un paramètre clé pour le fonctionnement normal des moteurs d'automobiles en particulier lorsqu'il est équipé d'un système d'approvisionnement en essence. Si l'indice d'octane de l'essence n'est pas dans la plage définie, le moteur ne fonctionne pas correctement causant une perte significative de puissance et une augmentation de la pollution. La méthode qui est utilisée est basée sur l'analyse du spectre d'émission d'un capteur à cristal phononique rempli avec un mélange d'essence liquide. Ils ont révélé une forte corrélation entre l'indice d'octane d'essence et la fréquence de transmission maximale. Les résultats expérimentaux obtenus montrent que les capteurs à cristaux phononiques peuvent être considérés comme un dispositif prospectif, compétitif et peu coûteux pour la détermination de l'indice d'octane dans l'essence.

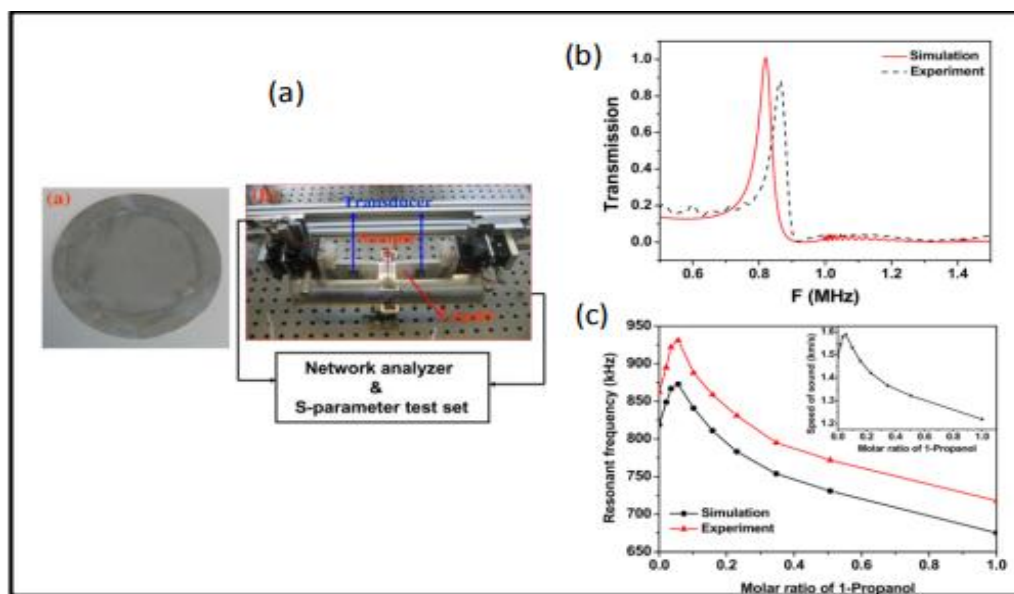


**Figure. II.2 :** (a) Image de la structure. (b) Dispositif expérimental, (c) Courbe de transmission à travers le cristal phononique pour différents indices d'octane [41].

### II.3.3. Capteurs à cristaux phononiques 3D

Au cours de ces dernières années les cristaux phononiques sous forme de plaque finie ont fait l'objet de plusieurs études en vue d'explorer la manipulation des ondes de

Lamb [42]. Récemment, il a été démontré l'existence d'une transmission acoustique exaltée (EAT) à travers une structure perforée régulièrement de trous immergée dans un liquide. La structure se présente sous la forme d'un réseau unidimensionnel avec des ouvertures étroites [43] ou encore d'un réseau de trous de taille sub-longueur d'onde percés dans des plaques [44-45]. Le comportement des ondes acoustiques se propageant à travers ces structures a fait l'objet de recherches intensives. Lu et al. [43] ont démontré expérimentalement le phénomène de la transmission acoustique exaltée (EAT) à travers des grilles acoustiques 1D avec des ouvertures sub-longueurs d'ondes. L'origine physique des EAT est dû au fort couplage entre la diffraction des ondes excitées sur les surfaces de la plaque et les cavités de Fabry-Perot (FP) des modes résonants à l'intérieur des ouvertures. M. Ke et al. [46] ont montré comment la transmission extraordinaire acoustique dans les cristaux phononiques pouvait être utilisée pour déterminer les propriétés mécaniques des matériaux liquides, sur le modèle du papier de Huang [47] pour les cristaux photoniques. M. Ke et al. [46] ont étudié les propriétés de transmission d'un cristal phononique constitué d'une plaque en acier d'épaisseur moitié comparée à la longueur d'onde incidente, et régulièrement percée de trous circulaires. La plaque est immergée dans un liquide. La démonstration expérimentale est faite avec les dimensions millimétriques.



**Figure II 3:** (a) Dispositif expérimental. (b) Exemple de spectre de transmission du système en tirait (expérimentale) et continu (simulation par FDTD). (c) Evolution de la fréquence de résonance en fonction du rapport molaire de 1-propanol dans le mélange liquide. Symboles circulaires (simulation FDTD) et symboles triangulaires (expérimentale) [46].

La méthode des différences finies dans le domaine temporel a été appliquée pour la conception du capteur et les expériences de transmission à ultrasons ont été effectuées. La position du pic de fréquence de l'EAT est démontrée sensible à la vitesse du son du liquide entourant la plaque de cristal phononique et remplissant les trous, et a permis de déterminer le rapport molaire du mélange liquide figure (II.3c). D'autres travaux réalisés par R. Lucklum et M. Zubitsov [48,49] ont vu le jour sur le même principe. Enfin, récemment, Salman et al. [50] ont démontré numériquement et impossible à réaliser la détermination de la concentration de l'éthanol à l'aide d'un guide d'onde linéaire à deux dimensions dans une membrane phononique formée de trous d'eau dans une matrice de mercure.

## II.4. METHODES NUMERIQUES DE SIMULATION

Les différentes méthodes utilisées pour décrire la propagation des ondes acoustiques dans les cristaux phononiques nécessitent généralement un investissement important dans la programmation et l'analyse numérique. Les principales techniques utilisées sont la méthode de la décomposition en ondes planes (PWE pour Plane Wave Expansion) et la méthode de la matrice de transfert (TMM : Transfer Matrix Method).

### II.4.1. Méthode des ondes planes

#### II.4.1.1. Introduction

La méthode de décomposition en ondes planes PWE (PLANE WAVE EXPANSION) peut être considérée la méthode la plus utilisée lorsque les systèmes étudiés sont généralement périodiques ; en particulier dans les cristaux photoniques et les cristaux acoustiques. La méthode PWE a été utilisée initialement pour obtenir les états d'énergie électroniques dans un cristal métallique périodique. Elle a été ensuite largement utilisée en photonique puis en phononique pour le calcul des structures de bandes. 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 phononique. Le théorème de Bloch est appliqué afin de ramener l'étude au niveau d'une cellule constituant l'élément de périodicité du système en exprimant les conditions aux limites périodiques [15].

Le système d'équations de mouvement est ensuite développé et ramené à un problème classique de recherche de valeurs propres. Ce dernier permet de calculer les modes de propagation des ondes et de tracer la structure de bandes. Durant les deux

dernières décennies, la PWE a largement montré son efficacité dans le calcul des structures de bandes phononiques pour différents types de systèmes : Structures bidimensionnelles solides composites [47,48] ou solide-air [49], cristaux phononiques à une dimension constitués d'une plaque avec inclusions périodiques pour la propagation d'ondes de Lamb. Les systèmes présentant un ou plusieurs défauts, ainsi que le guidage des ondes dans des systèmes finis [54].

La méthode PWE a aussi fait ses preuves dans l'étude des milieux anisotropes ou dispersifs pour les ondes de surfaces ainsi que les milieux piézoélectriques. Elle a également été modifiée et améliorée afin de calculer la structure de bandes interdites complexes pour la propagation des ondes évanescentes. 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 [15].

#### II.4.1.2. Principe et formulation

La méthode PWE s'est imposée comme l'un des outils de modélisation privilégié des cristaux photoniques et figure par ailleurs parmi les premiers formalismes à avoir été employés afin de mettre théoriquement en évidence l'existence de bandes interdites pour les ondes élastiques. 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, en l'occurrence) 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 [55].

Le principe de base de la méthode de décomposition en ondes planes consiste à décomposer en séries de Fourier les champs propagatifs dans le domaine fréquentiel, c'est à dire dans le référentiel défini par le réseau réciproque du cristal. Kushwaha et al. [15] ont appliqué cette méthode dans le cas d'un réseau bidimensionnel, en limitant toutefois 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. Dans un solide homogène et isotrope le champ de déplacement ou vecteur de déplacement élastique dépend du temps  $t$  et de la position  $r$ , il peut se décomposer sous la forme [56] :

$$\vec{r}) \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = \nabla ( \rho(\vec{r}) c_l(\vec{r})^2 \nabla \cdot \vec{u} ) \dots \dots \dots ( II.7)$$

Où :  $\rho, c_l$  sont 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 du cristal phononique.

$$\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \sigma(\vec{G}) e^{i\vec{G} \cdot \vec{r}} \dots \dots \dots (II.8)$$

$$C_{11}(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \beta(\vec{G}) e^{i\vec{G} \cdot \vec{r}} \dots \dots \dots ( II.9)$$

Où :

$\vec{G}$  et  $\vec{r}$  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, pour lesquelles le champ de déplacement est :

$$\vec{u}(\vec{r}, t) = e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \sum_{\vec{G}} \vec{u}_k(\vec{G}) e^{i\vec{G} \cdot \vec{r}} \dots \dots \dots ( II.10)$$

Ici  $k$  est le vecteur Bloch à deux dimensions, on peut formuler un ensemble infini d'équations pour lesquelles les valeurs propres,  $\omega(K)$ , et vecteurs propres,  $u_k(G)$ , peut être trouvée:

$$\sum_{\vec{G}} [\sigma(\vec{G} - \vec{G}') (\vec{k} + \vec{G}) \cdot (\vec{k} - \vec{G}') - \beta(\vec{G} - \vec{G}') \omega^2] \vec{u}_k(\vec{G}) = 0 \dots \dots \dots (II.11)$$

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 :

$$q(\vec{G}) = \begin{cases} xf + y(1-f) \equiv \bar{z}, for \vec{G} = 0 \\ (x-y) F(\vec{G}) \equiv \Delta \bar{z} F(\vec{G}), for \vec{G} \neq 0 \end{cases} \dots \dots \dots (II.12)$$

Où :

$q$  est représenté par  $\sigma$  ou  $\beta$  et  $x, y$  représentent la densité ou constants élastiques pour les inclusions et matrix. Le facteur de structure  $F(G)$  est donnée par :

$$F(\vec{G}) = \frac{1}{A} \int id^2 r e^{i\vec{G} \cdot \vec{r}} \dots \dots \dots (II.13)$$

Où  $A$  est le domaine de l'inclusion unit cellule et l'intégration s'effectue sur l'inclusion.

On peut maintenant réfute Eq. II.11 Come :

$$\sum_{\vec{G} \neq \vec{G}'} F(\vec{G} - \vec{G}') [\Delta \alpha (\vec{k} + \vec{G}) \cdot (\vec{k} + \vec{G}') - \beta \omega^2] \vec{u}_k(\vec{G}') + [\bar{\sigma} |\vec{K} + \vec{G}|^2 - \bar{\beta} \omega^2] \vec{u}_k(\vec{G}) = 0 \dots \dots (II.14)$$

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 choisi [57].

### II .4.1.3 Avantages et inconvénients de la méthode

La méthode de décompositions en ondes planes est particulièrement 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 FDTD qui est plus simple et plus indépendante du modèle [58].

## II.4.2. Méthode de la matrice de transfert

### II .4.2.1. Introduction

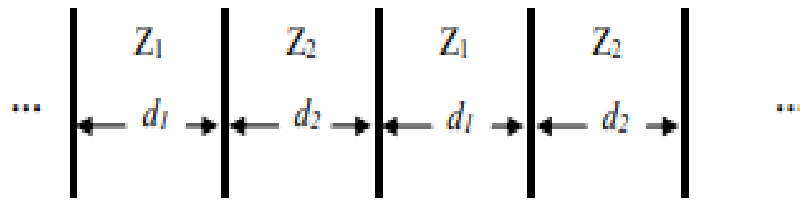
Pour résoudre un problème de propagation d'ondes dans un milieu multicouches, il faut résoudre les équations locales (méthode des ondes partielles – tenseur de Christoffel ou formalisme de Stroh) et les conditions d'interface. Dans les milieux stratifiés le nombre d'interfaces peut être grand et il est donc utile d'introduire une matrice globale représentative. L'intérêt est d'exprimer un vecteur (défini à l'extrémité supérieure du stratifié) en fonction du même vecteur (défini à l'extrémité inférieure du stratifié) en utilisant cette matrice globale qui est le produit des matrices locales obtenues en exprimant la continuité des contraintes et déplacements à chaque interface.

Les méthodes diffèrent par le choix des variables composant le vecteur. Il existe ainsi la matrice de transfert de Thomson-Haskell et la matrice d'impédance de surface nommée aussi Stiffness Matrix Method. La difficulté est numérique. Ceci est d'autant plus vrai que le nombre d'éléments est grand et que la longueur d'onde est grande devant la taille de ces éléments. La résolution est facilitée par un bon adimensionnement du problème et un bon conditionnement de la matrice [59]. Si le milieu multicouches est

périodique, le formalisme précédent permet d'introduire la notion d'onde de Bloch (périodicité 2D et 3D) ou d'onde de Floquet (périodicité 1D). Si le milieu est continûment variable, un développement en série de Peano permet d'exprimer analytiquement la solution [60].

**II.4.2.2. Super-réseaux unidimensionnels**

Les cristaux phononiques que nous étudions ici sont des super-réseaux constitués d'une succession de couches, comme sur la figure II.5 Les deux types de couche, 1 et 2, ont des épaisseurs respectives  $d_1$  et  $d_2$ , et des impédances respectives  $Z_1$  et  $Z_2$ .



**Figure II.5 :** Un super-réseau 1D avec des couches alternées avec des impédances  $Z_1$  et  $Z_2$  [ ].

Nous écrivons d'abord les équations fondamentales de l'acoustique :

$$\begin{cases} \frac{\partial P}{\partial x} = -\rho(x) \frac{\partial v}{\partial t} \\ \frac{\partial P}{\partial t} = -Y(x) \frac{\partial v}{\partial x} \end{cases}, c = \sqrt{\frac{Y}{\rho}} \dots\dots\dots (II.15)$$

Où ( $P$ ) est la pression, ( $v$ ) est la vitesse des particules, ( $\rho$ ) est la masse volumique et ( $Y$ ) est le module de Young. Ces équations sont équivalentes à :

$$\begin{cases} \frac{\partial \tau}{\partial x} = \rho(x) \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \\ \tau = Y(x) \frac{\partial u}{\partial x} \end{cases} \dots\dots\dots (II.16)$$

Où ( $\tau = -p$ ) est la contrainte et ( $u$ ) est le déplacement des particules.

Pour une onde harmonique, la solution générique de ce système d'équations pour une couche d'impédance  $Z_i$  est une onde plane, composée d'une onde incidente d'amplitude  $A$  et d'une onde réfléchie d'amplitude  $B$ . Dans ce cas, en considérant  $p = Ve^{j\omega t}$  et  $v = Ve^{j\omega t}$ , nous pouvons écrire la solution ainsi : [61]

$$\begin{cases} P = z_i A(\omega) e^{-jkx} - z_i B(\omega) e^{jkx} \\ V = A(\omega) e^{-jkx} + B(\omega) e^{jkx} \end{cases} \dots\dots\dots (II.17)$$

**II.4.2.2 Principe et formalisme matriciel**

La méthode de la matrice de transfert utilisera la solution décrite par l'équation (II.17) écrite comme un produit d'une matrice et un vecteur. Ce formalisme va nous permettre d'écrire les solutions de propagation des ondes dans des structures multicouches avec ou sans défauts.

Nous montrerons que des cas particuliers, tel que les couches quart d'onde ont un comportement plus simple et plus intéressant.

**II.4.2.2.1 Propagation dans une couche**

À partir de l'équation (II.17), la propagation dans une couche, de la position  $x = 0$  à la position  $x$  peut être écrite comme un produit de matrices :

$$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_x = \begin{bmatrix} z_i e^{-jk_i x} & -z_i e^{jk_i x} \\ e^{-jk_i x} & e^{jk_i x} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 = \begin{bmatrix} z_i & -z_i \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{-jk_i x} & 0 \\ 0 & e^{jk_i x} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 \dots\dots\dots (II.18)$$

Nous pouvons écrire :

$$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_x = F_i H_i \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 \dots\dots\dots (II.19)$$

Avec :

$$F_i = \begin{bmatrix} z_i & -z_i \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \text{ et } H_i = \begin{bmatrix} e^{-jk_i x} & 0 \\ 0 & e^{jk_i x} \end{bmatrix} \dots\dots\dots (II.20)$$

Dans l'équation (II.20),  $H_i$  décrit la propagation des ondes dans la couche  $i$  à une distance  $x$ . On peut également noter que :

$$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_0 = F_i \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 \dots\dots\dots (II.21)$$

$$\text{Alors : } \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 = F_i^{-1} \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_0 \text{ avec : } F_i^{-1} = \begin{bmatrix} \frac{1}{z_i} & 1 \\ -\frac{1}{z_i} & 1 \end{bmatrix} \dots\dots\dots (II.22)$$

De cette façon, on obtient pour la propagation à travers une couche d'impédance  $z_i$  et une longueur  $x$  :

$$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_x = F_i H_i F_i^{-1} \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_0 = M_i \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_0 \dots\dots\dots (II.23)$$

Avec :  $M_i = F_i H_i F_i^{-1}$

$$\begin{bmatrix} \cos(k_i x) & -z_i \sin(k_i x) \\ -\frac{1}{z_i} \sin(k_i x) & \cos(k_i x) \end{bmatrix} \dots\dots\dots (II.24)$$

II.4.2.2.2 Propagation des Amplitudes

On peut aussi relier les amplitudes  $A$  et  $B$  en position  $d$  aux amplitudes  $A$  et  $B$  en position  $0$  avec :

$$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{d_1^-} = F_1 H_1 \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 \dots\dots\dots (II.25)$$

Et  $\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{d_1^+} = \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{d_1^-} \dots\dots\dots (II.26)$

Manent :  $\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{d_1^+} = F_1 H_1 \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0$  et  $\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_{d_1^+} = F_2^{-1} \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{d_1^+} \dots\dots\dots (II.27)$

Après propagation à travers l'impédance  $Z_2$ , on obtient :

$$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{d^+} = \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{d^-} = (F_2 H_2) (F_2^{-1} F_1 H_1) \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 \dots\dots\dots (II.28)$$

et enfin :

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_{d^+} = (F_1^{-1} F_2 H_2) (F_2^{-1} F_1 H_1) \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 = C_1 \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 \dots\dots\dots (II.29)$$

Ou nous avons introduit les notations suivantes :

$$C_1 = \begin{bmatrix} \alpha & \beta \\ \beta^* & \alpha^* \end{bmatrix}, \text{ avec } \begin{cases} \alpha = (\cos(k_2 d_2) - jS \sin(k_2 d_2)) e^{-jk_2 d_2} \\ \beta = jD_{12} \sin(k_2 d_2) e^{jk_1 d_1} \\ S = \frac{1}{2} \left( \frac{Z_1}{Z_2} + \frac{Z_2}{Z_1} \right) \\ D_{12} = \frac{1}{2} \left( \frac{Z_1}{Z_2} - \frac{Z_2}{Z_1} \right) \end{cases} \dots\dots\dots (II.30)$$

Ainsi, nous avons exprimé les valeurs des amplitudes  $A$  et  $B$  en position  $d$  comme un produit entre une matrice et le vecteur des valeurs initiales de ces amplitudes, on remarque que :

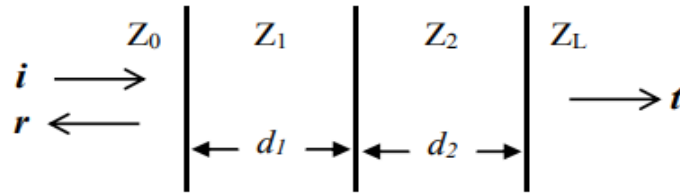
$$(C_1) = \alpha \alpha^* - \beta \beta^* = \mathbf{1} \dots\dots\dots (II.31)$$

Et :

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} Tr(C_1) \frac{\alpha + \alpha^*}{2} &= Re(\alpha) = \cos(k_1 d_1) \cos(k_2 d_2) - S \sin(k_1 d_1) \sin(k_2 d_2) = \\ \frac{1}{2} Tr(M) &\dots\dots\dots (II.32) \end{aligned}$$

II .4.2.2.3 Transmission via une bicouche

Nous étudions maintenant la propagation d'une onde élastique à travers la bicouche décrite sur la figure II.6 avec le formalisme des paragraphes précédents On veut ici calculer les coefficients de transmission et réflexion à travers une telle structure bicouche.



**Figure II.6:** Une bicouche avec des impédances  $Z_1$  et  $Z_2$  avec des couches externes d'impédances  $Z_0$  et  $Z_L$  [ ].

Pour  $Z_0$  et  $Z_L$  arbitraires, nous dérivons en utilisant l'équation (II.29) l'ensemble d'équations suivant:

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_L = (F_L^{-1} F_1) C_1 (F_1^{-1} F_0) \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 = M \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 \dots\dots\dots (II.33)$$

Maintenant, en utilisant le fait qu'aucune onde n'entre dans la bicouche à partir du support de sortie d'impédance  $Z_L$ , c'est-à-dire  $B_L = 0$ , nous obtenir les coefficients de transmission ( $t$ ) et de réflexion ( $r$ ) qui sont donnés par  $t = A_L / A_0$  et  $r = B_0 / A_0$ :

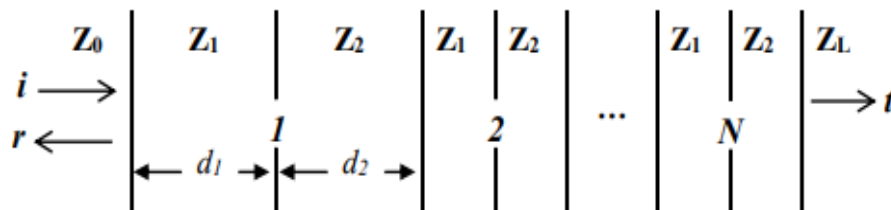
$$\begin{bmatrix} t \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ r \end{bmatrix}_0 \dots\dots\dots (II.34)$$

En résolvant le système d'équations, nous obtenons :

$$r = M_{21}/M_{22} \text{ et } t = \det(M)/M_{22} \dots\dots\dots (II.35)$$

**II.4.2.2.4. Transmission via N bicouches**

Nous étudions maintenant la propagation d'une onde élastique à travers un système composé de N bicouches, comme indiqué sur Figure II.7.



**Figure II.7:** Un cristal 1D composé de N bi-couches [44].

Pour un système de N bicouches, on peut écrire :

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_{LN} = C_1 \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_{L(N-1)} = C_1^N \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 \dots\dots\dots (II.36)$$

Ainsi, en considérant une couche d'entrée d'impédance  $Z_0$  et une couche de sortie d'impédance  $Z_L$ , la transmission est donné par:

$$\begin{bmatrix} t \\ 0 \end{bmatrix} = M^T \begin{bmatrix} 1 \\ r \end{bmatrix}_0, \text{ avec : } M^T = (F_L^{-1} F_1) C_1^N (F_L^{-1} F_0) \dots\dots\dots (II.37)$$

II.4.2.2.5 Transmission par N bicouches avec un défaut

Nous étudions maintenant la propagation d'une onde élastique à travers le système suivant composé de N bicouches et d'un défaut central, comme représenté sur la figure II.8

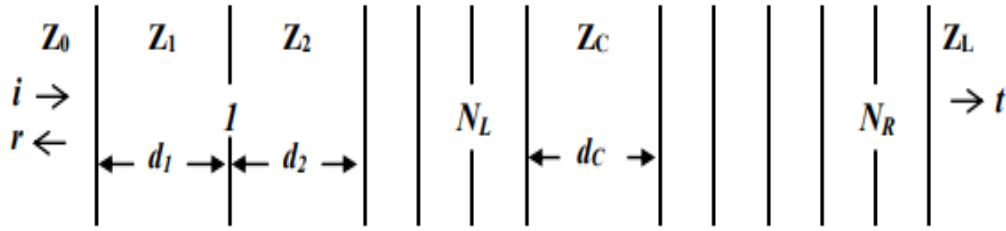


Figure II.8. Un système 1D composé de N bicouches et d'un défaut au centre de largeur  $d_c$  et d'impédance  $Z_c$  [ ].

Dans ce cas la transmission est donnée par :

$$\begin{bmatrix} t \\ 0 \end{bmatrix} = M^T \begin{bmatrix} 1 \\ r \end{bmatrix}, \text{ avec : } M^T = M^{TR} H_C M^{TL} \dots\dots\dots (II.38)$$

$$\text{Avec : } \begin{cases} M^{TL} = (F_C^{-1} F_1) C_1^{NL} (F_1^{-1} F_0) \\ M^{TR} = (F_L^{-1} F_2) C_2^{NR} (F_2^{-1} F_C) \\ C_2 = (F_2^{-1} F_1 H_1) (F_1^{-1} F_2 H_2) \end{cases} \dots\dots\dots (II.39)$$

II.4.2.3 Avantages et inconvénients du TMM

La méthode de matrice de transfert a de nombreux avantages. C'est un algorithme très utile, très approprié pour les calculs de réflectivité et de transmission de structures multicouches. Cette méthode peut être appliquée aux matériaux sans pertes, avec pertes et aux matériaux absorbants.

La TMM peut également gérer n'importe quel nombre de couches dans une structure multicouche. De plus, ces couches peuvent être ordonnées de n'importe quelle manière et il n'est pas nécessaire qu'elles soient périodiques. Même si elles sont périodiques, la cellule unitaire répétée ne doit pas être composée de deux couches seulement, mais d'un nombre quelconque de couches. Il n'y a également aucune restriction sur l'épaisseur de n'importe quelle couche. L'épaisseur et les paramètres physiques de chaque couche peuvent être définis indépendamment. Cela rend la méthode TMM la plus appropriée pour la modélisation des structures formées par différentes multicouches périodiques. La méthode de matrice de transfert permet aussi de gérer les structures présentant un contraste élevé entre les couches.

La TMM a également quelques inconvénients. Par exemple, il suppose que le plan perpendiculaire à la direction de propagation est infini, ce qui signifie que chaque couche

dans une structure multicouche s'étend indéfiniment dans ses deux dimensions. Bien sûr, c'est irréaliste, donc les couches qui sont modélisées doivent être assez larges pour éviter les erreurs de cette hypothèse. La méthode de matrice de transfert calcule le champ dans toute la structure en le propageant d'une couche à l'autre par des relations matricielles.

Un autre inconvénient du TMM est qu'elle est limitée à la propagation d'onde continue et ne peut pas gérer la propagation d'impulsions. Pour modéliser les impulsions, la méthode de matrice de transfert doit être combinée avec la transformée de Fourier [62].

## **CONCLUSION**

Les méthodes numériques d'analyse et de simulation telles que la méthode PWE et TMM sont devenues des techniques incontournables pour simuler le comportement mécanique des structures périodiques notamment les cristaux phononiques vis-à-vis une onde acoustique dans ce type de milieu. Ainsi, à partir des équations de mouvement élastique, elles ont permis aux chercheurs d'accéder aux calculs des courbes de dispersion de ces systèmes. Chacune de ces méthodes numériques d'analyse, 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.

Dans ce travail, notre intérêt est basé sur la méthode des matrices de transfert TMM puisque elle représente la méthode la plus adaptée aux structures multicouches. Elle nous permet de calculer les coefficients de transmission et de réflexions lors de la propagation d'une onde acoustique ou élastique.

## **CHAPITRE III**

---

### **RESULTATS DE SIMULATION ET DISCUSSIONS**

---

## INTRODUCTION

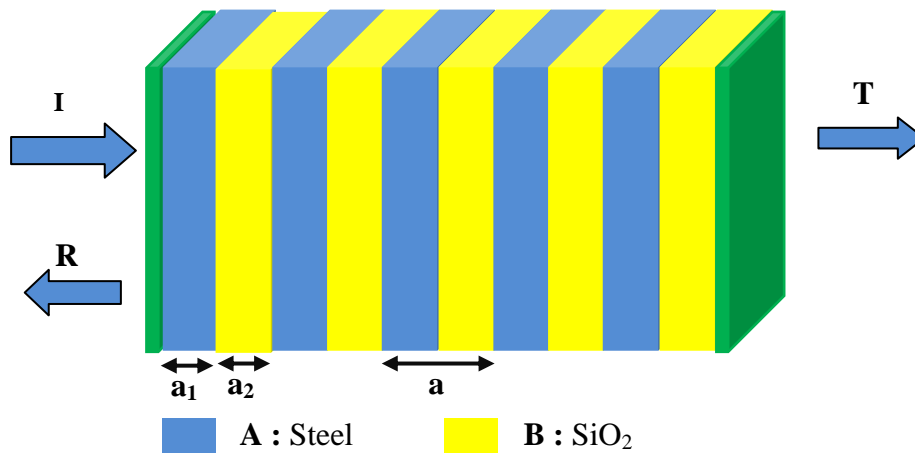
Au cours de ce chapitre, nous allons étudier et simuler la propagation des ondes acoustiques à incidence normale à travers un cristal phononique unidimensionnel (1D-PnC) de type solide/ solide. Tout d'abord, nous allons étudier les variations de la bande interdite en fonction des paramètres physiques et géométriques des constituants du cristal 1D. Ensuite, on va étudier une structure unidimensionnelle imparfaite après l'insertion d'un défaut au centre du cristal en vue d'application dans le domaine des capteurs pour la détection d'un gaz. Toutes les simulations sont effectuées en utilisant un code de la méthode des matrices de transfert (TMM) écrit avec Matlab.

### III. 1. STRUCTURE ETUDIEE

#### III.1.1. Présentation de la structure

Dans la première partie de ce travail, on va considérer la propagation des ondes élastiques longitudinales à incidence normale à travers un cristal phononique unidimensionnel (1D-PnC) composé de  $N$  bicouches de fer (Steel) et de silica ( $\text{SiO}_2$ ) placées en alternance ( $\text{Steel}/\text{SiO}_2$ )<sup>N</sup>.

La figure 1 représente la structure considérée. Cette structure périodique est un cristal phononique 1D fini formé par l'empilement de  $N$  couches dont la cellule élémentaire est  $\text{Steel}/\text{SiO}_2$  composée de deux matériaux de propriétés élastiques différentes; le matériau A (Steel en bleu) d'épaisseur  $a_1$  et le matériau B ( $\text{SiO}_2$ ) en jaune d'épaisseur  $a_2$ .



**Figure III.1:** Représentation schématique de la structure considérée [ $\text{Steel}/\text{SiO}_2$ ]<sup>N</sup>

Les densités et vitesses de propagation longitudinale et transversale sont illustrées dans le tableau III.1.

Matériau	$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	$C_t$ (m/s)	$C_L$ (m/s)	épaisseur
Steel	7630	3200	6133	3.0665 mm
SiO <sub>2</sub>	2200	3300	5973	2.9865 mm

**Tableau III.1:** Paramètres physiques des différents matériaux constituant le cristal phononique solide/solide [41].

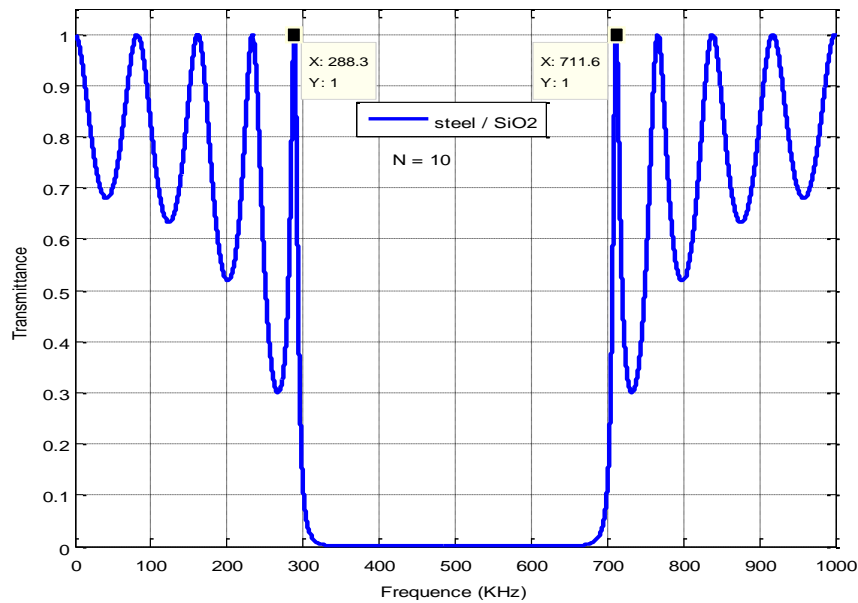
Où :  $a_1$  : l'épaisseur de la couche de Steel en bleu;  $a_1 = C_L / (2 \cdot 10^6) = 3.0665$  mm

$a_2$  : l'épaisseur de la couche de SiO<sub>2</sub> en jaune;  $a_2 = C_L / (2 \cdot 10^6) = 2.9865$  mm.

La période du réseau est  $a = a_1 + a_2 = 6.053$  mm,

### III. 1.2. Spectre de transmission

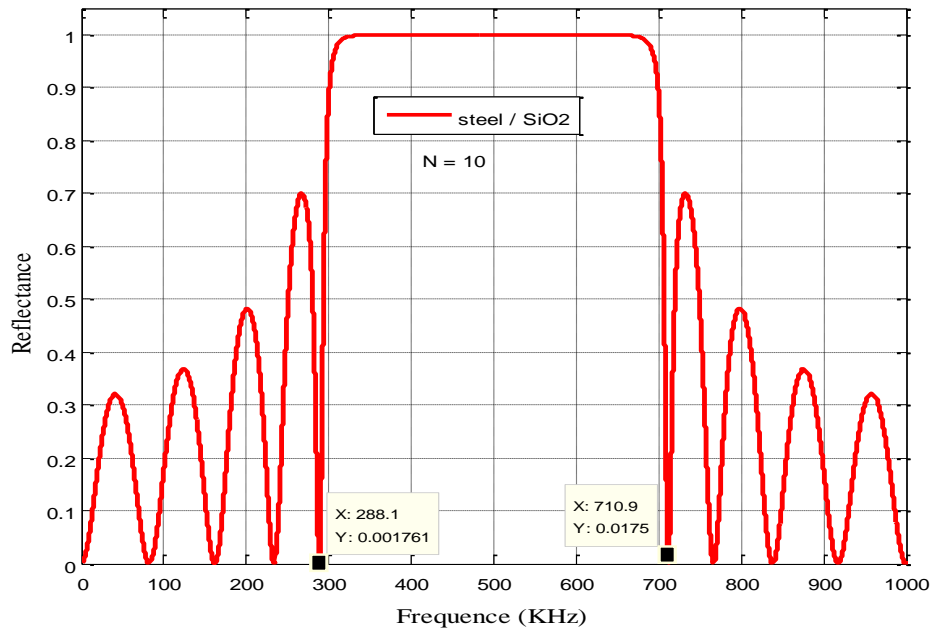
La figure III.2 illustre le spectre de transmission (courbe en bleue) dans le cas de la propagation d'une onde acoustique longitudinale à incidence normale à travers la structure parfaite 1D-PnC décrite au paragraphe précédent. Le spectre en représente le coefficient de transmission. Le spectre est obtenu en utilisant un code en matlab de la méthode TMM. D'après le spectre, il est clair que la structure considérée présente une bande interdite phononique dont la gamme des fréquences comprise environs entre 288 KHz et 712 KHz.



**Figure III.2:** Spectre de transmission en fonction de la fréquence pour une onde longitudinale dans le cas d'un cristal 1D pour N=10 couches.

### III.1.3. Spectre de réflexion

La figure III.3 illustre les coefficients de réflexion (courbe en rouge) pour la propagation d'une onde acoustique longitudinale à incidence normale à travers la structure étudiée. Le spectre est obtenu en utilisant un code en matlab de la méthode TMM. D'après les résultats, les coefficients de réflexion sont égaux à 1 dans la gamme des fréquences comprise environs entre 288 KHz et 712 KHz.



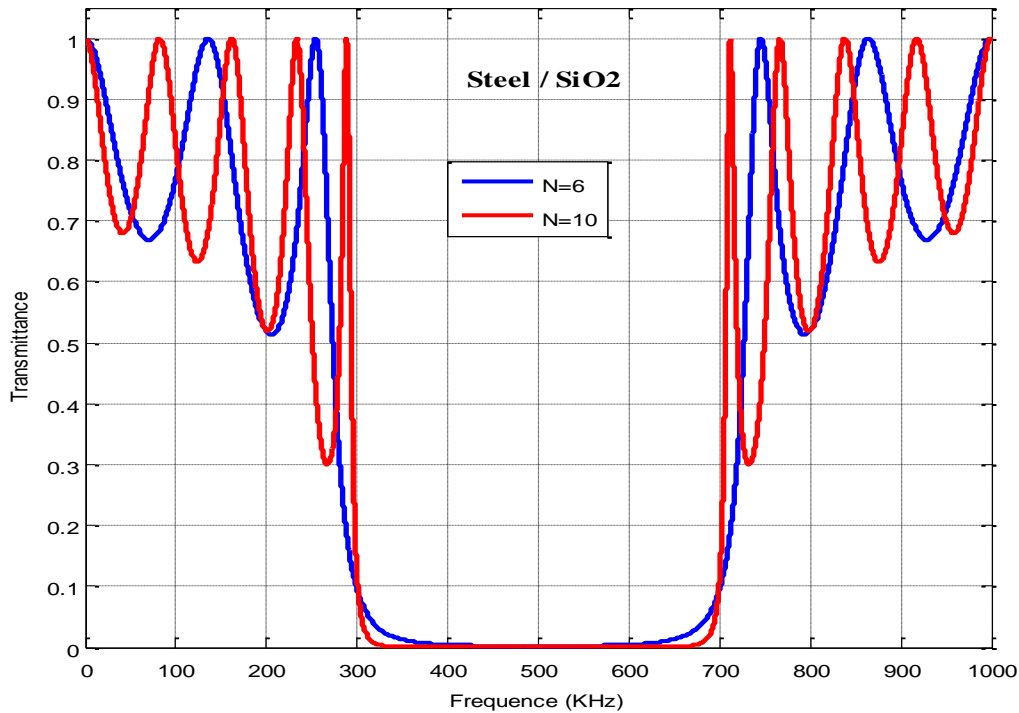
**Figure III.3:** Spectre de réflexion en fonction de la fréquence pour une onde longitudinale dans le cas d'un cristal 1D pour N=10 couches.

## III.2. ETUDE DE LA BANDE INTERDITE

### III. 2.1. Influence du nombre de couches

Dans cette section, nous allons étudier l'influence du nombre de couches sur le spectre de transmission du cristal. Premièrement, on a fixé les paramètres géométriques et physiques de la structure multicouche, ensuite et en utilisant un code de la méthode TMM on va simuler le spectre de transmission en variant à chaque fois le nombre de couches constituant le cristal 1D.

Les figures III.4 montre le spectre de transmission en fonction le nombre de couches utilisées dans la construction du cristal phononique 1D formé par les N couches (Steel / SiO<sub>2</sub>)<sup>N</sup>. Les spectres de transmission sont obtenus pour deux valeurs de N ; pour N=3 bicouches puis pour N=5 bicouches respectivement.



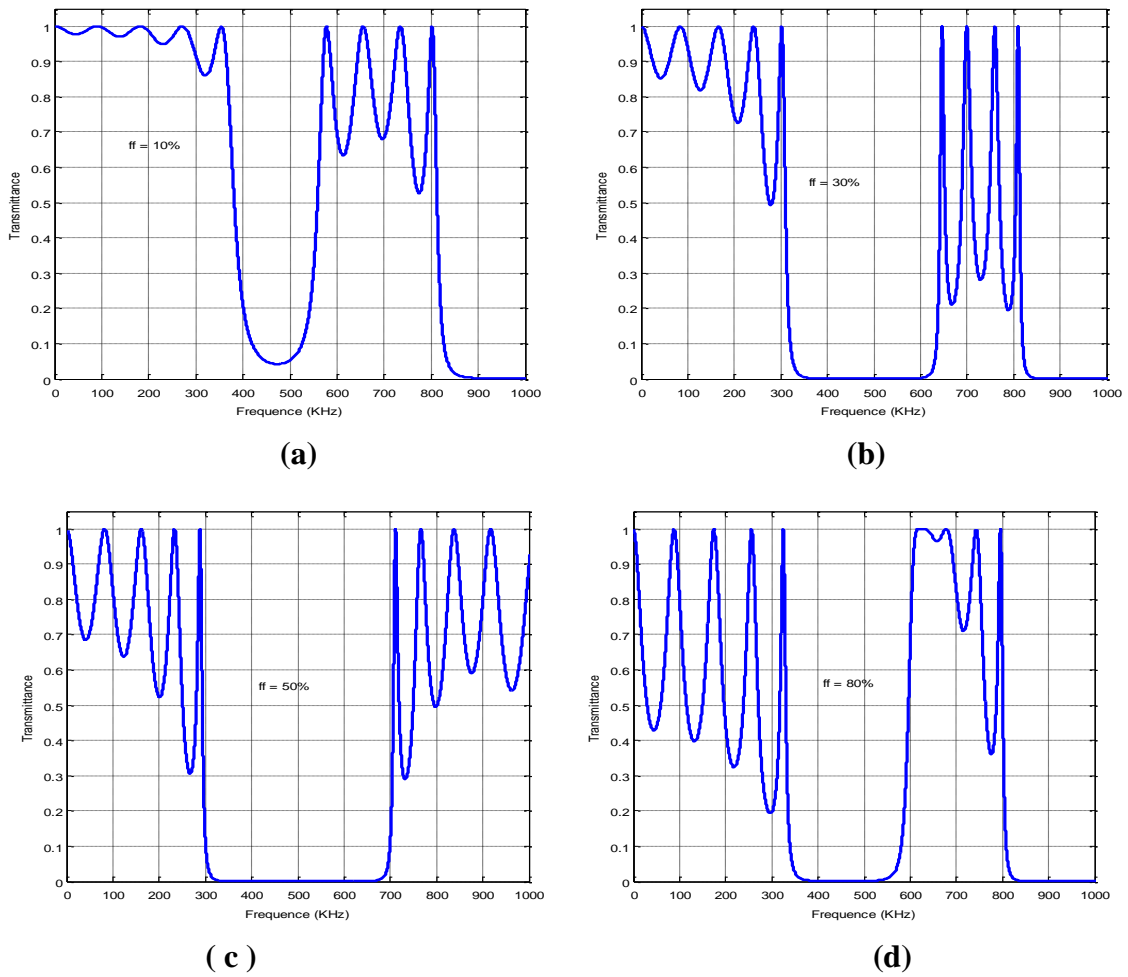
**Figure III.4:** Spectre de transmission en fonction de la fréquence dans le cas d'un cristal phononique-1D (Steel/SiO<sub>2</sub>)<sup>N</sup> composé de 6 couches ensuite de 10 couches.

D'après les résultats obtenus, il est clair que plus le nombre de périodes est élevé (spectre en bleu) plus la bande ouverte devient plus raide avec. D'autre part, le nombre de pics au voisinage de la bande interdite augmente ; il y a quatre pics pour N=10 couches, quatre pics pour le spectre en vert ou N=10 couches et deux pics (le spectre en bleu) pour N=6. Ainsi, la transmission des pics apparaît diminuée avec le nombre de couches.

### III.2.2. Influence du facteur de remplissage

Dans la section suivante, on va étudier l'influence du facteur de remplissage sur la position et la largeur de la première bande interdite phononique. Le facteur de remplissage représente le rapport entre le volume occupé par l'inclusion du Steel sur le volume de la cellule élémentaire, il est donné par l'expression suivante :  $ff = a_1 / (a_1 + a_2)$

La structure étudiée ici, est un cristal phononique 1D composé de dix couches alternées (Steel/SiO<sub>2</sub>)<sup>5</sup>. Ensuite, on fait changer les épaisseurs  $a_1$  et  $a_2$  des couches de Steel et de l'SiO<sub>2</sub> de telle sorte que la période reste inchangée ( $a = 6.015$  mm) et en changeant uniquement l'épaisseur de la couche de Fer (Steel), on obtient différents facteurs de remplissage. Les figures III.5 (a), (b), (c) et (d) montrent les spectres de transmission pour quatre valeurs du facteur de remplissage 10%, 30%, 50% et 80%.



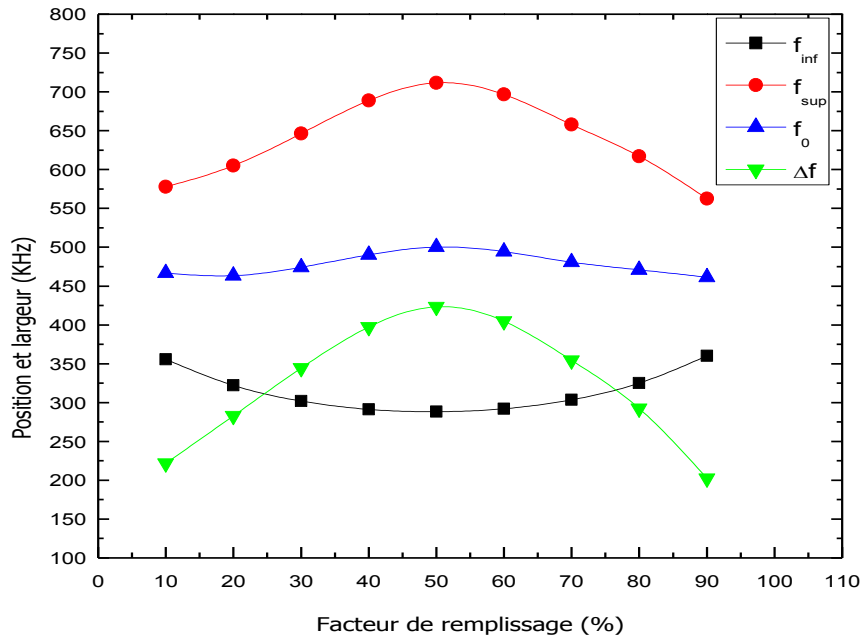
**Figure III.5:** Spectre de transmission pour une onde longitudinale à incidence normale: (a) pour ff=10%, (b) pour ff=30%, (c) pour ff=50% et (d) pour ff=80%.

Le tableau suivant, résume les valeurs des résultats obtenus en utilisant le même code pour différentes valeurs du facteur de remplissage.

$ff$ %	$f_{inf}$ (KHz)	$f_{sup}$ (KHz)	$f_0$ (KHz)	$\Delta f$ (KHz)
10	355.7	577.7	466.7	222
20	322.0	604.9	463.45	282.9
30	302.0	646.5	474.25	344.5
40	291.4	688.8	490.1	397.4
50	288.4	711.6	500	423.2
60	292.1	696.8	494.45	404.7
70	303.5	658.1	480.8	354.6
80	324.9	617.2	471.05	292.3
90	360.1	562.6	461.35	202.5

**Tableau III.2:** Influence du facteur de remplissage sur les propriétés des bandes interdites.

Sur la figure III.6, nous avons représenté les variations de la largeur ( $\Delta f$ ) et la position (la fréquence centrale ;  $f_0$ ) de la première bande interdite en fonction le facteur de remplissage. Cette figure montre clairement qu'il y a une grande influence entre le facteur de remplissage et la largeur et la location de la bande interdite.

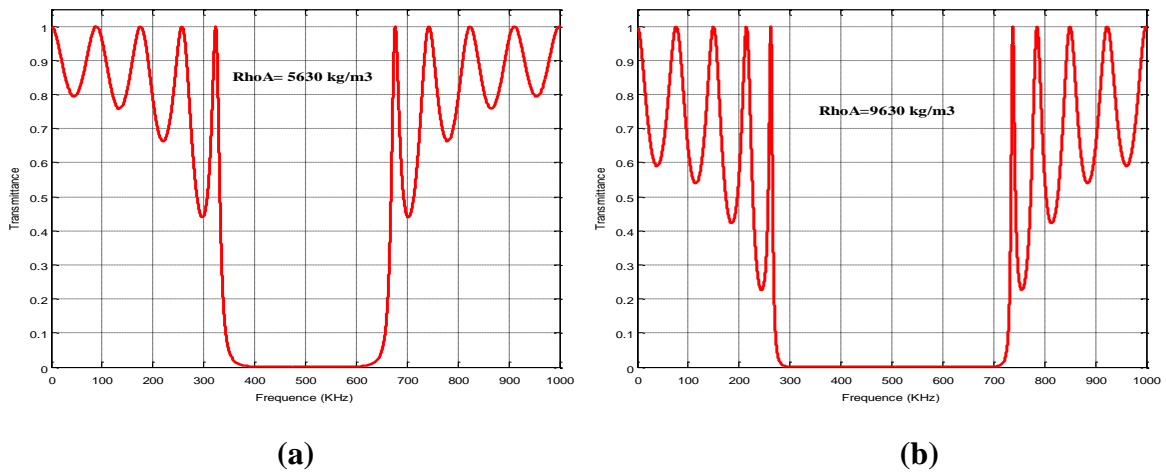


**III.6:** Variations de la position (courbe en bleue) et la largeur de la bande interdite phononique (courbe en vert) en fonction le facteur remplissage.

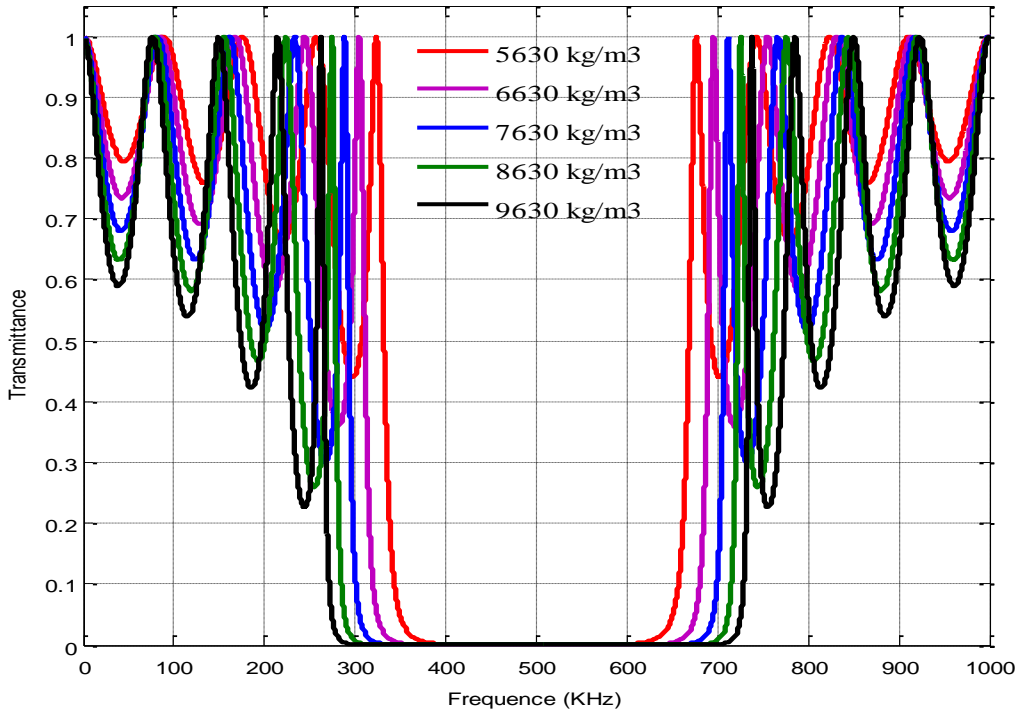
La largeur de la première bande ouverte est maximale pour un facteur de remplissage au voisinage de 50%. Ainsi que pour des facteurs de remplissages très élevés ou très faibles la largeur de la bande décroît et tend vers zéro et les bandes interdites ouvertes initialement peuvent être disparaîtraient. Il est clair que plus le facteur de remplissage augmente, les bandes ouvertes se décalent vers les fréquences basses.

### III.2.3. Influence de la masse volumique des inclusions (steel)

Dans ce paragraphe, on s'intéresse à l'étude de l'influence de la masse volumique des inclusions ( $\rho_A$ ) ou plus précisément Le contraste dans la masse volumique entre les deux matériaux A et B ( $\Delta\rho = \rho_A - \rho_B$ ) sur les caractéristiques de la bande interdite. Les coefficients de transmission de la figure III.7 sont obtenus pour deux valeurs du contraste ; pour  $\Delta\rho = 3430 \text{ kg/m}^3$  et  $\Delta\rho = 7430 \text{ kg/m}^3$ .



**Figure III.7:** Coefficient de transmission on fonction de la fréquence dans le cas d'un cristal phononique 1D : (a) Pour  $\rho A=5630 \text{ kg/m}^3$ , (b) Pour  $\rho A=9630 \text{ kg/m}^3$ .



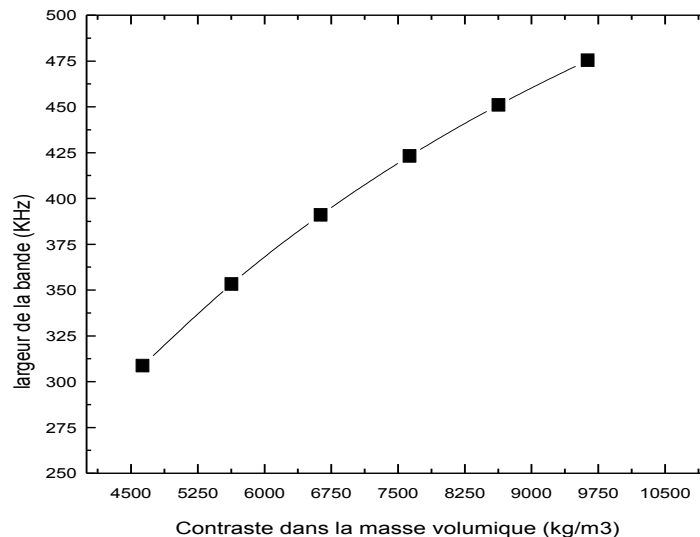
**Figure III.8:** Spectres de transmission on fonction de la fréquence dans le cas d'un cristal PnC-1D pour différentes valeurs de la densité des inclusions.

D'après les spectres, il est clair que plus le contraste est important, la bande est plus large ce qui explique notre choix des deux matériaux. Le tableau III .3 donne les différentes valeurs (fréquence inférieure, fréquence supérieure et largeur de la bande) obtenues après une série de simulation. Les paramètres géométriques sont fixés tout d'abord.

$\rho_A$ (kg.m <sup>-3</sup> )	$\Delta\rho$ (kg.m <sup>-3</sup> )	$f_{inf}$ (KHz)	$f_{sup}$ (KHz)	$\Delta f$ (KHz)
4630	2430	345.6	654.3	308.7
5630	3430	323.4	676.6	353.2
6630	4430	304.5	695.5	391.0
7630	5430	288.4	711.6	423.2
8630	6430	274.4	725.5	451.1
9630	7430	262.3	737.7	475.4

**Tableau III.3:** Influence de la masse volumique des inclusions sur la largeur de la bande interdite phononique.

La figure III.9 illustre les propriétés de la bande phononique ouverte en fonction du contraste dans la masse volumique entre les deux constituants du cristal phononique 1D. 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).

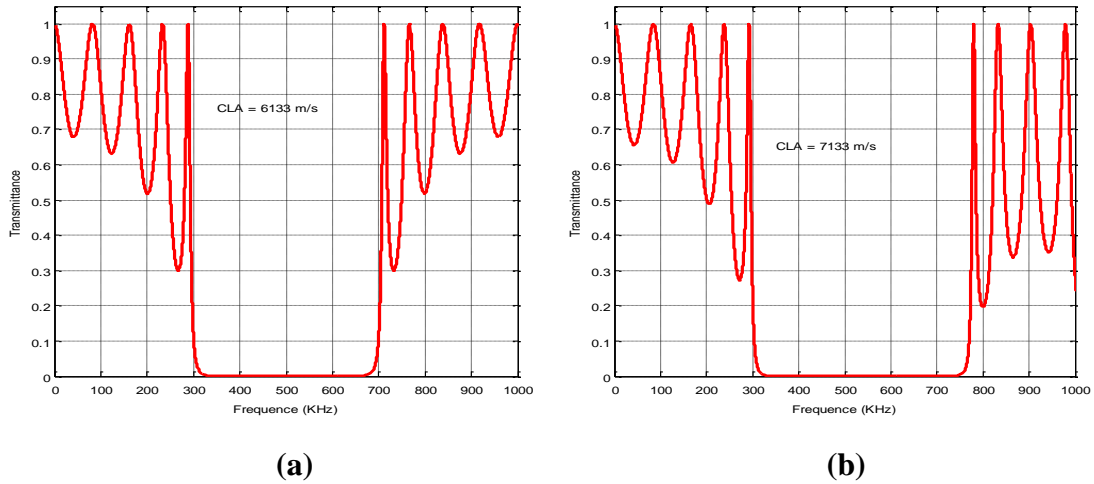


**III.9:** Variations de la position de la bande interdite et Variations de la largeur de la bande interdite phononique en fonction le contrast dans la densité.

#### III.2.4. Influence de la célérité du son dans les inclusions ( $C_{LA}$ )

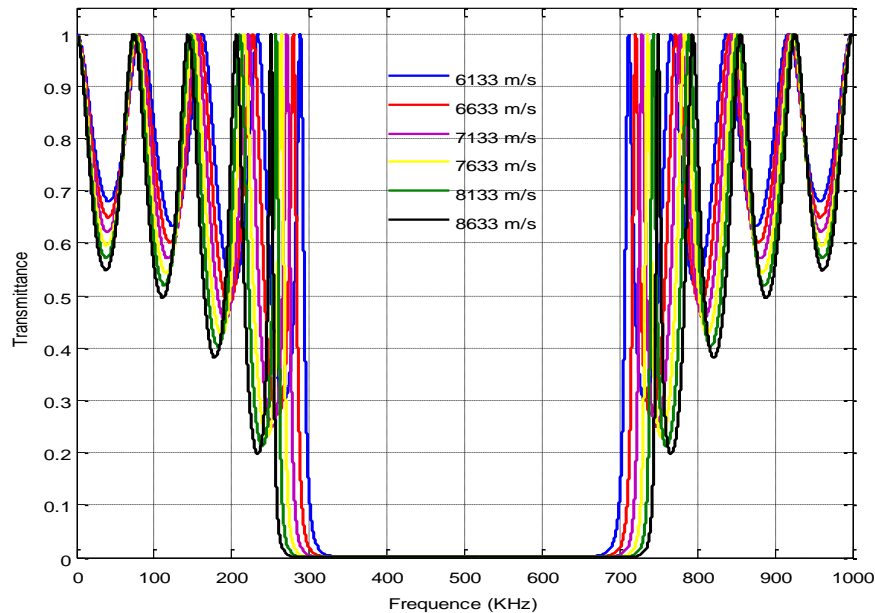
Pour voir l'influence de la vitesse de propagation longitudinale dans la première couche du cristal (matériau A ; le fer). Les paramètres géométriques sont fixés, d'autres part, les paramètres physiques du second matériau (SiO<sub>2</sub>) sont retenus aussi: le nombre de couche est fixé à N=10 [(Steel/SiO<sub>2</sub>)<sup>5</sup>]. Ensuite, nous avons effectué une série de simulations pour différentes valeurs de la vitesse de propagation longitudinale  $C_{LA}$  (m/s) dans la couche du fer (Steel) du cristal.

Sur la figure III.10, les spectres (a), (b), nous avons reporté les spectres de transmission pour deux valeurs de vitesses de propagation longitudinales dans le fer. Les deux spectres sont obtenus pour  $C_{LA}=61333$  m/s et  $7133$  m/s. Nous constatons rapidement que plus la vitesse de propagation dans les couches des inclusions (fer) est importante, la bande interdite phononique est plus large.



**Figure III.10:** Coefficient de transmission on fonction de la fréquence dans le cas d'un cristal phononique 1D : (a) Pour  $C_{LA}=6133$  m/s, (b) Pour  $C_{LA}=7133$  m/s.

En tenant compte de la première bande ouverte ; il est clair que la largeur de la bande ouverte est d'environ 423 KHz pour 6133 m/s (courbe a). Cette largeur de bande passe à 487.6 KHz pour 7133 m/s (courbe d).

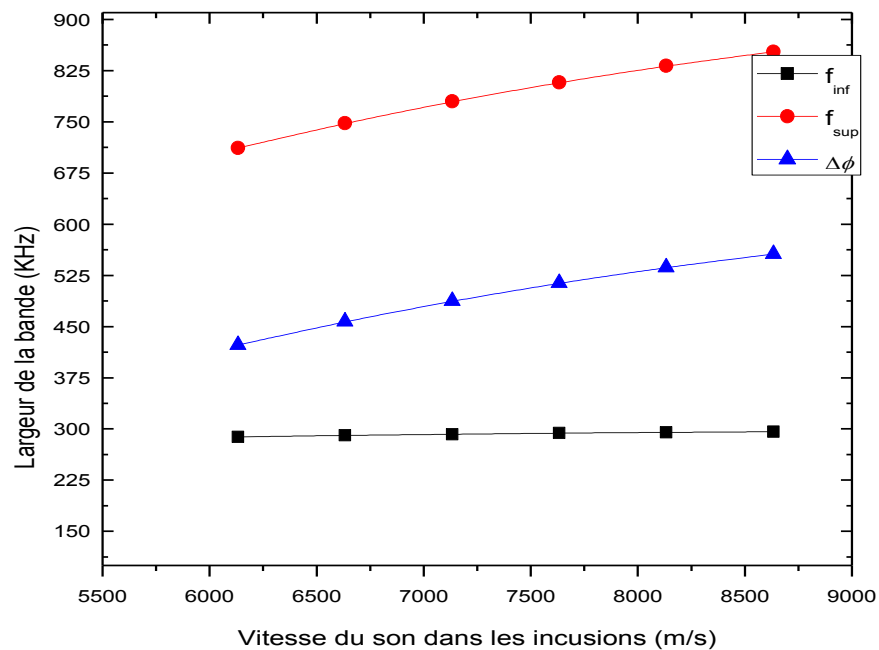


**Figure III.11:** Spectres de transmission on fonction de la fréquence dans le cas d'un cristal PnC-1D pour différentes valeurs de la densité des inclusions.

Le tableau III .4 donne les différentes valeurs (fréquence inférieure, fréquence supérieure et largeur de la bande) obtenues après une série de simulation.

$C_{LA}$ (m/s)	$f_{inf}$ (KHz)	$f_{sup}$ (KHz)	$\Delta f$ (KHz)
6133	288.4	711.6	423.2
6633	290.6	747.9	457.3
7133	292.3	779.9	487.6
7633	293.8	807.8	514.0
8133	295.0	831.9	536.9
8633	296.0	852.6	556.6

La figure III.12 illustre la largeur de la bande ouverte en fonction de la célérité du son. D'après les résultats obtenus, il est clair que la vitesse du son dans les inclusions joue un grand rôle sur la largeur de la bande ouverte.



**Figure III.12:** Coefficient de transmission on fonction de la célérité du son dans les inclusions

### III. 3. ETUDE D'UN CRISTAL PHONONIQUE AVEC DEFAUT

Les structures phononique multicouches présentent une nouvelle plateforme dans le domaine des capteurs afin de déterminer les propriétés biochimiques ou physiques du matériau à analyser est ceci quel que soit la nature du matériau : liquide, solide ou gazeuse.

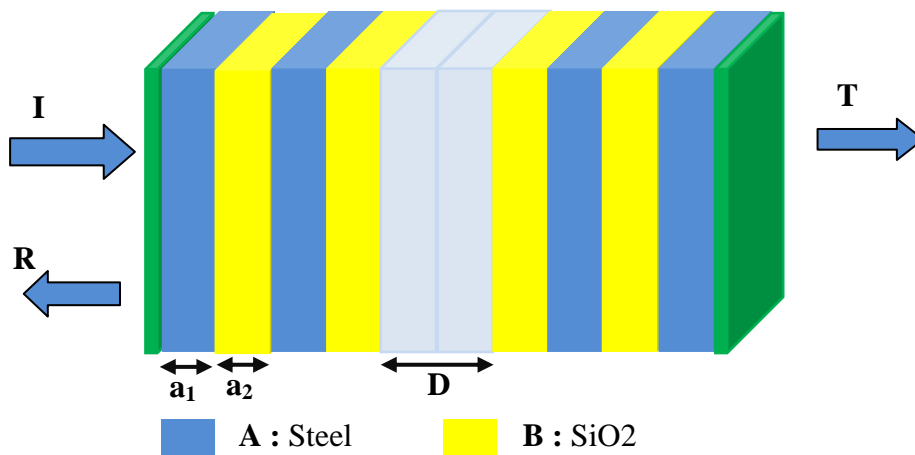
Dans cette partie, nous allons présenter et simuler le spectre de transmission d'un cristal phononique unidimensionnel (solide/solide) avec défaut au centre pris sous forme d'un réseau de Bragg, en utilisant le logiciel MATLAB à partir d'un programme qui concerne les éléments de la méthode des matrices de transfert ; TMM.

#### III. 3. 1. Présentation de la structure avec défaut

La structure étudiée est un empilement unidimensionnel périodique composé de deux matériaux, elle est formée de 4 bicouches (Steel/SiO<sub>2</sub>) et une autre couche en bleue placée au centre de telle sorte que la structure obtenue présente un filtre symétrique; ou un miroir de Bragg autour de défaut (Steel/SiO<sub>2</sub>)<sup>2</sup>/Steel/( SiO<sub>2</sub>/Steel)<sup>2</sup>, le matériau de couverture est la silice. La figure III.13, illustre la structure considérée. La structure considérée est traversée par une onde acoustique longitudinale à incidence normale, c'est-à-dire, elle est placée dans l'air ou entourée par un liquide.

Les épaisseurs des deux couches A (le Steel) et B (l'SiO<sub>2</sub>) du cristal phononique unidimensionnel avec la couche de défaut au centre sont  $a_1$  et  $a_2$  et D respectivement telle que:  $a_1=3.0665$  mm,  $a_2=2.9865$  mm et  $D=(C_{LD}/10^6)$  m.

Où :  $C_{LD}$  est la célérité du son dans le défaut.



**Figure III.13.** Représentation schématique d'un cristal phononique unidimensionnel (Steel/SiO<sub>2</sub>)<sup>2</sup>/Défaut/( SiO<sub>2</sub>/Steel)<sup>2</sup> avec défaut au centre de largeur D .

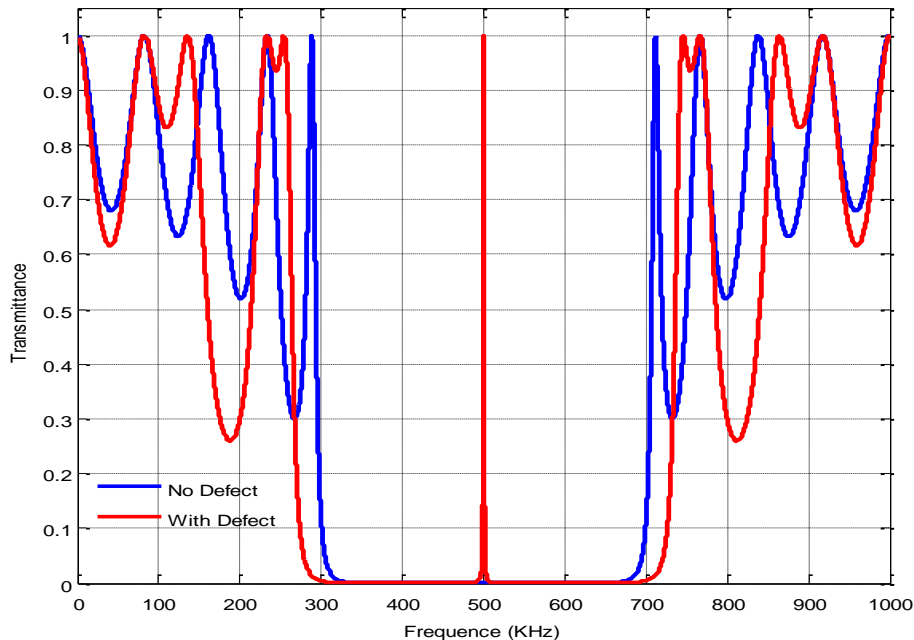
Le tableau III.5 résume les conditions de simulations avec les valeurs des propriétés géométriques et physiques des différents matériaux utilisés.

Matériau	Steel (A)	SiO <sub>2</sub> (B)	Défaut (Steel)	Défaut Air (à 20°C)
Epaisseur (mm)	$a_1=3.0665$	$a_2=2.9865$	<b>D =6.015</b>	<b>3.43</b>
Densité (Kg/m <sup>3</sup> )	7630	2200	7630	1.205
Célérité C <sub>l</sub> (m/s)	6133	5973	6133	343
Célérité C <sub>t</sub> (m/s)	3200	3300	3200	0

**Tableau III.5:** Paramètres physiques et géométriques des matériaux constituant la structure multicouche à étudier.

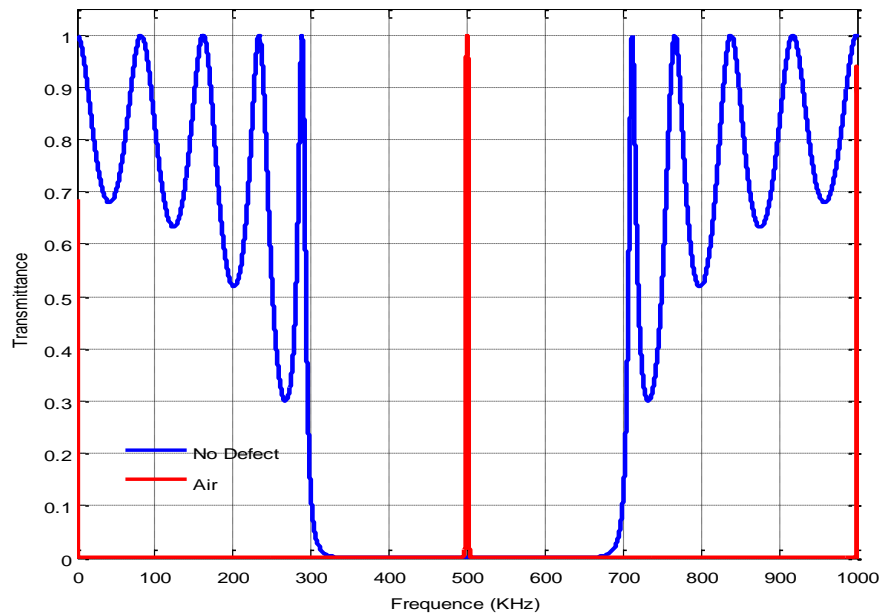
Dans ce travail, nous allons utiliser la méthode des matrices de Transfert TMM pour étudier et simuler la propagation des ondes acoustiques longitudinales à incidence normale à travers la structure périodique décrite au précédemment.

Sur les figures III.14, nous avons reporté les simulations obtenus en utilisant un code de la méthode TMM écrit en Matlab. Les deux spectres de transmission sont obtenus sans défaut (spectre en bleue), alors que le spectre en rouge est obtenu après l'introduction d'une couche de fer d'épaisseur  $D=6.015$  mm (défaut). Il est clair que le défaut provoque l'apparition d'un mode résonant dont la fréquence de résonance est 500 KHz.



**Figure III.14:** Spectre de transmission pour un cristal phononique 1D parfait (en bleue), ensuite avec une couche de fer au centre d'épaisseur  $D=2*a_1= 6.133$  mm (en rouge).

La figure III.15, illustre les spectres de transmission obtenus après les simulations de la structure considérée. Le spectre de transmission en bleue est obtenu pour une structure parfaite (sans défaut), alors que le spectre en rouge est obtenu après l'introduction d'une couche de remplie de l'air à 20 °C dont l'épaisseur est  $D=3.43$  mm. Nous pouvons constater toujours l'apparition d'un mode résonant de fréquence égale à 500 KHz.



**Figure III.15:** Spectre de transmission pour un cristal phononique 1D parfait (en bleue) et avec une couche remplie de l'air à 20°C d'épaisseur  $D=3.43$  mm (en rouge).

### III.3.2. Application à la détection des gaz

Les capteurs à cristaux phononiques représentent une nouvelle plateforme dans le domaine de détection. Dans la section suivante, nous allons étudier et proposer un capteur de gaz à base d'un cristal phononique (1D) sous forme d'un miroir de Bragg de type :  $[(\text{Steel}/\text{SiO}_2)^2/\text{Gaz}/(\text{SiO}_2/\text{Steel})^2]$  pris en sandwich entre deux minces couches de  $\text{SiO}_2$ .

Notre conception est considérée comme une structure binaire défectueuse composée de deux couches différentes de (Steel &  $\text{SiO}_2$ ) répétées dans  $N = 2$  cellules unitaires de période  $a=6.015$  mm, suivies de l'insertion d'une couche défectueuse au milieu de la structure  $[(\text{Steel}/\text{SiO}_2)^2/\text{Gaz} (\text{à } 20^\circ\text{C})/(\text{SiO}_2/\text{Steel})^2]$ . La couche défectueuse sera remplie par différents gaz qui ont été analysés séparément. Nous avons considéré les matériaux de Steel et  $\text{SiO}_2$  en raison du contraste en impédance acoustique élevé. La méthode de la matrice de transfert (TMM) a été utilisée pour la modélisation numérique du spectre d'ondes acoustiques à travers la structure du capteur.

Au cours de cette section, Nous considérons la fréquence de résonance de l'air à 20 °C ( $f_r=500$  KHz) comme fréquence de référence pour la position des différentes fréquences de résonance pour les autres gaz testés. Le schéma de notre conception du capteur de gaz est schématisé sur la figure III.13.

Pour chaque couche utilisée dans notre capteur de gaz ; les propriétés physiques des différents gaz testés telles que la densité, la vitesse du son longitudinale sont prises sont à 20°C et 1 atmosphérique tableau III.6.

Gaz (à 20°C)	Densité (Kg/m <sup>3</sup> )	Célérité C <sub>1</sub> (m/s)
<b>Air (Référence)</b>	1.205	343
<b>NH<sub>3</sub></b> (Ammonia)	0.7069	430
<b>CO<sub>2</sub></b>	1.8393	267
<b>N<sub>2</sub></b> (Nitrogen)	1.165	349
<b>Ar (Argon)</b>	1.661	319
<b>O<sub>2</sub></b> (Oxygen)	1.331	326

**Tableau III.6:** Paramètres physiques des gaz utilisés à la température 20°C [41].

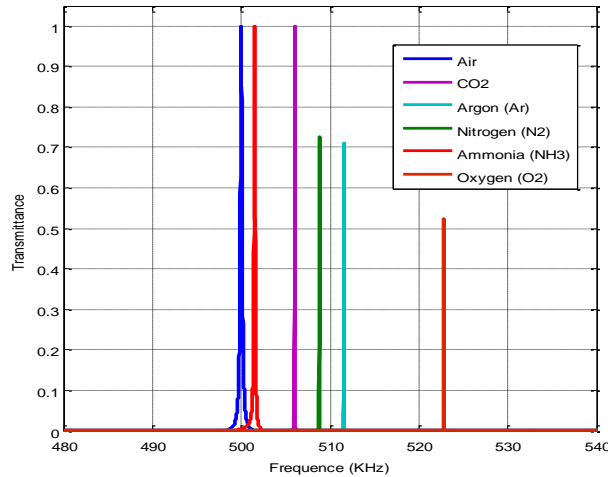
Les résultats sont obtenus en utilisant le même code de la méthode TMM. La fréquence de résonance et le taux de transmission pour chaque gaz testé sont obtenus en utilisant la méthode de la matrice de transfert, ils sont résumés dans le tableau III.7.

Gaz (à 20°C)	$f_r$ (KHz)	$\Delta f$ (KHz)	$\Delta\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	T(%)	S
<b>Air (Référence)</b>	500	--	--	100	--
<b>NH<sub>3</sub></b> (Ammonia)	501.5	1.5	0,4981	100	3.01
<b>CO<sub>2</sub></b>	506	6.0	0,6343	100	9.45
<b>N<sub>2</sub></b> (Nitrogen)	508.8	8.8	0,04	72	220
<b>Ar (Argon)</b>	511.5	11.5	0,456	71	25.21
<b>O<sub>2</sub></b> (Oxygen)	522.7	22.5	0,126	52	178.58

**Tableau III.7:** valeurs des résultats de simulation.

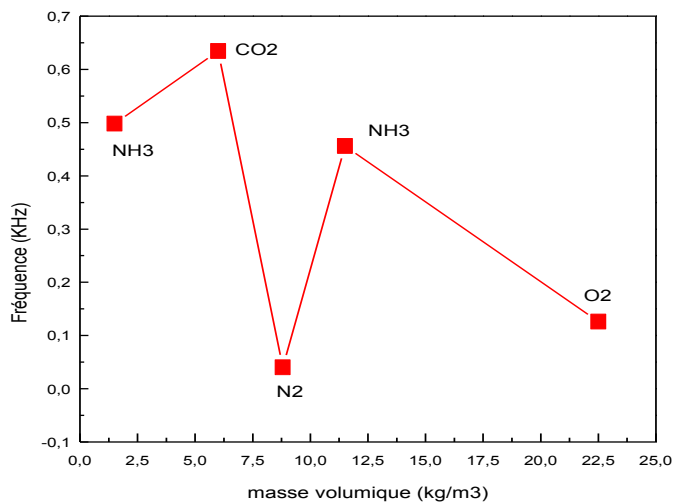
La figure III.16 illustre le spectre de transmission en fonction de la fréquence lorsque la couche défectueuse est remplie par chaque gaz a analysé. Pour l'air la fréquence de résonance est égale à la fréquence de base 500 KHz (considéré comme un gaz de référence), pour le dioxyde de carbone la fréquence de résonance est 506 KHz, pour L'oxygène cette fréquence de résonance est 522.7 KHz, pour le Nitrogène cette fréquence

de résonance est 508.8 KHz, pour l'Ammoniac NH<sub>3</sub> elle est 501.5 KHz, pour l'Argon cette fréquence de résonance est 511.5 KHz. Il est clair que lorsque le défaut est rempli par un autre gaz la fréquence de résonance se décale vers la gauche ou vers la droite avec certain  $\Delta f_r$  en KHz. Cette variation de la fréquence de résonance peut être utilisée pour la détection des différents gaz utilisés.



**Figure III.16:** Spectre de transmission pour différents gaz : l'Air , le Nitrogène (N<sub>2</sub>), CO<sub>2</sub>, Oxygène (O<sub>2</sub>), l'Argon (Ar) et l'Ammonia (NH<sub>3</sub>).

La figure III.17, illustre la sensibilité ( $\Delta f_r$ ) du capteur de gaz à cristal phononique PnC-1D défectueux [(Steel/SiO<sub>2</sub>)<sup>2</sup>/Gaz/(SiO<sub>2</sub>/Steel)<sup>2</sup>] pour différents gaz à testés à 20°C en fonction de le contraste dans la masse volumique du gaz  $\Delta\rho$ . La sensibilité  $S=(\Delta f_r/ \Delta\rho)$ . Elle est de l'ordre de 3 pour le NH<sub>3</sub>,  $S=9.45$  pour le CO<sub>2</sub>,  $S=220$  pour le Nitrogène,  $S=25.21$  pour l'Argon et  $S=178.58$  pour l'Oxygène.



**Figure III.17:** Sensibilité du capteur de gaz [(Steel/SiO<sub>2</sub>)<sup>2</sup>/Gaz/(SiO<sub>2</sub>/Steel)<sup>2</sup>] pour différents gaz en fonction de la masse volumique.

### III.4. APPLICATION A LA DETECTION DE LA TEMPERATURE DE CO<sub>2</sub>

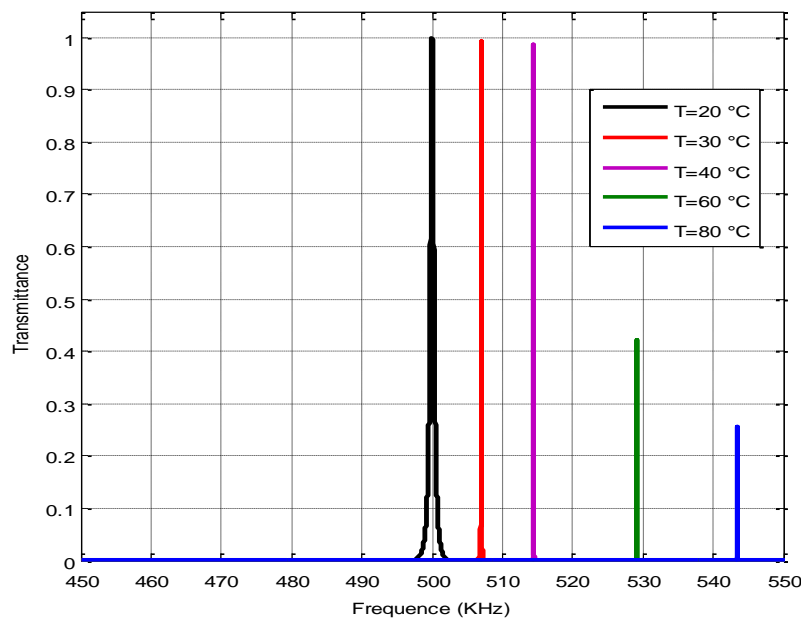
#### III.4.1. Spectre de transmission

Dans le dernier paragraphe de ce travail, on va essayer d'utiliser notre conception de capteur [(Steel/SiO<sub>2</sub>)<sup>2</sup>/CO<sub>2</sub>/(SiO<sub>2</sub>/Steel)<sup>2</sup>] pour la détection de la température de dioxyde de carbone CO<sub>2</sub>. Alors la couche de défaut est remplie dans ce cas par le CO<sub>2</sub> à différentes températures. La largeur de la couche de défaut dans ce cas est prise égale à  $D=CLD/(2.10^6)=1.335$  mm.

Le tableau ci- dessous, illustre la densité et la célérité du son dans la couche remplie du gaz (CO<sub>2</sub>) à différentes températures, ainsi que les résultats de simulations obtenus en utilisant la méthode de la matrice de transfert.

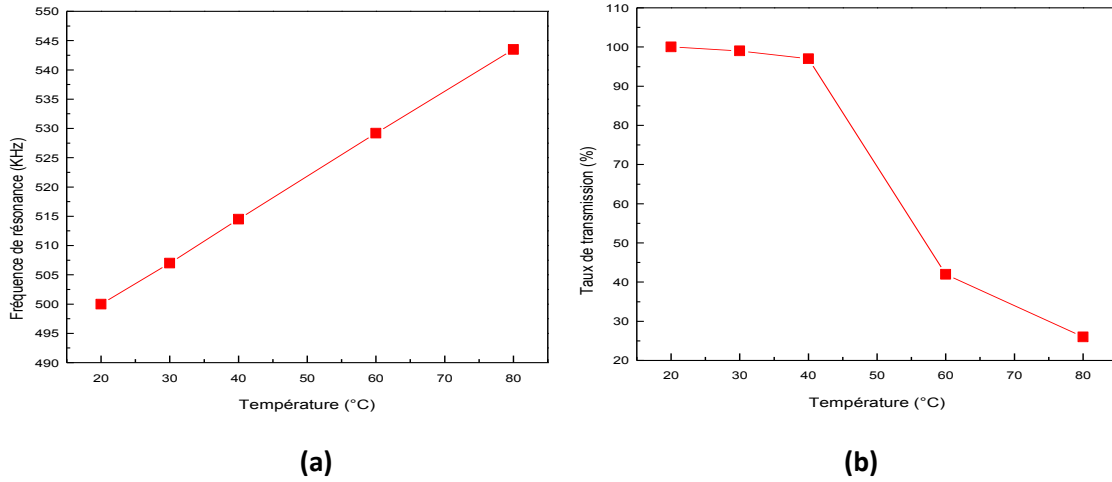
Température de CO <sub>2</sub> (°C)	$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	$C_l$ (m/s)	Fréquence de résonance (KHz)	Taux de transmission
20 (référence)	1.8393	267.0	500	100
30	1.7777	270.7	507	99
40	1.7201	274.7	514.5	98
60	1.6155	282.6	529.2	42
80	1.523	290.2	543.5	26

**Tableau III.8 :** Valeurs des paramètres acoustiques et résultats de simulation à différentes température de CO<sub>2</sub> pour  $D=1.335$  mm [41].



**Figure III.18:** Spectres de transmission dans le cas d'un défaut rempli de CO<sub>2</sub> à différentes températures, la largeur de défaut est  $D=1.335$  mm.

La figure III.18 montre l'existence d'un pic de transmission importante pour chaque température. Il est clair que plus la température est élevée, la fréquence de résonance correspond au mode de propagation décale vers les fréquences élevées.



**Figure III.19:** Variation de la fréquence de résonance et le taux de transmission en fonction de la température pour un capteur  $(Steel/SiO_2)^2/CO_2/(SiO_2/Steel)^2$

La figure III.19 (a) et (b) représentent l'évolution de la fréquence de résonance et le taux de transmission en fonction de la température de CO<sub>2</sub> respectivement. Il est clair que plus la température de CO<sub>2</sub> est élevée, plus la fréquence de résonance qui correspond au mode de propagation, décale vers les fréquences élevées, par contre le mode résonant devient moins intense.

**III.4.2. Sensibilité et facteur de qualité**

Les performances et l'efficacité de tout capteur sont déterminées par de nombreux paramètres tels que la sensibilité (S), le facteur de qualité (Q).

- **La sensibilité S :** La sensibilité S du capteur est définie comme le rapport entre la variation du paramètre caractérisant la résonance et la grandeur à mesurer. La sensibilité renseigne donc sur le déplacement du mode en fonction de la variation de la densité (ou de vitesse). Dans le cas d'un capteur linéaire, la sensibilité du capteur est constante. Ce paramètre peut être obtenu en utilisant l'expression suivante:

$$S = \Delta f_r / \Delta x \dots \dots \dots (01)$$

Où :  $f_r$  est la fréquence de résonance de l'air,  $f_r$  (air) =  $500 \times 10^3$  Hz.

$$\Delta f_r = f_r(\text{gaz}) - f_r(\text{Air}) \dots \dots \dots (02)$$

$\Delta x$ : le changement du paramètre d'entrée (densité ou température, célérité du son, température,....).

- **Le facteur de qualité :** Comme dans les micro-dispositifs destinés à l'intégration optique et acoustique et réalisant des fonctions tels que le filtrage, les capteurs phononiques utilisent des résonances optiques et acoustiques qui doivent présenter une finesse la plus grande possible. Ceci se traduit par une recherche de haut facteur de qualité. Par définition le facteur de qualité est défini comme étant le rapport de la fréquence de résonance sur la largeur à mi-hauteur du pic ou du zéro de transmission [63, 64], Elle est donnée par la relation suivante :

$$Q = f_r / \text{FWHM} \dots \dots \dots (03)$$

Où : FWHM est la pleine largeur à mi-hauteur du pic de résonance.

- **La figure de mérite :** La figure de Mérite (FoM) est obtenue en divisant la sensibilité par la largeur de raie de résonance [65]. Elle apporte, en plus de la sensibilité, l'information de la finesse du pic de résonance. Elle est donnée par la relation suivante :

$$\text{FOM} = S / \text{FWHM} \dots \dots \dots (04)$$

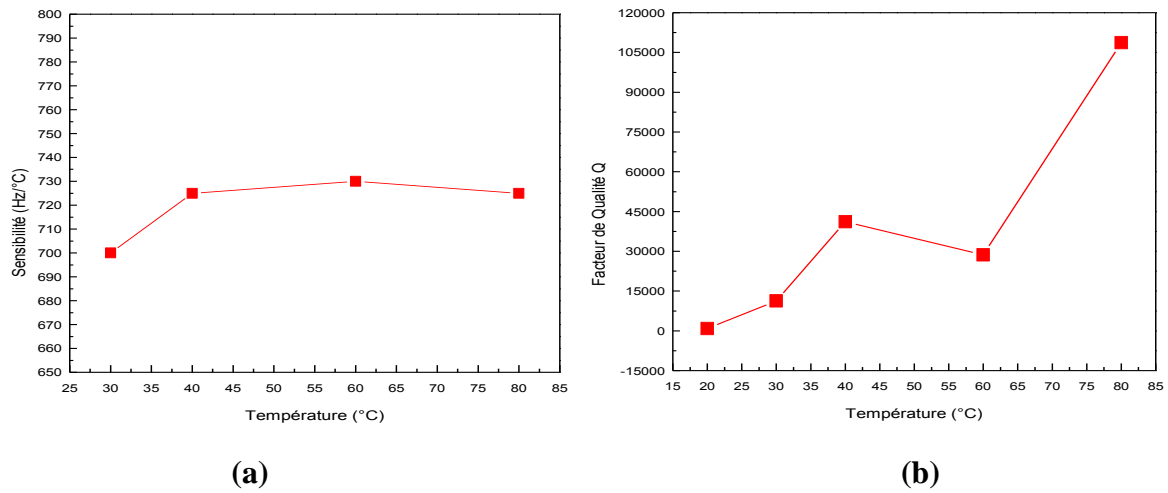
Le tableau III.9, résume les valeurs de simulations, lesquelles sont obtenus en utilisant la méthode TMM.

T°C	$f_r$ (KHz)	$\Delta f_r$ (Hz)	$\Delta T$ (°C)	FWHM (Hz)	S (Hz/°C)	Q
20	500	0	0	600	---	833
30	507	700	10	45	700	11266
40	514.5	14500	20	12.5	725	41160
60	529.2	29200	40	8.0	730	28650
80	543.5	43500	60	5.0	725	108700

**Tableau III.9 :** Valeurs de sensibilité et facteurs de qualité pour le CO<sub>2</sub> à différentes température.

La figure III.20 (a) illustre la sensibilité du capteur 1D-DPC vis-à-vis le dioxyde de carbone CO<sub>2</sub> en fonction de la température. En utilisant les équations (01) et (02), S et Q sont calculés. Il est clair que notre structure de capteur de gaz 1D-DPC donne des valeurs considérables à différentes températures. En effet, la température a un effet direct sur la densité et la vitesse acoustique des gaz alors que, avec l'augmentation de la température, la vitesse acoustique des gaz augmente en raison de leur densité diminue. Par conséquent, la position de la résonance des pics pour chaque gaz décale vers la gamme des hautes fréquences. La figure III.20 (a) montre que la sensibilité est presque constante notamment pour les hautes températures.

D'autre part, comme le montre la Figure III.20 (b) le facteur de qualité augmente au fur et à mesure que la largeur à mi-hauteur FWHM diminue.



**Figure III.20:** Variation de la sensibilité et le facteur de qualité du capteur  $(\text{Steel}/\text{SiO}_2)^2/\text{CO}_2/(\text{SiO}_2/\text{Steel})^2$  en fonction de la température de  $\text{CO}_2$ .

## CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons étudié et analysé un capteur de gaz à base d'un cristal phononique 1D. Nous avons considéré la propagation d'une onde acoustique à incidence normale à travers un cristal phononique 1D défectueux. En premier temps, nous nous sommes intéressés à l'étude de la structure parfaite  $[\text{Steel}/\text{SiO}_2]^N$ , En utilisant, la méthode de la matrice de transfert, nous avons étudié l'influence de quelques paramètres géométriques et physique sur les caractéristiques de la bande interdite. Ensuite, en second temps, une couche de défaut est introduite au centre du cristal de type  $(\text{Steel}/\text{SiO}_2)^2/\text{Gaz}/(\text{SiO}_2/\text{Steel})^2$  pour former un miroir de Bragg.

En injectant dans la couche de défaut différents gaz (Air,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{N}_2$ , Argon et  $\text{NH}_3$ ) nous avons montré que la fréquence des modes de résonance dépend de la nature du gaz injecté. Enfin, à travers les simulations par la méthode TMM, nous avons appliqué notre structure à la détection de la température de  $\text{CO}_2$ . Les résultats de la sensibilité et du facteur de qualité confirment clairement que la structure proposée présente une nouvelle plateforme dans le domaine des capteurs de gaz.

---

## **CONCLUSION GENERALE**

---

---

## CONCLUSION GENERALE

Les cristaux phononiques (PnCs) sont des structures périodiques artificielles formées de deux matériaux ou plus différents par leur densité, leur paramètres élastiques et leur célérité du son. Les cristaux phononiques (PnCs) peuvent être structurés en une dimension (1D), deux dimensions (2D) et trois dimensions (3D) de l'espace. Cette disposition périodique conduit à l'apparition de bandes d'arrêts pour les ondes acoustiques incidentes possédant certaines fréquences. Ces régions de fréquences sont appelées bandes interdites phononiques. Dans ces bandes de fréquences, les ondes acoustiques incidentes ne peuvent pas se propager à travers la structure. Cette bande interdite phononique est similaire à ce qui se passe pour la propagation des ondes électromagnétiques dans les structures périodiques dites cristaux photoniques. Ces dernières années, cette nouvelle classe de matériaux a fortement attiré l'attention des scientifiques notamment dans le domaine des capteurs, car ces matériaux sont considérés comme des matériaux flexibles, précis et fiables avec une longue durée de vie.

D'autre part, la détection de gaz a de fortes applications dans de nombreux domaines tels que l'industrie, l'alimentation, médecine, agriculture et environnement. Par exemple, la détection du niveau de dioxyde de carbone dans l'air atmosphérique est très importante, en particulier dans le domaine de la protection de l'environnement. Malheureusement, l'idée d'utiliser une conception à cristaux phononiques comme un capteur de gaz est encore très limitée. Par conséquent, le développement des capteurs de CO<sub>2</sub> devient inévitable.

Le travail présenté dans ce mémoire de master, s'inscrit dans le cadre d'une contribution à l'étude et la conception d'un capteur de gaz à des cristaux phononiques unidimensionnelles (PnC-1D) destiné principalement à la détection de CO<sub>2</sub>.

Tout d'abord, nous nous sommes intéressés à l'étude d'une structure parfaite (Steel/SiO<sub>2</sub>)<sup>N</sup>. Ensuite, nous avons étudié une structure avec défaut physique de type [(Steel/SiO<sub>2</sub>)<sup>2</sup>/Défaut/(SiO<sub>2</sub>/Steel)<sup>2</sup>] dans laquelle une couche est insérée au centre de la structure parfaite en formant ainsi un miroir de Bragg à cristal phononique.

Dans la première partie, nous avons étudié l'influence des paramètres géométriques et physiques tels que le nombre de couches, le facteur de remplissage, la densité et la célérité du son sur la largeur et la location des bandes ouvertes. Les simulations effectuées par la méthode de la matrice de transfert TMM ont montré clairement que les bandes interdites sont fortement liées aux paramètres géométriques et physiques.

Dans la deuxième partie de cette étude, nous avons étudié une structure multicouche avec défaut de type  $(\text{Steel}/\text{SiO}_2)^2/(\text{différents gaz})/(\text{SiO}_2/\text{Steel})^2$  formée par l'introduction d'une couche sensible au gaz. En injectant dans la couche de défaut différents gaz (Air,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{N}_2$ , Argon et  $\text{NH}_3$ ) nous avons montré à travers les simulations par la méthode TMM l'existence d'un pic de résonance à l'intérieure de la bande interdite avec une sensibilité très remarquable aux différents gaz injectés et que la fréquence de résonance du pic transmis est fortement liée à la nature du gaz injecté.

Enfin, nous avons étudié l'influence de la température (20–80 °C) sur la sensibilité  $S$ , la FWHM et le facteur de qualité  $Q$  de la structure défectueuse (1D-DPC)  $[(\text{Steel}/\text{SiO}_2)^2/\text{CO}_2/(\text{SiO}_2/\text{Steel})^2]$  appliquée comme un capteur de  $\text{CO}_2$ . Les résultats de simulation par la méthode de la matrice de transfert ont montré une sensibilité de valeurs élevées et un facteur de qualité considérable. Par la suite, on peut confirmer que les structures à cristaux phononiques peuvent être une nouvelle plateforme dans le domaine des capteurs de gaz.

**BIBLIOGRAPHIE**

- [1] Adibi, Ali, and Abdelkirm Khelif, Eds. «Phononic Crystals: Fundamentals and Applications». Springer, 2016.
- [2] Hocine Larbi «cristaux phononique et matériaux aux domaines du guidage -filtre et de l'isolation phonique », docteur de l'université Lille 2 sciences et technologies 2011.
- [3] Pennec, Yan, et al. «Two-dimensional phononic crystals: Examples and applications», *Surface Science Reports* 65.8 (2010): 229-291.
- [4] Aly, Arafa H., Ahmed Mehaney, and Ehab Abdel-Rahman. « Study of physical parameters on the properties of phononic band gaps» , *International Journal of Modern Physics B* 27.11 (2013): 1350047.
- [5] A. Bougressi, mémoire de magister, université mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, Application du concept des réseaux acoustiques à bandes interdites pour l'isolation sismique d'un site », Année 2013.
- [6] Kushwaha, M. S., « Stop-bands for periodic metallic rods: Sculptures that can filter the noise », *Applied Physics Letters*, vol. 70, no. 24, (1997), pp. 3218–3220.
- [7] Martínez-Sala, R., Sancho, J., Sánchez, J. V., Gómez, V., Llinares, J., & Meseguer, F. (1995). Sound attenuation by sculpture. *nature*, 378(6554), 241-241.
- [8] Kheffache, S. « Propagation d'ondes élastiques dans les cristaux phononiques bidimensionnels » thèse de Doctorat, UMMTO, (2011).
- [9] Ho, K. M., Che Ting Chan, and Costas M. Soukoulis. « Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures » , *Physical Review Letters* 65.25 (1990): 3152.
- [10] Chan, C. T., Ho, K. M., & Soukoulis, C. M. (1991). Photonic band gaps in experimentally realizable periodic dielectric structures. *EPL (Europhysics Letters)*, 16(6), 563.
- [11] Van Der Biest, F. (2005). « Diffusion multiple et renversement du temps ultrasonore dans des milieux périodiques et désordonnés », thèse de doctorat, Université Paris Diderot-Paris VII).
- [12] Khelif, A., Choujaa, A., Djafari-Rouhani, B., Wilm, M., Ballandras, S., & Laude, V. « Trapping and guiding of acoustic waves by defect modes in a full-band-gap ultrasonic crystal». *physical Review B*, 68(21), 214301 .(2003)

- 
- [13] Sinclair, D. A., & Smith, I. R.. « Dark field acoustic microscopy». (1980), *Electronics Letters*, 16(16), 627-629.
- [14] T.Wu, G.Hung, and S.Y.Kristallogr. 220, 840, (2005).
- [15] M. S. Kushwaha, P. Halevi, L. Dobrzynski et B. Djafari-Rouhani, « Acoustic band structure of periodic elastic composites ». *Phys. Rev. Lett.*71, 2022 (1993).
- [16] Frazier, Michael J. «Dissipative wave propagation in phononic crystals and metamaterials: Models and analysis». Thèse de doctorat. University of Colorado at Boulder, 2015.
- [17] Jaffre, T., « Caractérisation des matériaux à bande interdite électromagnétique multipériodiques et leurs applications aux antennes » , Thèse de doctorat - Université de Limoges,(2005).
- [18] Gorisse, M.. « Réalisation de filtres RF à base de cristaux phononiques » , thèse de doctorat, Université de Grenoble), (2011).
- [19] Quentin Rolland ,Thèse de doctorat, Université de valenciennes et du hainute-campresis, " Couplages acousto- optiques dans les cristaux photoniques et phononiques " , Le12/12/2013, à Valenciennes
- [20] Fugen Wu Zhengyou Liu et YouyanLiu : Splitting and tuning characteristics of the point defect modes in two-dimensionalphononic crystals. *Phys. Rev. E*, 69:066609, Jun 2004.
- [21] A.Khelif, M.Wilm, V.Laude, S.Ballandras et B.Djafari-Rouhani: Guided elastic waves along a rod defect of a two-dimensional phononic crystal. *Phys. Rev. E*, 69:067601,Jun 2004.
- [22] Feng Li, Jun Liu et YihuiWu : The investigation of point defect modes of phononic crystal for high q resonance. *Journal of Applied Physics*, 109(12):124907, 2011.
- [23] M. Torres, F. R. Montero de Espinosa, D Garc-Pablo et N.Garc: Sonic band gaps in finite elastic media : Surface states and localization phenomena in linear and point defects. *Phys. Rev. Lett.*, 82:3054-3057, Apr 1999.
- [24] Mourad Oudich, M. BadreddineAssouar et ZhilinHou : Propagation of acoustic waves and wave guiding in a two-dimensional locally resonant phononic crystal plate. *Applied Physics Letters*, 97(19):193503, 2010.

- 
- [25] Jia-Hong Sun et Tsung-Tsong Wu : Propagation of surface acoustic waves through sharply bent two-dimensional phononic crystal waveguides using a finite-difference time-domain method. *Phys. Rev. B*, 74:174305, Nov 2006.
- [26] A. Khelif, P. A. Deymier, B. Djafari-Rouhani, J. O. Vasseur et L. Dobrzynski : "Two-dimensional phononic crystal with tunable narrow pass band : Application to a waveguide with selective frequency". *Journal of Applied Physics*, 94(3):1308–1311, 2003.
- [27] Chunyin Qiu, Zheng you Liu, Jun Mei et Jing Shi : Mode-selecting acoustic filter by using resonant tunneling of two-dimensional double phononic crystals. *Applied Physics Letters*, 87(10):104101, 2005.
- [28] Saeed Mohammadi, Ali Asghar Eftekhari, William D. Hunt et Ali Adibi : High-q micromechanical resonators in a two-dimensional phononic crystal slab. *Applied Physics Letters*, 94(5):051906, 2009.
- [29] Xiaochun Li et Zhengyou Liu : Coupling of cavity modes and guiding modes in two-dimensional phononic crystals. *Solid State Communications*, 133(6):397 – 402, 2005.
- [30] A. Khelif, B. Djafari-Rouhani, J. O. Vasseur et P. A. Deymier : Transmission and dispersion relations of perfect and defect-containing waveguide structures in phononic band gap materials. *Phys. Rev. B*, 68:024302, Jul 2003.
- [31] Yan Pennec, Jérôme O. Vasseur, Bahram Djafari-Rouhani, Leonard Dobrzynski et Pierre A. Deymier : Two-dimensional phononic crystals : Examples and application. *Surface Science Reports*, 65(8):229- 291, 2010.
- [32] Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, J.O. Vasseur, H. Larabi, A. Khelif, A. Choujaa, S. Benchabane et V. Laude: Acoustic channel drop tunneling in a phononic crystal. *Applied Physics Letters*, 87(26):2619-2621, 2005
- [33] S. Kheffache, mémoire de magister, université Mouloud Mammeri, Tizi-ouzou, « propagation d'ondes élastiques dans les cristaux phononiques bidimensionnels », 2011.
- [34] R. Houwink, *Elasticity Plasticity and structure of matter*, Cambridge University Press, London, (1971).
- [35] Samira AMOUDACHE « cristaux phononiques accordables ; application au domaine de capteur Option doctorat physique de matériaux », thèse de doctorat, (2016).

- 
- [36] Philippe Meyne, « Généralité sur les capteurs », Université Paris 12 Val de Marne, 2009.
- [37] Bougriou Feida, « Etude théorique des matériaux à bandes interdites photoniques bidimensionnelles: applications dans le domaine du guidage optique et la détection », thèse doctorat, université Constantine 1, 2013.
- [38] Ralf Lucklum<sup>1</sup>, Nikolay Mukhin, Bahram Djafari Rouhani and Yan Pennek, «Phononic Crystal Sensors: A New Class of Resonant Sensors—Chances and Challenges for the Determination of Liquid Properties», *Front. Mech. Eng.*, 2021.
- [39] Y. El Hassouani, C. Li, Y. Pennek, E. H. El Boudouti, H. Larabi, A. Akjouj, O. BouMatar, V. Laud e, N. Papanikolaou, A. Martinez and B. DjafariRouhani, Dual phononic and photonic band gaps in a periodic array of pillars deposited on a thin plate, *Phys. Rev. B* 82155405 (2010) .
- [40] R. Lucklum, M. Ke and M. Zubtsov, Two-dimensional phononic crystal sensor based on a cavity mode, *Sensors and Actuators B* 171, 271 (2012).
- [41] A. Oseev, M. Zubtsov and R. Lucklum, Gasoline properties determination with phononic crystal cavity sensor, *Sens. Actuators B: Chem.* 189, 208 (2013).
- [42] Z. Hou and B. M. Assouar, Modeling of Lamb wave propagation in plate with two-dimensional phononic crystal layer coated on uniform substrate using plane-wave-expansion method, *Phys. Lett. A* 372, 2091 (2008).
- [43] M. H. Lu, X. K. Liu, L. Feng, J. Li, C. P. Huang, Y. F. Chen, Y. Y. Zhu, S. N. Zhu and N. B. Ming, Extraordinary Acoustic Transmission through a 1D Grating with Very Narrow Apertures *Phys. Rev. Lett.* 99, 174301 (2007).
- [44] B. Hou, J. Mei, M. Ke, W. Wen, Z. Liu, J. Shi and P. Sheng, Tuning Fabry-Perot resonances via diffraction evanescent waves, *Phys. Rev. B* 76, 054303 (2007).
- [45] J. Christensen, L. Martin-Moreno and F. J. Garcia-Vidal, Theory of Resonant Acoustic Transmission through Subwavelength Apertures, *Phys. Rev. Lett.* 101, 014301 (2008).
- [46] M. Ke, M. Zubtsov and R. Lucklum, Sub-wavelength phononic crystal liquid sensor , *J. Appl. Phys.* 110, 026101 (2011).
- [47] M. Huang, A. Ali Yanik, TY Chang and H. Altug, Sub-wavelength nanofluidics in photonic crystal sensors. *Opt. Express* 17, 26 (2009).

- 
- [48] R. Lucklum, M. Zubtsov, M. Ke, B. Henning and U. Hempel, 2D Phononic Crystal Sensor with Normal Incidence of Sound, Proc. Eurosensors XXV, Procedia Engineering 25, 787 (2011).
- [49] M. Zubtsov, R. Lucklum, M. Ke, A. Oseev, R. Grundmann, B. Henning and U. Hempel, 2D phononic crystal sensor with normal incidence of sound , Sensors and Actuators A 186,118 (2012).
- [50] A. Salman, O. A. Kaya and A. Cicek, Determination of concentration of ethanol in water by a linear waveguide in a 2-dimensional phononic crystal slab, Sensors and Actuators A: Physical 208, 50(2014).
- [51] M. S. Kushwaha, P. Halevi, L. Dobrzynski, and B. DjafariRouhani, Phys. Rev. Lett. 71, 2022 (1993).
- [52] J. O. Vasseur, B. DjafariRouhani, L. Dobrzynski, M. S. Kushawaha, and P. Halevi, J. Phys :Condens. Matter, 68759-8770 (1994).
- [53] M. M. Sigalas, and E. N. Economou, Europhys. Lett. 36 241-246 (1996).
- [54] J. O. Vasseur, P. A. Deymier, B. DjafariRouhani, Y. Pennec, and AC. Hladky-Hennion.
- [55] Guerder, Pierre-Yves , "Theoretical and Numerical Study of Nonlinear Phononic Crystals", these de doctorat, University of Arizona .
- [56] Stefan A. Bringuier, acoustic logic gates implemented using a phase-controlling phononic crystal, masters of Science in the graduate college, the University of Arizona, 2011.
- [57] M. Sigalas and N. Garcia, J. Appl. Phys. 87(6), 3122 (2000).
- [58] Nasri omar, Mémoire Académique, universite mohamed boudiaf -M'sila , «Etude théorique et numérique d'une structure périodique pour l'isolation phonique» , Année universitaire : 2016 /2017.
- [59] ZHANG V. Y., GRYBA T., ORELLANA J. M., COLLET B., Surface Impedance Matrix for the Study of Acoustical Propagation in Multilayered Structures, Acta Acustica united with Acustica, 88 (2), 218-230 (2002).
- [60] BRUNEAU M., POTEL C., « Matériaux et acoustique », (Tomes 1 et 2), Lavoisier (2006).

- [61] De Miranda Junior, Edson Jansen Pedrosa. « Dynamic Analysis of Phononic Crystals and Elastic Metamaterials Using Semi-Analytical and Numerical Approaches Análise Dinâmica de Cristais Fonônicos e Metamateriais Elásticos Utilizando », Thèse de doctorat, 2018.
- [62] Seri Asmaa, « propriétés optique des cristaux photonique unidimensionnels» université de Abdelhamid Ben Badis, Mostaganem.
- [63] P. R.Villeneuve, S. Fan and J. D. Joannopoulos, Microcavities in photonic crystals: Mode symmetry, tunability, and coupling efficiency, *Phys. Rev. B* 54, 7837 (1996).
- [64] Zheng Han, «Vers le laser Raman à cristal photonique en filière silicium», thèse d'Université Paris-Sud XI (2010).
- [65] K. M. Mayer and J. H. Hafner, Localized Surface Plasmon Resonance Sensors, *Chem. Rev.*111, 3828 (2011).

## Résumé

Les structures à bandes interdites phononiques défectueuses sont prometteuses pour une nouvelle génération de technologie de détection à haute performance. Le présent travail introduit un nouveau cristal phononique unidimensionnel à défaut (1D-DPC) en tant que capteur de gaz. La structure proposée est du type  $[(\text{Steel}/\text{SiO}_2)^2\text{-Couche de défaut-(SiO}_2/\text{Steel})^2]$ , où la couche de défaut est initialement remplie de différents gaz puis de dioxyde de carbone ( $\text{CO}_2$ ) à différentes températures. Les résultats obtenus par la méthode de la matrice de transfert (TMM) ont montré qu'un mode de résonance est généré à l'intérieur du spectre de transmission en raison de la présence de défaut. De plus, l'intensité du mode transmis est invariante aux paramètres du gaz introduit. En revanche, la fréquence de résonance du mode est très sensible à toute modification des paramètres du gaz et de la température du  $\text{CO}_2$ .

**Mots clés :** Capteurs de gaz, Bande interdite phononique 1D, Ondes acoustique, TMM.

## Abstract

Defective phononic band gap structures hold promise for a new generation of high-performance detection technology. The present work introduces a new one-dimensional defect phononic crystal (1D-DPC) as a gas sensor. The proposed structure is of the type  $[(\text{Steel}/\text{SiO}_2)^2\text{-Defect layer-(SiO}_2/\text{Steel})^2]$ , where the defect layer is initially filled with different gases and then with Carbon dioxide ( $\text{CO}_2$ ) at different temperatures. The results obtained by the transfer matrix method (TMM) showed that a resonance mode is generated inside the transmission spectrum due to the presence of a defect. Moreover, the intensity of the transmitted mode is invariant to the parameters of the introduced gas. On the other hand, the resonance frequency of the mode is very sensitive to any change in gas parameters and  $\text{CO}_2$  temperature.

**Keywords:** Gaz sensors, 1D Phononic band gap, Acoustic waves, TMM.

## خلاصة

إن هياكل فجوة النطاق الصوتية ذات العيب تبشر بجيل جديد من تقنية الكشف عن الغازات عالية الأداء. يقدم العمل الحالي بلورة صوتية جديدة ذات بعد واحد (D-DPC1) كمستشعر غاز. الهيكل المقترح عبارة عن:  $[(\text{Steel}/\text{SiO}_2)^2\text{-Defect layer-(SiO}_2/\text{Steel})^2]$  حيث طبقة العيب تمتلئ في البداية بغازات مختلفة ثم بثاني أكسيد الكربون ( $\text{CO}_2$ ) في درجات حرارة مختلفة. أظهرت النتائج التي تم الحصول عليها بطريقة مصفوفة النقل (TMM) أنه يتولد داخل طيف الإرسال تردد الرنين بسبب وجود العيب. علاوة على ذلك، فإن شدة الموجة المرسله ثابتة مع مختلف الغازات. من ناحية أخرى، فإن تردد الرنين للموجة المرسله تكون حساسة للغاية مع تغيير في خصائص الغاز ودرجة الحرارة لثاني أكسيد الكربون.

**كلمات مفتاحية:** مجسات الغازات، فجوة النطاق الصوتي 1D، موجات صوتية، طريقة TMM