

FACULTE DE TECHNOLOGIE  
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE  
N°: 2022/INST/.....



DOMAINE: SCIENCES ET TECHNOLOGIE  
FILIERE: ELECTRONIQUE  
OPTION: INSTRUMENTATION

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

**Présenté par :**

BOUCHOUACHI Karim

ZOUAOUI Fares

**Thème**

**Etude et conception d'un capteur de liquide  
basé sur les cristaux phononiques 1D**

**Soutenu devant le jury composé de:**

<b>Mr. GUERMAT Noubel</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>

**Année Universitaire: 2021 /2022**



## Dédicaces

**Je dédie ce mémoire à :**

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

**Toute ma famille, À mes très chers frères et mes  
chères sœurs et leurs enfants. Et tous ceux que j'aime  
Et À tous mes amis et compagnons : Farés, Ayoub,  
Wassim, haroune, Fateh, Aboubakar et Abdelhak.**

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

**Bouchouachi Karim**

## Dédicaces

**Je dédie ce mémoire à :**

**Mes chers parents pour tous les sacrifices consentis, pour leur soutien durant toutes mes années d'études. Toute ma famille, À mes très chers frères et Chère sœur. Et tous ceux que j'aime Et À tous mes amis et compagnons : karim , Ayoub, Wassim, haroune, Fateh , Aboubakar et Abdelhak.**

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

**Zouaoui Fares**

## REMERCIEMENTS

Tout d'abord, A Dieu, le tout puissant, nous rendons  
grâce pour nous avoir donné santé  
Le courage et la volonté pour compléter la réalisation  
de ce mémoire.

En premier lieu, je tiens à remercier mon encadreur  
Mr. KAHLOUCHE AHMED

Qui m'a aidé et conseillé durant ce travail.  
Je remercie également l'ensemble de tous les  
enseignants du département de l'électronique  
De l'université de M'SILA qui ont contribué à ma  
formation. Que monsieur le président et les  
Membres du jury trouvent ici l'expression de mon  
respect  
pour avoir fait l'honneur d'examiner ce travail de  
mémoire de master.

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

## Sommaire

<b>INTRODUCTION GENERALE</b>	2
<b>CHAPITRE I : GENERALITES SUR LES CRISTAUX PHONONIQUES</b>	
<b>INTRODUCTION</b>	5
<b>I.1. CRISTAUX PHONONIQUES</b>	5
I.1.1. DEFINITION	5
I.1.2 Historique sur les Cristaux phononiques	6
I.1.3. Comparaison avec d'autres cristaux	7
<b>I.2. DIFFERENTS TYPES DES CRISTAUX PHONONIQUES</b>	8
I.2.1. STRUCTURES PERIODIQUES UNIDIMENSIONNELLES (CPns-1D)	8
I.2.2. STRUCTURES PERIODIQUES BIDIMENSIONNELLES (CPns-2D)	9
I.2.3. STRUCTURES PERIODIQUES TRIDIMENSIONNELLES (CPns-3D)	9
<b>I.3. BANDE INTERDITE PHONONIQUE</b>	10
I.3.1. TOPOLOGIE DU RESEAU	11
I.3.2. FACTEUR DE REMPLISSAGE	11
I.3.3. MASSE VOLUMIQUE	11
I.3.4. VITESSE DE PROPAGATION	12
<b>I.4. CRISTAUX PHONONIQUES UNIDIMENSIONNELS</b>	12
I.4.1. L'impédance acoustique	12
I.4.2. Période de la cellule de base	13
I.4.3. Le facteur de remplissage $ff$	13
<b>I.5. PROPAGATION D'ONDES ACOUSTIQUES</b>	14
I.5.1. Gammes de fréquences des ondes acoustiques	14
I.5.2. Ondes longitudinales	15
I.5.3. Ondes transversales	15
<b>I.6. APPLICATION DES CRISTAUX PHONONIQUES 1D</b>	16
I.6.1. Dans le domaine des capteurs phononiques	16

---

I.6.2. Dans le domaine des barrières phoniques .....	17
<b>I.7. CONCLUSION .....</b>	<b>18</b>
<b>CHAPITRE II : CAPTEURS DE LIQUIDES A CRISTAUX PHONONIQUES</b>	<b>19</b>
<b>INTRODUCTION</b>	<b>20</b>
<b>II.1. GENERALITES SUR LES CAPTEURS .....</b>	<b>20</b>
II.1.1. Définition .....	20
<b>II.2. PRINCIPALES CARACTERISTIQUES METROLOGIQUES .....</b>	<b>21</b>
II.2.1. Etendue de mesure .....	22
II.2.2. Sensibilité .....	22
II.2.3. Linéarité .....	22
II.2.4. Résolution .....	22
II.2.5. Finesse .....	23
II.2.6. Sélectivité.....	23
<b>II.3. CAPTEURS DE LIQUIDE A CRISTAUX PHONONIQUES 1D .....</b>	<b>23</b>
II.3.1. Principe de détection .....	23
II.3.2. Structures à cristaux phononiques 1D finies .....	23
II.3.3. Structures à cristaux phononiques infinies.....	25
<b>II.4. METHODES DE LA MATRICE DE TRANSFERT .....</b>	<b>26</b>
II.4.1. Super-réseaux unidimensionnels .....	26
II.4.2. Formalisme matriciel .....	27
II.4.2.1. Propagation dans une couche .....	27
II.4.2.2. Propagation dans une bicouche .....	28
II.4.2.3. Propagation des Amplitudes .....	29
II.4.2.4. Transmission via une bicouche .....	30
II.4.2.5. Transmission via N bicouches .....	31
II.4.2.6. Transmission par N bicouches avec un défaut .....	32
II.4.2.7. Transmission à travers N bicouches avec couches quart d'onde .....	32

---

II.4.3. Avantages et inconvénients de la méthode TMM .....	35
<b>II.6. CONCLUSION .....</b>	<b>36</b>
<b>CHAPITRE III: RESULTATS DE SIMULATION ET DISCUSSIONS</b>	<b>37</b>
<b>INTRODUCTION</b>	<b>38</b>
<b>III.1. ETUDE DE LA STRUCTURE PARFAITE .....</b>	<b>38</b>
III.1.1. Structure proposée .....	38
III.1.2. Spectre de transmission et de réflexion .....	40
<b>III.2. INFLUENCE DES PARAMETRES GEOMETRIQUES ET PHYSIQUES .....</b>	<b>41</b>
III.2.1. Influence du nombre de couches .....	41
III.2.2. Influence du facteur de remplissage .....	43
III. 2.3. Influence de la masse volumique des inclusions .....	45
III.2.4. Influence de la célérité du son dans les inclusions .....	46
<b>III.3. APPLICATION DANS LE DOMAINE DES CAPTEURS .....</b>	<b>49</b>
III.3.1. Présentation de la structure étudiée .....	49
III.3.2. Application à la détection des liquides .....	51
<b>III.4. APPLICATION A LA DETECTION DE LA TEMPERATURE DE L'EAU ...</b>	<b>54</b>
III.4.1. Spectre de transmission .....	54
III.4.2. Analyse du capteur proposé .....	55
➤ La sensibilité S .....	55
➤ Le facteur de qualité .....	55
➤ La figure de mérite .....	55
<b>III.5.CONCLUSION .....</b>	<b>57</b>
<b>CONCLUSION GENERALE</b>	<b>60</b>

## LISTE DES TABLEAUX

### Chapitre I

<b>Tableau I.1</b> : Propriétés clés pour l'étude des structures de bandes dans les matériaux tridimensionnels isotropes .....	07
--	----

### Chapitre III

<b>Tableau III.1</b> : Masse volumiques et vitesses de propagation des matériaux constituant le cristal phononique unidimensionnel (Al/Epoxy).....	39
--	----

<b>Tableau III.2</b> : Présentation des différents paramètres géométriques et physiques du cristal phononique parfait (PnC-1D).....	40
---	----

<b>Tableau III.3</b> : Paramètres de fréquence entre les nombres d'inclusion des deux matériaux A et B du cristal et largeur de la bande interdite phononique.....	42
--	----

<b>Tableau III.4</b> : Résultats de simulation pour différents valeurs du facteur de remplissage obtenus par la méthode TMM .....	44
---	----

<b>Tableau III.5</b> : Résultats de simulation pour différentes valeurs de la masse volumique des inclusions dans le cas d'un cristal 1D (Al/Epoxy) composé de 10 couches.....	45
--	----

<b>Tableau III.6</b> : Résultats de simulation pour différentes valeurs de la célérité du son dans les inclusions d'Aluminium pour un cristal phononique 1D composé de 10 couches.....	47
--	----

<b>Tableau III.7</b> : Paramètres géométriques et physiques des matériaux utilisés dans la structure du cristal .....	50
---	----

<b>Tableau III.8</b> : Paramètres géométriques et physiques des matériaux utilisés dans la structure du cristal .....	52
---	----

<b>Tableau III.9</b> : Paramètres acoustiques et fréquence de résonance après simulation pour les différents liquides testés .....	52
--	----

<b>Tableau III.10</b> : Célérité du son et densité à différentes degrés de température dans l'eau de mer douce; $S=0$ (eau pure) et à pression atmosphérique.....	54
---	----

<b>Tableau III.11</b> Variation du facteur de qualité en fonction de la température.....	56
--	----

## LISTE DES FIGURES

### CHAPITRE I

<b>Figure I.1 :</b> (a) Bandes pour un cristal phononique formé par des tiges d'aluminium dans une matrice de nickel. (b) Sculpture minimaliste de l'artiste Eusebio Sempere .....	6
<b>Figure I.2:</b> Représentation schématique de quelques cristaux : (a) Unidimensionnel (CnPs-1D), (b) Bidimensionnels (CnPs-2D) et (c) Tridimensionnels (CnPs-3D) .....	8
<b>Figure I.3:</b> Représentation schématique d'un cristal phononique Unidimensionnel constitué de deux matériaux A et B .....	9
<b>Figure I.4:</b> 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 .....	9
<b>Figure I.5 :</b> Quelques structures 3D: (a) structure cubique, (b) structure tas de bois, (c) structure opale ou opales inversées et (d) la Yablonovite .....	10
<b>Figure I.6 :</b> Schéma représentant la période du réseau dans le cas d'une structure multicouches formée par deux couches A et B suivant une seule dimension .....	13
<b>Figure I.7 :</b> Domaines fréquentiels des ondes élastiques .....	14
<b>Figure I. 8:</b> Représentation schématique d'un solide traversé par une vague d'ondes élastiques longitudinales .....	15
<b>Figure I. 9:</b> Représentation schématique dans le cas d'un solide traversé par une vague d'ondes transversales .....	16

### CHAPITRE II

<b>Figure II.1 :</b> Schéma de principe d'un capteur].....	21
<b>Figure II.2:</b> Schéma de principe de la structure à cristal phononique unidimensionnelle finie (1D-PnCs).....	24
<b>Figure II.3 :</b> Structure infinie à cristal phononique unidimensionnelle .....	25
<b>Figure II.4:</b> Un super-réseau à CnP-1D formé par alternance de deux couches d'impédances $Z_1$ et $Z_2$ .....	27
<b>Figure II.5 :</b> Une bicouche 1D avec des impédances $Z_1$ et $Z_2$ avec des couches externes d'impédances $Z_0$ et $Z_L$ .....	31
<b>Figure II.6 :</b> Un système à cristal phononique 1D composé de N bicouches .....	31
<b>Figure II.7:</b> Un système 1D composé de N bicouches et d'un défaut central de largeur $d_C$ et d'impédance $Z_C$ .....	32

**Figure II.8:** Coefficients de transmission et de réflexion des ondes longitudinale en fonction de fréquences réduites pour un cristal 1D pour 10 couches: **(a)** Transmission, **(b)** Réflexion .....35

**CHAPITRE III**

**Figure III.1:** Représentation schématique du cristal phononique parfait (PnC-1D) composé de l'Aluminium et de l'Epoxy .....38

**Figure III.2:** Coefficients de transmission en fonction de fréquences Normalisées pour un cristal 1D composé de [Al/Epoxy]<sup>5</sup> .....39

**Figure III.3:** Coefficients de transmission en fonction de fréquences Normalisées pour un cristal 1D composé de [Al/Epoxy]<sup>5</sup> .....40

**Figure III.4:** Spectre de transmission en fonction le nombre de couches ; pour N=4 couches et pour N=10 couches.....41

**Figure III.5:** Variations de la largeur de la bande interdite en fonction le nombre de couches utilisées dans le cristal 1D.....42

**Figure III.6:** Spectre de transmission pour une onde longitudinale à incidence normale: pour  $ff = 30\%$ , pour  $ff = 50\%$  et pour  $ff = 70\%$  .....43

**Figure III.7:** Variations de la largeur de la bande interdite phononique en fonction du facteur de remplissage  $ff$  (%) dans le cas d'un cristal [Aluminium/Epoxy]<sup>5</sup> .....44

**Figure III.8:** Spectre de transmission pour trois valeurs de la densité des inclusions : pour  $\rho_A = 1700 \text{ kg/m}^3$ , pour  $\rho_A = 2700 \text{ kg/m}^3$  ensuite pour  $\rho_A = 3700 \text{ kg/m}^3$  .....45

**Figure III.9.** Variations de la largeur de la bande interdite en fonction le contraste dans la masse volumique entre les inclusions et la matrice  $\Delta\rho = \rho_A - \rho_B$  ( $\text{Kg/m}^3$ ).....46

**Figure III.10:** Spectre de transmission pour deux valeurs de la célérité du son dans les inclusions: pour  $CLA = 4400 \text{ m/s}$  et pour  $CLA = 6400 \text{ m/s}$  .....47

**Figure III.11:** Variations de la largeur de la bande interdite en fonction le contraste dans la célérité du son entre les inclusions et la matrice du cristal-1D [Al/Epoxy]<sup>5</sup> .....48

**Figure III.12:** Représentation schématique d'un cristal phononique PnC-1D  $(\text{Al/Epoxy})^2/\text{Défaut}/(\text{Epoxy/Al})^2$  avec défaut au centre de largeur D .....49

**Figure III.13:** Spectre de transmission pour un cristal phononique 1D parfait (en bleue), la couche de défaut est d'Aluminium d'épaisseur  $D = 3.2 \text{ mm}$  (en rouge).....50

**Figure III.14:** Spectre de transmission pour un cristal phononique 1D parfait (en bleue), La couche de défaut est remplie par l'eau douce à  $0^\circ\text{C}$  d'épaisseur  $D = 0.7012 \text{ mm}$  (en rouge).....51

**Figure III.15:** Spectre de transmission pour différents liquides: Eau (0°C), Aniline, Kerosene, Gasoline, 1-Propanol et Biodiesel dans le cas CnP-1D [Al/Epoxy)<sup>2</sup>/Liquide/(Epoxy/Al)<sup>2</sup>]..... 53

**Figure III.16:** Evolution de la fréquence du mode résonant pour chaque liquide .....53

**Figure III.17:** Spectre de transmission calculé en injectant de l'eau douce à différentes températures dans la couche de .....54

**Figure III.18:** Exemple pour le calcul de fréquence de résonance et la fréquence FWHM..... 56

**Figure III.19:** (a) Spectre de transmission pour différentes températures de l'eau, (b) Evolution de la fréquence de résonance en fonction de la température.....56

**Figure III.20:** L'évolution de la sensibilité et du facteur de qualité du capteur à CnP-1D en fonction de la température .....57

# **INTRODUCTION GENERALE**

## INTRODUCTION GENERALE

Les cristaux phononiques (PnC) présentent une nouvelle classe de matériaux artificiels dont lesquelles leurs densités et propriétés mécaniques présentent des distributions périodiques dans une, deux ou trois dimensions de l'espace [1]. De tels cristaux permettent de contrôler et de modifier la transmission des ondes acoustiques et élastiques respectivement dans les fluides et les solides. Une caractéristique intéressante de ces structures est la formation de bandes interdites qui interdisent la propagation des ondes acoustiques dans certaines directions et plages de fréquences. Ils sont créés principalement par modulation spatiale de l'impédance acoustique des matériaux qui composent la structure. Pour cette raison, dans la conception du cristal phononique, il est nécessaire de prendre en compte la géométrie, la densité de masse, la vitesse du son et l'angle d'incidence [2-4].

Ces dernières années, une grande attention porte sur les structures phononiques multicouches qui ont été étudiées et proposées comme nouvelles idées pour mesurer les propriétés acoustiques des liquides [5,6]. La caractérisation de ces capteurs est généralement basée sur la fréquence de résonance, le taux de transmission ou la largeur du pic de transmission. Ce mémoire de master a été structuré en trois chapitres.

Le premier chapitre de ce manuscrit est entièrement consacré aux cristaux phononiques, Nous présenterons premièrement un bref historique sur ces nouvelles structures, puis, nous présenterons une comparaison entre ces cristaux et les cristaux électroniques et photoniques. Ensuite, nous sommes intéressés à donner quelques notions fondamentales sur les ondes acoustiques. Enfin, nous citerons certaines applications notamment dans le domaine des capteurs de liquides et de l'isolation sonore.

Le deuxième chapitre de ce manuscrit est entièrement consacré aux capteurs et ondes acoustiques. Nous présenterons des généralités sur les capteurs, les différents types de capteurs à cristaux phononiques et quelques caractéristiques métrologiques. Ensuite, nous décrirons en détaille la méthode de la matrice de transfert TMM. La TMM est généralement adaptée pour l'étude et la modélisation des structures multicouches. Elle permet de calculer les coefficients de transmission et de réflexion.

Dans le troisième chapitre, nous nous intéresserons à l'étude d'une structure phononique à une dimension constituée par l'empilement de l'Aluminium et l'époxy, ce chapitre est divisé en deux parties, la première partie est entièrement dédiée à l'étude de l'influence de quelques paramètres physiques et géométriques sur l'ouverture des bandes interdites phononiques.

Dans la deuxième partie, notre intérêt est porté sur l'étude d'un cristal phononique 1D avec défaut (1D-PnC) de type  $(Al/Epoxy)^2/défaut/(Epoxy/Al)^2$  dont la couche de défaut sera remplie avec différents liquides : eau douce à 20 °C, Aniline, Biodiesel, 1-Propanol, Gasoline, kérosène.

Finalement, nous allons essayer de montrer la possibilité d'utiliser ces structures dans le domaine de détection de quelques paramètres de l'environnement tels que la température de l'eau douce sur les performances de la configuration proposée  $[(Al/Epoxy)^2/Eau/(Epoxy/Al)^2]$ . Les résultats de simulation obtenus par la méthode de la matrice de transfert (TMM).

En conclusion générale de ce travail, l'ensemble des résultats obtenus sera résumé et quelques perspectives seront données.

# **CHAPITRE I**

## **GENERALITES SUR LES CRISTAUX PHONONIQUES**

## INTRODUCTION

Ces dernières années, l'attention s'est portée sur la propagation des ondes sonores dans les structures périodiques. En fait, de nombreuses structures périodiques ont déjà été étudiées selon une, deux ou trois dimensions spatiales, et diverses approches théoriques ont été développées.

Toutes ces études théoriques ou expérimentales ont montré l'existence de gammes de fréquences dans lesquelles la propagation des ondes acoustiques ou élastiques est effectivement interdite [7-8]. Par analogue aux cristaux photoniques, qui ont la propriété d'empêcher la lumière de se propager dans une plage de fréquences spécifique, nous pouvons concevoir des structures avec des propriétés élastiques qui réfléchissent complètement les ondes sonores entrantes. Ces matériaux, dont les densités et les constantes élastiques changent périodiquement selon une, deux ou trois dimensions spatiales, permettent de modifier la vitesse du son dans le cristal, ce qui conduit à la formation d'une bande interdite [9]. Ce chapitre se concentre d'abord sur les concepts de base des cristaux phononiques, les différents types, les propriétés géométriques et physiques de base. D'autre part, ce chapitre donne un aperçu sur la propagation des ondes sonores, et se termine enfin par quelques applications de ces matériaux.

## I.1. LES CRISTAUX PHONONIQUES

### I.1.1. Définitions

Les cristaux phononiques sont des structures périodiques suivant une, deux ou trois dimensions de l'espace. Ces nouveaux matériaux sont capables de contrôler la propagation des ondes acoustique dans certaines directions et régions de fréquences, par le biais de réflexions de Bragg ou par le phénomène de résonance local des éléments mis en réseau. Le terme de cristaux phononiques a été choisi par analogie avec d'autres structures similaire qui s'appellent les cristaux photoniques.

Dans le domaine de fréquences du gap, une onde incidente sera réfléchiée par le cristal phononique qui opère alors comme un miroir parfait non absorbant. Une telle propriété est prometteuse pour un grand nombre d'applications: la réflexion des ondes sismiques, la création de boucliers acoustiques ou encore la construction de miroirs non absorbants permettant l'isolation phonique. Un cristal phononique est fabriqué par l'assemblage d'au moins de deux matériaux de propriétés acoustique ou élastiques différentes [10].

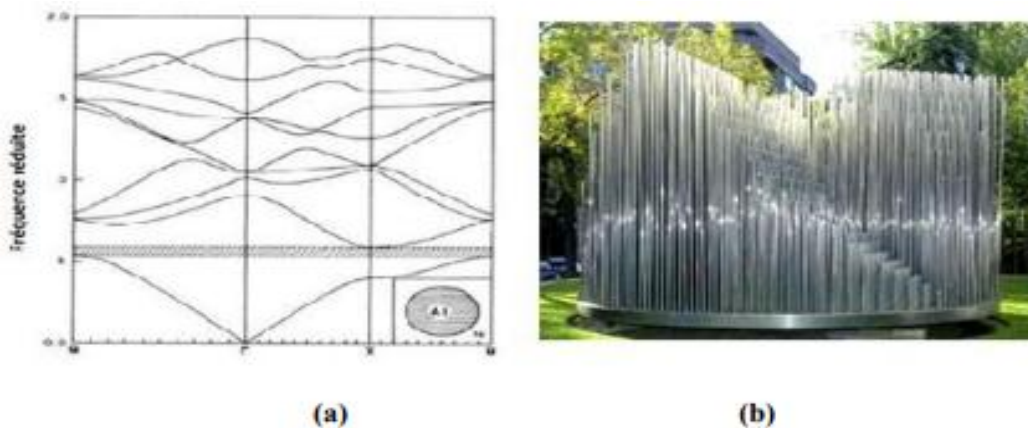
### I.1.2. Historique sur les Cristaux phononiques

Les cristaux phononiques forment une nouvelle voie dans le domaine des ondes acoustiques et élastiques qui reçoit un intérêt croissant ces dernières années ; depuis 20 ans [11].

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 [12] sur les filtres à ondes de surface, les travaux de J. D. Achenbach [11] concernant le calcul des relations de dispersion de matériaux possédant des inclusions sphériques périodiques ou encore les travaux de V. Narayanamurti relatifs à des filtres phononiques utilisant des super-réseaux en arséniure de gallium (AsGa) [13]. Ensuite, le concept du cristal phononique, bi-dimensionnels ou tridimensionnels permettant l'ouverture de bandes interdites pour les ondes élastiques a été introduite de façon quasiment simultanée d'une part, par Kushwaha et al et d'autre part par Economou et Sigalas vers 1993 [14,15].

Du point de vue d'application, les cristaux phononiques ont été utilisés en divers domaines d'applications: les systèmes d'isolation phoniques [16,17], les structures parasismiques [18], le filtrage et le 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 percés dans une matrice de l'aluminium [11]. Il met ainsi en évidence, pour la première fois un matériau composite qui présente 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.

Les premières mesures ont été réalisées sur une structure objectivement non prévue pour cela, puisqu'il s'agit d'une sculpture minimaliste de l'artiste Eusebio Sempere exposée dans les jardins de la Juan March Fondation à Madrid [19].



**Figure I.1 :** (a) Bandes pour un cristal phononique formé par des tiges d'aluminium dans une matrice de nickel [11]. (b) Sculpture minimaliste de l'artiste Eusebio Sempere [19].

La sculpture représentée sur la figure I.1(a) 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. Comparaison avec d'autres cristaux

La propagation des ondes électromagnétiques et/ou élastiques acoustiques dans les matériaux composites a fait l'objet d'une attention particulière. Les cristaux phononiques tels qu'ils sont définies au paragraphe précédent, sont des structures périodiques. Cependant, il y a de fortes analogies entre la propagation des électrons dans les cristaux à semi-conducteurs et la propagation des ondes électromagnétiques dans les cristaux photoniques respectivement. Les cristaux phononiques ont des propriétés qui concordent avec celles des autres cristaux en particulier les cristaux photoniques.

Le tableau I.1 illustre les principales propriétés pour les cristaux électroniques, les cristaux photoniques et les cristaux phononiques [11].

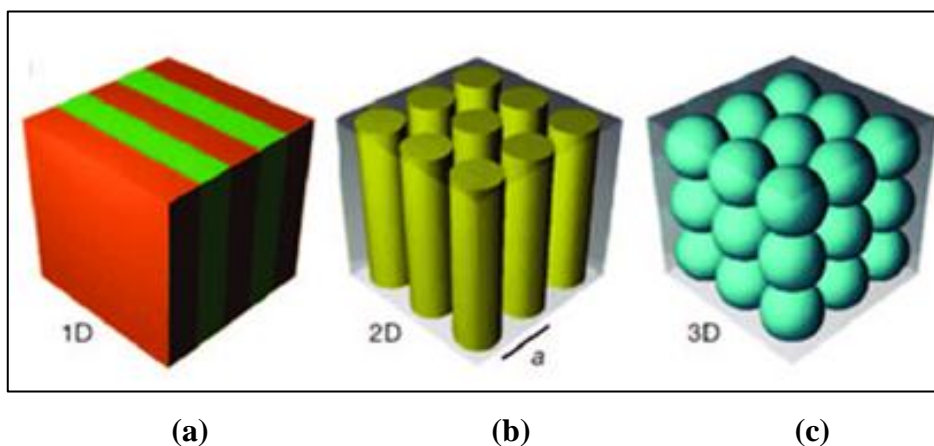
Propriété	Cristal électronique	Cristal photonique	Cristal phononique
<b>Matériaux</b>	Cristallin (naturel ou obtenu par croissance)	Composé de deux matériaux diélectriques	Composé de deux matériaux élastiques
<b>Paramètres</b>	Constantes universelles, nombres atomiques	Constantes diélectriques des constituants	Densités, vitesse du son dans les constituants
<b>Constante de maille</b>	1 - 5 Å (microscopique)	0.1 μm - 1 cm (mésoscopique ou macroscopique)	Mésoscopique ou macroscopique
<b>Ondes</b>	de Broglie (électrons) $\psi$	Électromagnétiques ou lumineuses (photons) E,B	Vibratoires ou sonores (phonons) u
<b>Polarisations</b>	Spin (haut et bas)	Transverse : $\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$ ( $\nabla \cdot \mathbf{E} \neq 0$ )	Trans.-longit. ( $\nabla \cdot \mathbf{u} \neq 0$ , $\nabla \times \mathbf{u} \neq 0$ )
<b>Équation différentielle</b>	$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi + V(\mathbf{r})\psi = i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}$	$\nabla^2\mathbf{E} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) = \frac{\epsilon(\mathbf{r})}{c^2}\frac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial t^2}$	$\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{1}{\rho} \left\{ \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \lambda \frac{\partial u_{11}}{\partial x_1} \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \mu \left( \frac{\partial u_{ii}}{\partial x_1} + \frac{\partial u_{11}}{\partial x_i} \right) \right] \right\}$
<b>Particules libres</b>	$W = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ (électrons)	$\omega = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}} k$ (photons)	$\omega = c_{l,i} k$ (phonons)
<b>Bande interdite</b>	Augmente avec le potentiel dans le cristal ; pas d'état électronique possible	Augmente avec $ \epsilon_a - \epsilon_b $ ; pas de photons, pas de lumière	Augmente avec $ \rho_a - \rho_b $ ; pas de vibration, pas de son
<b>Gamme spectrale</b>	Ondes radio, rayons X micro-ondes, optique,	Micro-ondes, optique	$\omega \leq \text{qq GHz}$

**Tableau I.1:** Propriétés clés pour l'étude des structures de bandes dans les matériaux tridimensionnels isotropes [11].

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 élastique ou acoustiques, tels que : le rapport des vitesses transversales, le rapport des vitesses longitudinales, la densité et la fraction volumique. D'une manière générale, dans les deux cas la propagation des ondes dépend de la structure [11].

## I.2. DIFFERENTS TYPES DES CRISTAUX PHONONIQUES

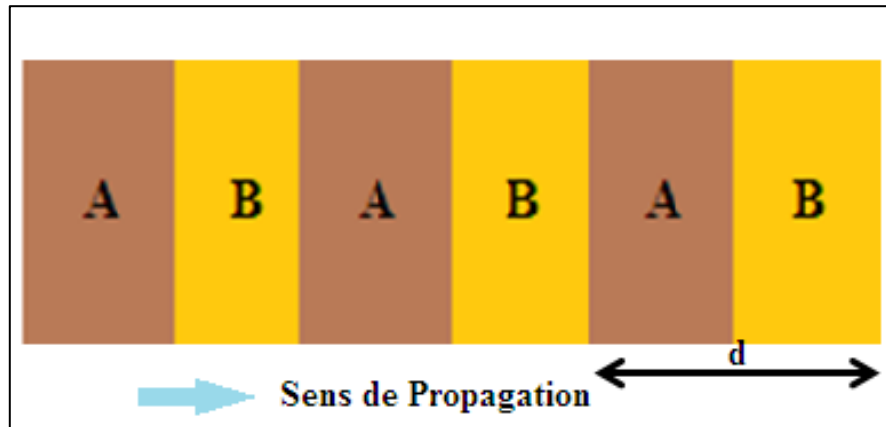
Les cristaux phononiques sont des matériaux composites macroscopiques présentant une périodicité spatiale suivant une, deux ou trois dimension de l'espace comme schématisé sur de (Figure I.6). Selon la dimensionnalité des structures on peut distinguer trois familles de cristaux phononiques : Les cristaux unidimensionnels (1D), les cristaux bidimensionnels (2D) et les cristaux tridimensionnels (3D).



**Figure I.2:** Représentation schématique de quelques cristaux : (a) Unidimensionnel (CnPs-1D), (b) Bidimensionnels (CnPs-2D) et (c) Tridimensionnels (CnPs-3D) [20].

### I.2.1. Cristaux Phononiques unidimensionnels (CPns-1D)

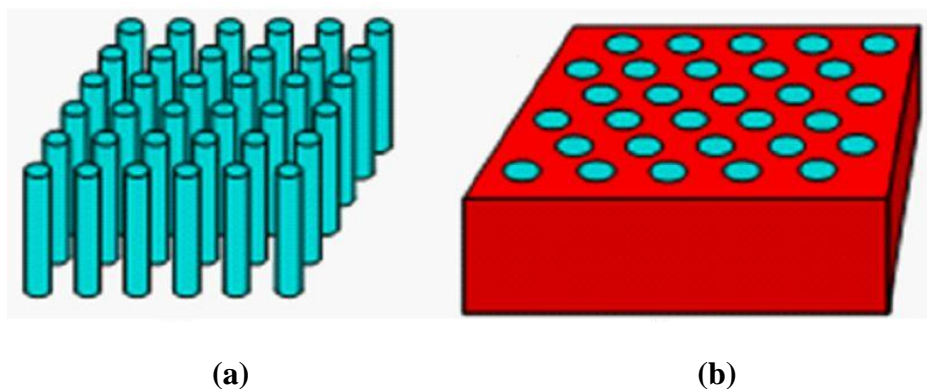
Un cristal phononique unidimensionnel est un composite stratifié obtenu en empilant en alternance des couches de matériaux de caractéristiques physiques différentes (propriétés élastiques différentes). Dans ces structures unidimensionnelles, les domaines de fréquence où les bandes interdites apparaissent dépendent de la direction de propagation de l'onde incidente [21]. Ces cristaux phononiques unidimensionnels conduisent à de nombreuses applications dans l'isolation acoustique à basse fréquence. En raison de leurs structures, il est facile d'obtenir de grandes bandes interdites. La figure I.3 montre un cristal phononique unidimensionnel composé de deux matériaux différents A et B.



**Figure I.3:** Représentation schématique d'un cristal phononique unidimensionnel constitué de deux matériaux A et B.

### I.2.2. Cristaux Phononiques bidimensionnels (CPns-2D)

Les cristaux phononiques bidimensionnels (CnPs-2D) sont des structures dont les propriétés élastiques varient périodiquement suivant deux dimensions de l'espace et reste invariante dans la troisième dimension. Ces structures sont composées d'un réseau périodique d'inclusions appelés aussi diffuseurs plongés dans une matrice dans l'air par exemple ou composées de cylindres d'air percés dans une matrice. Elles se regroupent principalement suivant trois types de réseaux qui sont le réseau carré, le réseau triangulaire et le réseau hexagonal comme illustré sur la figure I.3. Les cristaux phononiques bidimensionnels présentent une géométrie simple ce qui facilite leurs études théoriques et expérimentales.



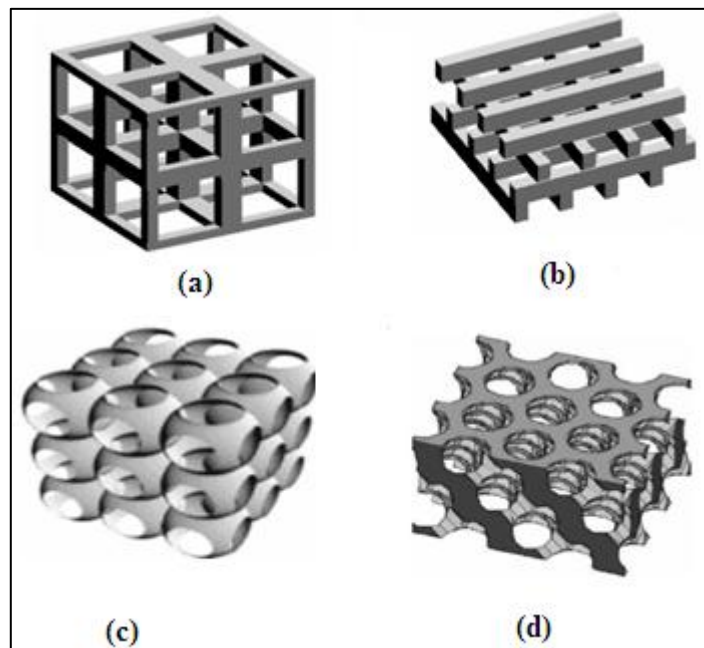
**Figure I. 4:** Deux exemples de structures bidimensionnelles: (a) tiges d'inclusions dans l'air à réseau carré, (b) Cylindres d'air percés dans la matrice à réseau triangulaire.

### I.2.3. Cristaux Phononiques tridimensionnels (CPns-3D)

Les cristaux phononiques tridimensionnels (CnPs-3D) sont des structures généralement artificielles périodiques suivant les trois directions de l'espace. Dans les structures

phononiques bidimensionnelles et tridimensionnelles, en revanche, il est possible d'obtenir des bandes interdites absolues ou omnidirectionnelles, c'est-à-dire qu'une onde incidente de fréquence appartenant à une telle bande interdite ne peut pas se propager quel que soit son angle d'incidence.

Ces structures permettent un ajustement rapide des propriétés acoustiques et constituent une nouvelle plateforme pour les applications des métamatériaux dynamiques. Malheureusement, les structures tridimensionnelles (CnPs-3D) présentent un inconvénient majeur qui réside dans le fait qu'elles soient difficiles à réaliser expérimentalement. La figure I.4 montre quelques exemples des structures tridimensionnelles (3D).



**Figure I.5:** Quelques structures 3D: (a) structure cubique, (b) structure tas de bois, (c) structure opale ou opales inversées et (d) la Yablonovite [14].

### I.3. BANDE INTERDITE PHONONIQUE

Les spectres de transmission et de réflexion sont parmi les outils les plus utilisés pour étudier de propagation d'une onde acoustique ou élastique au sein des cristaux. Il s'agit en fait d'une représentation du coefficient de transmission en fonction de la fréquence. Dans le cas des structures unidimensionnelles, l'ensemble des diffuseurs est réparti de façon périodique, les ondes sont très fortement diffusées d'un obstacle à l'autre. Elles interfèrent de manière constructive ou destructive suivant la fréquence de l'onde incidente. Par conséquent des bandes interdites apparaissent quand les ondes diffusées interfèrent d'une façon destructive dans la direction de propagation de l'onde incidente.

Un cristal unidimensionnel n'a pas de bande interdite complète parce que ses propriétés élastiques sont périodiques dans une seule direction. En effet, le mécanisme régissant la constitution de bande interdite dans un cristal 1D est basé sur les réflexions de Bragg en raison de la périodicité ou sur le phénomène de résonance locale des éléments mis en réseaux. D'autres part, plusieurs paramètres ayant une influence significative sur les caractéristiques des bandes ouvertes tels que : la topologie du réseau, le contraste de vitesse, la densité et la fraction volumique des inclusions [13].

### **I.3.1. Topologie du réseau**

Les propriétés des bandes ouvertes, notamment la location et la largeur des bandes interdites dépendent particulièrement de la symétrie, de la forme des diffuseurs et de la nature de la matrice. L'effet de la forme et de la symétrie des diffuseurs sur la bande phononique d'un cristal bidimensionnel a été étudié récemment par Kuang [14]. Par ailleurs, pour les cristaux phononiques CnPs-2D, les cristaux peuvent être réalisés suivant plusieurs réseaux ; hexagonal, triangulaire et carré. Les diffuseurs prennent aussi des différentes formes notamment la forme hexagone, cercle, triangle et carré.

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

L'ouverture des bandes dépendent principalement du facteur de remplissage c'est-à-dire de la fraction volumique des inclusions dans le cristal. Pour un facteur de remplissage égal à 0, on a un matériau homogène, ce qui ne permet pas d'obtenir des bandes d'arrêt. Ensuite, si on introduit petit à petit un autre matériau dans la matrice on voit apparaître une bande, due au contraste des matériaux. Par conséquent, des bandes d'arrêts apparaissent pour certains facteurs de remplissage faibles, d'autres bandes apparaissent pour des facteurs de remplissage suffisants, puis disparaît pour des remplissages trop élevés ou très faibles. Lorsqu'on continue à augmenter le remplissage le milieu se ramène à un milieu homogène correspondant au matériau constituant les inclusions d'origine [22].

### **I.3.3. Masse volumique**

Les bandes ouvertes apparaissent facilement lorsque les matériaux constituant le cristal présentent une différence importante entre les masses volumiques. En effet, la courbe présente une bande d'arrêt plus large lorsque l'on augmente le contraste de densités ou celui des constantes élastiques, avec un maximum de la largeur lorsque ces deux contrastes sont au maximum. Ce résultat généralise l'observation faite sur des miroirs de Bragg mono

dimensionnels où la largeur du miroir augmente lorsque le rapport entre les impédances acoustiques entre les matériaux constituant le miroir est grand.

Dans le cas des cristaux 1D, ceci s'explique par une augmentation du coefficient de réflexion des ondes à chaque interface. Pour un cristal phononique, l'effet obtenu est une forte réflexion des ondes à l'interface entre les inclusions et la matrice, ce qui augmente leur diffusivité et diminue la transmission directe des ondes à travers les inclusions [22].

### I.3.4. Vitesse de propagation

Lorsque la célérité du son dans les inclusions moins importante que celle dans la matrice, cela peut donner naissance aux 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 [22].

## I.3. CRISTAUX PHONONIQUES UNIDIMENSIONNELS

Les cristaux phononiques unidimensionnels appelés également structures multicouches, sont des structures composites périodiques artificielles. Ces nouveaux matériaux sont composés par l'empilement en alternance de N couches, les deux matériaux ont des propriétés physiques différentes. Pour un cristal phononique unidimensionnel (CnP-1D), nous pouvons expliquer ses principales caractéristiques par:

### I.3.1. L'impédance acoustique

Soit un cristal phononique 1D composé de deux matériaux A et B, par définition, l'impédance acoustique pour chaque matériau est égale au produit de sa densité par la célérité du son dans ce matériau. Le contraste d'impédance acoustique, est défini comme étant la différence entre les deux impédances acoustiques ou par le rapport entre les impédances acoustiques des

deux matériaux, c'est-à-dire par :  $\frac{Z_A}{Z_B}$

$$\begin{cases} Z_A = \rho_A * C_A \\ Z_B = \rho_B * C_B \end{cases} \dots\dots\dots(01)$$

Où:

$\rho_A$  : la densité du matériau A

$C_A$  : la célérité du son dans le matériau A.

$\rho_B$  : da densité du matériau B

$C_B$  : la célérité du son dans le matériau B

**I.3.2. Période de la cellule de base**

Les paramètres géométriques sont choisis selon le domaine de fréquence étudié, ces paramètres influent sur les caractéristiques des bandes interdites phononiques ouvertes en particulier sur la largeur et la location. La période de la cellule élémentaire est donnée par :

$$a = (a_1 + a_2) \dots\dots\dots(02)$$

Avec :  $a_1$  représente l'épaisseur de la première couche (Matériau A),

$a_2$  représente l'épaisseur de la seconde couche (Matériau B).

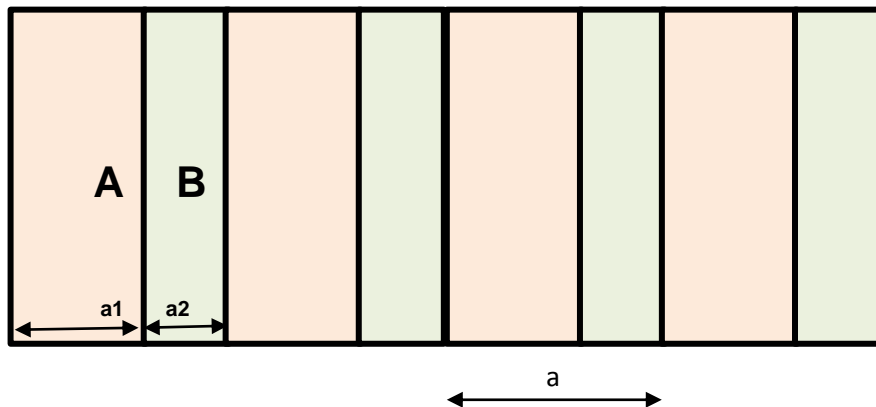
**I.3.3. Le facteur de remplissage  $ff$**

Il est défini comme étant le rapport entre le volume occupé par le matériau de haute densité généralement appelé aussi l'inclusion dans le volume de la cellule élémentaire du cristal considéré. Il est donné par la relation :

$$ff = a_1 / (a_1 + a_2) \dots\dots\dots(03)$$

En effet, la largeur, la position et le nombre de bandes ouvertes dépendent du facteur de remplissage (de la fraction volumique des inclusions dans la matrice).

Peut être comparé au largueur du potentiel périodique. S'il est pris pour le matériau de haut indice par exemple, il est définit comme le rapport entre le volume occupé par ce matériau dans la cellule élémentaire du cristal et le volume de cellule de cette dernière. L'influence de ces différents paramètres sur le comportement d'une structure Phononique peut être comprise par analogie avec un potentiel périodique induit de l'arrangement des atomes dans un semi-conducteur.



**Figure I.6:** Schéma représentant la période du réseau dans le cas d'une structure multicouches formée par deux couches A et B suivant une seule dimension.

## I.4. PROPAGATION D'ONDES ACOUSTIQUES

Les ondes acoustiques font partie de notre expérience quotidienne et de notre environnement le plus immédiat. Les ondes sonores se propagent dans l'atmosphère et véhiculent la parole humaine et nous informent sur ce qui nous entoure. Les ondes acoustiques sont largement utilisées dans divers domaines tels que l'imagerie médicale, 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.

### 1.4.1. Gammes de fréquences des ondes acoustiques

Les ondes acoustiques font partie de notre environnement, Les ondes sonores se propagent dans l'atmosphère, elles 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 et dans la téléphonie mobile. Le schéma ci-dessous indique les principales gammes fréquentielles du spectre acoustiques en fonction de la fréquence des ondes [13].

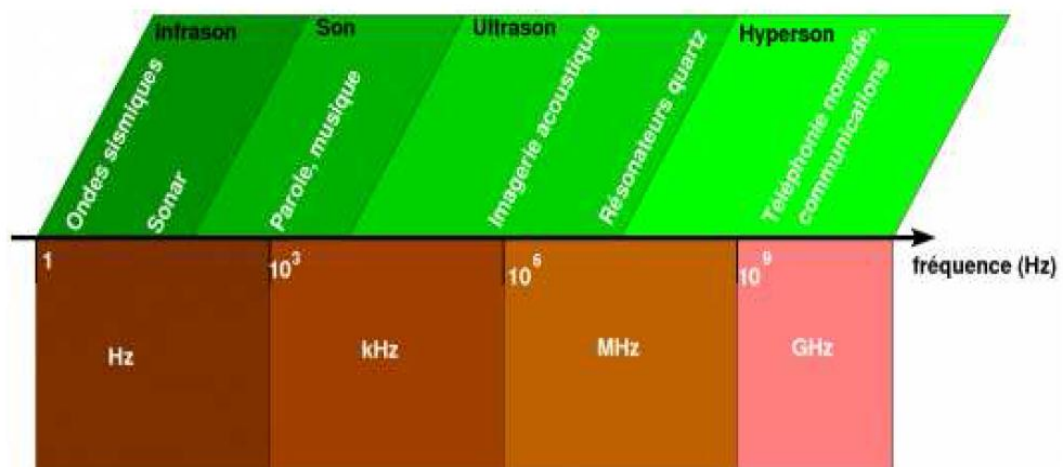
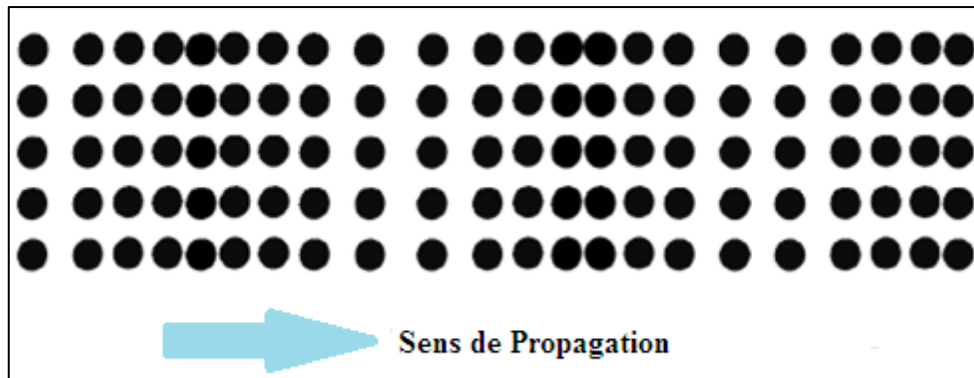


Figure I.7: Domaines fréquentiels des ondes élastiques [13]

### I.4.2. Ondes longitudinales

Les ondes ultrasonores longitudinales encore appelées ondes de compression, sont caractérisées par un déplacement des particules parallèle à la direction de propagation c'est à-dire par une polarisation colinéaire au vecteur d'onde (figure I.8).

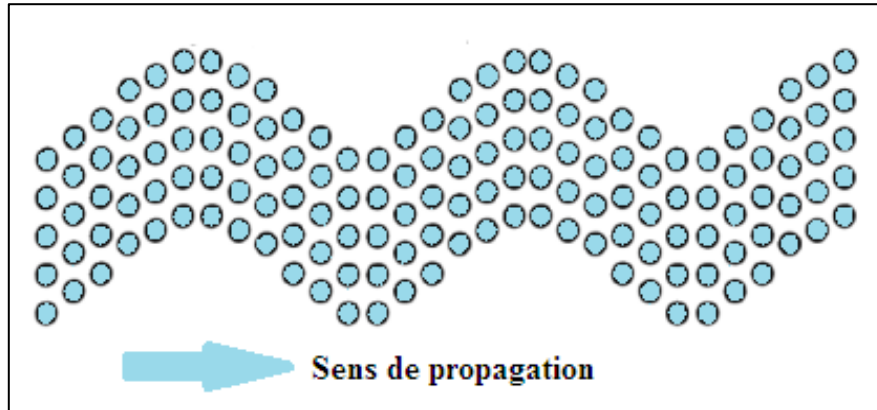
Le passage d'une onde longitudinale plane entraîne une variation de la distance entre les plans parallèles contenant les particules si bien que le volume occupé par un nombre donné de particules varie. Ce sont des ondes de volume. Elles se propagent normalement dans les solides, les liquides et les gaz. Cependant, compte tenu des fréquences très élevées utilisées dans le contrôle non destructif, l'atténuation de ces ondes est extrêmement élevée dans les gaz. Ainsi, les ondes longitudinales ne se propagent réellement que dans les solides et les liquides [23].



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

### I.4.3. 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. Si ces vibrations se font infiniment dans toutes les directions contenues dans ce plan, l'onde transversale est dite polarisée. Autrement dit, elles sont caractérisées par une polarisation perpendiculaire au vecteur d'onde ou tout simplement, les particules oscillent de part et d'autre de la droite de leur position initiale. Les ondes transversales ne se propagent que dans les solides ou dans les liquides visqueux. La figure I.8 représente le schéma d'un solide traversé par une onde transversale [23].



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

## I.5. APPLICATION DES CRISTAUX PHONONIQUES 1D

Ces dernières années, le nombre de publications scientifiques sur les cristaux phononiques a considérablement augmenté. Cet intérêt s'explique par les propriétés extraordinaires de ces structures et les diverses utilisations possibles qui peuvent en découler.

L'une des premières applications identifiées est l'insonorisation liée à la présence de bandes de fréquences interdites. A des fréquences plus élevées, on peut également citer le développement de composants pour l'électronique des télécommunications (filtres sélectifs, multiplexeurs/démultiplexeurs, oscillateurs, etc.), ou la fabrication de lentilles haute résolution pour l'imagerie utilisant les caractéristiques de réfraction négative.

### I.5.1. Dans le domaine des capteurs phononiques

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 à haute sensibilité, nous expliquerons dans la section suivante les capteurs à base de cristaux phononiques.

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. 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 [24-27].

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. Le capteur à cristal phononique a aussi un impact important dans la mesure, la surveillance ou l'analyse de systèmes complexes. Il 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 [28,29].

Le phénomène de détection a été étudié dans des structures multicouches unidimensionnelles. Ce capteur consiste en un arrangement périodique séquentiel de couches liquides et solides dans une direction, avec une couche liquide remplie de l'analyte d'intérêt [32-34]. Le spectre de transmission du système est analysé sous la forme d'une matrice de transfert, où les états de défaut peuvent être identifiés par la diminution soudaine de la réflectivité d'un cristal phononique parfait. Cette configuration est mise en évidence pour détecter les changements dans les concentrations de 1-propanol et de 2-propanol dans l'eau [34,35]. Étant donné que la vitesse du son dans un mélange binaire liquide (par exemple eau-propanol) varie avec la concentration, une relation analytique entre la position du pic de transmission observé et la vitesse du son serait bénéfique pour mesurer la vitesse du son dans des mélanges de concentrations connues. 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 [32-34].

### **I.5.2. Dans le domaine des barrières phoniques**

Un écran anti-bruit est une structure extérieure destinée à protéger les usagers sensibles des sols des nuisances sonores. Les panneaux acoustiques sont le moyen le plus efficace pour réduire le trafic et les sources de bruit industriel.

La première application suggérée par Kushwaha et [35] ses collègues est l'isolation phonique. En effet, nous avons vu que pour toutes les fréquences contenues dans une bande interdite complète, le cristal phononique se comporte comme un véritable bouclier renvoyant

toutes les ondes qui le frappent. C'est ainsi qu'il est tout à fait possible de concevoir des parois insonorisées pour autoroutes sur la base de ce principe. Il faut alors isoler l'espace derrière le mur de tout ou partie des fréquences sonores. Dans une telle application, les cycles mis en jeu sont de l'ordre du mètre, et tout le jeu de la conception réside dans la possibilité de réduire cette dimension si la bande de fréquence non couverte est trop élevée, l'oreille humaine est sensible aux fréquences sonores comprises entre 20 et est de 20000 Hz.

## **CONCLUSION**

Les cristaux phononiques sont des structures périodiques aux propriétés acoustiques très importantes. Ils font l'objet de nombreux efforts de recherche et d'un grand intérêt pour l'isolation acoustique, les capteurs et l'imagerie médicale.

Dans ce chapitre, nous avons introduit quelques concepts de base des cristaux phononiques : comme les différentes classes de cristaux phononiques, le concept de bande d'arrêt. Ensuite, nous avons parlé de la propagation des ondes sonores. Enfin, nous concluons ce chapitre en abordant quelques applications des cristaux phononiques, notamment dans le domaine des capteurs.

## **CHAPITRE II**

# **CAPTEURS DE LIQUIDES A CRISTAUX PHONONIQUES**

## INTRODUCTION

Ces dernières années les structures à cristaux phononiques offrent une nouvelle plateforme pour détecter les propriétés des matériaux avec une sensibilité élevée. D'autre part, les systèmes de détection sont devenus très complexes, par conséquent, le développement de nouveaux modèles nécessite le passage par la simulation avant de passer à la réalisation et la solution des équations mathématiques prend grande préoccupation de la part des scientifiques. Actuellement, l'intérêt des chercheurs pour les méthodes de calcul s'est accru avec le développement des ordinateurs et des calculateurs de capacités très élevées. Les études numériques ont finalement englobé la quasi-totalité des domaines scientifiques et plusieurs méthodes de calculs numériques ont été développées pour simuler et étudier numériquement la propagation d'ondes acoustiques dans des cristaux phononiques.

Parmi les méthodes adaptées à l'étude des structures multicouches on trouve ; la méthode de décomposition en ondes planes (PWE : Plane Wave Expansion en anglais), la méthode des éléments finis (FEM), la méthode de différences finies dans le domaine temporelle (FDTD) et la méthode de la matrice de transfert (TMM) [36-39].

Au cours de ce chapitre, présentons en premier temps des notions fondamentales sur les capteurs de liquides à cristaux phononiques, ensuite, nous présentons la méthode de simulation.

### II.1. GENERALITES SUR LES CAPTEURS

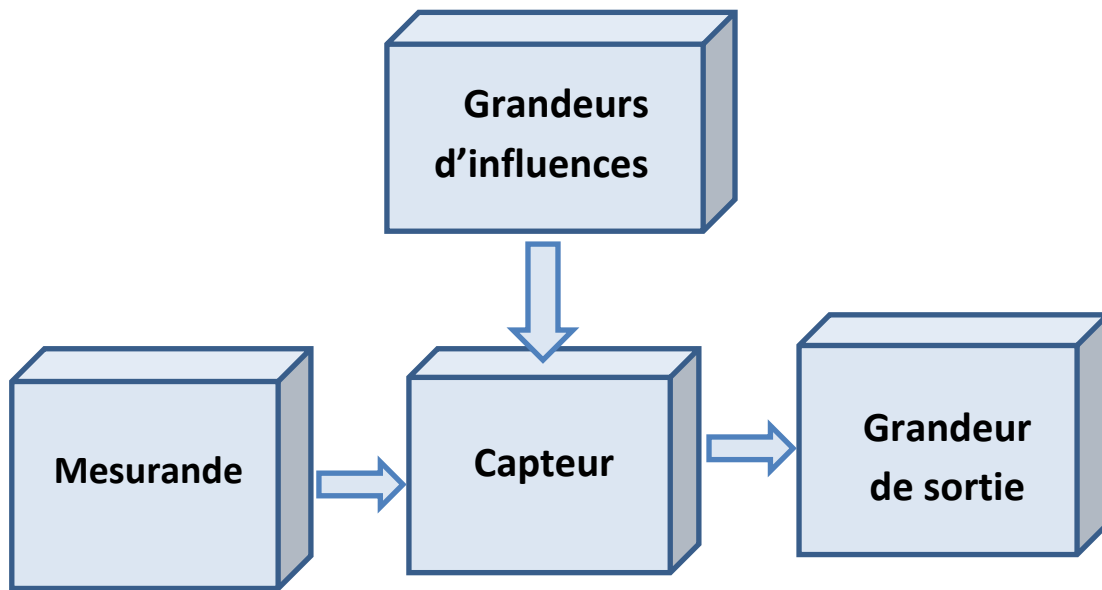
#### II.1. Définition

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) [40,41]. 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 ou mesurande, qui caractérise un évènement particulier parmi un ensemble d'évènements possibles. Pour pouvoir être traitée, cette information est portée par un support physique, appelé un signal généralement électrique.

D'une façon générale une chaîne de mesure est composée de trois éléments principaux : un élément sensible (capteur ou corps d'épreuve), 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'un capteur

Les capteurs sont les composants de base dans le cas des systèmes d'acquisition de données. Leur mise en œuvre est du domaine de l'instrumentation [41]. Généralement, l'utilisation des capteurs permet d'obtenir une grandeur de sortie de type électrique  $s(t)$ . Cette grandeur de sortie peut être soit : Une charge électrique, une tension, un courant ou une impédance (Résistance, Inductance ou Capacité).

## II.2. PRINCIPALES CARACTERISTIQUES METROLOGIQUES

De manière générale, pour classer les capteurs en fonction de leurs performances métrologiques, on est amené à définir certaines caractéristiques métrologiques qui permettent de sélectionner les capteurs en fonction de l'application envisagée [42-44]. Parmi les caractéristiques métrologiques importantes on peut citer :

### II.2.1. Etendue de mesure

Il définit la zone qui assure les caractéristiques du capteur selon des spécifications données. La plage de mesure correspond à la différence entre les valeurs extrêmes utilisées (max-min). Cette plage est souvent confondue avec la zone d'utilisation nominale, mais peut être rétrécie ou élargie selon la norme d'utilisation adoptée.

### II.2.2. Sensibilité

Un capteur est un dispositif qui permet la mesure d'un paramètre physique ou chimique. Il fournit une grandeur de sortie généralement électrique qui en est la représentation aussi exacte que possible. En général, cette grandeur électrique varie proportionnellement avec le paramètre mesuré. La sensibilité détermine l'évolution de la grandeur de sortie en fonction la variation de la grandeur d'entrée en un point donné. C'est la pente de la tangente à la courbe issue de la caractéristique du capteur. Ainsi, pour une variation  $\Delta m$  de la grandeur à mesurer, la grandeur de sortie varie de  $\Delta s$  de telle que [33] :

$$\text{sensibilité} = \frac{\Delta s}{\Delta m} \dots \dots \dots (01)$$

Où : S est la sensibilité du capteur. Elle doit dépendre le moins possible de son vieillissement et de son environnement, (c. a. d. de la variation des autres grandeurs).

Dans le cas d'un capteur linéaire, la sensibilité du capteur est constante. Afin qu'un capteur soit facilement exploité, on s'efforce, dans la mesure du possible, de le réaliser de façon à ce qu'il délivre une relation linéaire:

### II.2.3. Linéarité

La linéarité d'un capteur caractérise son aptitude à délivrer une grandeur de sortie dont la valeur est proportionnelle à celle du mesurande. Elle s'apprécie par le degré de concordance entre le diagramme d'étalonnage statique et une droite choisie comme référence (la droite des moindres carrés ou sinon la droite joignant les points extrêmes de l'étendue de mesure). L'écart de linéarité correspond alors à l'écart maximum entre la caractéristique réelle et la droite de référence.

### II.2.4. Résolution

La résolution d'un capteur correspond à la plus petite variation du mesura de que le capteur est susceptible de déceler par le capteur. 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.2.5. Finesse

Elle définit l'influence de l'instrument de mesure sur le phénomène de mesure. Elle est élevée lorsqu'il y a peu d'interférences entre l'appareil et le mesurande. La masse du capteur ne change pas la grandeur à mesurer par sa présence. Ceci permet d'évaluer l'influence du capteur sur la mesure. Il est défini non seulement pour le capteur, mais également pour l'environnement dans lequel le capteur est utilisé.

### I.2.6. 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.

## II.3. CAPTEURS DE LIQUIDE A CRISTAUX PHONONIQUES 1D

### II.3.1. Principe de détection

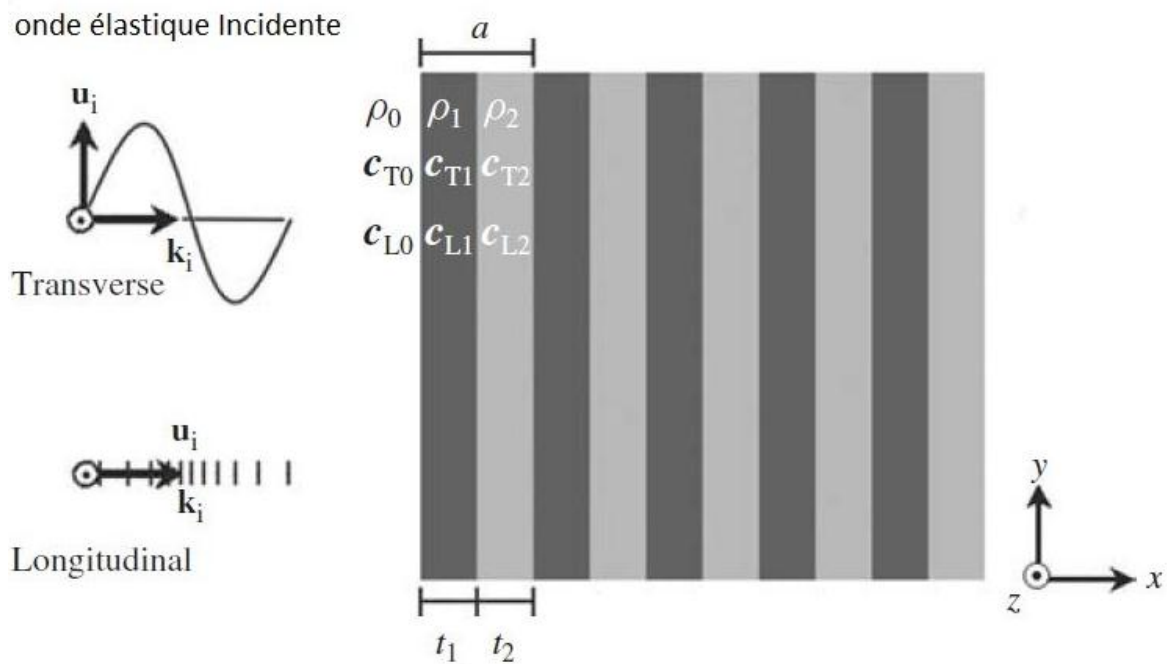
La détection des propriétés des liquides peut être étudiée à travers des structures unidimensionnelles. Le capteur de liquide CnPs-1D se compose de deux couches disposées périodiquement avec des propriétés élastiques différentes. La détection est obtenue en introduisant une couche de défaut remplie du liquide à analyser. La nature de l'analyte peut être identifiée par spectroscopie de transmission ou de réflectance, qui est obtenue à l'aide de diverses méthodes, notamment la méthode de la matrice de transfert (TMM), dans laquelle les états de défaut peuvent être identifiés par l'augmentation soudaine de la transmission dans la bande interdite phononique du cristal parfait. Ce type de conception est largement utilisé pour détecter les changements de concentration des mélanges [44].

### II.3.2. Structures à cristaux phononiques 1D finies

Le cristal phononique le plus simple est une structure périodique unidimensionnelle constituée de couches solides homogènes alternées de densités  $\rho_1$  et  $\rho_2$ , de vitesses transversales  $c_{T1}$  et  $c_{T2}$  et de vitesses longitudinales  $c_{L1}$  et  $c_{L2}$  noyées dans un matériau solide homogène et caractérisées par les paramètres mécaniques  $\rho_0$ ,  $c_{T0}$ , et  $c_{L0}$  comme il est illustré sur la figure II.1.

Les épaisseurs des couches le long de la direction  $x$  sont données par  $t_1$  et  $t_2$ . Comme la structure est unidimensionnelle, les couches solides homogènes s'étendent indéfiniment dans le plan  $yz$  et les propriétés mécaniques du cristal phononique  $\rho = \rho(x)$ ,  $c_T = c_T(x)$  et  $c_L = c_L(x)$  varient périodiquement direction unique dans l'espace (direction  $x$  dans notre cas). Nous considérons que les ondes élastiques sont normalement incidentes à la surface du cristal phononique unidimensionnel.

Les cristaux phononiques unidimensionnels (1D-PnCs) sont constitués de deux matériaux solides dans lesquels les ondes mécaniques se propagent selon une structure périodique sous forme d'ondes élastiques. En pleine analogie avec le cas électromagnétique, considérons une onde plane élastique (transversale ou longitudinale), qui est généralement incidente à la surface d'un cristal phononique avec une bande interdite phononique (Figure II-1) [45].



**Figure II.2 :** Schéma de principe de la structure à cristal phononique unidimensionnelle finie (1D-PnCs) [45]

La structure périodique comprend 10 couches solides homogènes alternées avec les densités  $\rho_1$  et  $\rho_2$  ; les vitesses transversales et longitudinales sont :  $c_{T1}$ ,  $c_{T2}$ ,  $c_{L1}$  et  $c_{L2}$ , et les épaisseurs des couches sont  $t_1$  et  $t_2$ , respectivement.

Les propriétés mécaniques du cristal phononique sont :  $\rho = \rho(x)$ ,  $c_T = c_T(x)$  et  $c_L = c_L(x)$ . Les ondes élastiques d'incidence normale aux couches d'un milieu solide homogène caractérisé par  $\rho_0$ ,  $c_{T0}$  et  $c_{L0}$  se propagent périodiquement le long de la direction  $x$ .

### II.3.3. Structures à cristaux phononiques infinies

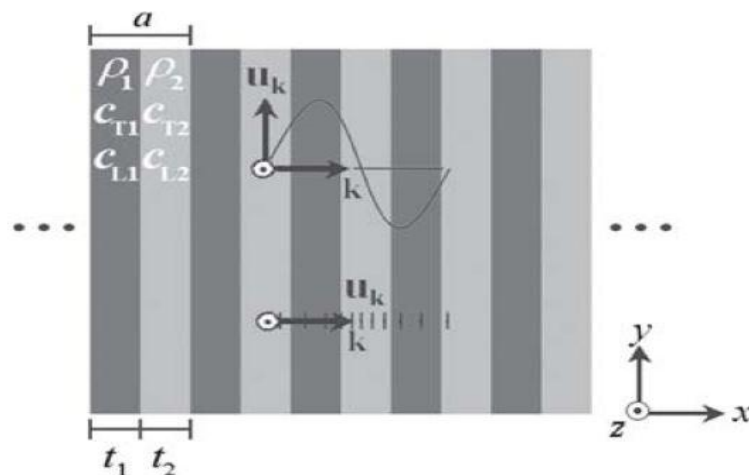
Une structure à cristal phononique unidimensionnelle est dite infinie, si, tout l'espace est considéré comme rempli de la structure périodique. Cette hypothèse nous permet d'utiliser des techniques numériques relativement simples pour établir l'existence de bandes interdites phononiques. Elle est également plus appropriée car elle traite directement de la propagation des ondes dans le cristal phononique 1D. Notons que, par définition, les bandes interdites phononiques sont des régions de fréquences pour lesquelles les ondes acoustiques ou élastiques ne sont pas autorisées à se propager dans la structure considérée.

Dans cette section, nous supposons que la structure à cristal phononique unidimensionnel (CnPs-1D) s'étend infiniment dans l'espace et nous nous intéressons à la question de savoir si une onde acoustique ou élastique de fréquence  $\omega$  est autorisée à se propager dans cette la structure périodique infinie. Nous avons vu que pour une onde acoustique se propageant au sein d'un matériau solide homogène, la relation entre la fréquence  $\omega$  et le vecteur d'onde  $k$  est donnée en fonction du caractère transversal ou longitudinal de l'onde.

Où :  $\rho = \rho(x)$ ,  $c_T = c_T(x)$  et  $c_L = c_L(x)$  : sont les propriétés mécaniques du cristal phononique unidimensionnel.

$u_x = u_x(x)$ ,  $u_y = u_y(x)$  et  $u_z = u_z(x)$  sont les composantes cartésiennes du vecteur de déplacement spatial  $u = u_k(x)$ .

Cela signifie que les ondes sonores peuvent se propager indépendamment sous forme d'ondes élastiques longitudinales (données par  $u_x$ ) ou d'ondes élastiques transversales (données par  $u_y$  et  $u_z$ ) dans des cristaux phononiques unidimensionnels. Ceci est cohérent avec la symétrie des cristaux phononiques unidimensionnels.



**Figure II.3:** Structure infinie à cristal phononique unidimensionnelle [45]

Dans un cristal phononique unidimensionnel solide-solide infini. La structure périodique est constituée de couches solides uniformes alternées disposées à l'infini avec des densités  $\rho_1$  et  $\rho_2$ , des vitesses transversales et longitudinales  $c_{T1}$ ,  $c_{T2}$ ,  $c_{L1}$  et  $c_{L2}$ , et des épaisseurs  $t_1$  et  $t_2$ .

Les cristaux phononiques infinis présentent une bande interdite phononique. Ces structures sont étudiées en calculant la relation de dispersion  $\omega=\omega(k)$  pour les ondes élastiques se propageant dans le cristal phononique [45].

#### II.4. METHODES DE LA MATRICE DE TRANSFERT

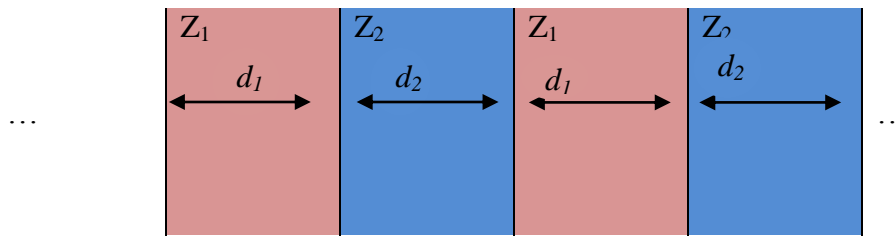
Pour résoudre le problème de la propagation des ondes dans les milieux multicouches, des équations locales (méthode des ondes partielles - tenseur de Christopher ou forme de Stroh) et des conditions d'interface doivent être résolues. Dans les milieux en couches, le nombre d'interfaces peut être important, il est donc utile d'introduire une matrice globale représentative.

L'intérêt est de représenter un vecteur (défini à l'extrémité supérieure du stratifié) en fonction du même vecteur (défini à l'extrémité inférieure du stratifié) à l'aide de cette matrice globale en exprimant la continuité de contrainte et de déplacement à chaque interface. Ces méthodes varient selon le choix des variables qui composent le vecteur. Il existe donc des matrices de transfert Thomson-Haskell et des matrices d'impédance de surface, également appelées méthodes de matrice de rigidité. La difficulté est numérique. Cela est particulièrement vrai lorsque le nombre d'éléments est important et que la longueur d'onde est grande par rapport à la taille de ces éléments. Des problèmes bien dimensionnés et des matrices bien conditionnées aident à résoudre le problème [46].

Si le milieu multicouche est périodique, la forme précédente peut introduire la notion d'ondes de Bloch (périodicité 2D et 3D) ou d'ondes de Floquet (périodicité 1D). Si le milieu est une variable continue, le développement en série de Peano permet d'exprimer analytiquement la solution [47].

##### II.4.1. Super-réseaux unidimensionnels

Considérons ici un super-réseau constitué d'une succession de deux couches, comme illustré sur la figure II.3. Les deux couches, 1 et 2, ont des épaisseurs respectives  $d_1$  et  $d_2$ , et des impédances respectives  $Z_1$  et  $Z_2$  [48].



**Figure II.4** : Un super-réseau à CnP-1D formé par alternance de deux couches d'impédances  $Z_1$  et  $Z_2$ .

Nous écrivons d'abord les équations fondamentales de l'acoustique [48]:

$$\begin{cases} \frac{\partial P}{\partial x} = -\rho(x) \frac{\partial v}{\partial t} \\ \frac{\partial P}{\partial t} = -Y(x) \frac{\partial v}{\partial x} \end{cases}, \quad c = \sqrt{\frac{Y}{\rho}} \dots\dots\dots \text{II.18}$$

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:

$$\begin{cases} \frac{\partial \tau}{\partial x} = \rho(x) \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \\ \tau = Y(x) \frac{\partial u}{\partial x} \end{cases} \dots\dots\dots \text{II.19}$$

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 : [48,49]

$$\begin{cases} P = Z_i A(\omega) e^{-jkx} - Z_i B(\omega) e^{jkx} \\ V = A(\omega) e^{-jkx} + B(\omega) e^{jkx} \end{cases} \dots\dots\dots \text{II.20}$$

### II.4.2. Formalisme matriciel

La méthode de la matrice de transfert utilisera la solution décrite par l'équation (II.20) 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.4.2.1. Propagation dans une couche

À partir de l'équation (II.20), la propagation dans une couche, de la position  $x = 0$  à la position  $x$  peut être écrite comme un produit de matrices:

$$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_x = \begin{bmatrix} Z_i e^{-jk_i x} & -Z_i e^{jk_i x} \\ e^{-jk_i x} & e^{jk_i x} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 = \begin{bmatrix} Z_i & -Z_i \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{-jk_i x} & 0 \\ 0 & e^{jk_i x} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 \quad \text{II.21}$$

Nous pouvons écrire:

$$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_x = F_i H_i \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 \quad \text{II.22}$$

Avec :

$$F_i = \begin{bmatrix} Z_i & -Z_i \\ 1 & 1 \end{bmatrix}, \text{ et } H_i = \begin{bmatrix} e^{-jk_i x} & 0 \\ 0 & e^{jk_i x} \end{bmatrix} \quad \text{II.23}$$

Dans l'équation (II.23),  $H_i$  décrit la propagation des ondes dans la couche  $i$  à une distance  $x$ . On peut également noter que:

$$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_0 = F_i \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 \quad \text{II.24}$$

Alors :

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 = F_i^{-1} \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_0 \text{ avec : } F_i^{-1} = \begin{bmatrix} \frac{1}{Z_i} & 1 \\ -\frac{1}{Z_i} & 1 \end{bmatrix} \quad \text{II.25}$$

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

$$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_x = F_i H_i F_i^{-1} \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_0 = M_i \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_0 \quad \text{II.26}$$

Avec :

$$M_i = F_i H_i F_i^{-1} \begin{bmatrix} \cos(k_i x) & -jZ_i \sin(k_i x) \\ -\frac{1}{Z_i} \sin(k_i x) & \cos(k_i x) \end{bmatrix} \quad \text{II.28}$$

### II.4.2.2. Propagation dans une bicouche

Pour écrire la propagation dans une bicouche, nous utilisons la propriété de continuité de  $P$  et  $V$  aux interfaces:

$$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{x^+} = \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{x^-} \quad \text{II.29}$$

où  $x^+$  appartient à  $Z_2$  et  $x^-$  appartient à  $Z_1$ . Ainsi, nous avons:

$$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{d_1+d_2} = M_2 M_1 \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_0 = M \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_0 \quad \text{II.30}$$

Avec :

$$M = \begin{bmatrix} \cos(k_2 k_2) & -jZ_2 \sin(k_2 k_2) \\ -\frac{j}{Z_2} \sin(k_2 k_2) & \cos(k_2 k_2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(k_1 k_1) & -jZ_1 \sin(k_1 k_1) \\ -\frac{j}{Z_1} \sin(k_1 k_1) & \cos(k_1 k_1) \end{bmatrix} =$$

$$\begin{bmatrix} \cos(k_1 k_1) \cos(k_2 k_2) - \frac{Z_2}{Z_1} \sin(k_1 k_1) \sin(k_2 k_2) & -jZ_1 \cos(k_2 k_2) \sin(k_1 k_1) - jZ_2 \sin(k_2 k_2) \cos(k_1 k_1) \\ -\frac{j}{Z_2} \cos(k_1 k_1) \sin(k_2 k_2) - \frac{j}{Z_1} \cos(k_2 k_2) \sin(k_1 k_1) & -\frac{Z_1}{Z_2} \sin(k_1 k_1) \sin(k_2 k_2) - \frac{Z_2}{Z_1} \sin(k_1 k_1) \sin(k_2 k_2) \end{bmatrix}$$

Ou sous forme condensée:

$$M = (F_2 H_2 F_2^{-1})(F_1 H_1 F_1^{-1}) \tag{II.31}$$

Dans un milieu périodique ( $d = d_1 + d_2$ ), les modes de propagation sont les modes de Bloch et les valeurs propres de M sont donnés par :

$$Y_1 = e^{jkd} \tag{II.32}$$

$$Y_2 = e^{-jkd} \tag{II.33}$$

la trace de la matrice M est:

$$Tr(M) = Y_1 + Y_2 = 2\cos(kd) \tag{II.34}$$

La loi de dispersion du milieu infini périodique bicouche peut s'écrire:

$$\cos(kd) = \frac{1}{2} Tr(M) = \cos(k_1 d_1) \cos(k_2 d_2) - \frac{1}{2} \left( \frac{Z_1}{Z_2} + \frac{Z_2}{Z_1} \right) \sin(k_1 d_1) \sin(k_2 d_2) \tag{II.35}$$

À l'aide de l'équation (II.35), nous pouvons calculer les courbes de dispersion.

Pour un super-réseau 1D, la première zone de Brillouin s'étend pour les vecteurs d'onde k entre  $-\pi/d$  et  $+\pi/d$ . Compte tenu du terme  $F_2^{-1}F_1$  apparaissant dans l'équation (II.31), nous pouvons maintenant donner une interprétation physique des matrices  $F_i$ :

$$F_2^{-1}F_1 = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \frac{1}{Z_2} & 1 \\ -\frac{1}{Z_2} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Z_1 & -Z_1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} = \frac{Z_1+Z_2}{2Z_2} \begin{bmatrix} 1 & rp \\ rp & 1 \end{bmatrix} = \frac{1}{tp} \begin{bmatrix} 1 & \frac{Z_2-Z_1}{Z_1+Z_2} \\ \frac{Z_2-Z_1}{Z_1+Z_2} & 1 \end{bmatrix} = M_{12}^t \tag{II.36}$$

Ou :

$$rp = \frac{Z_2-Z_1}{Z_1+Z_2} \tag{II.37}$$

$r_p$  : est le coefficient de réflexion entre un milieu d'impédance  $Z_1$  et un de l'impédance  $Z_2$ .

et

$$tp = \frac{2Z_2}{Z_1+Z_2} \tag{II.38}$$

$t_p$  : est le coefficient de transmission du même support, il semble donc que  $M_{12}^t$  représente la matrice de transfert via une interface entre le support 1 et le support 2.

**II.4.2.3. Propagation des Amplitudes**

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

$$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{d_1^-} = F_1 H_1 \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 \dots\dots\dots \text{II.39}$$

Et

$$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{d_1^+} = \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{d_1^-} \dots\dots\dots \text{II.40}$$

Manent :

$$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{d_1^+} = F_1 H_1 \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 \text{ et } \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_{d_1^+} = F_2^{-1} \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{d_1^+} \dots\dots\dots \text{II.41}$$

Après propagation à travers la  $Z_2$ , on obtient:

$$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{d^+} = \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{d^-} = (F_2 H_2)(F_2^{-1} F_1 H_1) \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 \dots\dots\dots \text{II.42}$$

et enfin :

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_{d^+} = (F_1^{-1} F_2 H_2)(F_2^{-1} F_1 H_1) \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 = C_1 \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 \dots\dots\dots \text{II.43}$$

Ou nous avons introduit les notations suivantes :

$$C_1 = \begin{bmatrix} \alpha & \beta \\ \beta^* & \alpha^* \end{bmatrix}, \text{ avec } \begin{cases} \alpha = (\cos(k_2 d_2) - jS \sin(k_2 d_2))e^{-jk_2 d_2} \\ \beta = jD_{12} \sin(k_2 d_2) e^{jk_1 d_1} \\ S = \frac{1}{2} \left( \frac{Z_1}{Z_2} + \frac{Z_2}{Z_1} \right) \\ D_{12} = \frac{1}{2} \left( \frac{Z_1}{Z_2} - \frac{Z_2}{Z_1} \right) \end{cases} \dots\dots\dots \text{II.44}$$

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 :

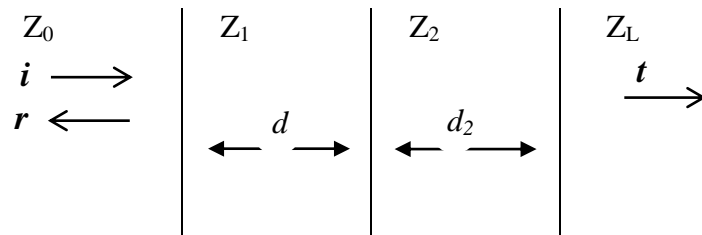
$$\det(C_1) = \alpha\alpha^* - \beta\beta^* = 1 \dots\dots\dots \text{II.45}$$

et :

$$\frac{1}{2} Tr(C_1) \frac{\alpha + \alpha^*}{2} = Re(\alpha) = \cos(k_1 d_1) \cos(k_2 d_2) - S \sin(k_1 d_1) \sin(k_2 d_2) = \frac{1}{2} Tr(M) \dots\dots\dots \text{I.46}$$

**II.4.2.4. Transmission via une bicouche**

Nous étudions maintenant la propagation d'une onde élastique à travers la bicouche décrite sur la figure II.4 avec le formalisme des paragraphes précédents On veut ici calculer les coefficients de transmission et réflexion à travers une telle structure bicouche.



**Figure II.5 :** Une bicouche 1D avec des impédances  $Z_1$  et  $Z_2$  avec des couches externes d'impédances  $Z_0$  et  $Z_L$  [48].

Pour  $Z_0$  et  $Z_L$  arbitraires, nous dérivons en utilisant l'équation (II.43) l'ensemble d'équations suivant:

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_L = (F_L^{-1} F_1) C_1 (F_1^{-1} F_0) \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 = M \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 \dots\dots\dots \text{II.47}$$

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  $r = B_0 / A_0$ :

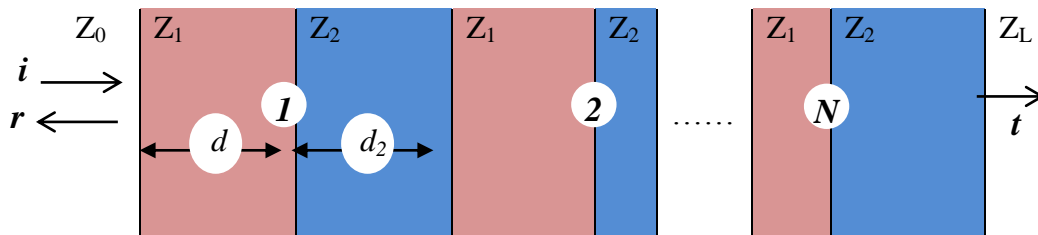
$$\begin{bmatrix} t \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ r \end{bmatrix}_0 \dots\dots\dots \text{II.48}$$

En résolvant le système d'équations, nous obtenons:

$$r = M_{21}/M_{22} \text{ et } t = \det(M)/M_{22} \dots\dots\dots \text{II.49}$$

**II.4.2.5. 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.6.



**Figure II.6:** Un système à cristal phononique 1D composé de N bicouches.

Pour un système de N bicouches, on peut écrire:

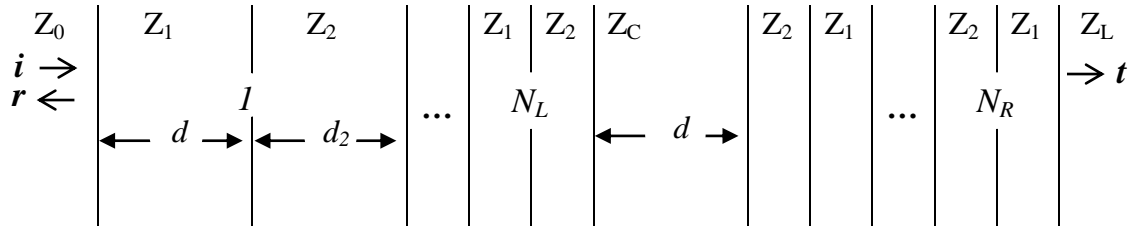
$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_{LN} = C_1 \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_{L(N-1)} = C_1^N \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 \dots\dots\dots \text{II.50}$$

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:

$$\begin{bmatrix} t \\ 0 \end{bmatrix} = M^T \begin{bmatrix} t \\ 0 \end{bmatrix} \quad \text{avec :} \quad M^T = (F_L^{-1} F_1) C_1^N (F_L^{-1} F_0) \quad \dots \text{II.51}$$

**II.4.2.6. 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.7 [48] :



**Figure II.7.** Un système 1D composé de N bicouches et d'un défaut central de largeur  $d_c$  et d'impédance  $Z_C$ .

Dans ce cas la transmission est donnée par :

$$\begin{bmatrix} t \\ 0 \end{bmatrix} = M^T \begin{bmatrix} 1 \\ r \end{bmatrix}, \quad \text{avec} \quad M^T = M^{TR} H_C M^{TL} \quad \dots \text{II.52}$$

Avec :

$$\begin{cases} M^{TL} = (F_C^{-1} F_1) C_1^{NL} (F_1^{-1} F_0) \\ M^{TR} = (F_L^{-1} F_2) C_2^{NR} (F_2^{-1} F_C) \\ C_2 = (F_2^{-1} F_1 H_1) (F_1^{-1} F_2 H_2) \end{cases} \quad \dots \text{II.53}$$

**II.4.2.7. Transmission à travers N bicouches avec couches quart d'onde**

On veut obtenir une expression analytique simple du coefficient de transmission d'une onde à travers N bicouches dont l'épaisseur est égale au quart de la longueur d'onde. Cela nous permettra de trouver le lien entre le facteur de qualité du résonateur (c'est-à-dire le super-réseau avec des défauts) décrit dans la section II.4.2.6 et le nombre de bicouches et le décalage d'impédance entre les couches structurales. Nous présentons d'abord deux résultats préliminaires :

$$\begin{bmatrix} \alpha & \beta \\ \alpha & \beta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha + \beta & 0 \\ 0 & \alpha - \beta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} \end{bmatrix} \quad \dots \text{II.54}$$

$$\begin{bmatrix} \alpha_1 & \beta_1 \\ \beta_1 & \alpha_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha_2 & \beta_2 \\ \beta_2 & \alpha_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha_2 & \beta_2 \\ \beta_2 & \alpha_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha_1 & \beta_1 \\ \beta_1 & \alpha_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha_1 \alpha_2 + \beta_1 \beta_2 & \alpha_1 \beta_2 + \alpha_2 \beta_1 \\ \alpha_2 \beta_1 + \alpha_1 \beta_2 & \alpha_1 \alpha_2 + \beta_1 \beta_2 \end{bmatrix} \quad \dots \text{II.55}$$

Puisque nous utilisons des couches quart d'onde, nous réécrivons la matrice  $C_I$  de l'équation (II.44) en utilisant:

$$d_1 = \frac{\lambda_1}{4} \text{ et } d_2 = \frac{\lambda_2}{4} \text{ ou équivalent: } k_1 d_1 = k_2 d_2 = \frac{\pi}{2} \dots\dots\dots \text{II.56}$$

Donc, nous pouvons obtenir:

$$C_1 = \begin{bmatrix} \alpha & \beta \\ \beta & \alpha \end{bmatrix}, \text{ avec } \begin{cases} \alpha = -S \\ \beta = -D_{12} \\ S = \frac{1}{2} \left( \frac{Z_1}{Z_2} + \frac{Z_2}{Z_1} \right) \\ D_{12} = \frac{1}{2} \left( \frac{Z_1}{Z_2} - \frac{Z_2}{Z_1} \right) \end{cases} \dots\dots\dots \text{II.57}$$

Dans ce cas :

$$\det(C_1) = \alpha^2 - \beta^2 = 1 \dots\dots\dots \text{II.58}$$

et :

$$\alpha + \beta = \frac{Z_1}{Z_2}, \alpha - \beta = \frac{Z_2}{Z_1} \dots\dots\dots \text{II.59}$$

En utilisant l'équation II.54, nous obtenons :

$$C_1^N = \begin{bmatrix} \alpha_N & \beta_N \\ \beta_N & \alpha_N \end{bmatrix}, \text{ avec } \begin{cases} \alpha_N = \frac{(\alpha+\beta)^N + (\alpha-\beta)^N}{2} \\ \beta_N = \frac{(\alpha+\beta)^N - (\alpha-\beta)^N}{2} \end{cases} \dots\dots\dots \text{II.60}$$

Nous notons que :

$$\det(C_1^N) = \alpha_N^2 - \beta_N^2 = (\det(C_1))^N = 1 \dots\dots\dots \text{II.61}$$

et :

$$\alpha_N + \beta_N = (\alpha + \beta)^N, \alpha_N - \beta_N = (\alpha - \beta)^N \dots\dots\dots \text{II.62}$$

Dans le cas général, sans hypothèse sur les valeurs de  $Z_0$  et  $Z_L$ , d'après l'équation (II.51), les coefficients de réflexion et de transmission sont donnés par :

$$r = -\frac{M_{21}^T}{M_{22}^T}, \text{ et } t = \frac{\det(M^T)}{M_{22}^T} \dots\dots\dots \text{II.63}$$

en utilisant les expressions II.22,II.23 et II.25 :

$$F_1^{-1}F_0 = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \frac{1}{Z_1} & \mathbf{1} \\ -\frac{1}{Z_1} & \mathbf{1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Z_0 & -Z_0 \\ \mathbf{1} & \mathbf{1} \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \mathbf{1} + \frac{Z_0}{Z_1} & \mathbf{1} - \frac{Z_0}{Z_1} \\ \mathbf{1} - \frac{Z_0}{Z_1} & \mathbf{1} + \frac{Z_0}{Z_1} \end{bmatrix} \dots\dots\dots \text{II.64}$$

Donc, étant donné leurs formes, selon l'équation (II.55),  $C_1^N$  et  $(F_1^{-1}F_0)$  font la navette.

Donc:

$$M^T = (F_L^{-1}F_1)C_1^N(F_1^{-1}F_0) = (F_L^{-1}F_1)(F_1^{-1}F_0)C_1^N = (F_L^{-1}F_0)C_1^N \dots\dots\dots \text{II.65}$$

Et nous obtenons :

$$F_L^{-1}F_0 = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \frac{1}{Z_L} & \mathbf{1} \\ -\frac{1}{Z_L} & \mathbf{1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Z_0 & -Z_0 \\ \mathbf{1} & \mathbf{1} \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \mathbf{1} + \frac{Z_0}{Z_L} & \mathbf{1} - \frac{Z_0}{Z_L} \\ \mathbf{1} - \frac{Z_0}{Z_L} & \mathbf{1} + \frac{Z_0}{Z_L} \end{bmatrix} \dots\dots\dots \text{II.66}$$

Ce qui conduit à l'expression suivante de la matrice de transmission  $M^T$ :

$$M^T = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 + \frac{Z_0}{Z_L} & 1 - \frac{Z_0}{Z_L} \\ 1 - \frac{Z_0}{Z_L} & 1 + \frac{Z_0}{Z_L} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha_N & \beta_N \\ \beta_N & \alpha_N \end{bmatrix} =$$

$$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} \alpha_N + \beta_N + (\alpha_N - \beta_N) \frac{Z_0}{Z_L} & \alpha_N + \beta_N + (\beta_N - \alpha_N) \frac{Z_0}{Z_L} \\ \alpha_N + \beta_N + (\beta_N - \alpha_N) \frac{Z_0}{Z_L} & \alpha_N + \beta_N + (\alpha_N - \beta_N) \frac{Z_0}{Z_L} \end{bmatrix} \dots\dots\dots \text{II.67}$$

En introduisant ces expressions dans l'équation (II.63), le coefficient de transmission devient:

$$t = \frac{\det M^T}{M_{22}^T} \text{ où } \det M^T = \det F_L^{-1} \det F_0 \det C_1^N = \frac{Z_0}{Z_L} \text{ et } M_{22}^T = \frac{1}{2} \left( (n)^N + \left(\frac{1}{n}\right)^N \frac{Z_0}{Z_L} \right) \dots\dots\dots \text{II.68}$$

avec l'introduit les notations suivantes:

$$\alpha + \beta = \frac{Z_1}{Z_2} = n \text{ et } \alpha - \beta = \frac{Z_2}{Z_1} = \frac{1}{n} \dots\dots\dots \text{II.69}$$

alors l'expression de t sera :

$$t = \frac{Z_0}{Z_L} \frac{2}{(n)^N + \left(\frac{1}{n}\right)^N \frac{Z_0}{Z_L}} = \frac{2Z_0}{Z_L n^N + \frac{Z_0}{n^N}} = \frac{2n^N}{\frac{Z_L}{Z_0} n^{2N+1} + 1} \dots\dots\dots \text{II.70}$$

le coefficient de transmission en énergie peut s'écrire:

$$T = \frac{Z_L}{Z_0} t^2 = \frac{Z_L}{Z_0} \frac{4n^{2N}}{\left(\frac{Z_L}{Z_0} n^{2N+1} + 1\right)^2} \dots\dots\dots \text{II.71}$$

On peut noter que dans le cas particulier où  $Z_0 = Z_L$ , lorsqu'on regarde l'énergie, le coefficient de transmission est:

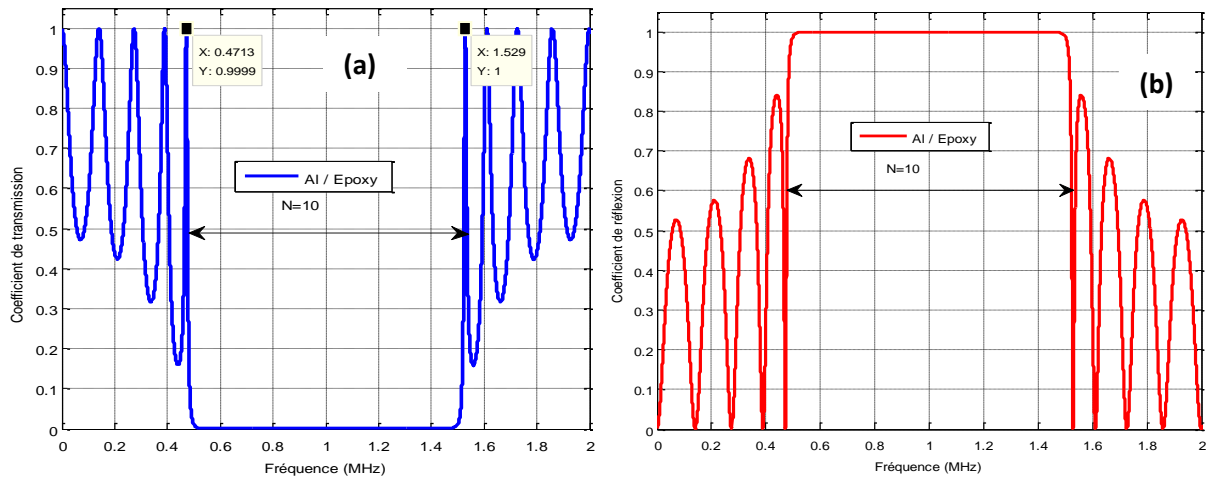
$$T = t^2 = \frac{4n^{2N}}{(1+n^{2N})^2} \dots\dots\dots \text{II.72}$$

Où N est le nombre de bicouches, donc 2N est le nombre des couches.

Maintenant, si l'on considère le cas où  $Z_0 = Z_2$  et  $Z_L = Z_1$  alors le coefficient de transmission en énergie devient:

$$T = \frac{4n^{2N+1}}{(1+n^{2N+1})^2} \dots\dots\dots \text{II.73}$$

La figure II.8 représente un exemple pour le calcul du spectre de transmission et de réflexion en fonction la fréquence pour un cristal phononique 1D composé de 10 couches de l'Aluminium et l'Epoxy en alternance. On peut observer que le comportement du cristal vis à vis la propagation des ondes acoustiques à incidence normale provoque l'apparition des bandes interdites entre 0.48 MHz et 1.53 MHz.



**Figure II.8:** Coefficients de transmission et de réflexion des ondes longitudinale en fonction de fréquences réduites pour un cristal 1D pour 10 couches: **(a)** Transmission, **(b)** Réflexion.

### II.4.3. Avantages et inconvénients de la méthode TMM

La méthode de la matrice de transfert présente un algorithme très utile, très approprié pour le calcul des coefficients de réflexion et de transmission des structures multicouches. Cette méthode peut être appliquée aux matériaux sans pertes, avec pertes et aux matériaux absorbants.

La méthode de matrice de transfert 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 multicouches périodiques.

La méthode de matrice de transfert permet aussi de gérer les structures présentant un contraste élevé entre les couches.

La méthode de la matrice de transfert 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 de la 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 la matrice de transfert doit être combinée avec la transformée de Fourier.

## **CONCLUSION**

Dans ce chapitre, nous avons abordé en terme générale les notions fondamentales associées aux capteurs ; définitions, certaines caractéristiques métrologiques et leurs principes de fonctionnement dans le domaine de détection de liquides. Nous avons rappelé également les paramètres associés à la propagation d'ondes acoustiques ; longitudinale et transversale à travers les deux types de structures multicouches finie et infinie.

D'autre part, nous avons décrit la méthode de la matrice de transfert en détails, La TMM représente la méthode la plus adaptée pour résoudre la propagation des ondes acoustiques ou élastiques dans les structures multicouches. La méthode TMM nous permet de calculer les coefficients de transmission et de réflexions lors de la propagation d'une onde acoustique.

## **CHAPITRE III**

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

## INTRODUCTION

Au cours de ce chapitre, nous allons présenter et simuler le spectre de réflexion et de transmission dans le cas d'un cristal phononique unidimensionnel (PnC-1D) de type solide/solide (Aluminium/Epoxy). En premier temps, nous allons étudier l'évolution de la bande interdite pour un cristal parfait, constitué par l'alternance de  $N$  couches de l'Aluminium et  $N$  couches de l'Epoxyde afin de comprendre le comportement des ondes acoustiques propageant dans ces cristaux. Ensuite, en second temps ; notre intérêt sera porté sur l'étude d'un réseau 1D imparfait sous forme d'un miroir de Bragg dans lequel la couche de défaut est remplie par les différents liquides a testés.

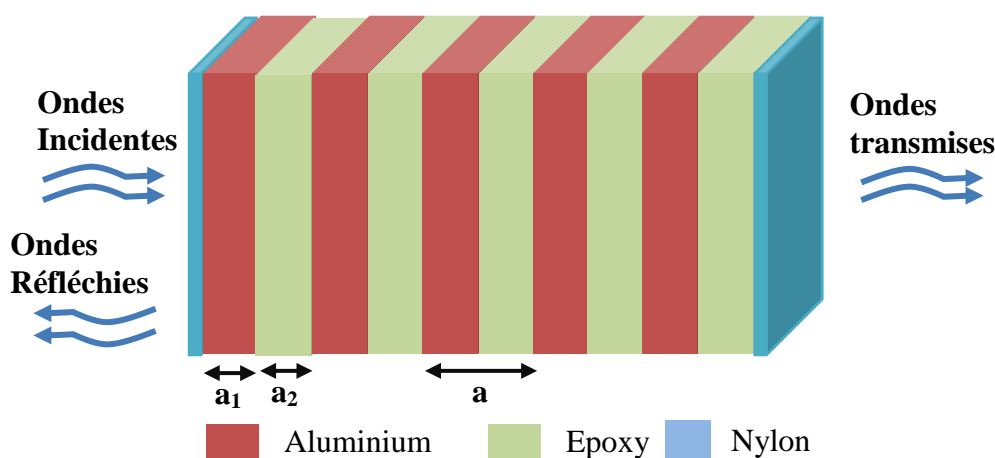
L'étude de l'influence des différents paramètres physiques (la masse volumique et la vitesse de propagation) et les paramètres géométriques tels que le facteur de remplissage et le nombre de couches sur les variations du spectre de transmission.

### III.1. ETUDE DE LA STRUCTURE PARFAITE

#### III.1.1. Structure proposée

Dans cette section, nous allons examiner la propagation des ondes élastiques longitudinales à incidence normal à travers un cristal phononique unidimensionnel (1D-PnC) par la méthode de la matrice de transfert (TMM).

La figure III.1 illustre la structure proposée avec son unité élémentaire. La structure est un cristal phononique 1D fini composé de deux matériaux de propriétés élastiques différentes ; le matériau A est le Aluminium (Al) et le matériau B est l'Epoxy. Le cristal est formé par l'empilement de  $N$  bicouches (Aluminium/Epoxy)<sup>N</sup>. La période du réseau est :  $a=a_1+a_2$ .



**Figure III.1:** Représentation schématique du cristal phononique parfait (PnC-1D) composé de l'Aluminium et de l'Epoxy.

Où :  $a_1$  : l'épaisseur de la couche d'Aluminium (Al).

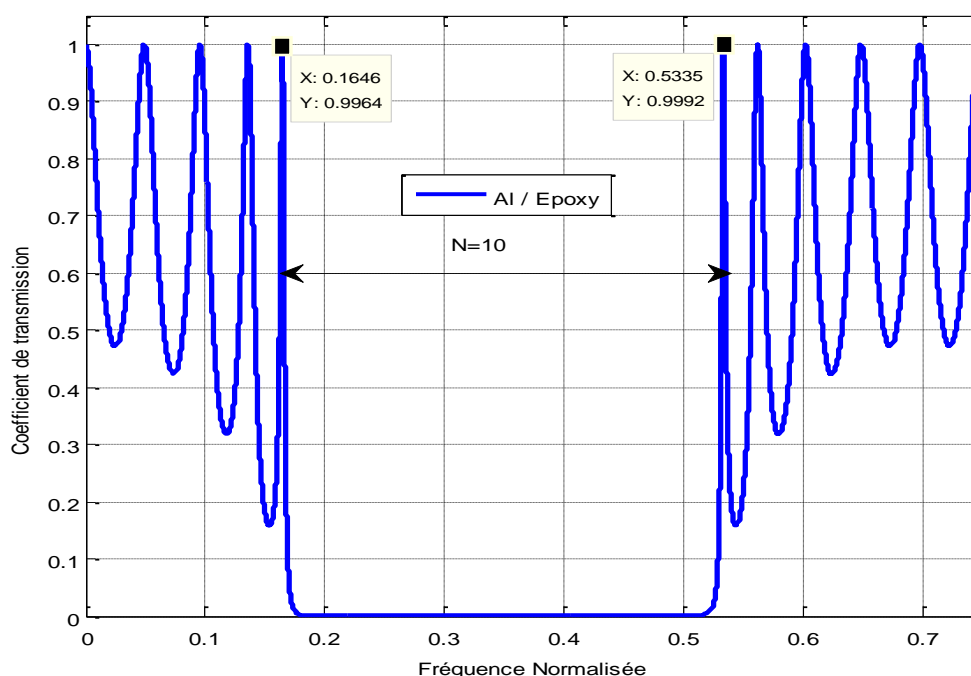
$a_2$  : l'épaisseur de la couche d'Epoxy.

Les propriétés acoustiques des matériaux de l'Epoxy et de l'Aluminium constituant le cristal phononique unidimensionnel sont illustrées par le tableau III.1.

Matériau	Aluminium	Epoxy	Nylon
Masse volumique $\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	2700	1180	1110
Vitesse longitudinale $C_L$ (m/s)	6400	2535	2600
Vitesse transversale $C_T$ (m/s)	3110	1160	1100

**Tableau III.1:** Masse volumiques et vitesses de propagation des matériaux constituant le cristal phononique unidimensionnel (Al/Epoxy) [27,50].

Après la simulation en utilisant un code écrit en matlab de la méthode de la matrice de transfert (TMM), nous constatons clairement la présence d'une bande interdite phononique dont laquelle le taux de transmission égale à 0 sur la gamme des fréquences réduites comprise entre [0.1646 et 0.5335].



**Figure III.2:** Coefficients de transmission en fonction de fréquences Normalisées pour un cristal 1D composé de [Al/Epoxy]<sup>5</sup>.

### III.1.2. Spectre de transmission et de réflexion

Pour obtenir les coefficients de transmission et de réflexion, on va utiliser un code écrit en Matlab de la méthode des matrices de transfert (TMM). Dans le tableau (III.2) nous avons reporté les paramètres géométriques et élastiques de la structure multicouche (Al/Epoxy)<sup>N</sup>.

$a_1 = Cl(A)/(4 \cdot 10^6) = 1.6000$  mm.  $C_l(A)$  : la célérité du son dans la couche d'Aluminium ;

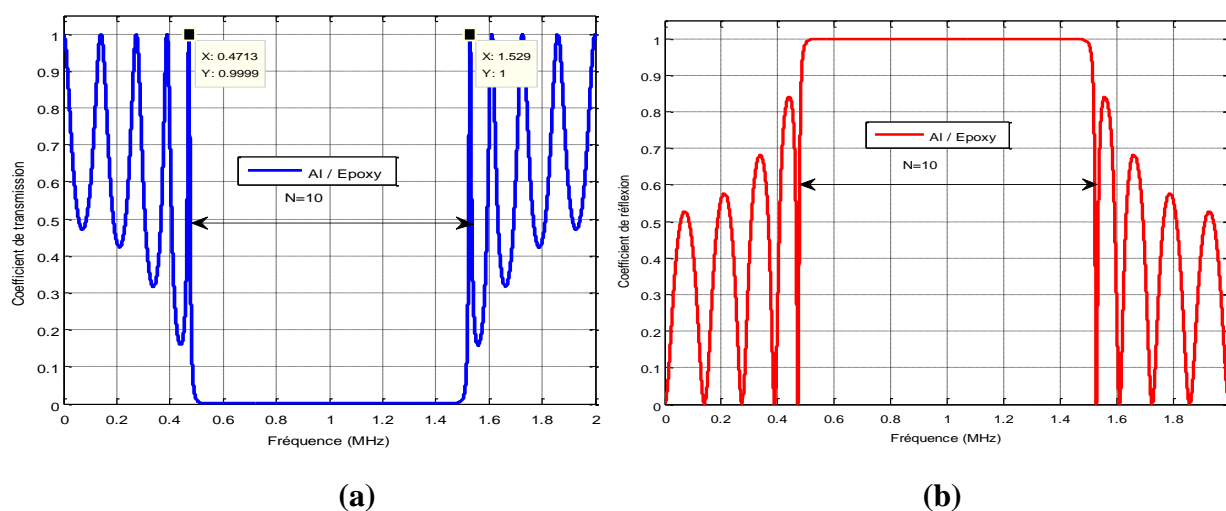
$a_2 = Cl(B)/(4 \cdot 10^6) = 0.63375$  mm; la célérité du son dans la couche de L'Epoxy

La période du réseau est:  $a = a_1 + a_2 = 2.2338$  mm.

Nombre de couches	N
Densité de la couche A (kg/m <sup>3</sup> )	2700
Densité de la couche B (kg/m <sup>3</sup> )	1180
Vitesse de propagation ( $C_L$ ) dans la couche A (m/s)	6400
Vitesse de propagation ( $C_L$ ) dans la couche B (m/s)	2535
l'épaisseur de la couche A (mm)	1.6
l'épaisseur de la couche B (mm)	0.63375

**Tableau III. 2:** Présentation des différents paramètres géométriques et physiques du cristal phononique parfait (PnC-1D).

Les résultats de simulation que nous avons obtenus sont représentés sur les figures III.2 (a) et (b). Les spectres représentent respectivement le coefficient de transmission et le coefficient de réflexion en fonction de la fréquence réduite pour la propagation d'une onde longitudinale à travers la structure multicouche décrite au paragraphe précédent.



**Figure III.3:** Coefficients de transmission et de réflexion des ondes longitudinale en fonction de fréquences réduites pour un cristal 1D pour 10 couches: (a) Transmission, (b) Réflexion.

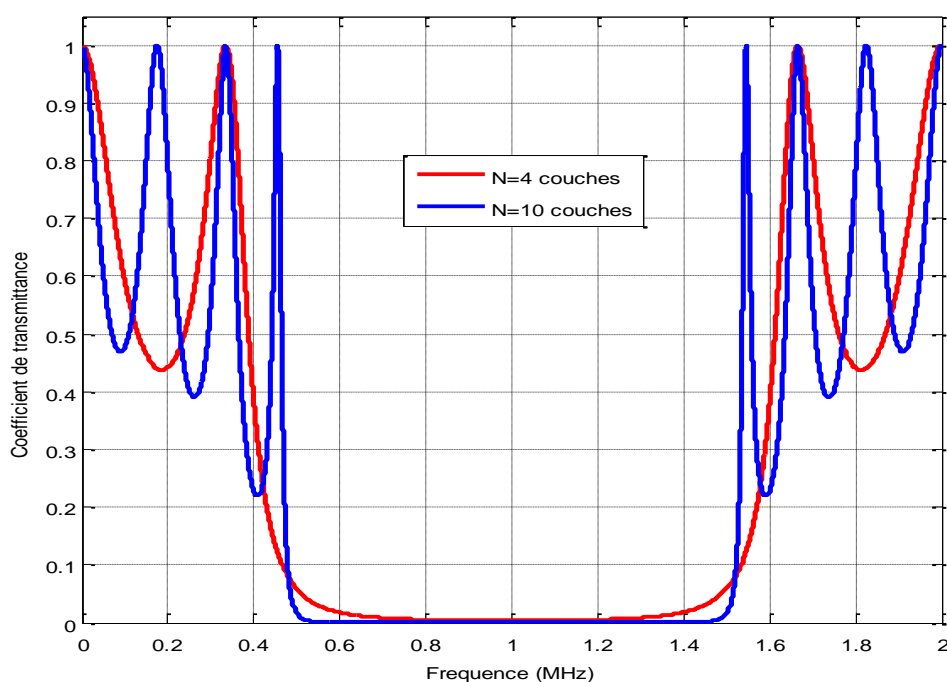
## III.2. INFLUENCE DES PARAMETRES GEOMETRIQUES ET PHYSIQUES

L'étude de la bande interdite présente une phase importante et indispensable avant de passer à la conception du capteur à cristal phononique. Pour cela, dans la section suivante, on va analyser et étudier l'influence de certains paramètres géométriques et physiques sur les variations de la bande interdite ouverte afin d'optimiser ces paramètres.

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

Pour voir l'influence du nombre de couches sur la location et la largeur de la bande interdite phononique. Nous avons fixé tout d'abord les épaisseurs de la couche de l'Aluminium et celle de la couche de l'Epoxy, les propriétés physiques de la structure proposée sont aussi fixées. Ensuite, on fait changer uniquement le nombre de couches (N). En utilisant le même code de la méthode des matrices de transfert TMM, nous allons effectuer une série de simulations.

Les figure III.3 montre le spectre de transmission en fonction le nombre de couches utilisées dans le cristal phononique 1D, il est obtenu pour N=4 couches ensuite, pour N=10 couches respectivement.



**Figure III.4:** Spectre de transmission en fonction le nombre de couches ;  
pour N=4 couches et pour N=10 couches.

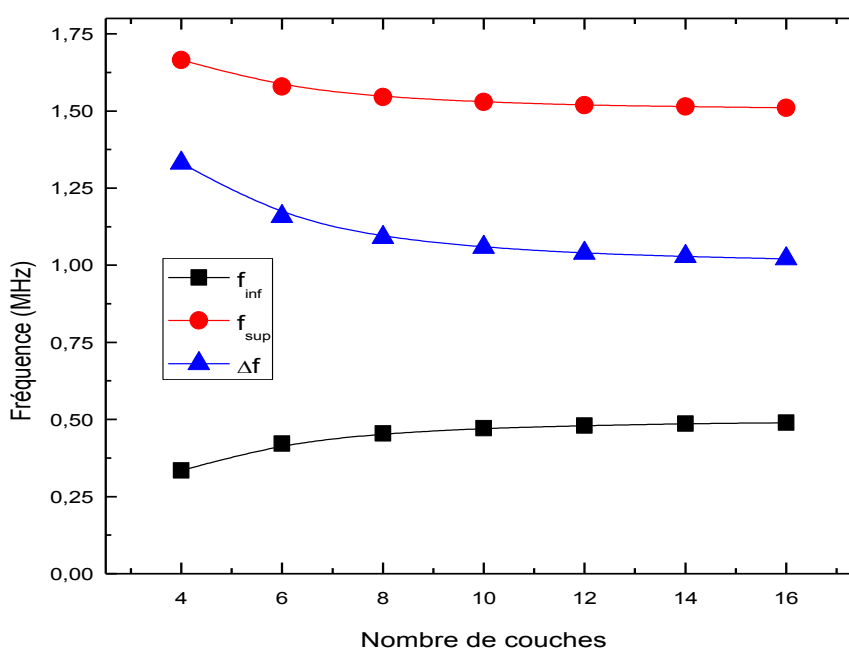
D'après les résultats obtenus, il est clair que plus le nombre des cellules élémentaires (N) est élevé, plus la bande ouverte est plus raide. D'autre part, le nombre de pics au voisinage de la bande phononique devient important en nombre et en taux de transmission.

Le tableau III.3 donne les résultats de simulation qu'on a obtenue en utilisant le même code de la méthode TMM.

N	$f_1$ (MHz)	$f_2$ (MHz)	$\Delta f$ (MHz)	Nombre de pics
4	0.3344	1.665	1,3306	1
6	0.4211	1.579	1,1579	2
8	0.455	1.545	1,09	3
10	0.4714	1.529	1,0576	4
12	0.4805	1.519	1,0385	5
14	0.4862	1.514	1,0278	6
16	0.4898	1.510	1,0202	7

**Tableau III. 3:** Paramètres de fréquence entre les nombres d'inclusion des deux matériaux A et B du cristal et largeur de la bande interdite phononique.

La figure III.4 illustre l'évolution de la fréquence centrale de la bande interdite phononique (courbe en bleue) ainsi que la variation de la largeur de bande ouverte (courbe en verte) en fonction de nombre couches A et B. On constate clairement lorsque le nombre de couche devient supérieur à dix la largeur de la bande reste constante ce qui explique notre choix de N=10 dans les paragraphes suivants.



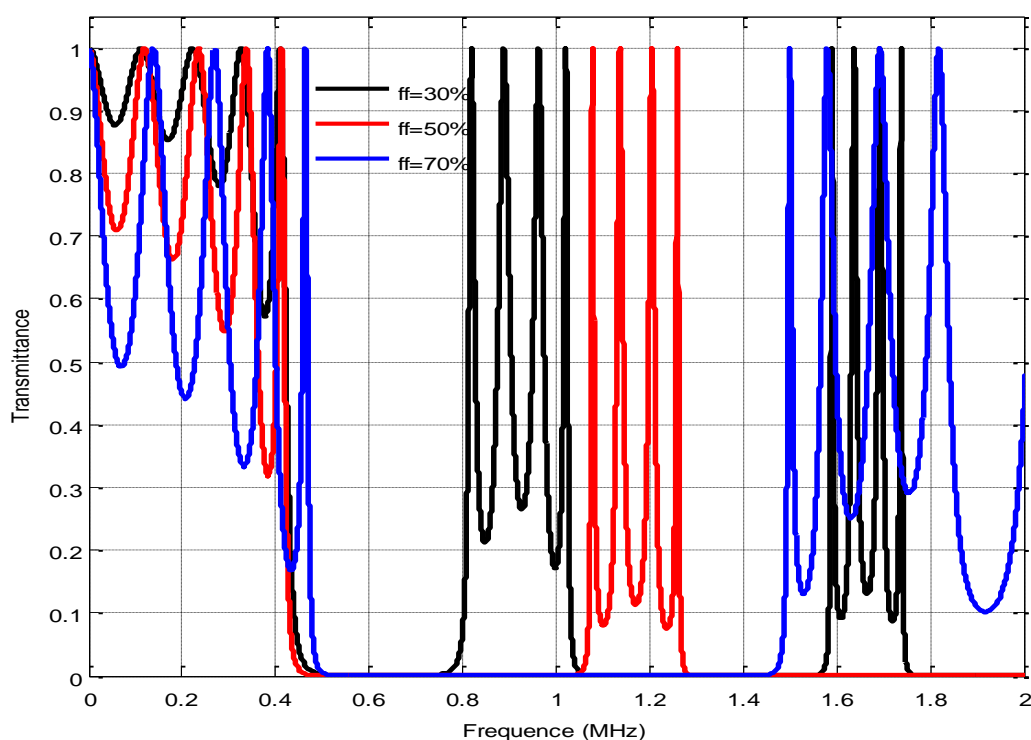
**Figure III. 5:** Variations de la largeur de la bande interdite en fonction le nombre de couches utilisées dans le cristal 1D.

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

Dans la partie suivante, notre intérêt est porté sur l'étude de l'influence des paramètres géométriques sur les variations de la bande interdite phononique et notamment le facteur de remplissage. Notre structure est un cristal phononique unidimensionnel composé de dix couches ( $N=10$ ) alternées [Al/Epoxy]<sup>5</sup>.

Le facteur de remplissage est défini comme étant le rapport entre l'épaisseur de l'inclusion (AL) sur le période ; l'épaisseur de la cellule élémentaire est:  $a=a_1+a_2=2.2338$  mm. Les paramètres élastiques et la période du cristal sont fixes. Le facteur de remplissage est donné par:  $ff=a_1/(a_1+a_2)$ .

Ensuite, et en utilisant le même code de la méthode de la matrice de transfert (TMM), on obtient les spectres de transmission de la figure III.6, obtenus pour trois valeurs du facteur de remplissage  $ff=30\%$ ,  $ff=50\%$  et  $ff=70\%$ .



**Figure III. 6:** Spectre de transmission pour une onde longitudinale à incidence normale:  
pour  $ff = 30\%$ , pour  $ff = 50\%$  et pour  $ff = 70\%$  .

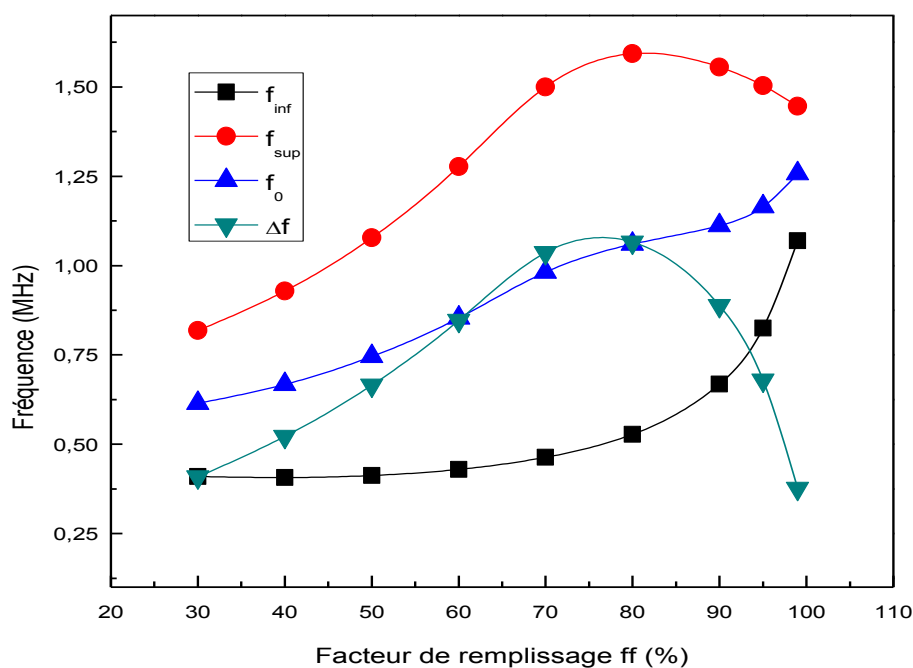
Afin voir l'évolution des bandes ouvertes, nous avons effectué une série de simulations pour différentes valeurs du facteur de remplissage de 30% à 99%.

Le tableau III.4 reporte les différents résultats de simulation qu'on a obtenus en utilisant la méthode de la matrice de transfert (TMM).

Facteur de remplissage $ff$ (%)	$f_1$ (MHz)	$f_2$ (MHz)	Fréquence centrale $f_0$ (MHz)	Largeur de bande $\Delta f$ (MHz)
30	0.4098	0.8188	0.6143	0.409
40	0.4066	0.9285	0.66755	0.5219
50	0.4126	1.078	0.7453	0.6654
60	0.4299	1.277	0.85345	0.8471
70	0.4636	1.500	0.9818	1.0364
80	0.5275	1.593	1.06025	1.0655
90	0.6681	1.556	1.11205	0.8879
95	0.8247	1.504	1.16435	0.6793
99	1.069	1.446	1.2575	0.377

**Tableau III.4:** Résultats de simulation pour différents valeurs du facteur de remplissage obtenus par la méthode TMM.

La figure III.7 montre les évolutions la fréquence centrale (courbe bleue) et la largeur de la première bande interdite phononique (courbe verte) en fonction le facteur de remplissage. Il est clair que autour de  $ff=70$  %, on obtient une large bande interdite autour d'une fréquence centrale normalisée de base  $f_0=1$  MHz) ; c'est la fréquence correspondant à la propagation de l'onde longitudinale dans la couche de l'aluminium. 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.

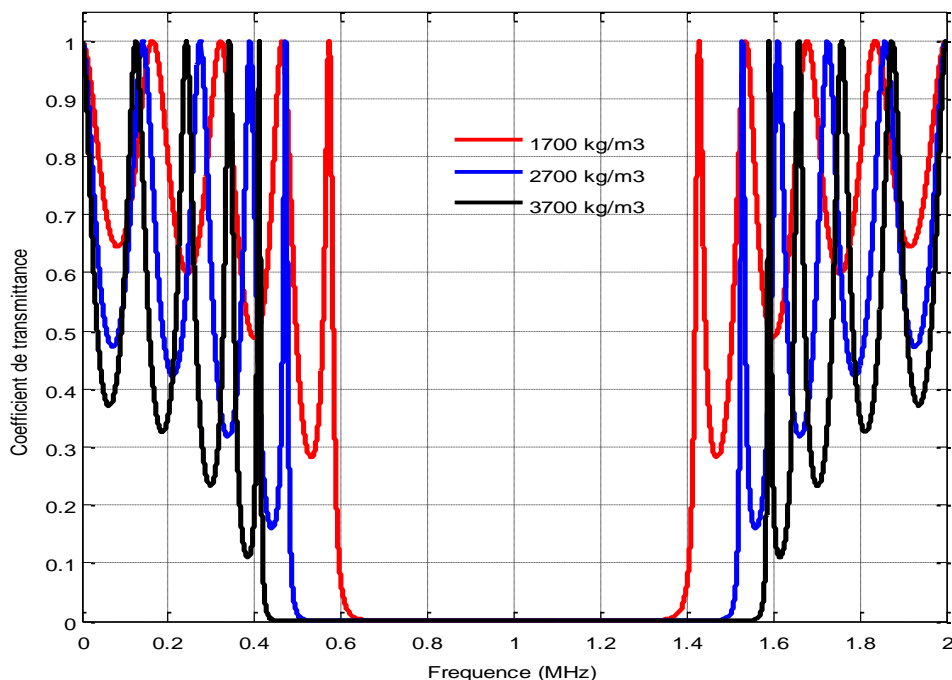


**Figure III.7:** Variations de la largeur de la bande interdite phononique en fonction du facteur de remplissage  $ff$  (%) dans le cas d'un cristal [Aluminium/Epoxy]<sup>5</sup>.

### III. 2.3. Influence de la masse volumique des inclusions

Dans ce qui suit, nous allons étudier l'influence du contraste de la masse volumique des inclusions et de la matrice sur la propagation des ondes acoustiques à incidence normale à travers la structure multicouche. Pour cela, nous avons fixé tout d'abord, les paramètres géométriques ; les épaisseurs des deux couches, la densité de la matrice et le facteur de remplissage.

La figure III.8 illustre le spectre de transmission on fonction de la fréquence pour trois valeurs de la masse volumique des inclusions  $1700 \text{ kg/m}^3$ ,  $2700 \text{ kg/m}^3$  et  $3700 \text{ kg/m}^3$ .



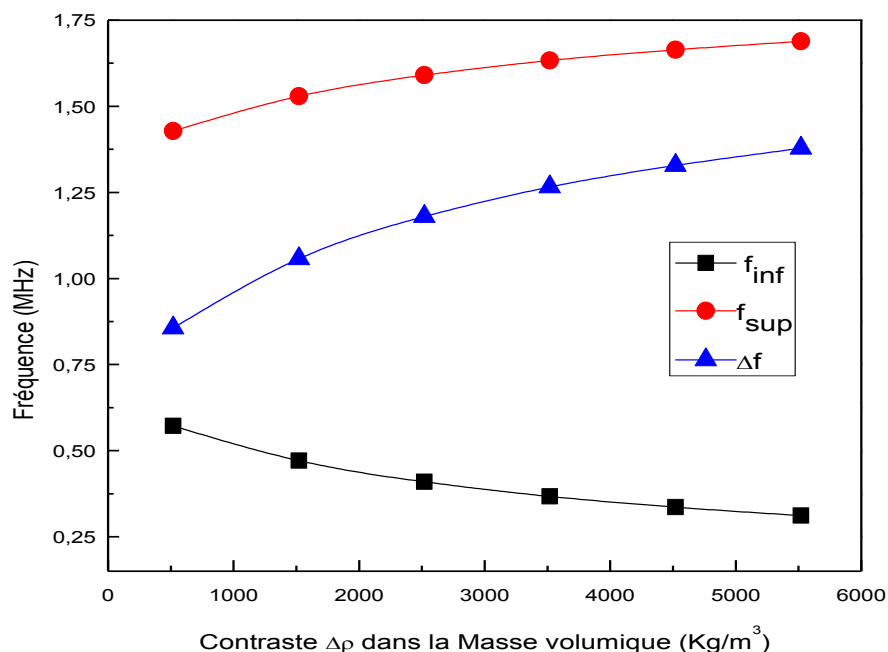
**Figure III. 8:** Spectre de transmission pour trois valeurs de la densité des inclusions : pour  $\rho_A=1700 \text{ kg/m}^3$ , pour  $\rho_A=2700 \text{ kg/m}^3$  ensuite pour  $\rho_A=3700 \text{ kg/m}^3$ .

Le tableau III.5, donne les fréquences limites et la largeur de la bande interdite phononique pour différentes valeurs de la masse volumique des inclusions.

$\rho_A \text{ (kg/m}^3\text{)}$	$\Delta\rho=\rho_A-\rho_B \text{ (Kg/m}^3\text{)}$	$f_1 \text{ (MHz)}$	$f_2 \text{ (MHz)}$	$\Delta f \text{ (MHz)}$
1700	520	0.5719	1.428	0.8561
2700	1520	0.4714	1.529	1.0576
3700	2520	0.4098	1.590	1.1802
4700	3520	0.3674	1.633	1.2656
5700	4520	0.3359	1.664	1.3281
6700	5520	0.3112	1.689	1.3778

**Tableau III.5:** Résultats de simulation pour différentes valeurs de la masse volumique des inclusions dans le cas d'un cristal 1D (Al/Epoxy) composé de 10 couches.

La figure III.9 illustre l'évolution de la largeur de la bande phononique en fonction du contraste en masse volumique entre la matrice et les inclusions. En particulier, plus le contraste dans la densité augmente, plus la bande interdite est large (courbe en bleu)

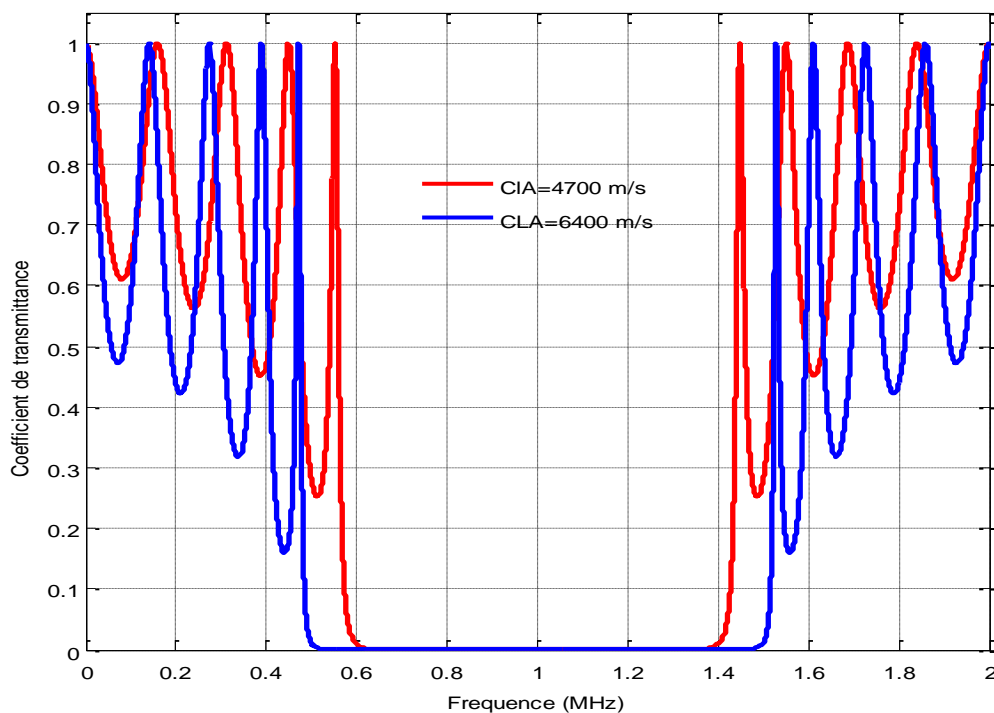


**Figure III.9:** Variations de la largeur de la bande interdite en fonction le contraste dans la masse volumique entre les inclusions et la matrice  $\Delta\rho=\rho_A-\rho_B$  ( $\text{Kg/m}^3$ ).

### III.2.4. Influence de la célérité du son dans les inclusions

Afin d'étudier l'influence du contraste de la vitesse de propagation longitudinale entre le matériau d'inclusions et celui de la matrice, on a fixé premièrement les paramètres géométriques ainsi que les paramètres physiques du second matériau (Epoxy). Ensuite, une série de simulations a été réalisé pour différentes valeurs de la vitesse de propagation longitudinale CLA (m/s) dans la première couche (Al) du cristal.

Sur la figure III.10, nous avons reporté les spectres de transmission pour deux valeurs de vitesses de propagation longitudinales dans l'Aluminium. Les deux spectres sont obtenus pour CLA=4400 m/s et 6400 m/s. il est clair que plus le contraste est important, la bande interdite phononique est plus large. En tenant compte de la première bande ouverte ; il est clair que la largeur de la bande ouverte est d'environ 0.896 MHz pour 4400 m/s. Cette largeur de bande passe à 1.2059 MHz pour 9400 m/s.



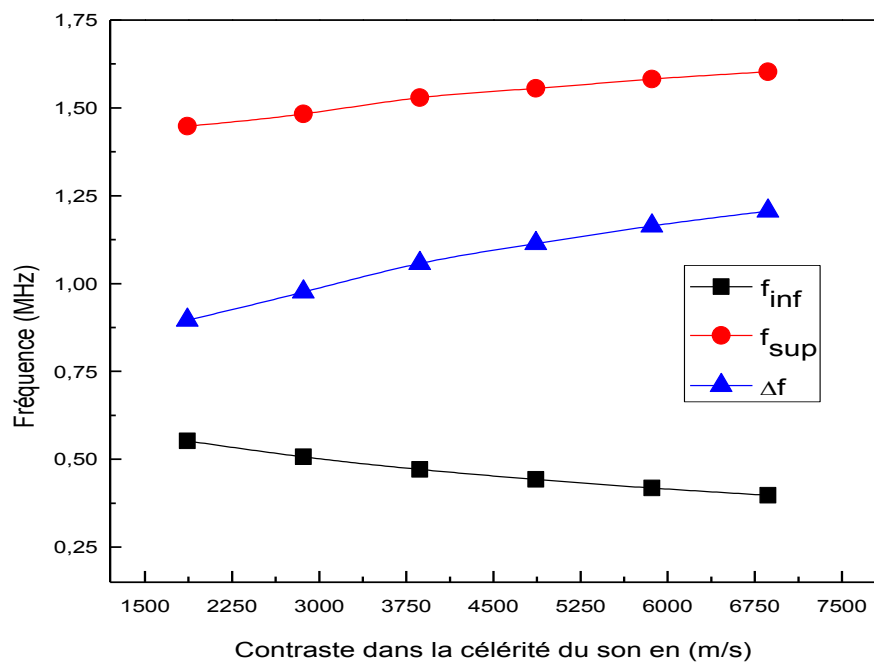
**Figure III. 10:** Spectre de transmission pour deux valeurs de la célérité du son dans les inclusions: pour CLA=4400 m/s et pour CLA=6400 m/s

Le tableau III .6, résume les différents résultats de simulations qu'on a obtenu pour différentes valeurs de célérités.

$CL_A$ (m/s)	$CL_A-CL_B$ (m/s)	$f_1$ (MHz)	$f_2$ (MHz)	$\Delta f$ (MHz)
4400	1865	0.552	1.448	0.896
5400	2865	0.507	1.483	0.976
6400	3865	0.4714	1.529	1.0576
7400	4865	0.4423	1.556	1.1137
8400	5865	0.4179	1.582	1.1641
9400	6865	0.3971	1.603	1.2059

**Tableau III.6:** Résultats de simulation pour différentes valeurs de la célérité du son dans les inclusions d'Aluminium pour un cristal phononique 1D composé de 10 couches.

La figure III.11 montre la variation de la largeur de la bande en fonction de la célérité du son. Les résultats obtenus montrent clairement, que la vitesse du son dans les inclusions joue un rôle important sur les propriétés des bandes ouvertes.



**Figure III. 11:** Variations de la largeur de la bande interdite en fonction le contraste dans la célérité du son entre les inclusions et la matrice du cristal-1D [Al/Epoxy]<sup>5</sup>.

### III.3. APPLICATION DANS LE DOMAINE DES CAPTEURS

Les cristaux phononiques, sont présentés comme une nouvelle plateforme dans la détection des propriétés acoustiques des liquides. La faible taille des cavités nécessaire à la détection est un atout sachant que, dans de nombreuses situations, la quantité de liquide à tester est extrêmement restreinte.

Afin de tester l'efficacité de notre système nous avons rempli la couche centrale du cristal phononique par des liquides à différentes propriétés acoustiques.

#### III.3.1. Présentation de la structure étudiée

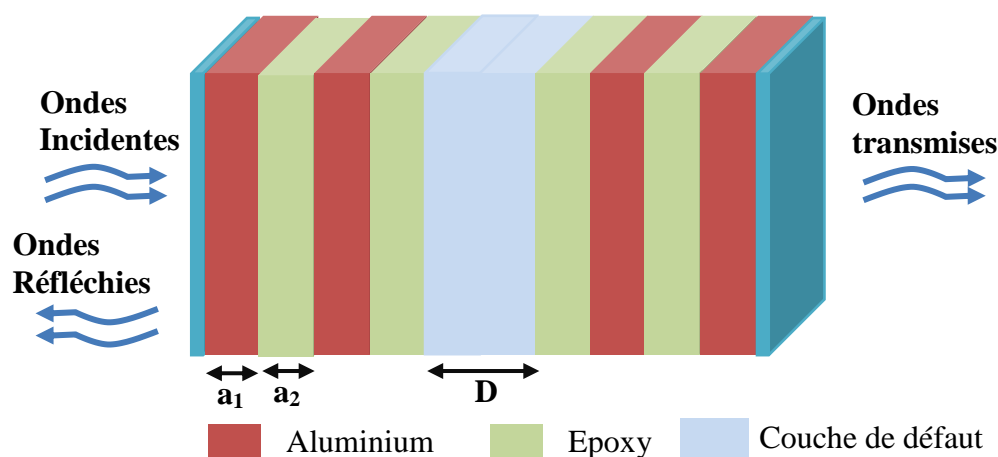
La structure étudiée est un empilement unidimensionnel périodique composé de deux matériaux, elle est formée de 4 bicouches (Al/Epoxy) et une autre couche placée au centre de telle sorte que la structure obtenue présente un filtre symétrique; ou un miroir de Bragg autour de la couche de défaut  $(Al/Epoxy)^2/Défaut/(Epoxy/Al)^2$ , le matériau de couverture est le nylon.

La figure III.12, représente la structure considérée. Au cours de cette étude, la structure considérée est supposée 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 différentes couches ; A (Al), B (Epoxy) et la couche de défaut au centre de la conception sont  $a_1$ ,  $a_2$  et D respectivement telle que:

$a_1 = Cl(A)/(4 \cdot 10^6) = 1.6 \text{ mm}$ . Où : Cl(A) est la célérité du son dans la couche d'Aluminium ;

$a_2 = Cl(B)/(4 \cdot 10^6) = 0.63375 \text{ mm}$ ; Où : Cl(B) est la célérité du son dans la couche de L'Epoxy

$D = (CLD / 2 \cdot 10^6) \text{ m}$ . Où : CLD est la célérité du son dans le défaut.



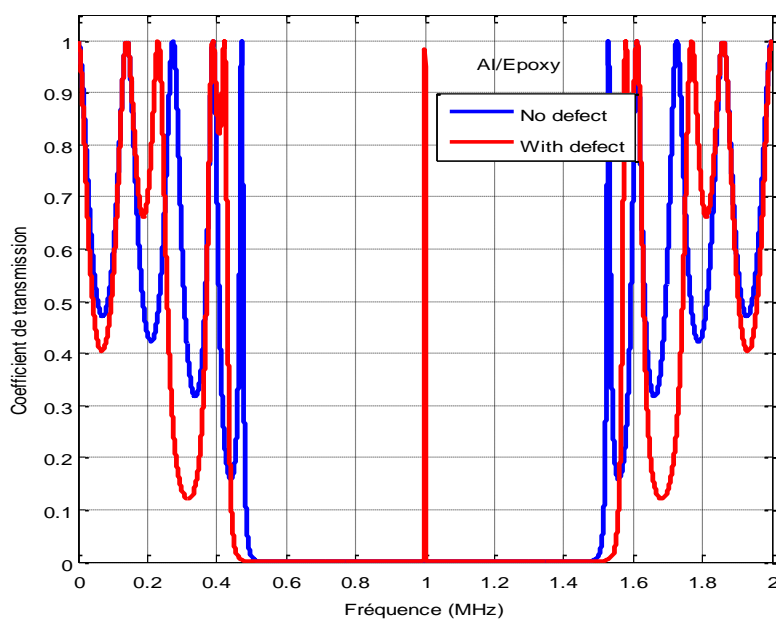
**Figure III.12:** Représentation schématique d'un cristal phononique PnC-1D  $(Al/Epoxy)^2/Défaut/(Epoxy/Al)^2$  avec défaut au centre de largeur D .

Le tableau III.7 illustre les conditions de simulations avec les valeurs des propriétés géométriques et physiques des différents matériaux utilisés.

Matériau	Al (A)	Epoxy (B)	Défaut (Al)	Défaut Water (douce à 0 °C)
Epaisseur (mm)	$a_1=1.6$	$a_2=0.63375$	$D=3.2$	0.7012
Densité (Kg/m <sup>3</sup> )	2700	1180	2700	999.843
Célérité $C_1$ (m/s)	6400	2535	6400	1402.4
Célérité $C_t$ (m/s)	3110	1160	3110	0
Fréquences de résonance			1.0 MHz	$f_{r1}=0.6593$ MHz. $f_{r2}=1.0000$ MHz. $f_{r3}=1.3410$ MHz.

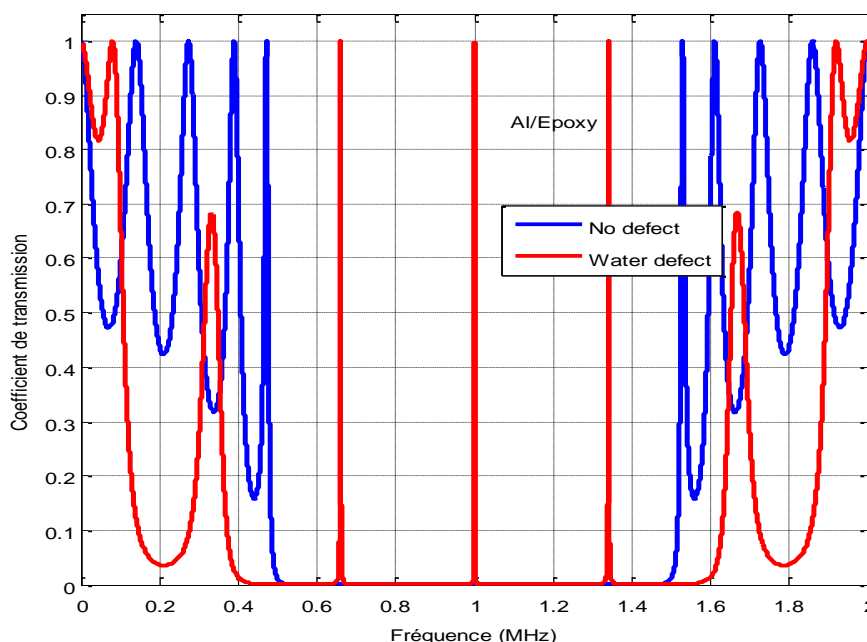
**Tableau III.7 :** Paramètres géométriques et physiques des matériaux utilisés dans la structure du cristal.

Sur les figures III.13 nous avons reporté le spectre de transmission de la structure périodique sans défauts, alors que le spectre en rouge est obtenu après l'insertion d'une couche d'Aluminium au centre d'épaisseur  $D=3.2$ mm. Il est clair que le défaut provoque l'apparition d'un pic de résonance dont la fréquence est 1.00 MHz.



**Figure III.13:** Spectre de transmission pour un cristal phononique 1D parfait (en bleue), la couche de défaut est d'Aluminium d'épaisseur  $D=3.2$  mm (en rouge).

La figure III.14, représente le spectre de transmission lorsque la couche de défaut est remplie par l'eau douce à 0°C d'épaisseur  $D=7.012$  mm. Nous constatons clairement l'apparition de trois modes propagatifs dont les fréquences de résonance sont ;  $f_{r1}= 0.6593$  MHz,  $f_{r2}= 1.0000$  MHz et  $f_{r3}=1.3410$  MHz.



**Figure III.14:** Spectre de transmission pour un cristal phononique 1D parfait (en bleue), La couche de défaut est remplie par l'eau douce à 0°C d'épaisseur  $D=0.7012$  mm (en rouge).

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

Les structures multicouches à cristaux phononiques présentent une nouvelle technologie dans le domaine des capteurs de liquides. Dans cette partie, nous allons étudier et proposer un capteur de liquides à base d'un cristal phononique (1D) sous forme d'un miroir de Bragg de type :  $[Al/Epoxy]^2/liquide/(Epoxy/Al)^2$  pour détecter les liquides.

Notre conception est considérée comme une structure binaire défectueuse composée de deux couches différentes de (Al & Epoxy) répétées dans  $N=2$  cellules unitaires de période  $a=2.2338$  mm, suivies par l'insertion d'une couche défectueuse. La couche de défaut sera remplie par différents liquides qui seront analysés séparément. Nous avons considéré les matériaux de l'Aluminium et Epoxy 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.

Dans ce travail, nous avons considéré la fréquence de résonance de l'eau douce à 0°C  $f_0=1.0$  (MHz) comme fréquence de base et de référence. Ensuite, pour chaque liquide injecté, la

position de la fréquence de résonance doit être comparée à la fréquence de référence  $f_0$ . Le schéma de notre conception du capteur de liquides est schématisé sur la figure III.12.

Le tableau III.6 montre les conditions de simulation avec les valeurs des propriétés géométriques et physiques pour chaque couche de la structure considérée: la couche de l'Aluminium, l'Epoxy et la couche de couverture (Nylon).

Matériau	Nylon	Al	Epoxy
Masse volumique $\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	1110	2700	1180
Vitesse transversale $C_T$ (m/s)	1100	6400	1160
Vitesse longitudinal $C_L$ (m/s)	2600	3110	2535
Epaisseur (mm)		1.6	0.63375

**Tableau III.8 :** Paramètres géométriques et physiques des matériaux utilisés dans la structure du cristal.

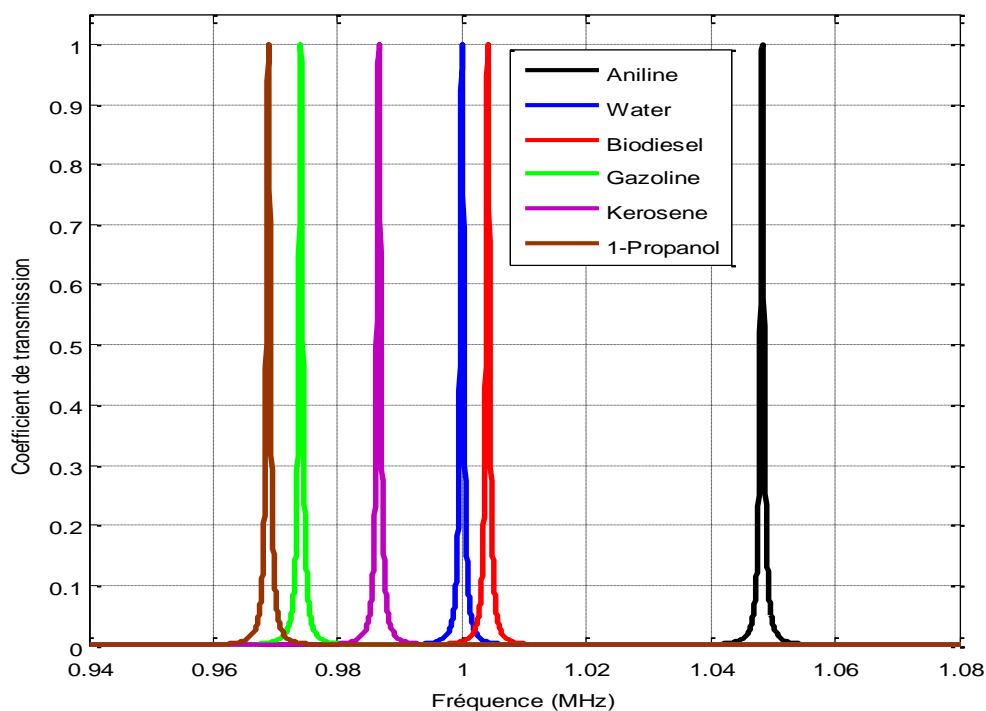
Le tableau III.7 résume les valeurs des propriétés physiques pour chaque liquide injecté dans la couche du défaut telles que la densité et la vitesse de propagation longitudinale.

Liquides testés	Densité (kg/m <sup>3</sup> )	Célérité longitudinale $c_l$ (m/s)	Fréquence de résonance $f_r$ (MHz)
Water (à 0°C) (référence)	999.843	1402.4	1.000
Aniline	1021.7	1640	1.048
Kerosene	810	1324	0.9866
Gasoline	803	1250	0.9741
1-Propanol	804	1220	0.9688
Biodiesel	890	1425	1.004

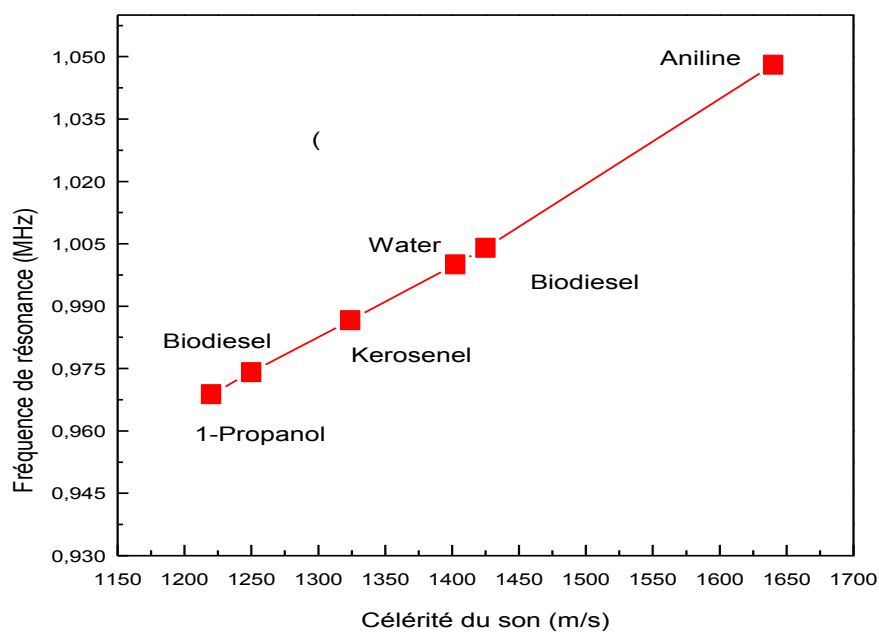
**Tableau III.9:** Paramètres acoustiques et fréquence de résonance après simulation pour les différents liquides testés.

Sur la figure III.15, nous avons reporté les résultats de simulation obtenus en utilisant le code de la méthode TMM écrit par MATLAB. Il est clair l'existence d'un pic de transmission importante pour chaque liquide injecté dans la couche de défaut.

D'après les résultats, il est clair que l'insertion d'une couche de liquide au centre de structure provoque l'apparition d'un mode de propagation, ce mode résonant est représenté par un pic transmise d'ont la fréquence de résonance se change avec la nature de liquide injecté.



**Figure III.15:** Spectre de transmission pour différents liquides: Eau (0°C), Aniline, Kerosene, Gasoline, 1-Propanol et Biodiesel dans le cas  $CnP-1D [Al/Epoxy]^2/Liquide/(Epoxy/Al)^2$ .



**Figure III.16:** Evolution de la fréquence du mode résonant pour chaque liquide.

Sur la figure III.16, nous avons reporté variations de la fréquence de résonance du mode de défaut en fonction de la célérité du son pour différents liquides injecté dans la couche de défaut.

### III.4. APPLICATION A LA DETECTION DE LA TEMPERATURE DE L'EAU

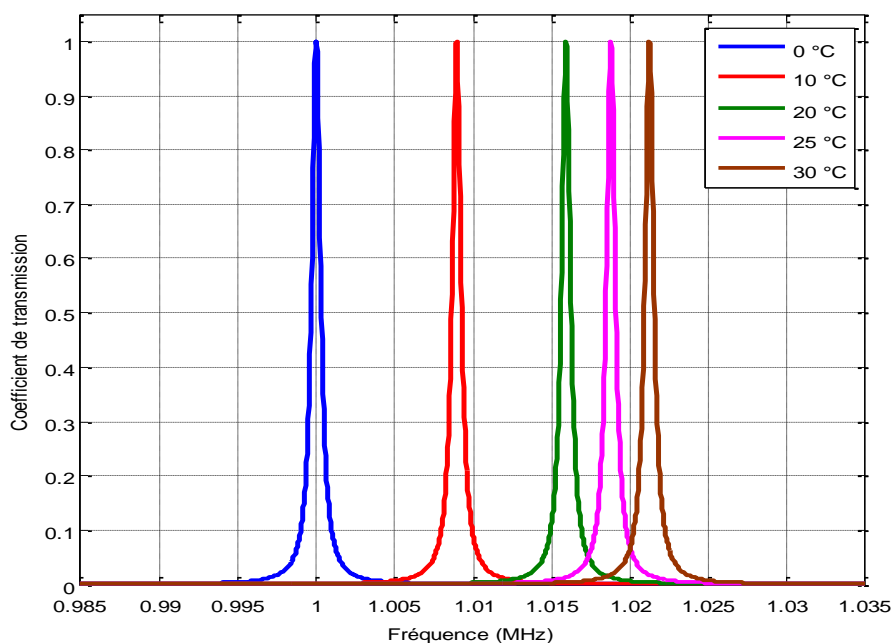
#### III.4.1. Spectre de transmission

Au cours de ce paragraphe, nous allons nous intéresser à une application spécifique. on va essayer d'utiliser notre conception de capteur pour la détection de la température du liquide ; l'eau douce à différentes températures. Alors la couche de défaut est remplie dans ce cas par l'eau douce (salinité  $S=0$ ), à  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$  et la pression atmosphérique à différentes températures. La largeur du défaut dans ce cas est prise égale à  $D=0.7012\text{ mm}$ .

Le tableau III.10 montre les paramètres acoustiques de l'eau douce à différentes valeurs de température ainsi que les résultats de simulations obtenus en utilisant la méthode de la matrice de transfert (TMM).

T ( $^{\circ}\text{C}$ )	$\rho$ ( $\text{Kg/m}^3$ )	$C_1$ (m/s)	Fréquence de résonance $f_r$ (MHz)
0 (référence)	999.843	1402.4	1.000
10	999.702	1447.3	1.009
20	998.206	1482.3	1.016
25	997.048	1496.7	1.019
30	995.651	1509.1	1.021

**Tableau III.10 :** Célérité du son et densité à différentes degrés de température dans l'eau de mer douce;  $S=0$  (eau pure) et à pression atmosphérique [51-52].



**Figure III.17 :** Spectre de transmission calculé en injectant de l'eau douce à différentes températures dans la couche de défaut.

. La figure III.17 présente le spectre de transmission en fonction de la fréquence pour différentes températures, elle montre l'existence d'un pic de transmission importante (100%) pour chaque valeur de la température du liquide (eau) injecté dans la couche de défaut. Il est clair que plus la température augmente, le pic de transmission due à l'existence du défaut décale vers les hautes fréquences.

### III.4.2. Analyse du capteur proposé

Les performances et l'efficacité de tout capteur sont déterminées par de nombreux paramètres tels que la sensibilité (S), le facteur de qualité (Q) [33].

- **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,  $f_r$  (eau à 20°C) =  $1 \times 10^6$  Hz.

$$\Delta f_r = f_r(\text{liquide}) - f_r(\text{eau à } 20^\circ\text{C}) \dots \dots \dots (02)$$

$\Delta x$ : 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 [53, 54], 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 [55]. Elle apporte, en plus de la sensibilité, l'information de la finesse du pic de résonance. Elle est donnée par la relation suivante :

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

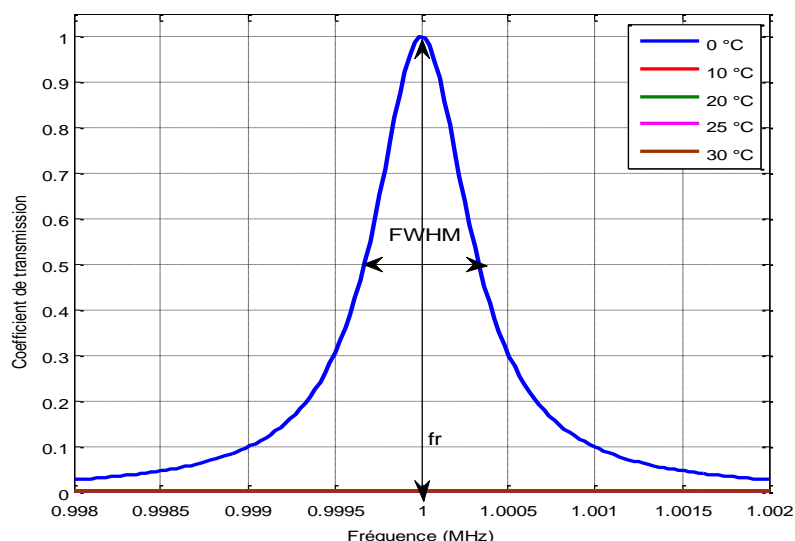


Figure III.18: Exemple pour le calcul de fréquence de résonance et la fréquence FWHM.

Le tableau III.11 donne les résultats de simulations de la fréquence de résonance et la de la fréquence à mi-hauteur  $f_{FWHM}$  pour différentes températures.

T (°C)	$f_r$ (MHz)	$f_{FWHM}$ (MHz)	$\Delta f_r$ (MHz)	$\Delta T$	S	Q
<b>0 (référence)</b>	1.000	0.00066	---	---		1515
<b>10</b>	1.009	0.00067	0.009	10	0.0009	1505
<b>20</b>	1.016	0.00068	0.016	20	0.0008	1494
<b>25</b>	1.019	0.00069	0.019	25	0.00076	1476
<b>30</b>	1.021	0.00070	0.021	30	0.0007	1458

Tableau III.11 Variation du facteur de qualité en fonction de la température.

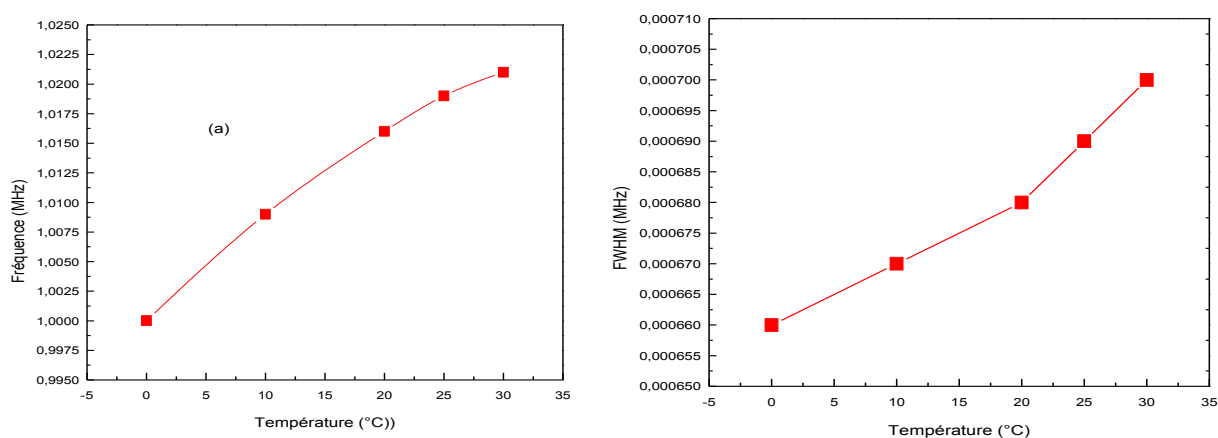
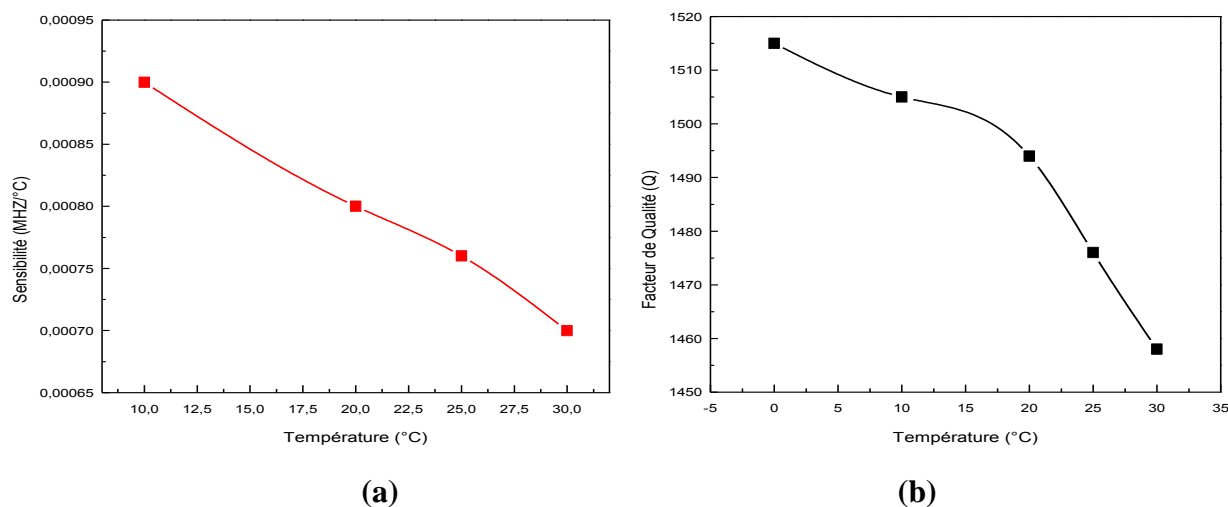


Figure III.19 : (a) Spectre de transmission pour différentes températures de l'eau, (b) Evolution de la fréquence de résonance en fonction de la température.

La figure III.19 (a) représente la variation de la fréquence de résonance en fonction de la température de l'eau. Alors que la figure III.19 (b) illustre la variation de la largeur du pic résonant à mi-hauteur pour chaque pic de résonance FWHM en MHz.



**Figure III.20 :** L'évolution de la sensibilité et du facteur de qualité du capteur à CnP-1D en fonction de la température.

La figure III.20 (a), illustre la sensibilité du capteur 1D-DPC vis-à-vis le liquide a testé ; l'eau douce à différentes températures. En utilisant les équations (01) et (02),  $S$  et  $Q$  sont calculés. Il est clair que notre structure de capteur de de température de l'eau 1D-DPC a des valeurs de sensibilité considérables. En effet, la température a un effet direct sur la densité et la vitesse acoustique des liquides alors que, avec l'augmentation de la température, la vitesse acoustique de l'eau a augmenté en raison de leur densité a diminué. Par conséquent, la position de la résonance des pics pour chaque gaz décalé vers la gamme des hautes fréquences.

D'après les résultats de simulation reportés sur la figure III.20 (b), il est très clair que les valeurs du facteur de qualité, obtenues par la méthode TMM sont considérables par rapport à celles trouvées dans la littérature. La valeur de  $Q$  est à 1515 à 0 °C considérée. En effet, si la température augmente, le facteur de qualité démunie à mesure que la FWHM augmente ; sa valeur passe à 1458 à 30 °C.

## CONCLUSION

Au cours de ce chapitre, nous avons eu l'occasion tout d'abord d'étudier et d'analyser un cristal phononique parfait (CnP-1D) de type  $[Al/Epoxy]^N$ . Cette structure est formée par l'empilement alterné de  $N$  couches de l'Aluminium et l'epoxy. Les résultats de la transmission d'une onde acoustique à incidence normale à travers la structure considérée montrent clairement l'ouverture de bandes interdites sous certaines conditions et que leurs propriétés dépendent

fortement aux valeurs du facteur de remplissage, à la densité et à la célérité du son dans les constituants du cristal étudié. Ensuite, nous avons étudié un cristal phononique 1D avec défaut (1D-PnC) de type  $(Al/Epoxy)^2/défaut/(Epoxy/Al)^2$ . En injectant dans la couche de défaut des différents liquides (eau douce à 20 °C, Aniline, Biodiesel, 1-Propanol, Gasoline, kérosène), nous avons montré que la fréquence de résonance du mode résonant du au défaut est très sensible aux propriétés du liquide injecté.

Enfin, nous avons étudiée et simulé l'influence de quelques paramètres tels que la température de l'eau douce sur les performances de la configuration proposée  $[(Al/Epoxy)^2/Eau/(Epoxy/Al)^2]$ . Les résultats de simulation obtenus par la méthode de la matrice de transfert (TMM), les valeurs de la sensibilité et du facteur de qualité du capteur proposé confirment que les capteurs à cristaux phononiques présentent une nouvelle technologie des capteurs.

## **CONCLUSION GENERALE**

---

---

## CONCLUSION GENERALE

Les cristaux phononiques (PnCs) sont des matériaux artificiels composites à modulation spatiale de leurs propriétés acoustiques. Ces matériaux périodiques ; constitués au moins de deux matériaux de propriétés élastiques différentes sont qualifiés de cristaux phononiques. En effet, la structuration de la matière périodiquement suivant une, deux ou trois dimensions de l'espace permet de contrôler et de manipuler la transmission sélective des ondes élastiques dans les solides et des ondes acoustiques dans les fluides. Ces structures permettent aussi de bloquer complètement leurs transmissions dans certaines directions et régions de fréquences.

Au cours ces dernières années, de nombreuses structures périodiques ont été étudiées et simulées ainsi que plusieurs approches théoriques ont été développées. Toutes ces études théoriques et expérimentales ont mis en évidence l'existence de bandes permises et d'autres interdites phononiques où la propagation des ondes élastiques/ acoustiques à travers ces cristaux peut être contrôlée et même empêchée. D'autre part, le spectre des ondes acoustiques s'étale sur un large gamme en fréquence. Cela offre de nombreuses applications potentielles allant de l'isolation sonore au filtrage et traitement du signal acoustique en passant par les guides. Ces nouvelles structures composites périodiques offrent de nouvelles possibilités pour développer un nouveau type de capteurs à cristaux phononiques notamment dans le domaine des capteurs de liquides.

Le travail présenté dans ce mémoire de master, s'inscrit dans le cadre d'une contribution à l'étude, la conception et l'analyse d'un capteur à cristal phononique 1D destiné à la détection des propriétés d'un liquide ; l'eau dans notre cas. La structure proposée est une structure multicouche conçue à base d'un cristal phononique solide/solide formé par l'empilement alterné de N couches de l'Aluminium et de l'Epoxyde. Les calculs ont été effectués, en utilisant la méthode de la matrice de transfert (TMM) qui permet de calculer les coefficients de transmission et de réflexion après l'étude de la propagation des ondes acoustiques/élastiques à travers la structure considérée.

Dans la première partie de ce travail, nous avons étudié un cristal phononique à une dimension formé par l'empilement de N couches [Lead/Epoxy]<sup>N</sup>. Dans un premier temps, nous avons étudié théoriquement la transmission des ondes acoustiques à incidence normale à travers le cristal parfait. En utilisant un code écrit en Matlab de la méthode de la matrice de transfert TMM, nous avons calculé les coefficients de transmission et de réflexion et nous avons constaté l'ouverture des bandes interdites. Nous avons démontré à travers la simulation que les paramètres

géométriques et physiques tels que le nombre de couches, le facteur de remplissage, la célérité du son et la densité des inclusions jouent un rôle important sur les propriétés des bandes interdites

Ensuite, nous avons étudié un cristal phononique PnC-1D avec une couche de défaut placée au centre de la structure de type  $[(Al/Epoxy)^2/défaut/(Epoxy/Al)^2]$ . En injectant dans la couche de défaut des différents liquides : eau douce à 20 °C, Aniline, Biodiesel, 1-Propanol, Gasoline, kérosène, nous avons montré l'apparition des modes localisés à l'intérieur des bandes interdites d'une manière bien définies et suffisamment isolées les unes des autres. Leur origine physique est liée à la nature du liquide injecté.

En modifiant le liquide à l'intérieur de la couche de défaut, nous avons montré que la fréquence des modes de résonance dépendait de la nature du liquide inséré. Nous avons ainsi défini un capteur phononique sensibles aux vitesses du son et à la densité du liquide permettant la détermination d'un liquide inconnu. Ensuite, les caractéristiques du capteur ont également été évaluées et les principales grandeurs donnant les performances des capteurs phononiques tels que la sensibilité  $S$  et le facteur de qualité  $Q$  sont calculés.

Enfin, nous avons étudiée et simulé l'influence de la température de l'eau douce sur les performances de la configuration proposée  $[(Al/Epoxy)^2/Eau/(Epoxy/Al)^2]$ . Les résultats de simulation obtenus par la méthode de la matrice de transfert (TMM) montrent clairement que les valeurs de la sensibilité et du facteur de qualité du capteur proposé sont considérables et confirment que ce type de capteurs à cristaux phononiques présente une nouvelle technologie des capteurs.

**BIBLIOGRAPHIE**

- [1] Adibi, Ali, and Abdelkirm Khelif, Eds. «Phononic Crystals: Fundamentals and Applications». Springer, 2016.
- [2] Pennec, Yan, et al. «Two-dimensional phononic crystals: Examples and applications», *Surface Science Reports* 65.8 (2010): 229-291.
- [3] Zhou, Xiao-Zhou, Yue-Sheng Wang, and Chuanzeng Zhang. « Effects of material parameters on elastic band gaps of two-dimensional solid phononic crystals», *Journal of Applied Physics* 106.1 (2009): 014903.
- [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] Villa-Arango, S., et al. « Fully-disposable multilayered phononic crystal liquid sensor with symmetry reduction and a resonant cavity», *Measurement* 102 (2017): 20-25.
- [6] Lucklum, R., and J. Li. « Phononic crystals for liquid sensor applications» , *Measurement Science and Technology* 20.12 (2009): 124014.
- [7] Kushwaha, Manvir S., et al. « Theory of acoustic band structure of periodic elastic composites» , *Physical Review B* 49.4 (1994): 2313.
- [8] Vasseur, Jérôme Olivier, et al. « Experimental evidence for the existence of absolute acoustic band gaps in two-dimensional periodic composite media», *Journal of Physics: Condensed Matter* 10.27 (1998): 6051.
- [9] Elford, Daniel P. « Band gap formation in acoustically resonant phononic crystals ». These de doctorat, Loughborough University, 2010.
- [10] Baboly, Mohammadhosein Ghasemi. « Design, fabrication and characterization of phononic crystals in macro and micro scale », Thèse de Doctorat, University of New Mexico, 2016.
- [11] M. S. Kushwaha, P. Halevi, L. Dobrzynski et B. Djafari-Rouhani, « Acoustic band structure of periodic elastic composites ». *Phys. Rev. Lett.* 71, 2022 (1993).
- [12] R. Martínez-Sala, J. Sancho, J. V. Sánchez, V. Gómez, J. Llinares, F. Meseger, « Sound Attenuation by Sculpture », *Nature*, 378, pp. 241, 1995.
- [13] S. kheffache, «Propagation d'ondes élastiques dans les cristaux phononiques bidimensionnels », mémoire de magister, université mouloud mammeri, Tizi-Ouzou, 2011.
- [14] Jaffre, T., « Caractérisation des matériaux à bande interdite électromagnétique multipériodiques et leurs applications aux antennes » , Thèse de doctorat - Université de Limoges, (2005).

- [15] 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.
- [16] Van Der Biest, F., « Diffusion multiple et renversement du temps ultrasonore dans des milieux périodiques et désordonnés », Thèse de doctorat - Université de Paris 7, (2006).
- [17] A. Khelif, A. Choujaa, B. Djafari-Rouhani, M. Wilm, S. Ballandras, and V. Laude, « Trapping and guiding of acoustic waves by defect modes in a full-band-gap ».
- [18] Sinclair, D. A., and I. R. Smith. « Dark field acoustic microscopy », *Electronics Letters* 16.16 (1980): 627-629.
- [19] 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.
- [20] Yu, J.-K., Mitrovic, S., Tham, D., Varghese, J. & Heath, J. R. « Reduction of thermal conductivity in phononic nanomesh structure ». *Nature Nanotechnol.* 5, 718–721 (2010).
- [21] Zhang, Sai, Yu Zhang, and Xiao-Wei Gao. « Superwide-angle acoustic propagations above the critical angles of the Snell law in liquid—solid superlattice », *Chinese Physics B* 23.12 (2014): 124301.
- [22] M. GORISSE, « Réalisation de filtres RF à base de cristaux phononiques », thèse de doctorat de l'université de grenoble, 2011.
- [23] R. Houwink, « Elasticity Plasticity and structure of matter », Cambridge University Press, London, (1971)
- [24] Oseev, M. Zubtsov and R. Lucklum, « Gasoline properties determination with phononic crystal cavity sensor », *Sens. Actuators B: Chem.* 189, 208 (2013).
- [25] N. Mukhin, M. Kutia, A. Oseev, U. Steinmann, S. Palis and R. Lucklum, « Narrow Band Solid-Liquid Composite Arrangements: Alternative Solutions for Phononic Crystal-Based Liquid Sensors », *Sensors* 19(17) 3743, 2019.
- [26] S. Villa-Arango, D. Betancur, R. Torres, and P.A. Kyriacou, « Use of Transient Time Response as a Measure to Characterize Phononic Crystal Sensors », *Sensors*, 18(11), pp. 3618, 2018.
- [27] A.H. Aly, A. Nagaty, A. Mehaney, « One-dimensional phononic crystals that incorporate a defective piezoelectric/piezomagnetic as a new sensor », *Eur. Phys. J. B* 91 (10), pp. 1-5, 2018.
- [28] Ahmed Mehaney & Ashour M. Ahmed, « Locally Resonant Phononic Crystals at Low frequencies Based on Porous SiC Multilayer », *Scientific Reports*, 2019.
- [29] Zaki, S. E., Mehaney, A., Hassanein, H. M., & Aly, A. H. « Fano resonance based defect 1D phononic crystal for highly sensitive gas sensing applications », *Scientific Reports*, 10(1), 1-16. (2020).

- [30] Mehaney, A. « Biodiesel Physical Properties Detection Using One-Dimensional Phononic Crystal Sensor ». *Acoust. Phys.* 65, (2019).
- [31] 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).
- [32] R. Luckluma, J. Lia,b, M. Zubtsova, «1D and 2D Phononic Crystal Sensors », *Procedia Engineering* 5 (2010).
- [33] Samira Amoudache, « Cristaux photonique accordables ; application au domaine des capteurs ». Thèse de doctorat , Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, 2015.
- [34] Ralf Lucklum<sup>1</sup>, Nikolay Mukhin, Bahram Djafari Rouhani and Yan Pennec, « Phononic Crystal Sensors: A New Class of Resonant Sensors—Chances and Challenges for the Determination of Liquid Properties», *Front. Mech. Eng*, 2021.
- [35] Luca Fredianelli <sup>1</sup> , Alessandro Del Pizzo <sup>1</sup> and Gaetano Licitra, « Recent Developments in Sonic Crystals as Barriers for Road Traffic Noise Mitigation », *Environments*, 2019, 6, 14;
- [36] K. M. Ho, C. T. Chan and C. M. Soukoulis, « Existence of a Photonic Gap in Periodic Dielectric Structures », *Phys. Rev. Lett.* 65, 3152, (1990).
- [37] A Khelif, B. Aoubiza, S. Mohammadi, A. Adibi and V. Laude, « Complete band gaps in two-dimensional phononic crystal slabs », *Phys. Rev. E* 74, 046610 (2006).
- [38] K. S. Yee, « Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media », *IEEE Trans. Antennas Propagat.* 14, 302, (1966).
- [39] Y. Tanaka and S-I. Tamura, « Surface acoustic waves in two-dimensional periodic elastic structures », *Phys. Rev. B* 58, 7958, (1998).
- [40] Philippe Meyne, « Généralité sur les capteurs », Université paris 12 val de marne , 2009.
- [41] Georges Asch, Bernard poussery «les Capteurs en instrumentation industriels », 8<sup>ième</sup> édition, DUNOD, 2017.
- [42] Bendib Sarra, « Contribution à l'étude de la propagation des ondes lumineuses dans les cristaux photoniques». Thèse de doctorat. Université Ferhat Abbas, 2017.
- [43] Bougriou Feida, «Etude théorique des matériaux a bandes interdites photoniques bidimensionnels: applications dans le domaine du guidage optique et la détection», thèse doctorat, université Constantine 1, 2013.
- [44] Yacouba Sanogo «conception et fabrication de capteur et de leur technique d'interrogation pour des applications dans les domaines de la santé et de l'environnement », thèse de doctorat, 26 May 2014, P16.

- 
- [45] Martin Maldovan and Edwin L. Thomas, «Periodic Materials and Interference Lithography: For Photonics, Phononics and Mechanics », 2008.
- [46] Zhang, V. Y., et al. « Surface impedance matrix for the study of acoustical propagation in multilayered structures », *Acta Acustica united with Acustica* 88.2, (2002).
- [47] Bruneau, M., and C. Potel. « Matériaux et acoustique », (Tomes 1 et 2), (2006).
- [48] Guerder, Pierre-Yves. « Theoretical and numerical study of nonlinear phononic crystals ». Thèse de doctorat. University of Arizona, 2015.
- [49] 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.
- [50] Aly, Arafa H., Ahmed Nagaty, and Ahmed Mehaney. «Thermal properties of one-dimensional piezoelectric phononic crystal», *The European Physical Journal B* 91.10 (2018).
- [51] Wilson W. D., «Speed of sound in sea water as a function of temperature, pressure and Salinity». *J. Acoust. Soc. Am*, 32, 641-645, (1960).
- [52] Gérard COPIN MONTEGUT, «Propriétés physiques de l'eau de mer», Polycopié.
- [53] 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).
- [54] Zheng Han, «Vers le laser Raman à cristal photonique en filière silicium», thèse d'Université Paris-Sud XI (2010).
- [55] K. M. Mayer and J. H. Hafner, «Localized Surface Plasmon Resonance Sensors», *Chem. Rev.* 111, 3828, (2011).

## Résumé :

Les capteurs à cristaux phononiques offrent une nouvelle plate-forme pour les applications de détection hautes performances. Ce travail contribue à la conception de capteurs de liquide basés sur la structure cristalline phononique 1D-DPnC défectueuse. Les structures étudiées sont de type  $(Al/Epoxy)^2/defect/(Epoxy/Al)^2$ , où la couche de défaut est remplie d'abord avec différents liquides puis avec de l'eau douce à différentes températures. Le calcul des coefficients de transmission par la méthode de la matrice de transfert montre que des modes résonnants sont générés dans la bande interdite en raison de défauts. Les résultats obtenus montrent également que la force du mode de résonance est indépendante des propriétés du liquide injecté. Par contre, la fréquence de résonance du mode de transmission est très sensible aux paramètres du liquide analysé et à la température de l'eau. Cela prouve que cette structure est prometteuse pour les capteurs liquides.

**Mots clés :** Capteurs de liquide, phononique cristal 1D, Ondes acoustique, TMM.

## Abstract

Phononic crystal sensors offer a new platform for high performance sensing applications. This work contributes to the design of a liquid sensor based on a defective 1D-PnC structure. The studied structure is  $(Al/Epoxy)^2/defect/(Epoxy/Al)^2$ , where the defect layer is filled first by different liquids, then by fresh water at different temperatures. The calculation of the transmission coefficients by the transfer matrix method shows that resonance modes are created inside the band gap due to defects. The results obtained also show that the intensity of the resonant mode is independent of the injected liquid. On the other hand, the resonance frequency of the transmitted mode is very sensitive to the parameters of the analyzed liquid and to the temperature of the water. This proves that this structure is promising for liquid sensors.

**Keywords:** liquid sensors, 1D Phononic crystal, Acoustic waves, TMM.

## ملخص

توفر أجهزة الاستشعار التي تعتمد على البلورات الصوتية منصة جديدة لتطبيقات الاستشعار عالية الأداء. يساهم هذا العمل في تصميم مستشعرات للسوائل تعتمد على الهيكل البلوري الصوتي أحادي الأبعاد به المعيب (1D - DPnC). البنية المدروسة في هذا العمل عبارة عن  $(Al/Epoxy)^2/Defect/(Epoxy/Al)^2$  حيث تملأ الطبقة المعيبة أولاً بسوائل مختلفة ثم بالماء العذب في درجات حرارة مختلفة. حساب معامل الإرسال بطريقة مصفوفة النقل يظهر وجود وضع الرنين داخل فجوة النطاق بسبب العيب. كما أظهرت النتائج المتحصلة عليها أن شدة وضع الرنين مستقلة عن طبيعة السائل المحقون. من ناحية أخرى، فإن تردد الرنين الخاص بالموجة المرسل حساس للغاية لخصائص السائل الذي يتم تحليله وكذا بالنسبة لدرجة حرارة الماء مما يؤكد أن مثل هذا الهيكل واعد لتصميم أجهزة الاستشعار بالنسبة للسوائل.

**كلمات مفتاحية:** مجسات السوائل، البلورات الصوتية 1D، موجات صوتية، TMM