

FACULTE DE TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE
N°: 2021/INST/.....



DOMAINE: SCIENCES ET TECHNOLOGIE
SPECIALITE: ELECTRONIQUE
OPTION: INSTRUMENTATION

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

Présenté par :

**Kamel Harroud
Harroud Ahlem**

Intitulé

**Etude et simulation de structures périodiques
phononiques en vue de concevoir un
détecteur de gaz**

Soutenu devant le jury composé de :

Dr. GUERMAT Noubel	Université M'sila	Président
Dr. KAHLOUCHE Ahmed	Université M'sila	Encadreur
Dr. SAADA KHELKHAL Fayçal	Université M'sila	Examineur

Année Universitaire: 2020 /2021

تشكرات

نحمد الله ونشكره على منحه إيانا الصبر
وسعة البال حتى تمكنا من انجاز هذا
العمل

ونتقدم بعميق شكرنا وخالص تقديرنا إلى
من كان لنا سندا في إعداد هذا العمل
الأستاذ المشرف : **كحلوش أحمد** الذي
لم يبخل علينا بتقديم ارشاداته وتوجيهاته
التي أنارت لنا السبيل وبفضلها تمكنا من
مواصلة هذا البحث.

كما نتقدم بالتقدير والعرفان للأستاذين
المحترمين و الذين قبلنا ان يكونا في لجنة
المناقشة والذين كانا نعمة المدرسين

الأستاذ : **قرمات نبيل** والأستاذ : **سعادة
خلخال.**

كما نتقدم بالشكر والعرفان إلى الذي لم
يتوانى و لو للحظة في تقديم النصح
والإرشاد خلال مسيرتنا الأستاذ : **بريك يوسف**

كما لا ننسى جميع أساتذتنا في الكلية
الذين أوصلونا إلى ما نحن عليه الآن وخلال
خمس سنوات حافلة بالتعلمات المفيدة في
مجال دراستنا.

كما أخص بالشكر أختي وأستاذتي **حرود
آسيا** التي طالما كانت عوننا لنا في
مشوارنا

إهداء

الحمد لله الذي بنعمته تتم الصالحات و
الصلاة و السلام على اشرف المرسلين
تتزاحم الحروف و بخجل تصطف لتذكر من
ساندونا و كانوا سببا في نجاحنا
بفضل دعمهم المستمر وتحفيزهم لنا
لنصل بتوفيق الله وبفضلهم لأهدافنا
وتحقيق كل

طموحاتنا أبي وأمي مهما كتبنا لهم
من كلمات وعبارات لن نفيكم حقكم
حفظكم الله ورعاكم

لكل إخوتي وعائلتي من صغيرها
لكبيرها تحية شكر وتقدير عبير بلال
اسماعيل محمد .

اخص بالذكر من تركوا أثرهم الطيب في
نفوسنا و لمستهم الخاصة في مذكرتنا
، عماد بردمان ،ناصر مرزوق.

لمن حببنا في البحث و انار لنا طريق
العلم ولم يبخل علينا بمعرفته و
نصائحه

وإرشاداته الدكتور احمد كحلوش جزاك
الله عنا خير جزاء

لمن ترك بصمته الخاصة في حياتي
ومسيرتي الجامعية بخلقه وعلمه
وتواضعه الذي اعتبره قدوتي الدكتور
بريك يوسف حفظك الله ورزقك على طيب
نويك

لمن علمني الصبر والاجتهاد سندي دعمي
سبب قوتي وطموحاتي ونجاحي تقاسم معي
صعب الايام وحلوها اخي كمال

Résumé:

Les phénomènes de détection sont basés sur la sensibilité des modes localisés à la variation des propriétés acoustiques notamment la vitesse de propagation et la masse volumique du défaut introduit dans la structure périodique. actuellement, les détecteurs à cristaux phononiques avec défauts présentent une nouvelle génération de capteurs. Ils sont caractérisés par leur importante sensibilité, large bande de fonctionnement, taille compacte et par leurs divers domaines d'applications (industrie, télécommunications, Environnement ou encore en biomédical).

Le travail proposé, est une contribution à l'étude et la simulation de structures périodiques à cristaux phononiques de types (Plomb)/Gaz/(Epoxy) pour la détection de gaz tels que : Air, CO₂, O₂, CH₄ et NH₃. Les résultats obtenus montrent clairement la possibilité d'exploiter ces structures dans le domaine des capteurs de gaz.

Les mots clé: Structures multicouches, Détection de gaz, Ondes acoustiques, TMM.

Sommaire

Sommaire	I
Liste des figures	I
Liste des tableaux	I
INTRODUCTION GENERAL	1
CHAPITRE I GENERALITES SUR LES CAPTEURS ET ONDES ACOUSTIQUES	
I.1. Introduction	5
I.2. Généralités sur les capteurs	5
I.2.1. Définition	5
I.2.2. Les grandeurs d'influence	6
I.3. Structure d'un capteur	6
I.3.1. Le corps d'épreuve	6
I.3.2. Transducteur (le capteur)	7
I.3.3. Le boîtier	7
I. 4. Caractéristiques des capteurs	7
I.4.1. Etalonnage	7
I.4.2. Domaine de linéarité	8
I.4.3. Sensibilité (s)	8
I.4.4. Temps de réponse ou rapidité	9
I.4.5. Résolution (Précision)	9
I.4.6. Fidélité	9
I.4.7. Répétabilité	10
I.4.8. Sélectivité	10
I.5. Différents types de capteurs	10
I.5.1. Biocapteurs	10
I.5.2. Capteurs chimique	11

I.5.3. Capteurs physiques	11
I.6. Propagation des ondes acoustiques dans un milieu élastique	11
1.6.1. Gammes de fréquences des ondes acoustiques	12
1.6.2. Ondes longitudinales et ondes transversales	12
I.7. Paramètres et constants élastiques	13
I.7.1. Module de Young	14
I.7.2. Module de cisaillement	14
I.7.3. Module de Poisson	15
I.7.4. Module de compressibilité	16
I.8. Conclusion	17
CHAPITRE II GENERALITES SUR LES CRISTAUX PHONONIQUES	
II.1. INTRODUCTION	19
II.2. CRISTAUX PHONONIQUES	19
II.2.1. Définitions	19
II.2.2. Historique sur les cristaux phononiques	19
II.2.3. Cristaux Electroniques, Photoniques et Phononiques	21
II.3. DIFFERENTES FAMILLES DES CRISTAUX PHONONIQUES	22
II.3.1. Cristaux Phononiques 1D	22
II.3.2. Cristaux Phononiques 2D	23
II.3.3. Cristaux Phononiques 3D	24
II.4. BANDE INTERDITE PHONONIQUE	24
II.4.1. La topologie du réseau	25
II.4.2. Facteur de remplissage	25
II.4.3. Masse volumique	25
II.4.4. Vitesse de propagation	26
II.5. APPLICATION DES CRISTAUX PHONONIQUES	26
II.5.1. Guidage des ondes acoustiques	26

II.5.2. Résonateurs acoustiques	28
II.5.3. Couplage guides/cavités	29
II.5.4. Filtrage et multiplexage des ondes acoustiques	30
II.6. METHODE DES MATRICES DE TRANSFERT TMM	31
II.6.1. Super-réseaux unidimensionnels	31
II.6.2. Formalisme matriciel	32
II.6.2.1. Propagation dans une couche	32
II.6.2.2. Propagation dans un bicouche	33
II.6.2.3. Propagation des Amplitudes	34
II.6.2.4. Transmission via une bicouche	35
II.6.2.5. Transmission via N bicouches	35
II.7. CONCLUSION	36
CHAPITRE III RESULTATS DE SIMULATION ET DISCUSSIONS	
INTRODUCTION	38
III. 1. STRUCTURE 1D PARFAITE	38
III.1.1. Présentation de la structure	38
III. 1.2. Résultats de simulation	39
III.2. INFLUENCE DES PARAMETRES GEOMETRIQUES	40
III. 2.1. Influence du nombre de couches	40
III.2.2. Influence du facteur de remplissage	41
III.3. INFLUENCE DES PARAMETRES PHYSIQUES	43
III.3.1. Influence de la masse volumique	43
III.3.2. Influence de la célérité longitudinale (CLA)	45
III. 4. ETUDE D'UN CRISTAL PHONONIQUE AVEC DEFAUT	47
III. 4. 1. Présentation de la structure avec défaut	47
III. 4. 2. Influence de la largeur du défaut	49
III.5. APPLICATION A LA DETECTION D'UN GAZ	50

III. 5. 1. Présentation de la structure	50
III. 5. 2. Résultats de simulation	50
III. 5. 3. Application à la détection de la température de l'air	53
III.5.4. Application à la détection de la température de CO2	54
III.6. CONCLUSION	55
CONCLUSION GENERALE	57
BIBLIOGRAPHIE	

Liste des figures

Chapitre I

Figure I.1 : Définition d'un capteur [6].....	5
Figure I.2 : structure d'un capteur [5].....	7
Figure I.3 :Etalonnage d'un capteur [6].....	8
Figure I.4 :Réponse non linéaire d'un capteur à semi-conducteur [8].....	9
Figure I.5 : Domaines fréquentiels des ondes élastiques [9].....	12
Figure I.6 : (a) Ondes longitudinales, (b) Ondes transversales.....	13
Figure I.7 : Schéma du principe de cisaillement.....	15
Figure I.8 :Schéma de principe du coefficient de poisson.....	16

Chapitre II

Figure II.1 : (a) Bandes pour un cristal phononique formé par des tiges d'aluminium dans une matrice de nickel. (b) Sculpture minimaliste de l'artiste EusebioSempere, [25].....	20
Figure II.2 : Représentation Schématique des cristaux phononiques a) Unidimensionnel 1D, b) Bidimensionnels 2D, c) Tridimensionnels 3D [28].....	22
Figure II.3 : Représentation schématique d'un cristal phononique Unidimensionnel constitué de deux matériaux élastiques A et B.....	23
Figure II.4 : Structure 2D : a) Structure carrée, b) triangulaire et c) hexagonale	
Figure II.5 : Exemples de structures 3D: (a) structure cubique, (b) tas de bois, (c) structure multicouches, (d) opales ou opales inversées [33].....	24
Figure II.6 : Guide d'ondes phononique: (a) guide d'ondes linéaire W1 et (b) guide d'ondes coudé 90°.....	26
Figure II.7 :Transmission à travers un guide W1 dans un cristal phononique constitué de tubes d'acier dans l'eau. (a) transmission calculée (pointillés) et mesurée (trait plein) et (b) pression simulée dans le dispositif [34,35].....	27
Figure II.8 : Transmission à travers un guide coudé formé par l'omission d'inclusions dans un cristal phononique constitué de tubes d'acier dans de l'eau. (a) transmission calculée (pointillés) et mesurée (trait plein) et (b) pression simulée dans le dispositif [34,35].....	28
Figure II.9 : Transmissions mesurées (lignes pleines) et calculées (lignes pointillées) en fonction de la fréquence pour (a) une cavité résonante, (b) deux cavités alignées dans la direction de propagation, (c) deux cavités alignées dans la direction perpendiculaire à la propagation et (d) une série de cavités formant un guide. (e) pression calculée dans une série de cavités formant un guide identique à la figure (d) selon [36]...	29
Figure II.10 : Transmission mesurée (lignes pleines) et calculée (pointillés) pour (a) un guide d'ondes linéaire, (b) un guide couplé à une cavité, (c) un guide couplé à une cavité longue à cheval sur le guide et (d) un guide bordé de cavités sur ces deux côtés [38].....	30
Figure II.11 : Schéma de principe d'un dispositif de multiplexage [39].....	30

Figure II.12 : Un super-réseau 1D avec des couches alternées avec des impédances Z_1 et Z_2	31
Figure II.13: Une bicouche 1D avec des impédances Z_1 et Z_2 avec des couches externes avec des impédances Z_0 et Z_L [40].....	35
Figure II.14: Un système 1D composé de N bicouches [40].....	35

Chapitre III

Figure III.1: (a) Représentation schématique de la structure périodique 1D composé de plomb (jaune) et époxy (verre).	38
Figure III.2: (a) Spectre de transmission en fonction de la fréquence pour une onde longitudinale, (b) Spectre de réflexion en fonction de la fréquence.....	39
Figure III.3: Spectre de transmission en fonction de la fréquence d'une onde longitudinale: (a) pour $N=4$, (b) pour $N=8$ et $N=12$ couches.....	40
Figure III.4: Spectre de transmission pour une onde longitudinale à incidence normale: (a) pour $ff=10\%$, (b) pour $ff=25\%$, (c) pour $ff=50\%$ et (d) pour $ff=80\%$	41
Figure III.5: Variations de la position de la bande interdite (courbe en vert) et Variations de la largeur de la bande interdite phononique (courbe en rouge) en fonction des paramètres géométriques.....	43
Figure III.6: Coefficient de transmission on fonction de la fréquence dans le cas d'un cristal Pn C-1D Pour $\Delta\rho=5000 \text{ kg/m}^3$, 10000 kg/m^3 , 15000 kg/m^3 et 20000 kg/m^3	44
Figure III.7: Variations de la position de la bande interdite et Variations de la largeur de la bande interdite phononique en fonctionnel contrast dans la densité.....	45
Figure III.8: Coefficient de transmission on fonction de la fréquence dans le cas d'un cristal phononique 1D : (a) Pour $C_{LA}=1000 \text{ m/s}$, (b) Pour $C_{LA}=1500 \text{ m/s}$, pour $C_{LA}=2500 \text{ m/s}$ et pour $C_{LA}=5000 \text{ m/s}$	46
Figure III.9: Représentation schématique d'un cristal phononique un idimensionnel (Plomb/Epoxy) ¹ /Défaut/(Epoxy/Plomb) ¹ avec défaut au centre de largeur D	47
Figure III.10: (a) Spectre de transmission pour un cristal phononique 1D parfait, (b) Pour un cristal phononique avec une couche de défaut remplie par l'Air à 20°C	48
Figure III.11: (a) Spectre de transmission en fonction de la fréquence pour différentes (b) Evolution de la fréquence du pic en fonction la largeur du défaut.....	49
Figure III.12: Coefficient de transmission en fonction de la fréquence pour : (a) Air à 20°C , (a) Oxygene à 20°C , (c) pour le CO_2 à 20°C et (d) pour le NH_3	51
Figure III.13: Spectre de transmission en fonction de la fréquence pour différents gaz ; (b) Air, CO_2 , O_2 , CH_4 et NH_3	52
Figure III.14: variation de la fréquence de résonance en fonction de la température de l'air.....	53
Figure III.15: variation de la fréquence de résonance en fonction de la température dans le cas d'un gaz le CO_2	54

Liste des tableaux

Chapitre I

Tableau I.1 : Valeurs des modules de Young et de cisaillement [15].....15

Tableau I.2 : Valeurs du coefficient de poisson.....16

Chapitre II

Tableau II.1 Propriétés clés pour l'étude des structures de bandes dans les matériaux tridimensionnels isotropes [23].....21

Chapitre III

Tableau III.1: Paramètres physiques des différents matériaux constituant le cristal phononique solide/solide [41].....39

Tableau III.2: Présentation des différentes valeurs des paramètres géométriques et élastiques de la structure périodique(Plomb/Epoxyde)⁵.....42

Tableau III.3: Influence du facteur de remplissage sur les propriétés des bandes interdites.....42

Tableau III.4: Influence de la masse volumique sur les propriétés des bandes interdites.....44

Tableau III.5: Paramètres physiques et géométriques des matériaux constituant la structure multicouche à étudier.....48

Tableau III.6 : Valeurs de simulation pour un défaut géométrique de largeur D.....49

Tableau III.7: Paramètres physiques et géométriques des matériaux utilisés à la conception de la structure étudiée [41].....50

Tableau III.8: Taux de transmission et fréquence de résonance pour les différents gaz testés.....52

Tableau III.9 : Vitesse acoustiques et masses volumiques à différentes températures du gaz considéré (l'air) [41].....53

Tableau III.10 : Vitesse acoustiques et masses volumiques à différentes températures de CO₂ [41].....54

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Les cristaux phononiques (PnC) sont des structures périodiques artificielles composées de deux matériaux ou plus différents par leur densité, leur élasticité et leur vitesse du son [1]. Les cristaux phononiques peuvent être fabriqués par structuration de ces composants suivant une dimension (PnC-1D), deux dimensions (PnC-2D) et trois dimensions (PnC-3D) de l'espace [2]. Les cristaux phononiques disposent de ce fait et sous certaines conditions géométriques et physiques, la particularité de contrôler la propagation des ondes élastiques ou acoustiques, ils peuvent même bloquer la propagation des ondes élastiques ou acoustiques sur une gamme de fréquences ou de longueurs d'ondes de même ordre de grandeur de la période de la structure. Il s'agit alors, comme en physique des solides et des cristaux photoniques d'un phénomène de bande interdite [3].

Les ondes acoustiques présentent des avantages par rapport à ceux des ondes optiques et électroniques. En effet, les effets de bandes interdites acoustiques peuvent être observés sur une vaste gamme de fréquences, ce qui autorise la fabrication de dispositifs macroscopiques. Par conséquent, leur champ d'application devient de plus en plus très large, allant de l'isolation des ondes sismiques au filtrage radio-fréquence, en passant par l'isolation phonique ou les interactions acousto-optiques. Le travail présenté dans ce mémoire de master est une contribution à l'étude et la conception d'un capteur phononique 1D composé de deux matériaux le plomb et l'époxy destiné à la détection des gaz après l'insertion d'un défaut au centre de la structure périodique. Ce mémoire de master a été structuré en trois chapitres.

Le premier chapitre de ce manuscrit est entièrement consacré aux capteurs et ondes acoustiques, nous présentons tout d'abord des notions de base ainsi que caractéristiques métrologiques sur les capteurs. Ensuite, nous sommes intéressés à donner quelques rappels et notions fondamentales des ondes acoustiques.

Le second chapitre de ce manuscrit est entièrement consacré aux cristaux phononiques, nous présentons tout d'abord un bref historique sur ces nouvelles structures périodiques. Puis, nous présentons une comparaison entre les cristaux phononiques, électroniques et photoniques. Ensuite, nous décrirons la méthode de la matrice de transfert TMM utilisée généralement pour l'étude et la modélisation des structures multicouches. Cette technique 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 dimensions constituée par l'empilement du plomb et l'epoxy, ce chapitre est divisé en deux parties, la première partie est entièrement dédiée à l'étude de l'influence de quelques paramètres géométriques sur les l'ouverture des bandes interdites phononiques afin d'optimiser la sensibilité du capteur aux ondes acoustiques.

Dans la deuxième partie, nous avons montré l'existence d'un pic de résonance dans la bande interdite du spectre de transmission des ondes acoustiques, Puis nous avons étudié leur évolution en fonction des paramètres géométriques du défaut. Finalement, nous allons essayer de montrer la possibilité d'utiliser cette structure dans le domaine de la détection des gaz en particulier pour la détection de l'Air, CO₂, O₂, NH₃ et CH₄.

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

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LES CAPTEURS ET ONDES ACOUSTIQUES

I.1. INTRODUCTION

Dans un grand nombre de domaine, il est nécessaire d'avoir accès à une grandeur physique. Cette connaissance permet de connaître l'état physique d'un système et de pouvoir prendre des décisions quand à la conduite de celui-ci. Les décisions peuvent être automatique c'est à dire prise par un ordinateur ou prise par un opérateur humain via une interface homme machine. Dans les deux cas, l'état physique du système doit être connu sous la forme d'une grandeur électrique : tension ou courant car les systèmes de traitement n'utilise que ces grandeurs. L'opération qui permet de transformer une grandeur physique en une grandeur électrique est réalisée par un capteur [4].

Les capteurs chimiques, physiques et les biocapteurs développés depuis quelques dizaines d'années sont maintenant adoptés et largement utilisés dans tous les domaines de la vie courante (qualité de l'eau et de quelques produits de l'agroalimentaire, analyses biologiques, dépollution,.....). La sensibilité, la sélectivité, la spécificité et la durabilité des capteurs ont toujours été des paramètres essentiels dans leur conception [5].

Dans ce premier chapitre nous présentons les notions de base sur des capteurs, définition, leurs caractéristiques et les différents types des capteurs.

I.2. GENERALITES SUR LES CAPTEURS

I.2.1. Définition

Un capteur est un dispositif transformant l'état d'une grandeur physique observée en une grandeur utilisable, telle qu'une tension électrique, une fréquence, une hauteur de mesure, une intensité ou la déviation d'une aiguille. On peut dire qu'un capteur est un dispositif qui sous l'effet d'une grandeur physique que l'on souhaite connaître et caractériser, délivre une grandeur physique exploitable on parle ainsi d'un transducteur [6].

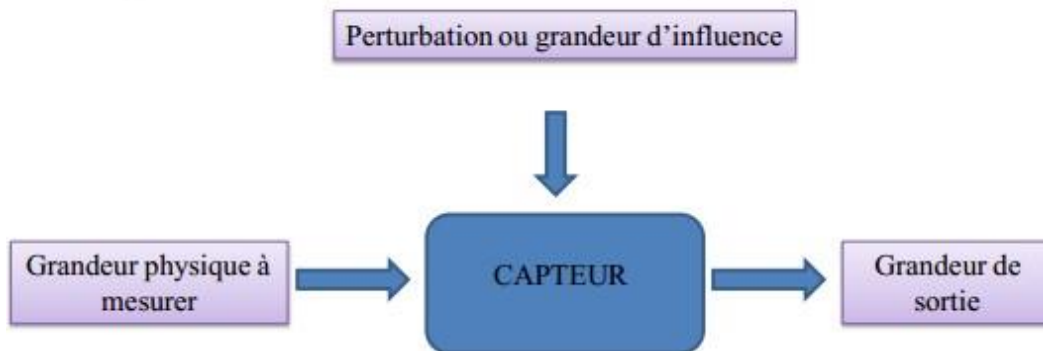


Figure I.1 : Définition d'un capteur [6].

I.2.2. Les grandeurs d'influence

Le capteur, de par ses conditions d'emploi, peut se trouver soumis non seulement au mesura de mais à d'autres grandeurs physiques dont les variations sont susceptibles d'entraîner un changement de la grandeur électrique de sortie qu'il n'est pas possible de distinguer de l'action du mesura de. Ces grandeurs physiques " parasites" auxquelles la réponse du capteur peut, être sensible sont les grandeurs d'influence [7].

Généralement, on peut classer les grandeurs physiques en sept familles ; mécanique (variations de pression, les forces qui provoquent des déformations...) ou thermique (variation de température qui engendre la dilatation des corps et la modification des propriétés électriques tels que le changement de conductibilité et de caractéristiques diélectriques) mais aussi des grandeurs électriques (paramètres électriques, tels que courant, tension, fréquence, des circuits d'alimentation du capteur) [8]. Les principales grandeurs d'influence sont :

- la température qui modifie les caractéristiques électriques, mécaniques et dimensionnelles des composants du capteur ; l a pression, l'accélération et les vibrations susceptibles de créer dans certains éléments constitutifs du capteur des déformations et des contraintes qui altèrent la réponse;
- l'humidité à laquelle certaines propriétés électriques comme la constante diélectrique ou la résistivité peuvent être sensibles et qui risque de dégrader l'isolation électrique entre composants du capteur ou entre le capteur et son environnement;
- les champs magnétiques variables ou statiques ; les premiers créent des f.é.m. d'induction qui se superposent au signal utile, les seconds peuvent modifier une propriété électrique, comme la résistivité lorsque le capteur utilise un matériau magnéto-résistant;
- la tension d'alimentation - amplitude et fréquence - lorsque, comme pour le transformateur différentiel, la grandeur électrique de sortie en dépend de par le principe même du capteur [7].

I.3. STRUCTURE D'UN CAPTEUR

La structure générale d'un capteur est représentée sur la figure I.2. Dans cette structure on peut trouver principalement trois éléments:

I.3.1. Le corps d'épreuve

Le corps d'épreuve est un élément sensible qui réagit à la grandeur à mesurer. Il a pour rôle de transformer la grandeur à mesurer en une autre grandeur physique dite mesurable [5].

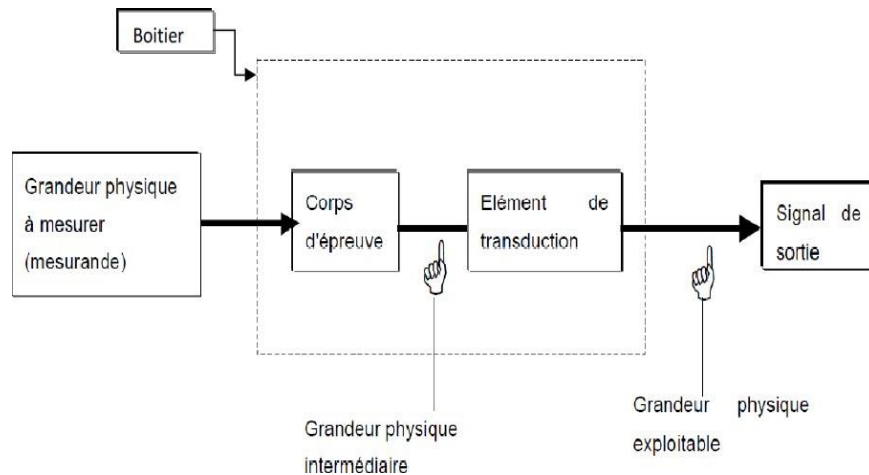


Figure I.2 : structure d'un capteur [5].

I.3.2. Transducteur (le capteur)

Le transducteur est un élément sensible lié au corps d'épreuve. Il traduit les réactions du corps d'épreuve en une grandeur électrique constituant le signal de sortie [5].

I.3.3. Le boîtier

Le boîtier du capteur est un élément mécanique son rôle principal est la protection, maintenance et de fixation du capteur [5].

I. 4. CARACTERISTIQUES DES CAPTEURS

I.4.1. Etalonnage

L'étalonnage d'un instrument consiste à appliquer une valeur connue en entrée du système de mesure afin de vérifier que la sortie correspond bien à la valeur attendue. La valeur d'entrée est obtenue grâce à l'utilisation d'une grandeur étalon. En entrant différentes valeurs connues on peut obtenir en sortie la courbe d'étalonnage de l'instrument qui permet de relier la valeur lue en sortie notée à la vraie valeur de la grandeur physique à mesurer.

L'étalonnage permet d'ajuster et de déterminer, sous forme graphique, la relation entre le mesura de et la grandeur électrique de sortie [5].

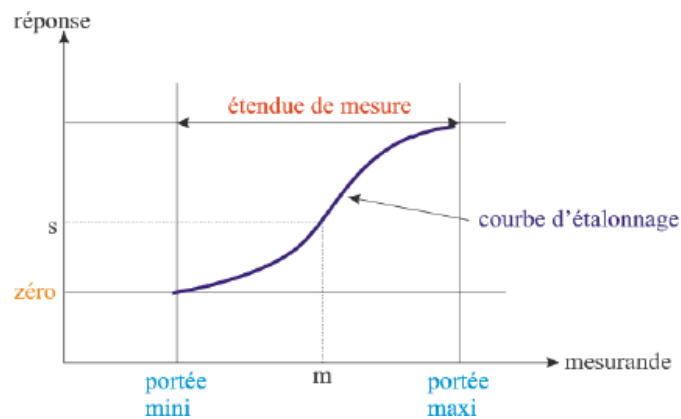


Figure I.3: Etalonnage d'un capteur [6]

I.4.2. Domaine de linéarité

La linéarité est une caractéristique qui définit la constance de la sensibilité sur toute la plage de mesure. C'est la zone dans laquelle la sensibilité du capteur est indépendante de la valeur du mesurande. Dans ce domaine de linéarité, la variation de la grandeur de sortie est proportionnelle à la variation du mesurande [5].

I.4.3. Sensibilité (s)

Ce paramètre caractérise l'aptitude du capteur à détecter la plus petite variation de la grandeur à mesurer. C'est une caractéristique importante pour l'exploitation et l'interprétation des mesures. Elle est définie comme étant la variation du signal de sortie (Sout) par rapport à la variation du mesurande (m) (pente de la portion linéaire de la courbe d'étalonnage) et s'écrit:

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

Plus un capteur est sensible plus la mesure pourra être précise. C'est une caractéristique importante pour l'exploitation et l'interprétation des mesures [5].

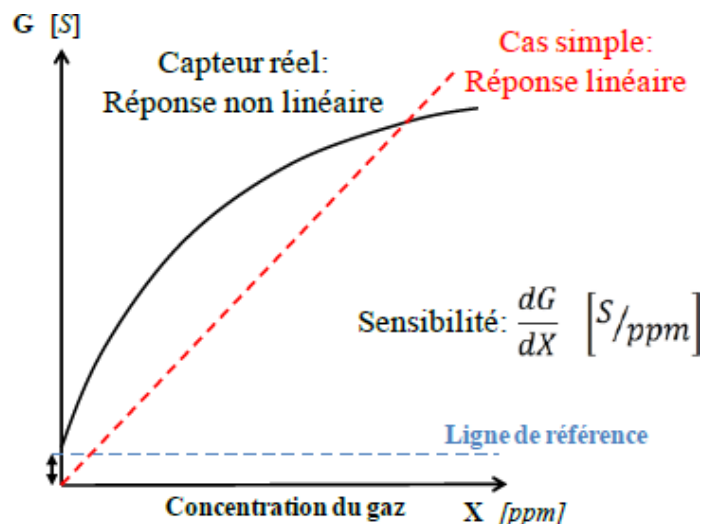


Figure I.4: Réponse non linéaire d'un capteur à semi-conducteur [8].

I.4.4. Temps de réponse ou rapidité

La rapidité est caractérisée par le temps que met le capteur à réagir à une variation brusque du mesura de. Cependant la valeur finale étant le plus souvent atteinte de manière asymptotique, elle correspond au temps nécessaire pour que le capteur délivre une certaine portion α de la pleine amplitude du signal. Le temps de réponse noté t_α est tel que α vaut généralement 90%.

La connaissance du temps de réponse d'un capteur est un élément essentiel lors de la réalisation de mesures [5].

I.4.5. Résolution (Précision)

La résolution d'un capteur correspond à la plus petite variation du mesura de que le capteur est susceptible de déceler par le capteur [5].

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).

I.4.6. Fidélité

Elle définit la qualité d'un capteur à délivrer des résultats les plus proches possibles lors d'analyses répétées sur une même grandeur physique m . L'erreur de fidélité correspond à la dispersion (écart type) σ des résultats autour de la valeur moyenne $\langle m \rangle$ de n mesures effectuées sur m :

$$\langle m \rangle = \frac{\sum_{i=1}^n m_i}{n}$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (m_i - \langle m \rangle)^2}{(n-1)^2}}$$

m_i : est la valeur de m à la $i^{\text{ème}}$ mesure.

Parmi les écarts de fidélité on distingue : la répétabilité [5].

I.4.7. Répétabilité

La répétabilité correspond à la variation aléatoire des résultats d'une série de mesures successives d'une même grandeur physique m , effectuée dans les mêmes conditions de mesure pendant un court intervalle de temps. Ces conditions sont appelées conditions de répétabilité et elles concernent le même mode opératoire de mesure, même observateur, même équipement de mesure, même lieu de mesure[5].

I.4.8. 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 [5].

I.5. DIFFERENTS TYPES DE CAPTEURS

Il existe plusieurs classifications des capteurs. La plus répandue se réfère à la nature des mesures ou à la transduction, de façon indépendante de l'utilisation [9].

I.5.1. Biocapteurs

Par définition un biocapteur est un système analytique qui exploite la capacité de détection biologique pour une molécule cible, en conjonction avec un transducteur physicochimique qui transforme la reconnaissance biologique en un signal physiquement mesurable. Trois principaux éléments composent un biocapteur : une couche biologique sensible, un transducteur et un signal de sortie. La couche biologique contient un bio récepteur, qui reconnaît l'espèce biologique souhaitée et qui est immobilisé sur le transducteur. Ce dernier assure la conversion de la réponse biologique en un phénomène physique. Au plus haut niveau, le signal de sortie permet la mesure du phénomène physique élaboré par le transducteur. Ce niveau contient souvent des étapes d'amplification et d'affichage, de manière appropriée et interprétable par l'utilisateur [5].

I.5.2. Capteurs chimique

Les capteurs chimiques sont destinés à la détection et/ou à l'analyse de la concentration d'espèces chimiques ou biochimiques, gazeuses ou liquides en général. L'analyse d'espèces solides, bien que moins évidente, peut cependant être envisagée. Contrairement aux autres types de capteurs, les capteurs chimiques ont connu un succès limité sur le plan commercial, malgré la forte demande de nombreux secteurs de l'économie, tels que les industries chimique, métallurgique, automobile, électronique, agro-alimentaire, l'environnement, le domaine médical, les biotechnologies, etc... . Ce fait est vraisemblablement lié à la difficulté technique de transformer une grandeur telle que la concentration d'une espèce chimique dans un liquide ou un gaz en signal électrique, tout en assurant simultanément reproductibilité, sensibilité et sélectivité.

Un capteur chimique en lui-même est composé de deux parties essentielles :

La première concerne la réception. Il s'agit de la partie qui transforme l'information chimique en une forme de signal ou d'énergie mesurable. Cette réception peut être soit physique (ce sont typiquement les capteurs basés sur les mesures d'absorbance, de l'indice de réfraction, de la modification de masse, ...), soit chimique (systèmes où il y a une réaction chimique avec l'échantillon à analyser qui donne naissance à un signal)[8].

I.5.3. Capteurs physiques

Ce sont des dispositifs sensibles à des phénomènes physiques, les mesures des étant notamment la température, la masse, la force, la vitesse, le débit et de pression (ces derniers seront détaillés dans le paragraphe suivant) etc.....[8]. La sensibilité est assurée par divers phénomènes physiques, comme la piézoélectricité l'effet hall, des variations d'impédance, la photosensibilité...etc [8].

I.6. PROPAGATION DES ONDES ACOUSTIQUES

La propagation des ondes acoustiques dans un milieu hétérogène composé d'une structure périodique fait l'objet d'un grand intérêt depuis quelques années. Par conséquent, un grand nombre de structures périodiques a été étudié et plusieurs approches théoriques ont été employées. Toutes ces méthodes et techniques ont mis en évidence l'existence de propriétés physiques telles que la présence de bandes interdites phononiques en fréquences (Band *Gap*) correspondant à une forte atténuation et des bandes passantes d'atténuation plus faible.

Au cours de ce chapitre, nous sommes intéressés aux caractéristiques principales des différents types d'ondes élastiques [10].

1.6.1. 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 applications des ondes sonores, acoustiques et élastiques en fonction de la fréquence des signaux employés (figure I.1) [11].

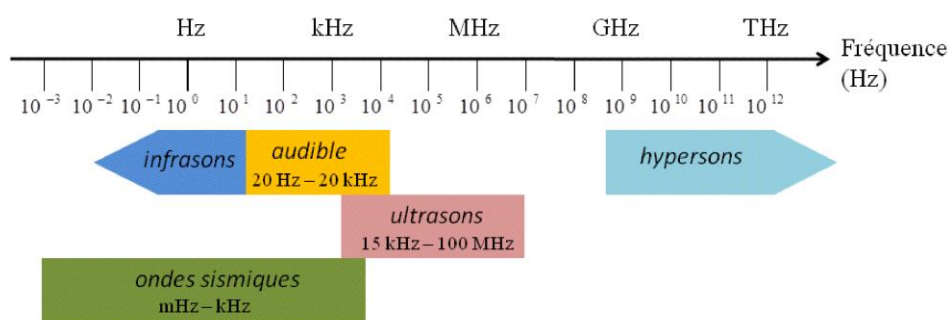


Figure I.5 : Domaines fréquentiels des ondes élastiques [11]

La propagation d'une onde acoustique se traduit par des vibrations progressives des atomes composant le milieu élastique. Ce comportement vibratoire est dû aux forces d'inertie et celles de rappel élastique qui concourent entre elles en agissant sur les particules du milieu ; support de la propagation. Ainsi, les caractéristiques d'une onde acoustique dépendent des propriétés élastiques et de la densité du milieu transporteur des vibrations (gaz, liquide ou solide). Sachant que les caractéristiques élastiques d'un matériau dépendent de sa structure cristallographique. Dans un milieu homogène et isotrope, les propriétés physiques des ondes acoustiques ou élastiques ne dépendront que de sa polarisation quelle que soit la direction de propagation. On parle alors d'une onde de volume. Alors que, dans le cas des milieux solides isotropes, la vitesse des ondes à polarisation longitudinale est supérieure à celle des ondes à polarisation transverse [12].

1.6.2. Ondes longitudinales et ondes transversales

Les ondes élastiques ou acoustiques sont dites longitudinales ou également appelées ondes de compression, lorsque le mouvement des particules est faite en parallèle à la direction de propagation c'est-à-dire par une polarisation colinéaire au vecteur d'onde. Les ondes longitudinales se propagent normalement dans les solides, les liquides et les gaz.

Cependant, compte tenu des fréquences très élevées utilisées dans le contrôle non destructif, l'atténuation de ces ondes est extrêmement élevée dans les gaz. Ainsi, les ondes longitudinales ne se propagent réellement que dans les solides et les liquides [13].

Les ondes élastiques et acoustiques transversales sont composées de déplacements perpendiculaires à la direction de propagation. Elles sont appelées ondes de cisaillement. Ce type d'ondes est caractérisé par une polarisation perpendiculaire au vecteur d'onde ou tout simplement, les particules oscillent de part et d'autre de la droite de leur position initiale. Les ondes transversales ne se propagent que dans les solides ou dans les liquides visqueux. La figure I.3 représente le schéma d'un solide traversé par une onde longitudinale et une onde transversale[13].

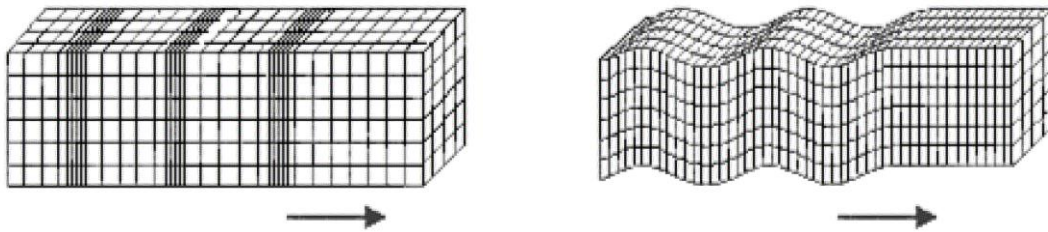


Figure I.6 : (a) Ondes longitudinales, (b) Ondes transversales.

I.7. PARAMETRES ET CONSTANTS ELASTIQUES

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

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

Les constantes élastiques appelés communément modules élastiques. Les modules élastiques expriment l'aptitude du matériau à se déformer élastiquement sous l'effet d'une contrainte. Ces modules sont généralement définis comme le rapport entre la variation de pression et la variation des dimensions du matériau soumis à cette pression [14]. On peut citer les quatre modules élastiques suivants :

I.7.1. Module de Young

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

Il existe plusieurs moyens pour calculer le module de Young, la plus simple moyenne consiste à réaliser un essai de traction et enregistrer la courbe contrainte, $\sigma = f(\text{déformation}, \varepsilon)$. La pente de la courbe dans sa partie linéaire représente le module de Young E tels que :

$$E = \sigma / \varepsilon \quad (\text{I.2})$$

est la contrainte (en unité de pression);

E est le module de Young (en unité de pression);

ε est l'allongement relatif, ou déformation (adimensionnel).

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

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

I.7.2. Module de cisaillement

En résistance des matériaux, le module de cisaillement (en anglais: shear modulus), aussi appelé module de glissement, module de Coulomb ou second coefficient de Lamé, est une grandeur physique intrinsèque à chaque matériau et qui intervient dans la caractérisation des déformations causées par des efforts de cisaillement.

Le cisaillement ou glissement a lieu lorsque les forces extérieures provoquent un déplacement de deux sections planes parallèles, l'une par rapport à l'autre, la distance entre elles demeurant inchangée. Si le matériau est sollicité non plus en tension - compression, mais en cisaillement, le coefficient de proportionnalité entre l'effet et la déformation est désigné par G , « module de cisaillement ». Par conséquent, G est une mesure de la résistance de cisaillement d'un matériau (dans sa limite élastique) par unité de contrainte (Figure I.7)[15].

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

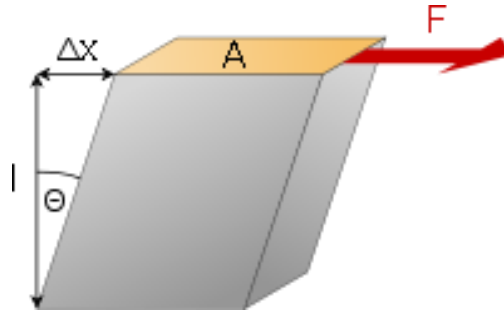


Figure I.7 : Schéma du principe de cisaillement

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

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

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

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

Tableau I.1 : Valeurs des modules de Young et de cisaillement [15]

I.7.3. Module de Poisson

Le coefficient de Poisson fait partie des constantes élastiques. Le module de Poisson est une grandeur adimensionnelle qui permet de caractériser la contraction de la matière perpendiculairement à la direction de l'effort appliqué. Il est défini par l'opposé du rapport de la déformation latérale (contraction vers l'intérieur du cube) à la déformation longitudinale [16, 17].

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

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

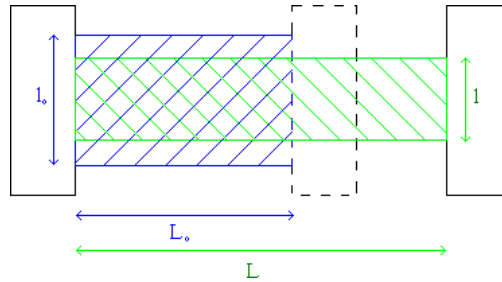


Figure I. 8: Schéma de principe du coefficient de Poisson

Le tableau I.2 donne la valeur du coefficient de Poisson pour quelques matériaux.

Matériau	Coefficient de Poisson
Silicium	0,17
Cuivre(Cu)	0,33
Fer(Fe)	0,21 - 0,259
Verre	0,18 - 0,3
Acier de construction	0,27 - 0,30
Aluminium(Al)	0,346

Tableau I.2 : Valeurs du coefficient de Poisson

I.7.4. Module de compressibilité

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

$$X = -(1/V)(dV/dP) \quad (\text{I.6})$$

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

Notons aussi que les quatre modules élastiques E , G , X , et V permettent de donner les résultats d'élasticité du matériau, et sont reliés entre eux, dans le cas d'un matériau isotrope [15], par les relations suivantes :

$$V = E/2G - 1 \quad (\text{I.7})$$

$$X = 3(3/E - 1/G) \quad (\text{I.8})$$

I.8. CONCLUSION

Au cours de ce premier chapitre, nous avons abordé en terme générale les notions de base concernant les capteurs ; leurs principes de fonctionnement, leurs caractéristiques, leurs types et de leurs utilisations dans le domaine de la détection des différents phénomènes mesurable que ce soit physique, chimique, biologique ou autres. D'autre part, nous avons rappelé quelques définitions sur les différents constantes élastiques caractérisant ces milieux ; tels que le module de Young, le module de cisaillement, le coefficient de poisson et le module de compressibilité.

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

CHAPITRE II

GENERALITES SUR LES CRISTAUX PHONONIQUES

II.1.INTRODUCTION

La propagation des ondes acoustiques dans les structures périodiques fait l'objet d'un grand intérêt ces dernières années. En effet, plusieurs structures composées de solide/solide ou solide/liquide a été étudié d'une part. D'autre part, plusieurs méthodes de calcul théorique et d'outils numériques de simulation ont été développées. Toutes ces méthodes et techniques ont montré l'existence de bandes interdites phononiques; correspondant à un coefficient de transmission très fort et des bandes passantes d'atténuation plus faible.

Au cours de ce chapitre, nous sommes intéressés à une présentation préliminaire des cristaux élastiques et leurs comportements vis à vis la propagation des ondes acoustiques en particulier les ondes longitudinales à incidence [18].

II.2.CRISTAUX PHONONIQUES

II.2.1.Définitions

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

Dans le domaine de fréquences du gap, une onde incidente sera réfléchi par le cristal phononique qui opère alors comme un miroir parfait non absorbant. Une telle propriété est prometteuse pour une variété importante d'applications: la réflexion des ondes sismiques, la création de boucliers acoustiques ou encore la construction de miroirs non absorbants permettant l'isolation phonique de cavités.

L'idée du cristal phononique est de fabriquer un matériau artificiel structuré périodiquement par l'assemblage d'au moins deux matériaux de propriétés acoustique ou élastiques différentes[19].

II.2.2. Historique sur les cristaux phononiques

Les cristaux phononiques forment une nouvelle voie dans le domaine des ondes acoustiques et élastiques qui reçoit un grand intérêt depuis 20 ans [20]. A partir des années 1970 et pour des raisons aussi fondamentales qu'appliquées, les structures périodiques

acoustiques sont apparait. On peut citer par exemple les travaux de L. P. Solie [21] sur les filtres à ondes de surface, ceux de J. D. Achenbach [20] concernant le calcul des relations de dispersion de matériaux possédant des inclusions sphériques périodiques ou encore ceux de V. Narayanamurti relatifs à des filtre phononiques utilisant des super-réseaux en arséniure de gallium (AsGa) [22]. Puis, le concept de cristal phononique, bi- ou tridimensionnel permettant l'ouverture de bandes interdites pour les ondes élastiques a été introduit de façon quasiment simultanée par Kushwaha et al d'une part, et Economou et Sigalas d'autre part en 1993[23,24]. Du point de vue d'application, les cristaux phononiques ont été utilisés en diverses applications: systèmes d'isolation phonique [25,26], structures parasismiques [27], filtrage et traitement du signal acoustique. S. Kushwaha publie un article présentant le calcul de la structure de bandes d'un matériau composite périodique constitué de cylindres de nickel dans une matrice d'aluminium. Il met ainsi en évidence, pour la première fois un matériau composite présentant une bande interdite absolue pour les ondes transverses, c'est-à-dire capable de bloquer la propagation des ondes incidentes quelle que soit leur direction [20].

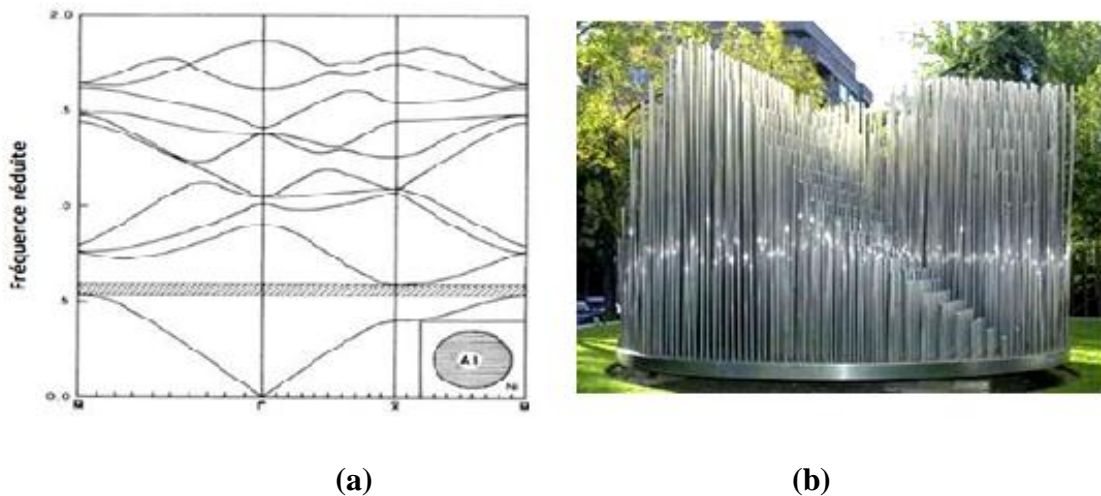


Figure II.1 : (a) Bandes pour un cristal phononique formé par des tiges d'aluminium dans une matrice de nickel. (b) Sculpture minimaliste de l'artiste Eusebio Sempere, [25].

Les premières mesures ont été réalisées sur une structure objectivement non prévue pour cela, puisqu'il s'agit d'une sculpture minimaliste de l'artiste Eusebio Sempere exposée dans les jardins de la Juan March Foundation à Madrid. Cette sculpture représentée sur la figure II.1(b) est constituée de cylindres d'acier de 2,9 cm de diamètre répartis selon un réseau carré simple de période égale à 10 cm. La structure présente des bandes interdites pour les ondes sonores entre 1,7 KHz et 2,4 kHz. Ces atténuations du signal sont liées à la diffraction sur les plans cristallographiques [25].

II.2.3. Cristaux Electroniques, Photoniques et Phononiques

En effet, il existe une forte analogie entre la propagation des électrons dans les cristaux électroniques, les ondes optiques dans les cristaux photoniques et les ondes acoustiques ou élastiques dans les cristaux Phononiques respectivement. Les propriétés fondamentales régissant la propagation des ondes électroniques, électromagnétiques et acoustiques dans les structures périodiques tridimensionnelles isotropes sont résumées dans le (tableau (II.1)) [23].

Propriété	Cristal électronique	Cristal photonique	Cristal phononique
Matériaux	Cristallin (naturel ou obtenu par croissance)	Composé de deux matériaux diélectriques	Composé de deux matériaux élastiques
Paramètres	Constantes universelles, nombres atomiques	Constantes diélectriques des constituants	Densités, vitesse du son dans les constituants
Constante de maille	1 - 5 Å (microscopique)	0.1 µm - 1 cm (mésoscopique ou macroscopique)	Mésoscopique ou macroscopique
Ondes	de Broglie (électrons) ψ	Électromagnétiques ou lumineuses (photons) E,B	Vibratoires ou sonores (phonons) u
Polarisations	Spin (haut et bas)	Transverse : $\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$ ($\nabla \cdot \mathbf{E} \neq 0$)	Trans.-longit. ($\nabla \cdot \mathbf{u} \neq 0$, $\nabla \times \mathbf{u} \neq 0$)
Équation différentielle	$-\frac{\hbar}{2m}\nabla^2\psi + V(\mathbf{r})\psi = i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}$	$\nabla^2 E - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) = \frac{\varepsilon(\mathbf{r})}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}$	$\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{1}{\rho} \left\{ \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda \frac{\partial u_1}{\partial x_1} \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_1} + \frac{\partial u_1}{\partial x_i} \right) \right] \right\}$
Particules libres	$W = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ (électrons)	$\omega = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}} k$ (photons)	$\omega = c_t k$ (phonons)
Bande interdite	Augmente avec le potentiel dans le cristal ; pas d'état électronique possible	Augmente avec $ \varepsilon_a - \varepsilon_b $; pas de photons, pas de lumière	Augmente avec $ \rho_a - \rho_b $; pas de vibration, pas de son
Gamme spectrale	Ondes radio, micro-ondes, optique, rayons X	Micro-ondes, optique	$\omega \leq \text{qq GHz}$

Tableau II.1 Propriétés clés pour l'étude des structures de bandes dans les matériaux tridimensionnels isotropes [23].

Bien que la structure de bandes phononiques d'un cristal à gap phononique est analogue à la structure de bande d'un cristal à gap photonique, celle-ci est aussi analogue à la structure de bande électronique d'un semi-conducteur. Le concept de bandes interdites développé initialement dans le cadre de la théorie électronique des solides peut être étendu à d'autres types d'ondes se propageant dans les matériaux composites.

La propagation des ondes électromagnétiques et/ou élastiques acoustiques dans les matériaux composites a fait l'objet d'une attention particulière. Ces derniers en l'occurrence les cristaux photoniques et phononiques respectivement, existent naturellement, ou sont fabriqués artificiellement. Ils montrent une grande variété d'intérêt de propriétés physiques, à la fois sur le plan de la recherche fondamentale et celui de la recherche appliquée. Les cristaux phononiques ont des propriétés qui concordent avec celles des cristaux photoniques.

II.3. DIFFERENTS FAMILLES DES CRISTAUX PHONONIQUES

Les cristaux phononiques sont des structures à bandes interdites phononiques, constituées de deux matériaux de propriétés élastiques différentes et disposés périodiquement suivant une, deux ou trois dimensions de l'espace comme schématisé par la figure II.2. Selon la dimensionnalité des structures on peut distinguer trois familles de cristaux phononiques: Les cristaux unidimensionnels (1D), les cristaux bidimensionnels (2D) et les cristaux tridimensionnels (3D).

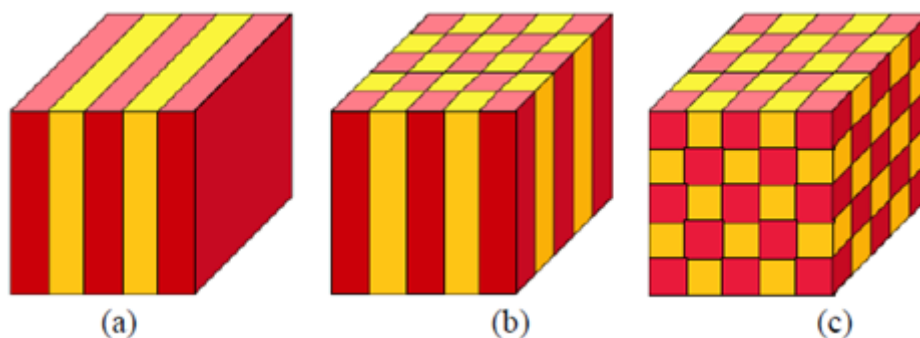


Figure II.2: Représentation Schématisée des cristaux phononiques a) Unidimensionnel 1D, b) Bidimensionnels 2D, c) Tridimensionnels 3D [28].

II.3.1. Cristaux Phononiques 1D

Le cristal phononique unidimensionnel (1D) est une structure artificielle obtenue par l'empilement en alternance des couches de matériaux de propriétés élastiques différentes. Dans ces structures unidimensionnelles, les domaines de fréquence où les bandes interdites apparaissent dépendent principalement de l'angle d'incidence de l'onde acoustique. Ces

cristaux phononiques unidimensionnels conduisent à de nombreuses applications telles que l'isolation acoustique à basse fréquence. En raison de leurs structures, il est facile d'obtenir de grandes bandes interdites. La figure II.3 illustre un cristal phononique 1D composé de deux matériaux différents A et B.

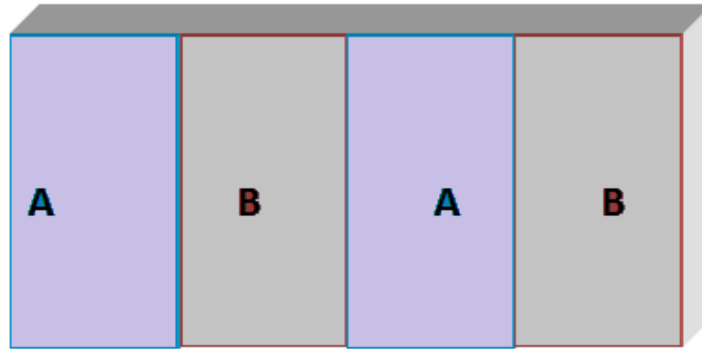


Figure II.3 : Représentation schématique d'un cristal phononique unidimensionnel constitué de deux matériaux élastiques A et B.

II.3.2. Cristaux Phononiques 2D

Les cristaux phononiques bidimensionnels (2D) sont des matériaux composés d'un réseau périodique des inclusions d'un matériau élastique dans l'air ou de cylindres d'air percés dans une matrice. Les structures périodiques 2D sont des structures dont les propriétés élastiques varient périodiquement suivant deux dimensions de l'espace et reste invariante dans la troisième dimension. Elles se regroupent particulièrement suivant trois types de réseaux : le réseau carré, le réseau triangulaire et le réseau hexagonal comme schématisé sur la figure II.4 [33].

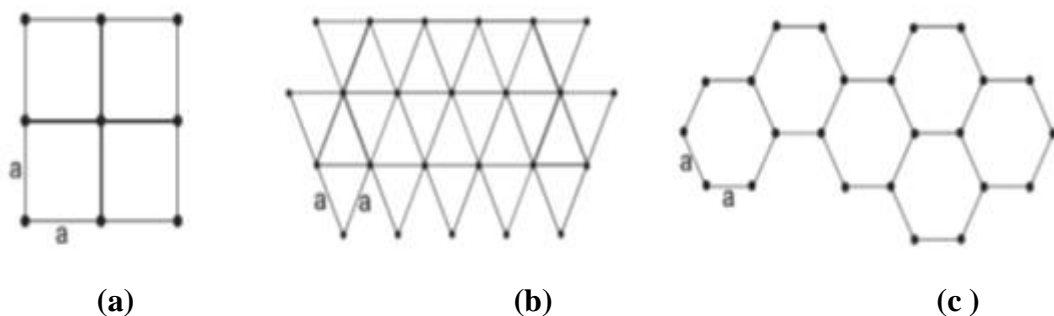


Figure II.4: Structure 2D : a) Structure carrée, b) triangulaire et c) hexagonale [13].

Ces nouveaux matériaux sont généralement composés de cylindres de matériaux de hautes densités plongés dans une matrice de matériau de faible densité. Les structures bidimensionnelles possèdent une géométrie généralement simple ce qui facilite leurs études théoriques et expérimentales [34].

II.3.3. Cristaux Phononiques 3D

Les cristaux phononiques tridimensionnels (PnC-3D) sont des structures périodiques suivant les trois directions de l'espace. La figure II.7 montre quelques exemples des structures tridimensionnelles (3D).

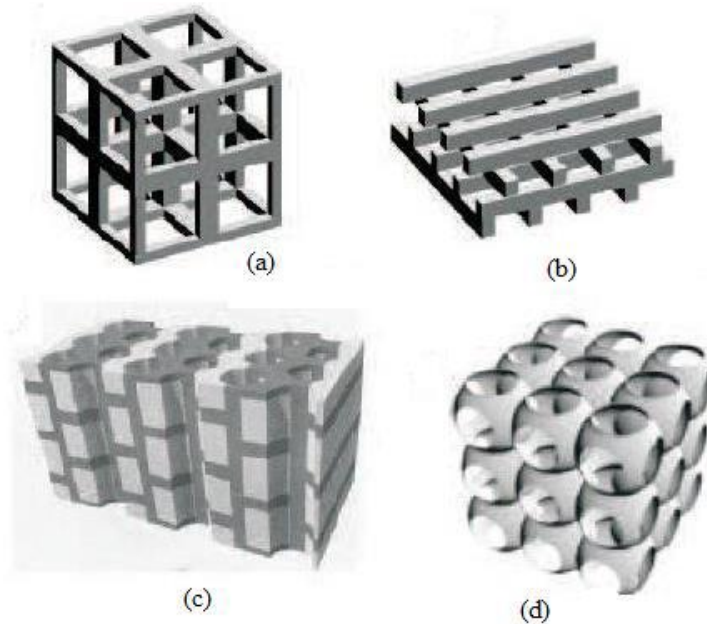


Figure II.5 : Exemples de structures 3D: (a) structure cubique, (b) tas de bois, (c) structure multicouches, (d) opales ou opales inversées[33]

Dans ces structures 3D, comme pour les structures bidimensionnelles, des bandes interdites phononiques absolues ou omnidirectionnelles peuvent être obtenues quelque soit l'angle d'incidence de l'onde acoustique ou élastique. Par contre, l'inconvénient des structures tridimensionnelles (3D) réside dans le fait qu'elles soient difficiles à réaliser expérimentalement[33].

II.4. BANDE INTERDITE PHONONIQUE

La bande interdite phononique peut être interprétée par les interférences des ondes élastiques ou acoustiques multiples diffusées dans le cristal phononique. L'interférence constructive ou destructive des ondes crée des séries de fréquences pour lesquelles les ondes peuvent se propager à travers le cristal ou sont bloquées par ce dernier.

En général, la régularité de l'agencement des éléments de dispersion des cristaux phononiques donne lieu à des réflexions de Bragg à l'intérieur du cristal, par contre la présence des éléments singuliers possédant des propriétés de résonance engendre un phénomène de résonance locale de chaque élément mis en réseau [30].

II.4.1. La topologie du réseau

En effet, les propriétés des bandes interdites ouvertes, notamment la position et la largeur des bandes interdites phononiques dépendent principalement de la symétrie du réseau et de la forme des inclusions ou diffuseurs ainsi que de son orientation. Cette relation est une caractéristique commune aux cristaux électroniques, photoniques et phononiques. L'effet de la forme des diffuseurs et de la symétrie du réseau sur la bande phononique d'un cristal bidimensionnel a été étudié récemment par Kuang et [30]. Par ailleurs, les cristaux phononiques peuvent être réalisés suivant plusieurs réseaux : hexagonaux, triangulaires et carrés. Les diffuseurs tiennent aussi des formes multiples notamment hexagones, cercles, triangles et carrés

II.4.2. Facteur de remplissage

La largeur, la position et le nombre de bandes interdites dépendent du facteur de remplissage (de la fraction volumique des inclusions dans le cristal). Pour un facteur de remplissage égal à 0, on a un matériau homogène, ce qui ne permet pas d'obtenir des bandes d'arrêt. Ensuite, si on introduit petit à petit un autre matériau dans la matrice on voit apparaître une bande, due au contraste des matériaux des bandes d'arrêts apparaissent pour certains facteurs de remplissage faibles, d'autres bandes apparaissent pour des facteurs de remplissage suffisants, puis disparaît pour des remplissages trop élevés ou très faibles. Lorsqu'on continue à augmenter le remplissage on passe progressivement à un système où les rôles sont inversés et où ce qui était auparavant la matrice devient les inclusions, et où celle-ci finit même par disparaître pour que le milieu se ramène un milieu homogène correspondant au matériau constituant les inclusions d'origine [31].

II.4.3. Masse volumique

Lorsque les matériaux constituant le cristal présentent un contraste de densités important, les bandes interdites apparaissent plus facilement. Dans le cas monodimensionnel, ceci s'explique par une augmentation du coefficient de réflexion des ondes à chaque interface. Pour un cristal phononique, l'effet obtenu est une forte réflexion des ondes à l'interface entre les inclusions et la matrice, ce qui augmente leur diffusivité et diminue la transmission directe des ondes à travers les inclusions [31].

II.4.4. Vitesse de propagation

Lorsque le contraste dans la vitesse de propagation dans les inclusions et dans la matrice est important, cela permet l'ouverture de bandes larges. 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 [31].

II.5. APPLICATION DES CRISTAUX PHONONIQUES

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

II.5.1. Guidage des ondes acoustiques

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

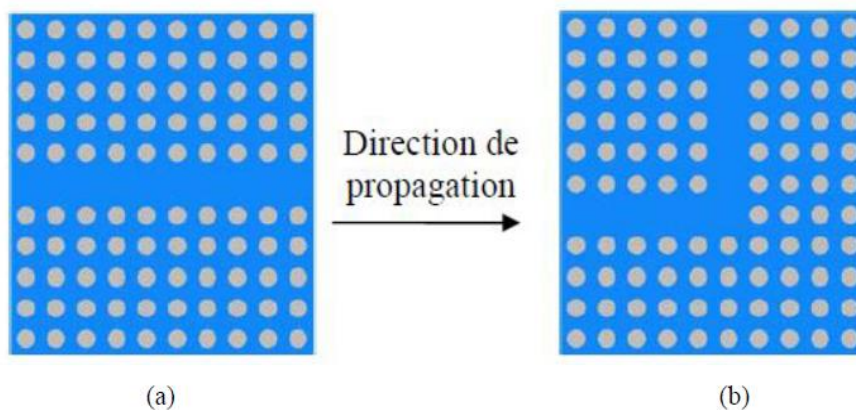


Figure II.6 : Guide d'ondes phononique: (a) guide d'ondes linéaire W1 et (b) guide d'ondes coudé 90°

Des guides droits W1 ont ainsi été réalisés dans le cristal 2D par suppression d'une rangée d'inclusions cylindriques colinéairement à la direction de propagation [32]. En effet, si on enlève ou on modifie une ligne d'inclusions dans le sens de propagation, on s'attend à ce que les ondes, bloquées dans le cristal parfait, soient guidées par ce défaut

dans laquelle peuvent se propager. Khélif nous confirme en 2004 que c'est effectivement le cas [32], appuyé par le bilan dressé par Miyashita [33]. En utilisant un montage assez simple constitué de cylindres d'acier immergés dans l'eau et organisés selon une maille carrée, il montre que l'omission d'une ligne de cylindres provoque, dans la bande d'arrêt, une remontée de la transmission à certaines fréquences. L'expérience est en accord avec le calcul théorique (réalisé en FDTD) qui prédisait l'apparition d'un mode guidé dans le défaut, localisé à l'intérieur de la bande d'arrêt. Le calcul de la distribution de pression dans l'eau indique aussi que l'onde est rapidement atténuée dans le cristal phononique, mais qu'elle se propage correctement dans la ligne de défauts créée. La Figure II-7 présente les spectres de transmission et une image des champs de pression dans l'eau obtenus pour cette configuration.

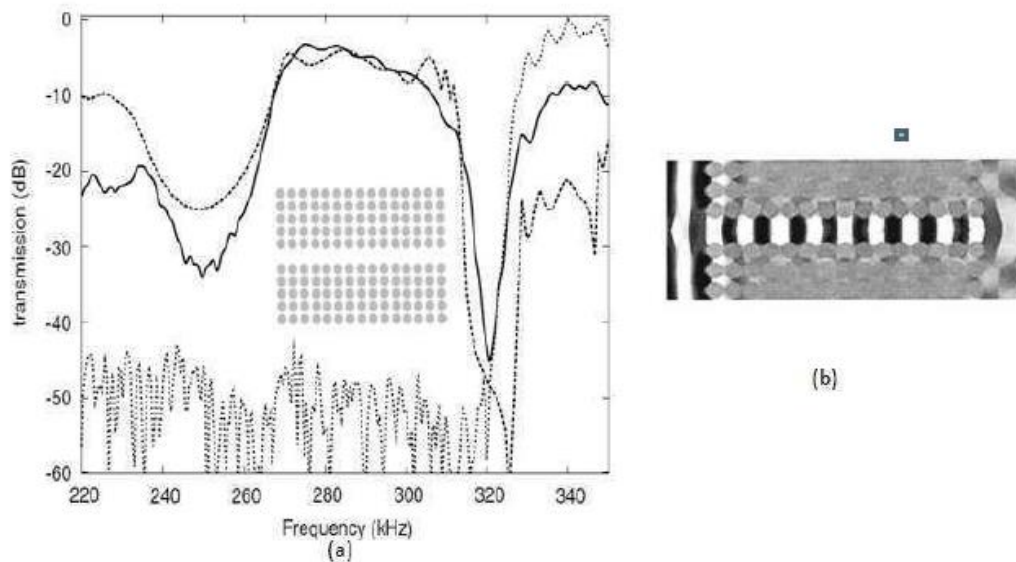


Figure II.7: Transmission à travers un guide W1 dans un cristal phononique constitué de tubes d'acier dans l'eau. (a) transmission calculée (pointillés) et mesurée (trait plein) et (b) pression simulée dans le dispositif [34,35]

Afin de vérifier que l'onde est effectivement guidée, Khélif vient former des coudes dans le guide, comme on peut le voir sur la Figure II.8. Si l'onde guidée présente des creux de transmission pour certaines fréquences, on observe tout de même qu'elle est toujours correctement guidée à d'autres fréquences. Les pertes liées aux coudes sont minimales, même avec des coudes à angle droit.

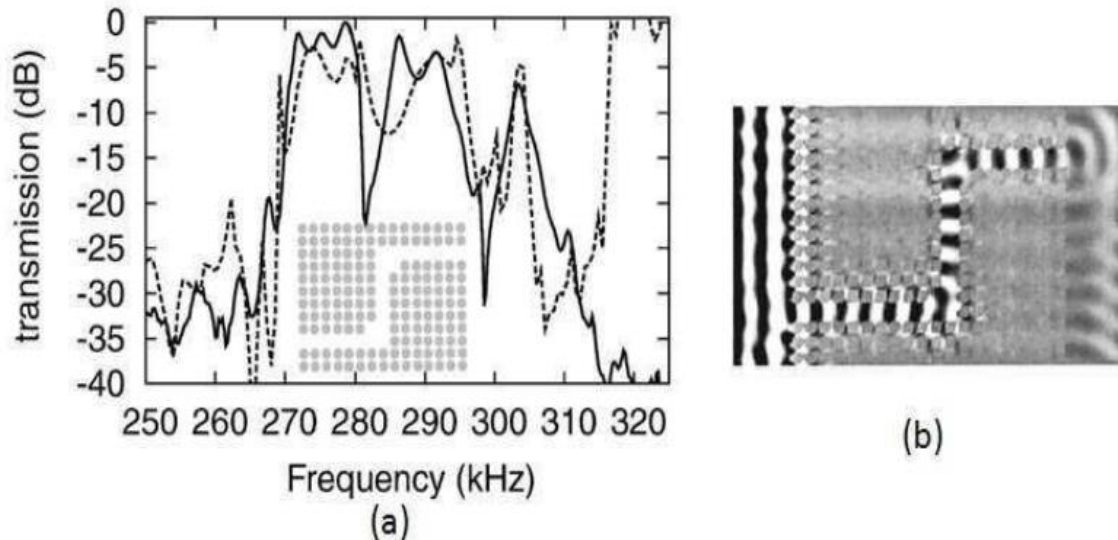


Figure II.8: Transmission à travers un guide coudé formé par l'omission d'inclusions dans un cristal phononique constitué de tubes d'acier dans de l'eau. (a) transmission calculée (pointillés) et mesurée (trait plein) et (b) pression simulée dans le dispositif [34,35].

II.5.2. Résonateurs acoustiques

Il est possible de modifier localement la nature du matériau en agissant sur la valeur des propriétés élastiques du matériau. Au lieu d'enlever une ligne d'inclusion, on vient maintenant enlever ou modifier une unique inclusion. Toute onde présente dans ce défaut se reflète sur le cristal phononique entourant le défaut et est donc confinée dans la cavité, qu'on peut qualifier de résonante. L'expérience montée par Khélif [36] comportant des cylindres d'acier immergés dans l'eau prouve là encore ce phénomène. Comme le montre la figure II-9, lorsqu'on enlève une inclusion, on observe un pic de transmission dans la bande d'arrêt, une résonance. Le travail effectué par [36] s'intéresse aussi à ce qui arrive lorsqu'on met deux de ces cavités l'une à côté de l'autre. On remarque que, si elles sont alignées avec la direction de propagation, on a l'apparition de deux pics. En couplant judicieusement ces cavités on obtient une bande passante dans la bande d'arrêt. Par contre, si elles sont alignées dans le sens perpendiculaire à la propagation, la résonance est légèrement décalée en fréquence, mais elle est toujours seule [37].

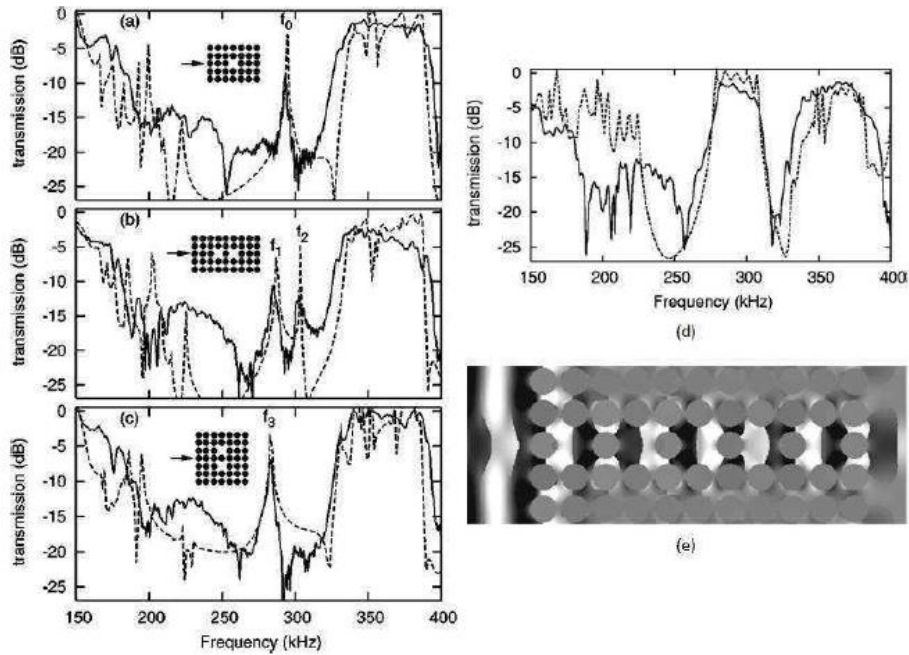


Figure II.9: Transmissions mesurées (lignes pleines) et calculées (lignes pointillées) en fonction de la fréquence pour (a) une cavité résonante, (b) deux cavités alignées dans la direction de propagation, (c) deux cavités alignées dans la direction perpendiculaire à la propagation et (d) une série de cavités formant un guide. (e) pression calculée dans une série de cavités formant un guide identique à la figure (d) selon [36].

II.5.3. Couplage guides/cavités

Dans un premier temps on vient placer une cavité sur le bord d'un guide, comme indiqué sur la Figure II-10 [38]. Ces dispositifs sont réalisés en plaçant des cylindres d'acier dans l'eau selon une maille carrée. Le guide d'onde décrit précédemment procurait une bande passante dans la bande d'arrêt, l'adjonction d'une cavité au guide provoque deux creux de transmission dans la bande passante. La longueur de la cavité modifie la fréquence des résonances, même si la cavité se trouve à cheval de chaque côté du guide (comme indiqué sur la Figure II.10). Si on vient mettre plusieurs cavités le long du guide on forme alors une nouvelle bande d'arrêt dans la bande passante du guide

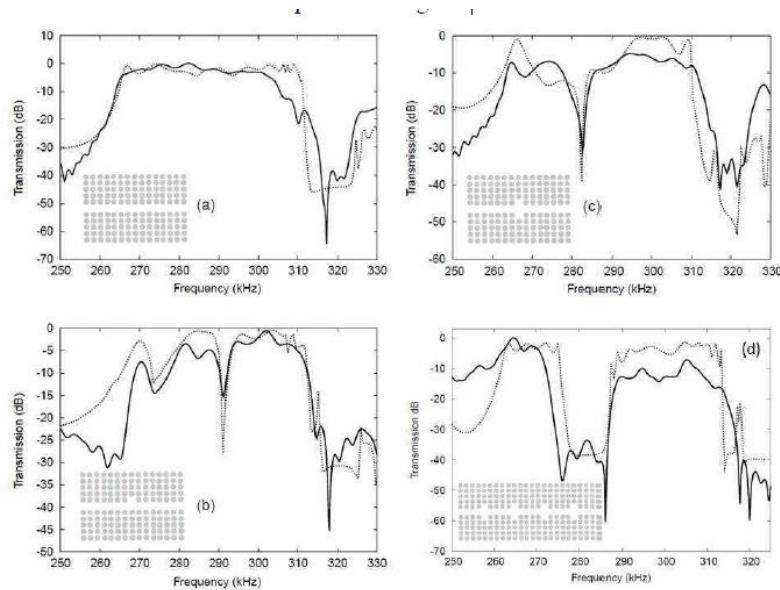


Figure II.10: Transmission mesurée (lignes pleines) et calculée (pointillés) pour (a) un guide d'ondes linéaire, (b) un guide couplé à une cavité, (c) un guide couplé à une cavité longue à cheval sur le guide et (d) un guide bordé de cavités sur ces deux côtés [38].

II.5.4. Filtrage et multiplexage des ondes acoustiques

La propriété de filtrage est la capacité de séparer et sélectionner des éléments à partir d'un flux. Il s'agit de séparer les ondes acoustiques ayant des fréquences déterminées. En effet, en exploitant la bande interdite phononique, il est possible d'éliminer certains paquets d'ondes indésirables sur des intervalles de fréquences bien déterminés. Le guidage permet, quant à lui, de laisser passer certaines fréquences dans la gamme fréquentielle de la bande interdite afin d'isoler une information parmi d'autres transportées par l'onde. La figure II.11 illustre le principe de réalisation d'un dispositif de multiplexage permettant l'insertion ou l'extraction de certaines fréquences des ondes acoustiques.

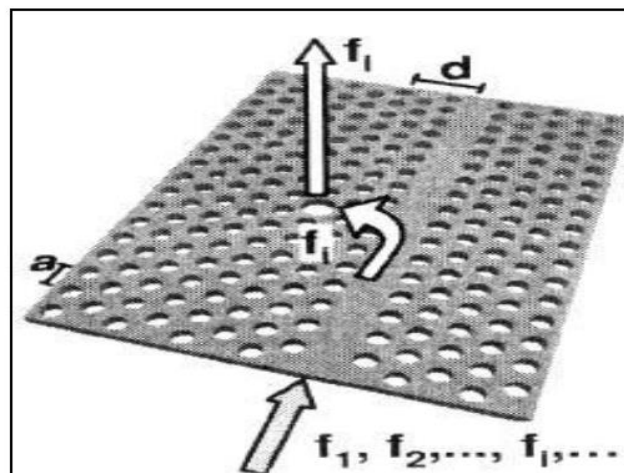


Figure II.11 : Schéma de principe d'un dispositif de multiplexage [39]

II.6. METHODE DES MATRICES DE TRANSFERT TMM

Les méthodes numériques d'analyse et de simulation telles que la méthode FDTD, FEMet TMM sont devenues des techniques incontournables pour simuler le comportement mécanique des structures périodiques notamment les cristaux phononiques vis-à-vis la propagation des ondes acoustiques dans ce type de milieu. Ainsi, à partir des équations de mouvement élastique, elles ont permis aux chercheurs d'accéder aux calculs des courbes de dispersion de ces systèmes. Chacune de ces méthodes numériques d'analyse, ayant une formulation différente, présente des avantages et des inconvénients, et est plus ou moins adaptée à l'étude de tel ou tel autre système.

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

II.6.1. Super-réseaux unidimensionnels

Les cristaux phononiques que nous étudions ici sont des super-réseaux constitués d'une succession de couches, comme sur la figure II.12. Les deux types de couches, 1 et 2, ont des épaisseurs respectives d_1 et d_2 , et des impédance s respectives Z_1 et Z_2 .

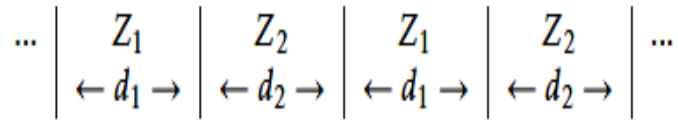


Figure II.12 : Un super-réseau 1D avec des couches alternées avec des impédances Z_1 et Z_2 .

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

$$\begin{cases} \frac{\partial P}{\partial x} = -\rho(x) \frac{\partial v}{\partial t} \\ \frac{\partial P}{\partial t} = -Y(x) \frac{\partial v}{\partial x} \end{cases}, c = \sqrt{\frac{Y}{\rho}}, \quad (\text{II.1})$$

où p est la pression, v est la vitesse des particules, ρ est la masse volumique et Y est le module de Young. Ces équations sont équivalentes à:

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

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 réfléchiée d'amplitude B . Dans ce cas, en considérant $p = Pe^{j\omega t}$ et $v = Ve^{j\omega t}$, nous pouvons écrire la solution ainsi : [40]

$$\begin{cases} P = Z_i A(\omega)e^{-jkx} - Z_i B(\omega)e^{jkx} \\ V = A(\omega)e^{-jkx} + B(\omega)e^{jkx} \end{cases} \quad (\text{II.3})$$

II.6.2. Formalisme matriciel

La méthode de la matrice de transfert utilisera la solution décrite par l'équation (II.12) écrite comme un produit d'une matrice et un vecteur. Ce formalisme va nous permettre d'écrire les solutions de propagation des ondes dans les structures, tels que des ensembles de bicouches 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.6.2.1. Propagation dans une couche

À partir de l'équation (II.3), la propagation dans une couche, de la position $x = 0$ à la position x peut être écrite comme un produit de matrices:

$$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_x = \begin{bmatrix} Z_i e^{-jk_i x} & -Z_i e^{jk_i x} \\ e^{-jk_i x} & e^{jk_i x} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 = \begin{bmatrix} Z_i & -Z_i \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{-jk_i x} & 0 \\ 0 & e^{jk_i x} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 \dots (\text{II.4})$$

que nous pouvons écrire:

$$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_x = F_i H_i \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 \quad \text{Avec : } F_i = \begin{bmatrix} Z_i & -Z_i \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \quad \text{et} \\ H_i = \begin{bmatrix} e^{-jk_i x} & 0 \\ 0 & e^{jk_i x} \end{bmatrix} \dots (\text{II.13})$$

Dans l'équation (II.4), H_i décrit la propagation des ondes dans la couche i à une distance x . On peut également noter que:

$$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_0 = F_i \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0, \quad \dots (\text{II.5})$$

Alors:

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 = F_i^{-1} \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_0, \quad \text{avec } F_i^{-1} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \frac{1}{Z_i} & 1 \\ -\frac{1}{Z_i} & 1 \end{bmatrix} (\text{II.6})$$

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

$$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_x = F_i H_i F_i^{-1} \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_0 = M_i \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_0, \quad \text{avec} \\ M_i = F_i H_i F_i^{-1} \begin{bmatrix} \cos(k_i x) & -jZ_i \sin(k_i x) \\ -\frac{1}{Z_i} \sin(k_i x) & \cos(k_i x) \end{bmatrix}. \quad \dots (\text{II.7})$$

II.6.2.2.Propagation dans un bicouche

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

$$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{x+} = \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{x-} \dots\dots\dots(II.8)$$

où x + appartient à Z2 et x- appartient à Z1. Ainsi, nous avons:

$$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{d1+d2} = M_2 M_1 \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_0 = M \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_0, \dots\dots\dots(II.9)$$

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:

$$M = (F_2 H_2 F_2^{-1})(F_1 H_1 F_1^{-1}) \dots\dots\dots(II.10)$$

Dans un milieu périodique (d = d1 + d1), les modes de propagation sont les modes de Bloch et les valeurs propres de M sont donnés par

$$Y_1 = e^{jkd} \text{ et } Y_2 = e^{-jkd} \dots\dots(II.11)$$

Puisque la trace de la matrice M est:

$$Tr(M) = Y_1 + Y_2 = 2\cos(kd) \dots\dots(II.12)$$

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

$$\cos(kd) = \frac{1}{2} Tr(M) =$$

$$\cos(k1d1)\cos(k2d2) - \frac{1}{2} \left(\frac{Z_1}{Z_2} + \frac{Z_2}{Z_1} \right) \sin(k1d1)\sin(k2d2) . \dots\dots(II.13)$$

À l'aide de l'équation (II.13), nous pouvons calculer les courbes de dispersion de milieux stratifiés tels que la structure décrite dans le chapitre III.

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.19), nous pouvons maintenant donner une interprétation physique de les

matrices Fi: $F_2^{-1}F_1 = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \frac{1}{Z_2} & \mathbf{1} \\ -\frac{1}{Z_2} & \mathbf{1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Z_1 & -Z_1 \\ \mathbf{1} & \mathbf{1} \end{bmatrix} = \frac{Z_1+Z_2}{2Z_2} \begin{bmatrix} \mathbf{1} & rp \\ rp & \mathbf{1} \end{bmatrix} =$

$$\frac{1}{tp} \begin{bmatrix} \mathbf{1} & \frac{Z_2-Z_1}{Z_1+Z_2} \\ \frac{Z_2-Z_1}{Z_1+Z_2} & \mathbf{1} \end{bmatrix} = M_{12}^t, \dots\dots\dots (II.14)$$

Ou : $rp = \frac{Z_2-Z_1}{Z_1+Z_2} \dots\dots\dots (II.15)$

est le coefficient de réflexion entre un milieu d'impédance Z1 et un de l'impédance Z2 et de même

$tp = \frac{2Z_2}{Z_1+Z_2} \dots\dots\dots (II.16)$

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

II.6.2.3.Propagation des Amplitudes

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

$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{d_1^-} = F_1 H_1 \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 \quad et \quad \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{d_1^+} = \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{d_1^-} \dots\dots (II.17)$

Menant a :

$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{d_1^+} = F_1 H_1 \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 \quad et \quad \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_{d_1^+} = F_2^{-1} \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{d_1^+} \dots\dots (II.18)$

Après propagation a travers la Z2 , on obtient:

$\begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{d^+} = \begin{bmatrix} P \\ V \end{bmatrix}_{d^-} = (F_2 H_2)(F_2^{-1} F_1 H_1) \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 \dots\dots\dots (II.19)$

Et enfin :

$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_{d^+} = (F_1^{-1} F_2 H_2)(F_2^{-1} F_1 H_1) \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 = C_1 \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 \quad (II.20)$

Ou nous avons introduit les notations suivantes :

$C_1 = \begin{bmatrix} \alpha & \beta \\ \beta^* & \alpha^* \end{bmatrix}, avec \begin{cases} \alpha = (\cos(k_2 d_2) - jS \sin(k_2 d_2))e^{-jk_2 d_2} \\ \beta = jD_{12} \sin(k_2 d_2) e^{jk_1 d_1} \\ S = \frac{1}{2} \left(\frac{Z_1}{Z_2} + \frac{Z_2}{Z_1} \right) \\ D_{12} = \frac{1}{2} \left(\frac{Z_1}{Z_2} - \frac{Z_2}{Z_1} \right) \end{cases} \quad (II.21)$

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 :

$det(C_1) = \alpha\alpha^* - \beta\beta^* = \mathbf{1} \dots\dots\dots (II.22)$

et:

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

$$= \frac{1}{2} \text{Tr}(M) \dots\dots\dots(\text{II.23})$$

II.6.2.4. Transmission via une bicouche

Nous étudions maintenant la propagation d'une onde élastique à travers la bicouche décrite sur la figure II.13 avec le formalisme des paragraphes précédents. On veut ici calculer les coefficients de transmission et réflexion à travers une telle structure bicouche.

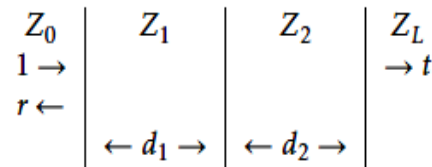


Figure II.13: Une bicouche 1D avec des impédances Z1 et Z2 avec des couches externes avec des impédances Z0 et ZL [40].

Pour Z0 et ZL arbitraires, nous dérivons en utilisant l'équation (II.21) l'ensemble d'équations suivant:

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_L = (F_L^{-1} F_1) c_1 (F_1^{-1} F_0) \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 = M \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 \dots\dots\dots(\text{II.24})$$

Maintenant, en utilisant le fait qu'aucune onde n'entre dans la bicouche à partir du support de sortie d'impédance ZL, c'est-à-dire BL = 0, nous obtenir les coefficients de transmission t et de réflexion r qui sont donnés par t = AL / A0 et r = B0 / A0:

$$\begin{bmatrix} t \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ r \end{bmatrix}_0 \dots\dots\dots(\text{II.25})$$

En résolvant le système d'équations, nous obtenons:

$$\mathbf{r} = -\frac{M_{21}}{M_{22}}, \text{ et } \mathbf{t} = \frac{\det(M)}{M_{22}} \dots\dots\dots(\text{II.26})$$

II.6.2.5. 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.14.

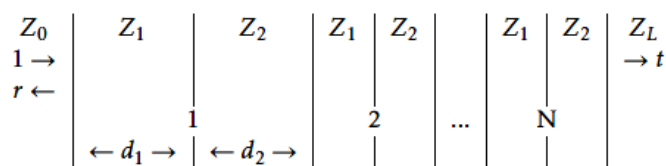


Figure II.14: Un système 1D composé de N bicouches [40].

D'après les paragraphes précédents, pour un système de N bicouches, on peut écrire:

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_{LN} = C_1 \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_{L(N-1)} = C_1^N \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_0 \quad \dots\dots\dots(\text{II.27})$$

Ainsi, en considérant une couche d'entrée d'impédance Z0 et une couche de sortie d'impédance ZL, la transmission est donné par:

$$\begin{bmatrix} t \\ 0 \end{bmatrix} = M^T \begin{bmatrix} t \\ 0 \end{bmatrix}, \text{ avec } M^T = (F_L^{-1} F_1) C_1^N (F_L^{-1} F_0) \quad \dots\dots\dots(\text{II.28})$$

II.7. CONCLUSION

Un cristal phononique est un matériau généralement artificiel qui présente une périodicité spatiale dans une, deux ou trois directions de l'espace. Ce nouveau type de matériau est capable d'orienter, de bloquer et de manipuler la propagation des ondes élastiques ou acoustiques dans certaines directions et gammes de fréquences. Dans ce chapitre, nous avons rappelé les concepts fondamentaux et les notions de bases associées aux cristaux phononiques notamment la bande interdite phononique. D'autre part, nous avons décrit la méthode de la matrice de transfert, car c'est la méthode la plus adaptée pour résoudre la propagation des ondes acoustiques ou élastiques dans les structures multicouches.

CHAPITRE III

RESULTATS DE SIMULATION ET DISCUSSIONS

INTRODUCTION

Au cours de ce chapitre, nous allons présenter, étudier et simuler la propagation des ondes acoustiques ou élastiques à incidence normale à travers un cristal phononique unidimensionnel de type solide/ solide. Tout d'abord, nous allons étudier les variations de la bande interdite en fonction des paramètres géométriques et physiques des constituants du cristal parfait. Ensuite, on va étudier une structure unidimensionnelle imparfaite après l'insertion d'un défaut au centre du cristal en vue d'application dans le domaine de détection d'un gaz.

Le long de ce chapitre les simulations sont réalisées en utilisant un code de la méthode des matrices de transfert (TMM) écrit avec matlab.

III. 1. STRUCTURE 1D PARFAITE

III.1.1. Présentation de la structure

Dans cette partie, on va examiner la propagation des ondes élastiques longitudinales à incidence normale à travers un cristal phononique unidimensionnel (1D-PnC) composé de N bicouches de plomb et de l'Époxide placées en alternance (Plomb/Époxide)^N.

La figure 1 illustre la structure étudiée. Cette dernière est un cristal phononique 1D fini formé par l'empilement de N bicouches dont la cellule élémentaire est Plomb/Époxide composée de deux matériaux de propriétés élastiques différentes; le matériau A (plomb en jaune) d'épaisseur a_1 et le matériau B (Epoxy) en verre d'épaisseur a_2 .

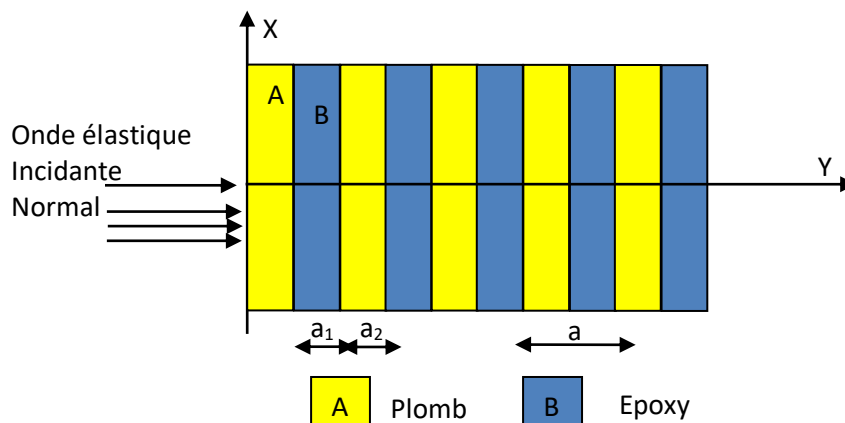


Figure III.1: (a) Représentation schématique de la structure périodique 1D composé de plomb (jaune) et epoxy (verre).

La période du réseau est $a=a_1+a_2=10 \mu\text{m}$,

Où : a_1 : l'épaisseur de la couche de Plomb en jaune; $d_A = 5 \mu\text{m}$

a_2 : l'épaisseur de la couche de Epoxy en bleu; $d_B = 5 \mu\text{m}$.

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

Matériau	ρ (kg/m ³)	C_t (m/s)	C_L (m/s)	épaisseur
PImob	10760	850	1960	5 μ m
Epoxy	1140	1300	2770	5 μ m

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

III. 1.2. Résultats de simulation

La figure III.2 illustre les coefficients de transmission (courbe en noire) et de réflexion (courbe en rouge) pour la propagation d'une onde acoustique longitudinale à incidence normale à travers la structure multicouche décrite au paragraphe précédent pour la propagation d'une onde longitudinale à incidence normale. Le spectre en noir représente le coefficient de transmission, alors que, le spectre en rouge représente le coefficient de réflexion. Les deux spectres sont obtenus en utilisant un code en matlab de la méthode TMM. D'après les deux spectres, il est clair que le cristal phononique considéré présente une bande interdite phononique dont la gamme des fréquences comprise environs entre 54 MHz et 172 MHz.

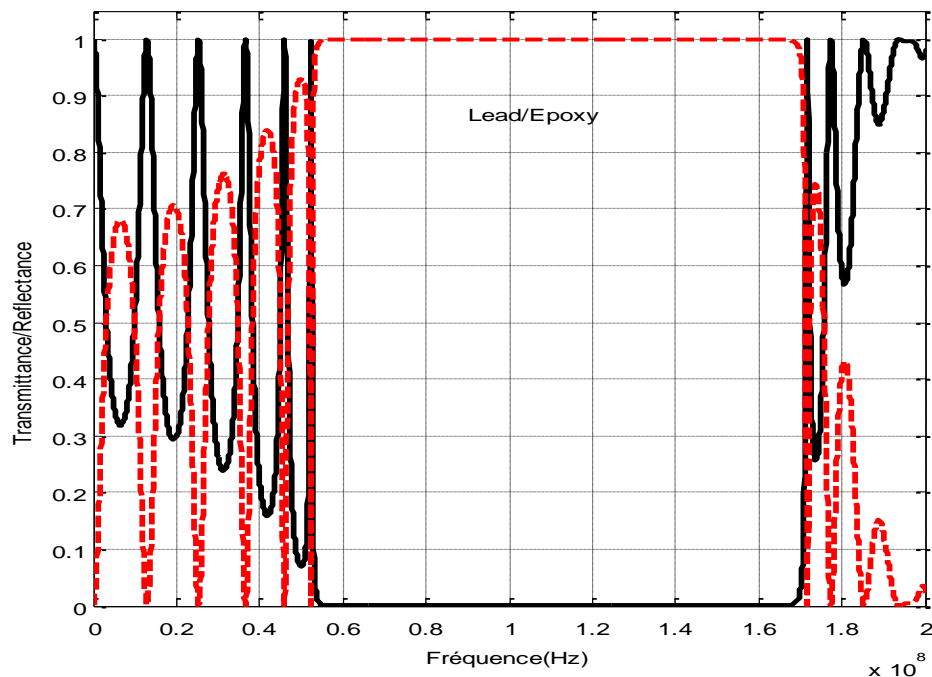


Figure III.2: (a) Spectre de transmission en fonction de la fréquence pour une onde longitudinale, (b) Spectre de réflexion en fonction de la fréquence.

III.2. INFLUENCE DES PARAMETRES GEOMETRIQUES

III. 2.1. Influence du nombre de couches

Dans cette section, nous allons étudier l'influence de nombre de couches sur la bande interdite phononique. Tout d'abord, on a fixé, les paramètres géométriques et physiques de la structure multicouche, ensuite et en utilisant le même code de la méthode TMM on va simuler le spectre de transmission en variant à chaque fois le nombre de bicouches constituant le cristal.

La figure III.3 montre le spectre de transmission en fonction le nombre de couches utilisées dans la construction du cristal phononique 1D formé par les N bicouches (plomb/Epoxy)^N. Les trois figures (a), (b) et (C) sont obtenus pour N=4 bicouches, N=8 bicouches et N=12 bicouches respectivement.

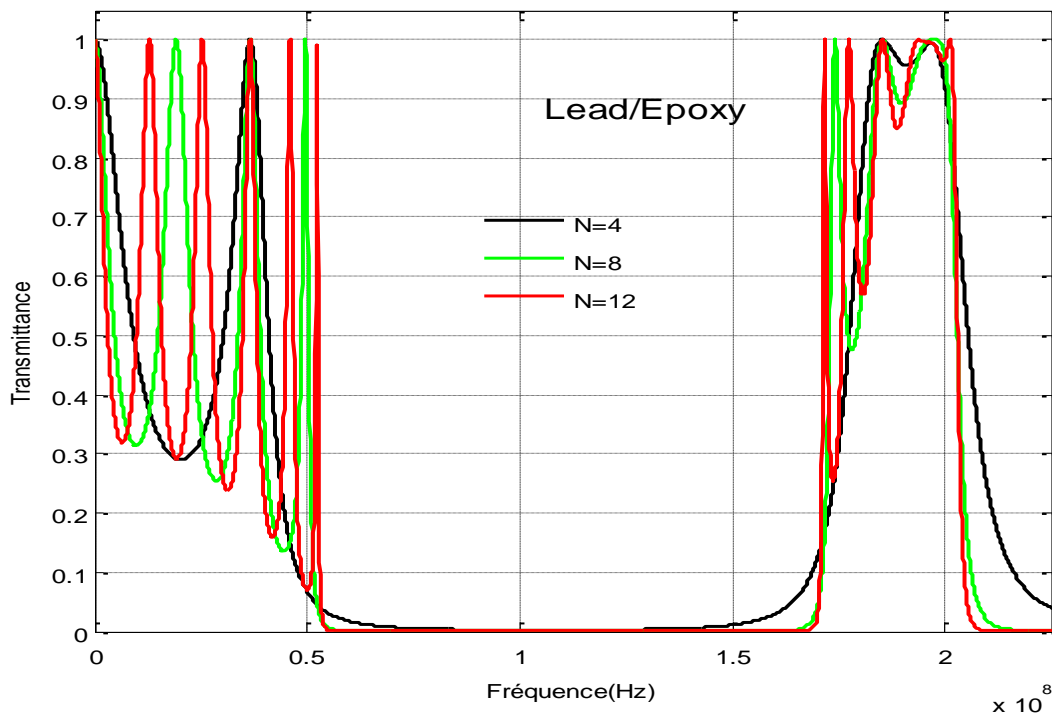


Figure III.3: Spectre de transmission en fonction de la fréquence d'une onde longitudinale: (a) pour N=4, (b) pour N=8 et N=12 couches.

D'après les résultats obtenus, il est clair que plus le nombre de périodes est élevé (spectre en rouge) plus le coefficient de transmission s'approche de la valeur normalisé (100%) et la bande ouverte devient plus raide avec. D'autre part, le nombre de pics au voisinage de la bande interdite augmente ; il y a quatre pics pour N=12 couches, trois pics pour le spectre en vert ou N=8 couches et un seul pic (le spectre en noir) pour N=4. Ainsi, la transmission des pics apparaît diminuer avec le nombre de couches.

III.2.2. Influence du facteur de remplissage

Dans le paragraphe suivant, on va étudier l'influence des paramètres géométriques sur la location et la largeur de la bande interdite ouverte. Pour une structure périodique unidimensionnelle l'étude de l'effet du facteur de remplissage qui représente le rapport entre le volume occupé par l'inclusion du plomb sur le volume de la cellule élémentaire est suffisante afin de déterminer les caractéristiques des bandes ouvertes: $ff = a_1 / (a_1 + a_2)$

Ensuite, et en utilisant le même code de la méthode TMM, on obtient les spectres de transmission pour différentes valeurs du facteur de remplissage.

Les figures III.4 (a), (b), (c) et (d) illustrent les spectres de transmission pour quatre valeurs du facteur de remplissage.

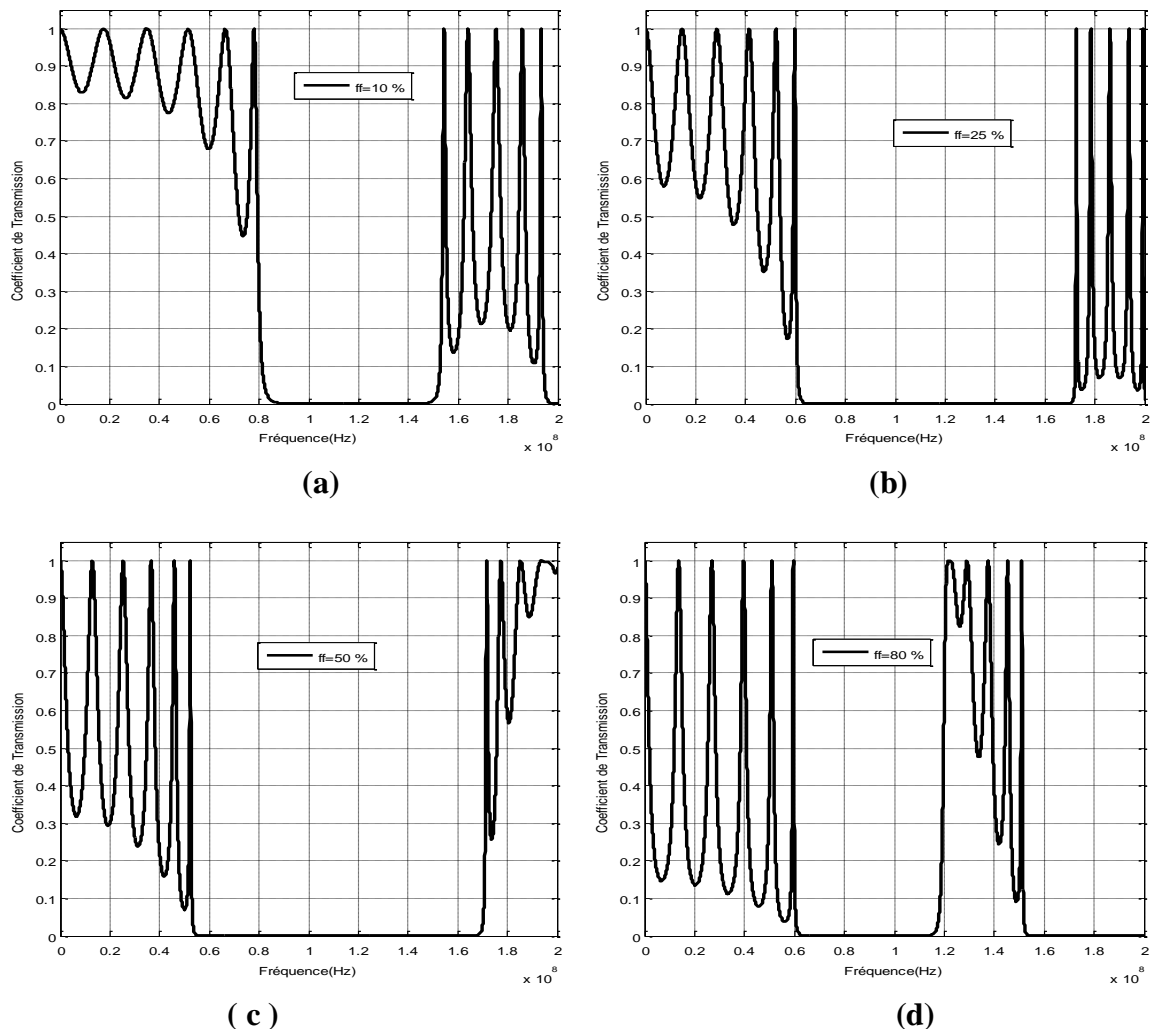


Figure III.4: Spectre de transmission pour une onde longitudinale à incidence normale: (a) pour $ff=10\%$, (b) pour $ff=25\%$, (c) pour $ff=50\%$ et (d) pour $ff=80\%$.

La structure étudiée dans ce cas, est un cristal phononique 1D composé de dix couches alternées (Plomb/Epoxy)⁵. Premièrement, on fixe les paramètres physiques. Ensuite, on fait changer les épaisseurs a_1 et a_2 des couches de plomb et de l'Epoxyde de telle sorte que la période reste inchangée et en changeant uniquement l'épaisseur de la couche de Plomb, on obtient différents facteurs de remplissage.

	Plomb	Epoxy
Nombre de couches	5	5
Densité de la couche A (kg/m ³)	10760	1140
Vitesse de propagation longitudinale	1960	2770
Vitesse de propagation transversale	850	1300
Période (mm)	10 μm	

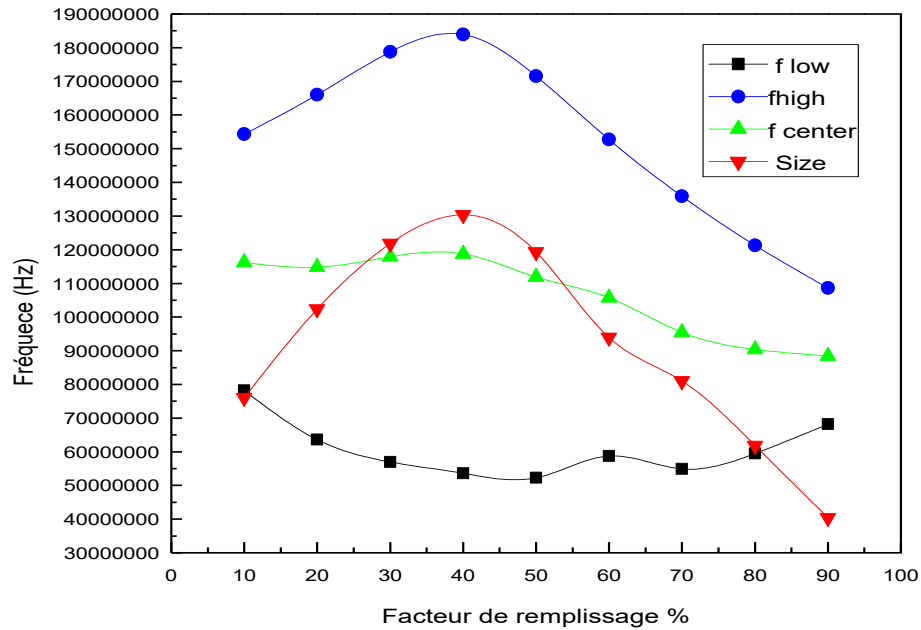
Tableau III.2: Présentation des différentes valeurs des paramètres géométriques et élastiques de la structure périodique (Plomb/Epoxyde)⁵

Le tableau III.3, résume les valeurs des résultats obtenus en utilisant le même code pour différentes valeurs du facteur de remplissage.

$ff\%$	$f_{\text{low}}(\text{Hz})$	$f_{\text{high}}(\text{Hz})$	$f_{\text{center}}(\text{Hz})$	$\Delta f(\text{Hz})$
10	78200000	154300000	116250000	76100000
20	63620000	166000000	114810000	102380000
30	56960000	178800000	117880000	121840000
40	53570000	183900000	118735000	130330000
50	52310000	171600000	111955000	119290000
60	58760000	152700000	105730000	93940000
70	54920000	135900000	95410000	80980000
80	59490000	121300000	90395000	61810000
90	68190000	108600000	88395000	40410000

Tableau III.3: Influence du facteur de remplissage sur les propriétés des bandes interdites.

Sur la figure III.5, nous avons présenté les variations de la largeur, la fréquence inférieure, la fréquence supérieure et la fréquence centrale de la première bande interdite en fonction le facteur de remplissage. Cette figure montre clairement qu'il y a un rapport entre le facteur de remplissage et la largeur et la location de la bande interdite.



III.5: Variations de la position de la bande interdite (courbe en vert) et Variations de la largeur de la bande interdite phononique (courbe en rouge) en fonction des paramètres géométriques.

La largeur de la première bande ouverte est maximale pour un facteur de remplissage égale à $ff=40\%$. Ainsi que pour des facteurs de remplissages très élevés ou très faibles la largeur de la bande décroît et tend vers zéro et les bandes interdites ouvertes initialement peuvent être disparaîtraient. Il est clair que plus le facteur de remplissage augmente, les bandes ouvertes se décalent vers les fréquences basses.

III.3. INFLUENCE DES PARAMETRES PHYSIQUES

Dans ce paragraphe, on s'intéresse à l'étude de l'influence de quelques paramètres physiques notamment la masse volumique et la vitesse de propagation longitudinale dans la première couche sur les caractéristiques de la bande interdite.

III.3.1. Influence de la masse volumique

Le contraste dans la masse volumique entre les deux matériaux A et B est défini par le rapport (ρ_A/ρ_B) ou par $(\Delta\rho=\rho_A - \rho_B)$. Les coefficients de transmission de la figure III.6 sont obtenus pour quatre valeurs du contraste ; pour $\Delta\rho=5000 \text{ kg/m}^3$, $\Delta\rho=10000 \text{ kg/m}^3$, $\Delta\rho=15000 \text{ kg/m}^3$ et pour $\Delta\rho=20000 \text{ kg/m}^3$. D'après les spectres, il est clair que plus le contraste est important, la bande est plus large ce qui explique notre choix des deux matériaux.

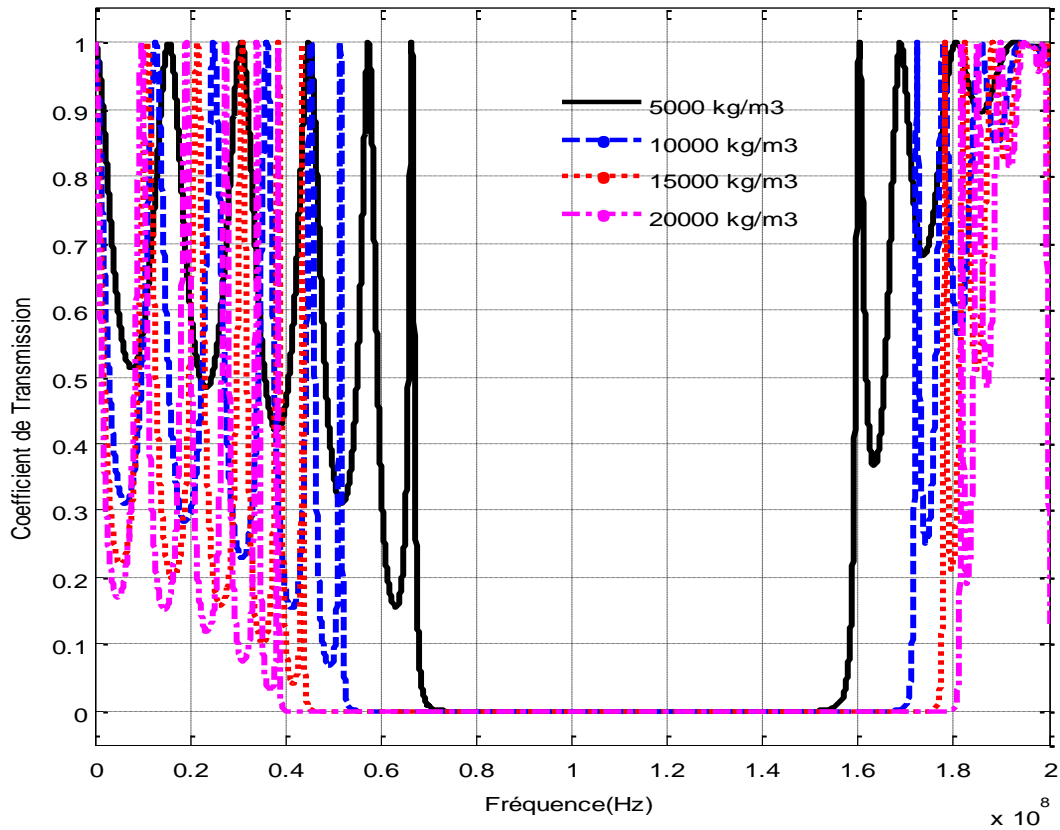


Figure III.6: Coefficient de transmission on fonction de la fréquence dans le cas d’un cristal PnC-1D Pour : $\Delta\rho=5000 \text{ kg/m}^3$, 10000 kg/m^3 , 15000 kg/m^3 et 20000 kg/m^3 .

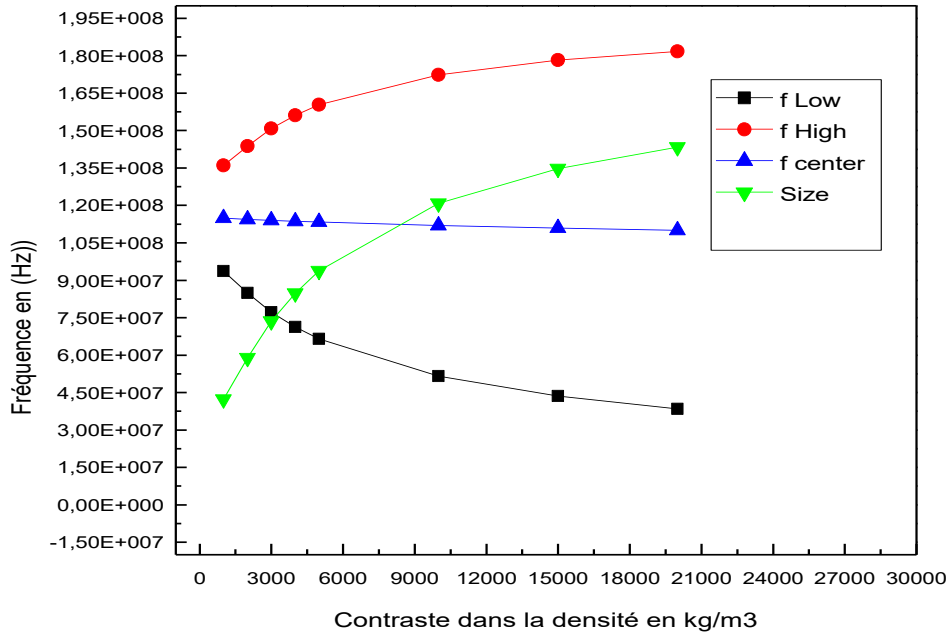
Le tableau III .4 donne les différentes valeurs (fréquence inférieure, fréquence supérieure et largeur de la bande) obtenues après une série de simulation. Les paramètres géométriques sont fixés tout d’abord.

$\Delta\rho \text{ (kg.m}^{-3}\text{)}$	$f_{\text{inf}} \text{ (Hz)}$	$f_{\text{sup}} \text{ (Hz)}$	$\Delta f \text{ (Hz)}$	$f_c \text{ (Hz)}$
1000	93730000	136000000	114865000	42270000
2000	84910000	143800000	114355000	58890000
3000	77240000	150800000	114020000	73560000
4000	71270000	156100000	113685000	84830000
5000	66460000	160300000	113380000	93840000
10000	51510000	172300000	111905000	120790000
15000	43530000	178200000	110865000	134670000
20000	38400000	181700000	110050000	143300000

Tableau III.4: Influence de la masse volumique sur les propriétés des bandes interdites.

La figure III.7 illustre les propriétés de la bande phononique ouverte en fonction du contraste dans la masse volumique entre les deux constituants du cristal phononique 1D.

D'après les résultats obtenus, il est clair que le contraste joue un rôle important sur les propriétés de la bande ouverte (limite inférieure, limite supérieure et largeur de la bande).



III.7: Variations de la position de la bande interdite et Variations de la largeur de la bande interdite phononique en fonction le contrast dans la densité.

III.3.2. Influence de la célérité longitudinale (C_{LA})

Pour étudier l'influence de la vitesse de propagation longitudinale dans la première couche du cristal (matériau A ; le plomb). Les paramètres physiques du second matériau (Epoxy) sont retenus, d'autres part, les paramètres géométriques sont fixés aussi : le nombre de couche est fixé à $N=10$ ((Lead/Epoxy)⁵) et l'épaisseur pour chaque couche est : $a_1=a_2=5 \mu\text{m}$; C'est-à-dire un facteur de remplissage égal à 50%.

Ensuite, en utilisant le même code TMM, nous avons effectué une série de simulations pour différentes valeurs de la vitesse de propagation longitudinale C_{LA} (m/s) dans la couche du plomb du cristal.

Sur la figure III.8, les spectres (a), (b), (c) et (d), nous avons reporté les coefficients de transmission pour quatre valeurs de vitesses de propagation longitudinales dans le plomb. Les quatre spectres sont obtenus pour $C_{LA}=1000$ m/s, 1500 m/s, 2500 m/s et 5000 m/s. Nous constatons rapidement que plus la vitesse de propagation dans la première couche est importante, la bande interdite phononique est large. En considérant la première bande ouverte ; il est clair que la largeur de la bande ouverte est d'environ 40 MHz entre

[50 - 90] MHz pour 500 m/s (a). Cette largeur de bande passe à 200 MHz pour 5000 m/s ; entre [50 - 250] MHz (d).

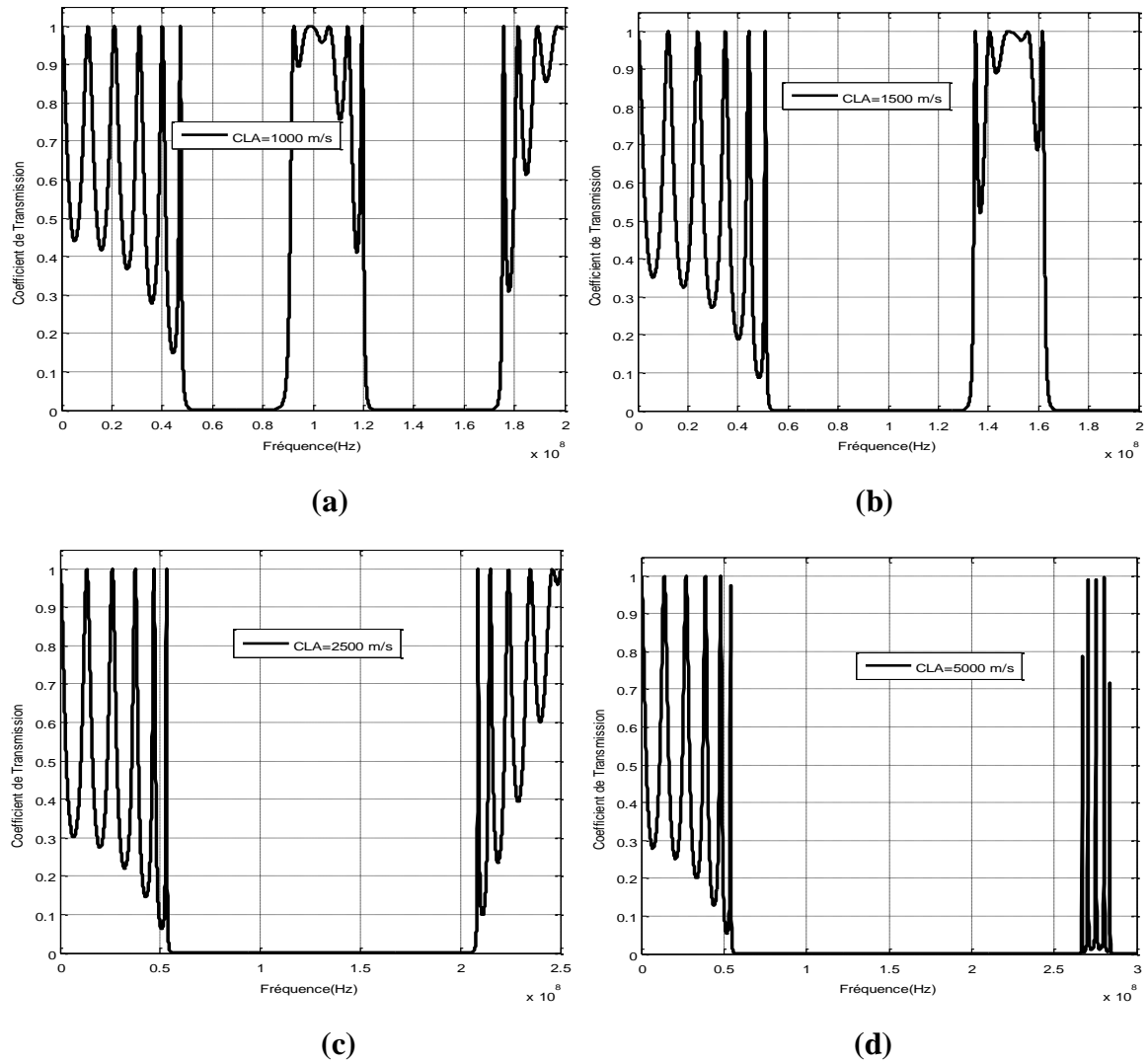


Figure III.8: Coefficient de transmission on fonction de la fréquence dans le cas d'un cristal phononique 1D : (a) Pour $C_{LA}=1000$ m/s, (b) Pour $C_{LA}=1500$ m/s, pour $C_{LA}=2500$ m/s et pour $C_{LA}=5000$ m/s

III. 4. ETUDE D'UN CRISTAL PHONONIQUE AVEC DEFAUT

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

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

III. 4. 1. Présentation de la structure avec défaut

La structure étudiée est un empilement unidimensionnel périodique composé de deux matériaux, elle est formée de 4 bicouches (Plomb/Epoxy) et une autre couche en bleue placée au centre de telle sorte que la structure obtenue présente un filtre symétrique; ou un miroir de Bragg autour de défaut (**Plomb/Epoxy**)¹/**Défaut**/(**Epoxy/Plomb**)¹, le matériau de couverture est le nylon. La figure III.8, illustre la structure considérée.

Les épaisseurs des deux couches A (le plomb) et B (l'Epoxy) du cristal phononique unidimensionnel avec défaut au centre sont a_1 et a_2 et D respectivement telle que: $a_1=5 \mu\text{m}$, $a_2=5.0\mu\text{m}$ et $D=5.0\mu\text{m}$. Cette structure est traversée par une onde acoustique longitudinale à incidence normale.

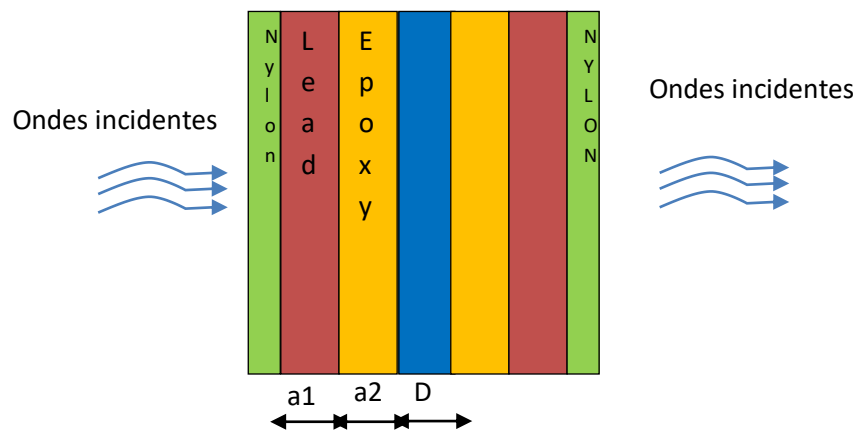


Figure III.9. Représentation schématique d'un cristal phononique unidimensionnel (**Plomb/Epoxy**)¹/**Défaut**/(**Epoxy/Plomb**)¹ avec défaut au centre de largeur D .

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

Matériau	Plomb (A)	Epoxy (B)	Air (à 20°C)
Epaisseur (μm)	$a_1=5.0$	$a_2=5.0$	$D=5.0$
Densité (Kg/m^3)	10760	1140	1.204
Célérité C_l (m/s)	1960	2770	343
Célérité C_t (m/s)	850	1300	0

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

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

Sur les figures III.9 (a) et (b), nous avons reporté les simulations obtenus en utilisant un code de la méthode TMM écrit en Matlab. La figure III(a) représente le spectre de transmission de la structure périodique sans défauts, alors que la figure III (b) représente le spectre de transmission de la structure défectueuse après l'insertion d'une couche au centre remplie de l'air à 20 °C. Il est clair que le défaut provoque l'apparition d'un pic de résonance dont la fréquence est 137.2 MHz.

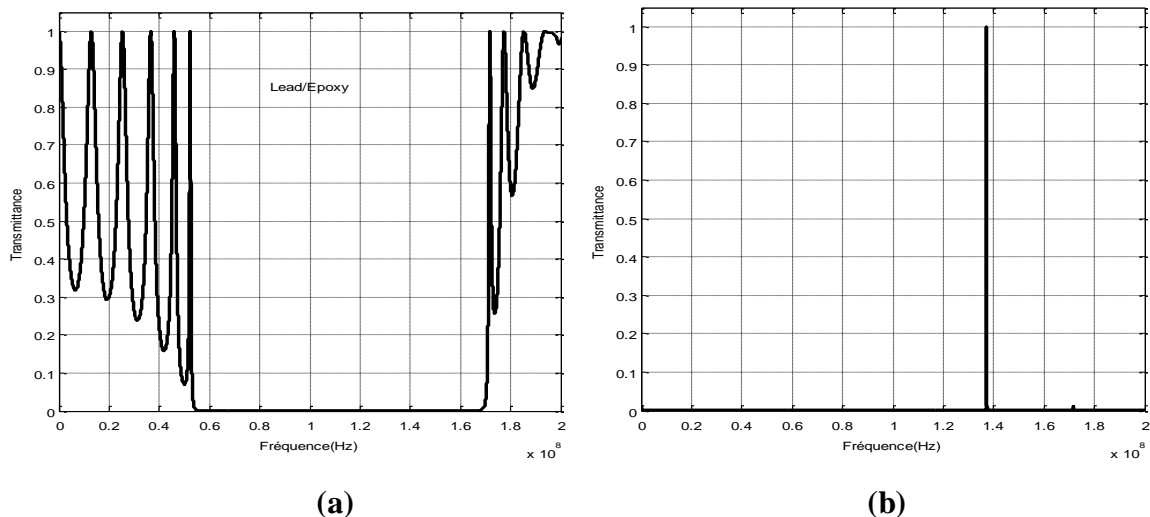


Figure III.10: (a) Spectre de transmission pour un cristal phononique 1D parfait, (b) Pour un cristal phononique avec une couche de défaut remplie par l'Air à 20°C.

III. 4. 2. Influence de la largeur du défaut

Dans ce paragraphe, on va étudier l’influence de la largeur de la couche du défaut sur la fréquence de résonance du mode transmis pour une onde longitudinale à incidence normale. Pour cela, nous avons effectué une série de simulations en utilisant le même code. La figure III.10 (a) montre l’existence d’un pic de transmission importante pour différentes largeurs du défaut ($D = 5.0 \mu\text{m}$ à $5.5 \mu\text{m}$).

La figure III.10 (b), illustre l’évolution de la fréquence de résonance c.à.d la position où la location du pic en fonction de la largeur du défaut, il est clair que plus la largeur augmente, plus le pic se déplace vers les basses fréquences. Le tableau III.6, illustre les variations de la fréquence de résonance et le taux de transmission en fonction de la largeur du défaut.

D (μm)	$f_{rés}$ (MHz)	Taux %
5.0	137.2	100
5.1	134.5	100
5.2	132.0	97
5.3	129.4	98
5.4	127.0	68
5.5	124.7	73

Tableau III.6 : Valeurs de simulation pour un défaut géométrique de largeur D.

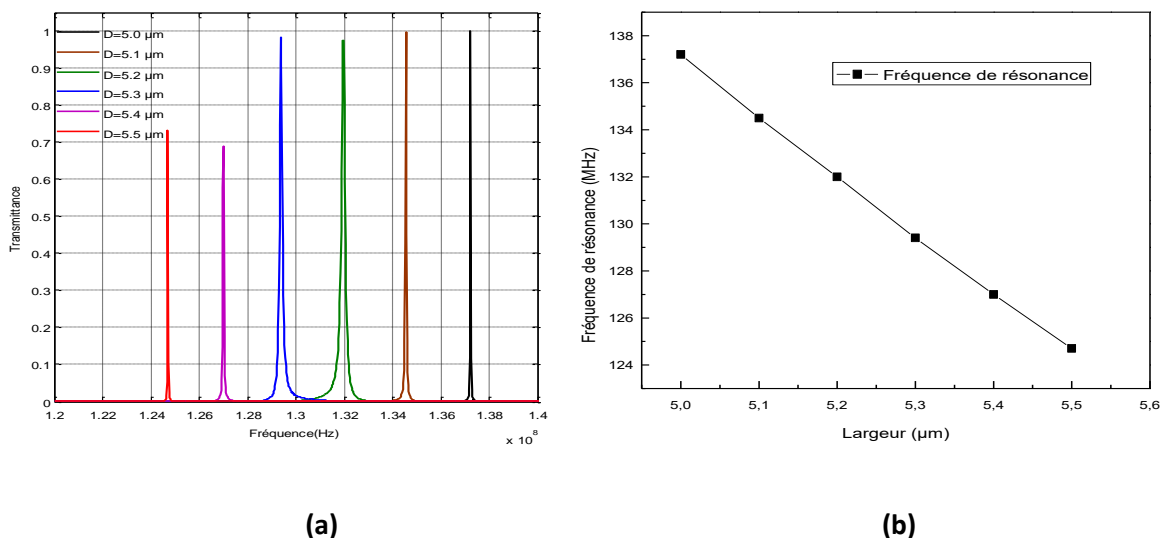


Figure III.11: (a) Spectre de transmission en fonction de la fréquence pour différentes largeurs de défaut (b) Evolution de la fréquence du pic en fonction de la largeur du défaut.

III.5. APPLICATION A LA DETECTION D'UN GAZ

Les capteurs à cristaux phononiques représentent une nouvelle technologie pour les applications de détection à haute performance. Dans ce qui suit, nous allons étudier et proposer une conception de capteur de gaz basée sur un cristal phononique (1D) de (plomb/Epoxy)/Gaz/(plomb/Epoxy) pris en sandwich entre deux minces couches de nylon. 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.

III. 5. 1. Présentation de la structure

Notre capteur de gaz conçu est considéré comme une structure binaire défectueuse composée de deux couches différentes de (Plomb – Epoxy) répétées dans $N = 2$ cellules unitaires d'épaisseur égale, suivies de l'insertion d'une couche défectueuse au milieu de la structure [(plomb / époxy) 1 - (matériau de détection) - (plomb / époxy) 1]. La couche défectueuse a été remplie de différents gaz qui ont été testés séparément. Nous avons considéré les matériaux en plomb et époxy en raison du grand contraste en impédance acoustique.

Tout d'abord, nous avons rempli la couche de défauts avec l'air comme référence pour tous les gaz cibles et nous avons considéré la fréquence de résonance de l'air comme référence pour la position des différents pics de résonance pour les autres gaz. Le schéma de notre conception du capteur de gaz est illustré sur la figure III.8.

III. 5. 2. Résultats de simulation

Pour chaque couche utilisée dans notre capteur de gaz ; les propriétés géométriques et physiques des différents gaz testés (à 20°C) telles que la densité, la vitesse du son longitudinale et les épaisseurs sont résumées dans le tableau III.7.

Matériau	Air (référence)	CO ₂	O ₂	CH ₄	NH ₃
Densité (Kg/m ³)	1.204	1.8393	1.314	0.659	0.7069
Célérité C ₁ (m/s)	343	267	326	445	430
Epaisseur (µm)	5	5	5	5	5

Tableau III.7: Paramètres physiques et géométriques des matériaux utilisés à la conception de la structure étudiée [41].

Dans ce paragraphe on essaye d'utiliser notre structure pour la détection des gaz à température constante 20°C. Les résultats sont obtenus en utilisant le même code de la méthode TMM.

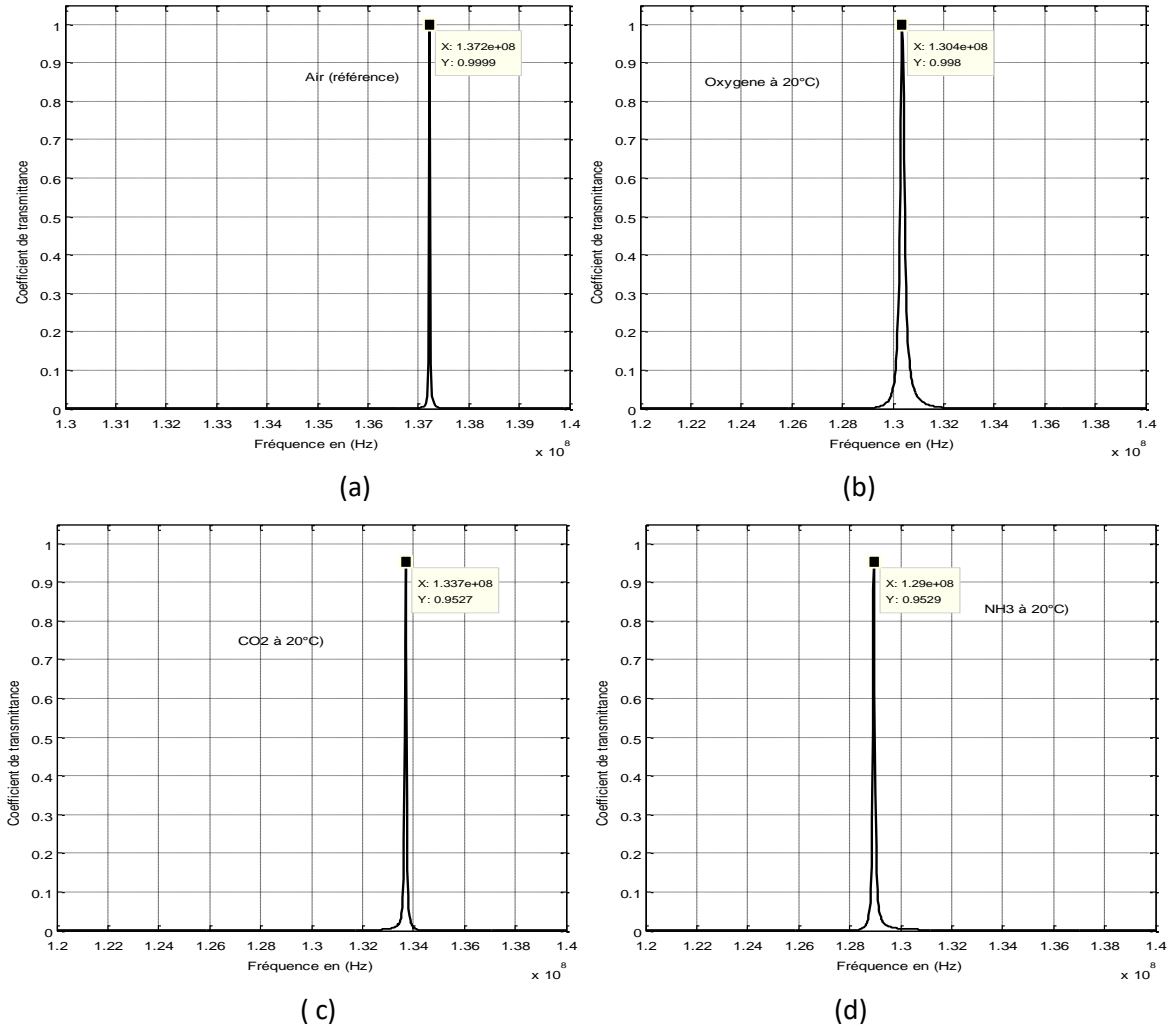


Figure III.12: Coefficient de transmission en fonction de la fréquence pour : (a) Air à 20°C, (b) Oxygene à 20°C, (c) pour le CO₂ à 20 °C et (d) pour le NH₃.

Les figures III.11 (a), (b), (c) et (d) illustrent le spectre de transmission en fonction de la fréquence lorsque la couche défectueuse est remplie par chaque gaz a testé. Pour l'air la fréquence de résonance est 137.2 MHz (considéré comme un gaz de référence), pour le dioxyde de carbone est la fréquence de résonance est 133.7 MHz, pour l'oxygène cette fréquence de résonance est 130.4 MHz. Il est clair aussi que lorsque la couche défectueuse est remplie par un autre gaz le pic de résonance se décale vers la gauche ou vers la droite.

La fréquence de résonance et le taux de transmission pour chaque gaz testé sont obtenus en utilisant la méthode de la matrice de transfert, ils sont reportés dans le tableau III.8.

Gaz (à 20 °C)	Taux de transmission	Fréquence de résonance (MHz)
Air (Référence)	0.98	137.2
CO ₂	0.95	133.7
Oxygène	0.98	130.4
CH ₄	0.94	133.5
NH ₃	0.95	129.0

Tableau III.8: Taux de transmission et fréquence de résonance pour les différents gaz testés.

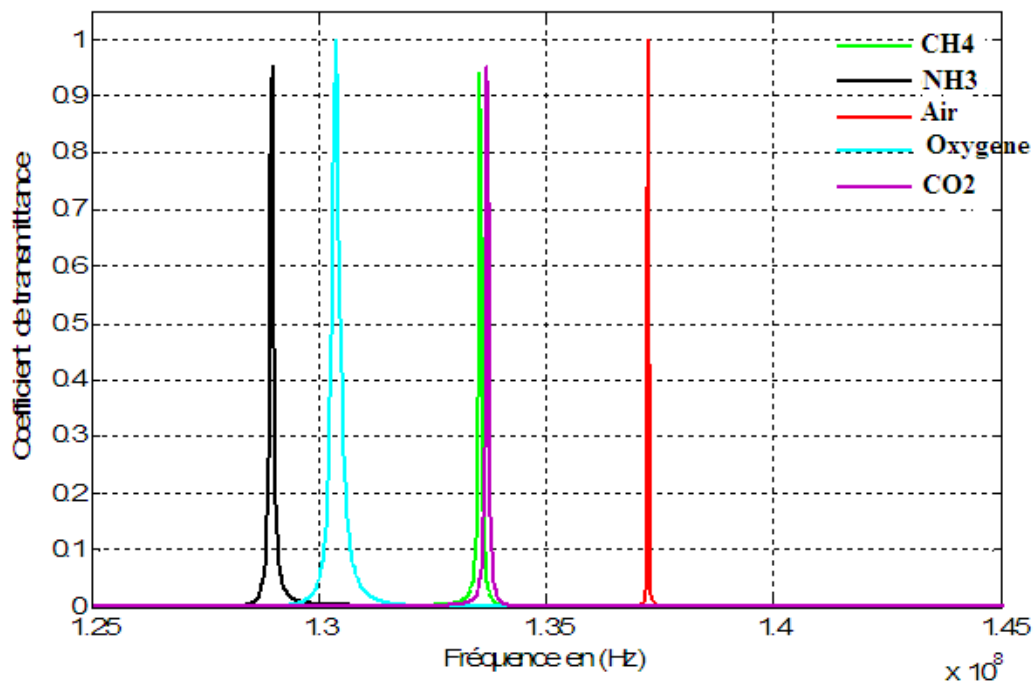


Figure III.13: Spectre de transmission en fonction de la fréquence pour différents gaz ; Air, CO₂, O₂, CH₄ et NH₃.

La figure III.12 montre l'existence d'un pic de transmission importante pour chaque gaz injecté dans la couche du défaut. Cette variation de la fréquence de résonance peut être utilisée pour la détection des différents gaz.

III. 5. 3. Application à la détection de la température de l'air

Dans ce paragraphe on essaye d'utiliser notre structure de capteur pour la détection de la température de l'air. Pour cela, on fixe les paramètres géométriques, ensuite la couche du défaut est remplie par l'air à différentes températures. Le tableau ci-dessous, donne les propriétés acoustiques à différentes températures. Les résultats de simulations obtenus en utilisant la méthode de la matrice de transfert sont reportés dans le tableau III.9

Température (°C)	ρ (kg/m ³)	C_l (m/s)	Taux de transmission	Fréquence de résonance (Hz)
0	1.2922	331.30	0.99	132.6
10	1.2466	337.31	0.98	135.0
20	1.2041	343.21	0.99	137.2
25	1.1839	346.13	0.99	138.5
30	1.1644	349.02	0.26	139.6
35	1.1455	351.88	0.30	140.8

Tableau III.9 : Vitesses acoustiques et masses volumiques à différentes degrés de Température du gaz considéré (l'air) [41].

. Les figures III.13 illustre le spectre de transmission en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de la température de l'air.

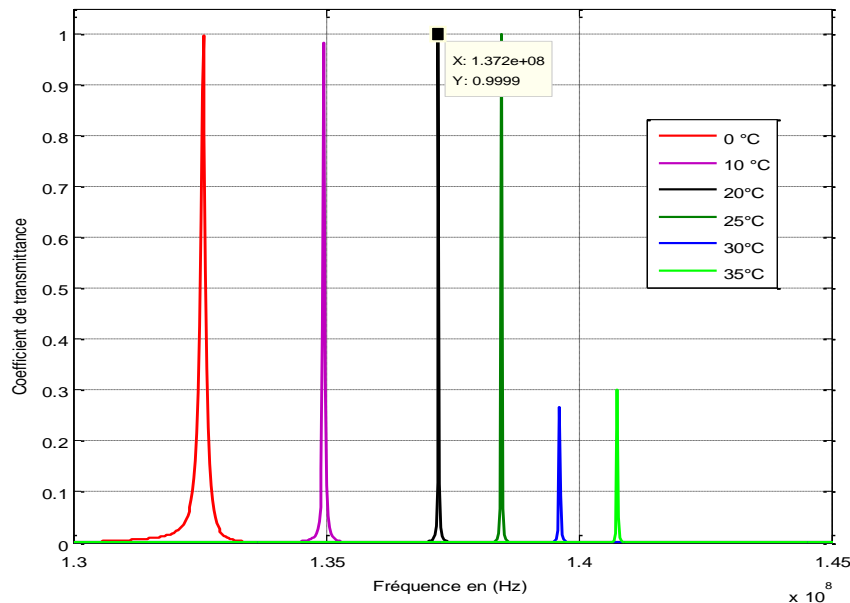


Figure III.14: variation de la fréquence de résonance en fonction de la température de l'air.

III.5.4. Application à la détection de la température de CO₂

Dans cette section on essaye d'utiliser notre structure de capteur pour la détection de la température de CO₂. La couche du défaut est remplie dans ce cas par le CO₂ à différentes températures. Le tableau ci-dessous, donne les propriétés acoustiques à différentes températures.

Température de CO ₂ (°C)	ρ (kg/m ³)	C_l (m/s)	Taux de transmission	Fréquence de résonance (Hz)
30	1.7777	270.7	0.98	135.4
40	1.7201	274.7	0.47	137.4
60	1.6155	282.6	0.26	141.3
80	1.523	290.2	0.13	145.1

Tableau III.10 : Vitesses acoustiques et masses volumiques à différentes degrés de Température de CO₂ [41].

La figure III.14 montre l'existence d'un pic de transmission importante pour différente température du gaz injecté dans la couche défectueuse. Il est clair que plus la température est élevée, la fréquence de résonance du pic correspond au mode de propagation décale vers les fréquences élevées. Par contre le taux de transmission du pic de transmission diminue avec la température du gaz.

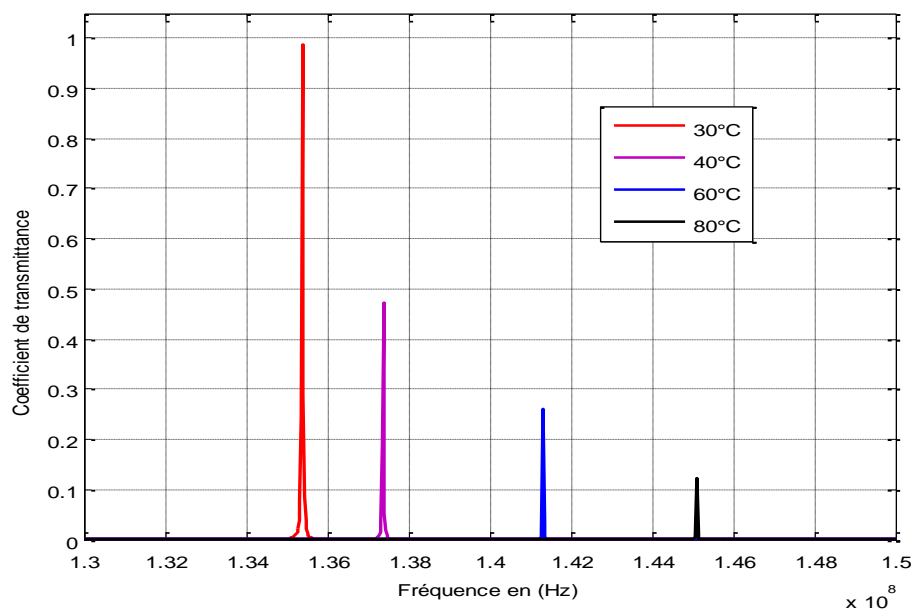


Figure III.15: variation de la fréquence de résonance en fonction de la température dans le cas d'un gaz le CO₂.

III.6. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons eu l'occasion d'étudier la transmission d'une onde acoustique longitudinale à incidence normale à travers un cristal phononique 1D formé par l'empilement de N couches de Plomb et de l'Epoxy. Dans la première partie, nous nous sommes intéressés à l'étude d'une structure parfaite Plomb/Epoxy, puis nous avons étudié une structure avec défaut placé au centre du cristal. Ensuite, à travers les simulations par la méthode TMM, nous avons étudié l'influence de quelques paramètres géométriques et physique dont le but est d'optimiser la structure à l'application dans le domaine de détection des gaz.

Dans la deuxième partie, nous avons étudié un miroir de Bragg à base d'un cristal phononique 1D imparfait dans laquelle un défaut est inséré au centre de la structure. En injectant dans la couche de défaut différents gaz (Air, CO₂, O₂, CH₄ et NH₃) nous avons montré que la fréquence des modes de résonance dépend de la nature du gaz injecté. Ce qui nous permet de confirmer que la structure multicouche proposée présente une nouvelle plateforme dans le domaine de la détection des gaz.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Les cristaux phononiques sont des matériaux composites constitués de réseaux périodiques d'au moins de deux matériaux différents en leurs densités et vitesses de propagation. Ces matériaux sont arrangés périodiquement suivant une, deux ou trois dimensions de l'espace. Cette nouvelle classe de matériaux pouvant agir fortement sur la propagation d'ondes élastiques ou acoustiques. Il représente un domaine de recherche très intéressant notamment dans le domaine des capteurs. Pour cette raison, ces dernières années, un grand nombre de structures a été étudié et plusieurs approches théoriques ont été développées.

Toutes les études théoriques et expérimentales ont montré l'existence de bandes interdites phononiques où aucune propagation d'ondes acoustiques n'est permise. En effet, du fait que les ondes acoustiques s'étendent sur un large spectre en fréquence, de nombreuses applications potentielles allant de l'isolation sonore au filtrage et traitement du signal acoustique en passant par les guides et les capteurs sont disponibles.

Le travail présenté dans ce mémoire de master, s'inscrit dans le cadre d'une contribution à l'étude des cristaux phononiques (PnC-1D) pour des applications au domaine des capteurs notamment dans le domaine de la détection de gaz.

Tout d'abord, nous nous sommes intéressés à l'étude d'une structure parfaite (Plomb/Epoxy)^N. Ensuite, nous avons étudié une structure avec défaut physique de type (Plomb/Epoxy)/Défaut/(Plomb/Epoxy) dans laquelle une couche est insérée au centre de la structure parfaite en formant ainsi un miroir de Bragg à cristal phononique.

Dans la première partie, nous avons étudié l'influence des paramètres géométriques et physiques sur les propriétés des bandes interdites ; en particulier l'influence du nombre de couches et le facteur de remplissage, les densités des deux matériaux utilisés et les vitesses de propagation des ondes acoustiques à travers les deux couches. Les simulations effectuées par la méthode de la matrice de transfert TMM ont montré clairement l'ouverture des bandes et que sa largeur et sa location sont fortement liées aux paramètres géométriques et physiques.

Dans la deuxième partie de cette étude, notre intérêt est porté sur un miroir de Bragg à cristaux phononiques (PnC-1D) avec défaut, composé d'une structure multicouche de type (Plomb/Epoxy)/Défaut/(Plomb/Epoxy). La couche de défaut est remplie ensuite par un gaz.

Les résultats de simulations montrent clairement l'existence d'un pic de résonance, ce pic de résonance dépend du gaz injecté dans la couche de défaut. La fréquence de ce pic de résonance est située à l'intérieure de la bande interdite du spectre de transmission des ondes acoustiques. Puis, nous avons étudié leur évolution en fonction des paramètres géométriques du défaut.

Finalement, nous avons montré la possibilité d'utiliser cette structure dans le domaine de la détection pour différents gaz ; en particulier pour la détection de l'Air, CO₂, O₂, NH₃ et CH₄.

Tous les résultats de ce travail sont obtenus en utilisant la méthode de la matrice de transfert (TMM). D'après les résultats de simulation obtenus, on peut conclure que les structures à cristaux phononiques 1D avec défaut peuvent être utilisées au domaine des capteurs et présentent ainsi une nouvelle plateforme pour la détection de gaz.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Hocine Larbi «cristaux phononique et mate matériaux aux domaines du guidage -filtre et de l'isolation phonique », docteur deb l'université Lille 2 sciences et technologies 2011.
- [2] A. Bougressi, mémoire de magister, université mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, Application du concept des réseaux acoustiques à bandes interdites pour l'isolation sismique d'un site », Année 2013
- [3] Doufene Med.a, mémoire de magister, Université Mouloud Mammeri, Tizi-Ouzou, Application du concept des réseaux acoustiques à bandes interdites dans la protection sismique des ouvrages de génie civil, 2013
- [4] Philippe Meyne, « Généralité sur les capteur »,université paris 12 val de marne ,2009
- [5] 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.
- [6] Samira Amoudache, « Cristaux photonique accordables ; application au domaine des capteur »,these de doctorat ,université mouloud mammeri de tizi-ouzou,2015
- [7] Georges ASCH et Coll, « Les capteurs en instrumentation industrielle »7eédition , Dunod 2010.
- [8] Karoun Fares, «Etude du comportement de la polyaniline exposee aux gaz polluants », Mémoire de Magister, Universite Ferhat Abbas , Setif1,2014.
- [9] Benmerkhi Ahlem, « influence des paramètres géométriques sur la cavité àcristaux photoniques bidimensionne » Mémoire de Magister, Université Mentouri, Constantine, 2008.
- [10] A. bougressi, memoire de magister, universite mouloud mammeri de tizi-ouzou, Application du concept des réseaux acoustiques à bandes interdites pour l'isolation sismique d'un site, Année 2013
- [11] S. kheffache, memoire de magister, université mouloud mammeri, tizi-ouzou, propagation d'ondes élastiques dans les cristaux phononiques bidimensionnels, 2011.
- [12] Doufene Med.a, mémoire de magister, Université Mouloud Mammeri, Tizi-Ouzou, Application du concept des réseaux acoustiques à bandes interdites dans la protection sismique des ouvrages de génie civil, 2013
- [13] R. Houwink, Elasticity Plasticity and structure of matter, Cambridge University Press, London, (1971)
- [14] E. Dieulesaint, D. Royer, Ondes Elastiques dans les Solides: Application au Traitement du Signal, Ed Masson et Cie, (1974)

- [15] S. Bouhedja, doctorat d'état en physique, université Mentouri Constantine, étude des vitesses des ondes de surface et de l'atténuation du mode de Rayleigh via un capteur fonctionnant en champ noir.
- [16] W. L. Bond, C. C. Culter, R. A. Lemons and C. F. Quate, Dark Field and Stereo Viewing with the Acoustic Microscope, *Appl. Phys. Lett.*, 27, (1975)
- [17] D. A. Sinclair, D. A. Smith, Dark Field Acoustic Microscopy, *Electron. Lett.* 16, (1980)
- [18] Bouguerra, B., & Baouche, I. (2020). Contribution à l'étude de l'influence des défauts dans les cristaux phononiques unidimensionnels accordables au domaine des capteurs (Doctoral dissertation, Univ M'sila).
- [19] Bougressi, A. (2013). Application du concept des réseaux acoustiques à bandes interdites pour l'isolation sismique d'un site (Doctoral dissertation, Université Mouloud Mammeri).
- [20] Kushwaha, M. S., Halevi, P., Dobrzynski, L., & Djafari-Rouhani, B. (1993). Acoustic band structure of periodic elastic composites. *Physical review letters*, 71(13), 2022.
- [21] Martínez-Sala, R., Sancho, J., Sánchez, J. V., Gómez, V., Llinares, J., & Meseguer, F. (1995). Sound attenuation by sculpture. *nature*, 378(6554), 241-241.
- [22] Kheffache, S. (2011). Propagation d'ondes élastiques dans les cristaux phononiques bidimensionnels (Doctoral dissertation, UMMTO).
- [23] Jaffré, T. (2005). Caractérisation des matériaux à bande interdite électromagnétique multipériodiques et leurs applications aux antennes (Doctoral dissertation, Limoges).
- [24] Chan, C. T., Ho, K. M., & Soukoulis, C. M. (1991). Photonic band gaps in experimentally realizable periodic dielectric structures. *EPL (Europhysics Letters)*, 16(6), 563.
- [25] Van Der Biest, F. (2005). Diffusion multiple et renversement du temps ultrasonore dans des milieux périodiques et désordonnés (Doctoral dissertation, Université Paris-Diderot-Paris VII).
- [26] Khelif, A., Choujaa, A., Djafari-Rouhani, B., Wilm, M., Ballandras, S., & Laude, V. (2003). Trapping and guiding of acoustic waves by defect modes in a full-band-gap ultrasonic crystal. *physical Review B*, 68(21), 214301 [12] D. A. Sinclair, D. A. Smith, Dark Field Acoustic Microscopy, *Electron.Lett.*16, (1980)

-
- [27] Sinclair, D. A., & Smith, I. R. (1980). Dark field acoustic microscopy. *Electronics Letters*, 16(16), 627-629.
- [28] Yu, J. K., Mitrovic, S., Tham, D., Varghese, J., & Heath, J. R. (2010). Reduction of thermal conductivity in phononic nanomesh structures. *Nature nanotechnology*, 5(10), 718-721
- [29] Van Der Biest, F. (2005). Diffusion multiple et renversement du temps ultrasonore dans des milieux périodiques et désordonnés (Doctoral dissertation, Université Paris-Diderot-Paris VII).
- [30] Kheffache, S. (2011). Propagation d'ondes élastiques dans les cristaux phononiques bidimensionnels (Doctoral dissertation, UMMTO).
- [31] Gorisse, M. (2011). Réalisation de filtres RF à base de cristaux phononiques (Doctoral dissertation, Université de Grenoble).
- [32] Khelif, A., Choujaa, A., Benchabane, S., Djafari-Rouhani, B., & Laude, V. (2004). Guiding and bending of acoustic waves in highly confined phononic crystal waveguides. *Applied physics letters*, 84(22), 4400-4402.
- [33] Miyashita, T. (2005). Sonic crystals and sonic wave-guides. *Measurement Science and Technology*, 16(5), R47
- [34] Khelif, A., Choujaa, A., Benchabane, S., Djafari-Rouhani, B., & Laude, V. (2004). Guiding and bending of acoustic waves in highly confined phononic crystal waveguides. *Applied physics letters*, 84(22), 4400-4402.
- [35] Khelif, A., Wilm, M., Laude, V., Ballandras, S., & Djafari-Rouhani, B. (2004). Guided elastic waves along a rod defect of a two-dimensional phononic crystal. *Physical Review E*, 69(6), 067601.
- [36] Khelif, A., Choujaa, A., Djafari-Rouhani, B., Wilm, M., Ballandras, S., & Laude, V. (2003). Trapping and guiding of acoustic waves by defect modes in a full-band-gap ultrasonic crystal. *physical Review B*, 68(21), 214301
- [37] Gorisse, M. (2011). Réalisation de filtres RF à base de cristaux phononiques (Doctoral dissertation, Université de Grenoble).
- [38] Benchabane, S., Khelif, A., Choujaa, A., Djafari-Rouhani, B., & Laude, V. (2005). Interaction of waveguide and localized modes in a phononic crystal. *EPL (Europhysics Letters)*, 71(4), 570
- [39] Benchabane, S. (2006). Guidage et filtrage des ondes dans les cristaux phononiques (Doctoral dissertation, Université de Franche-Comté).

[40] BRUNEAU M., POTEL C., Matériaux et acoustique (Tomes 1 et 2), Lavoisier (2006).].

[41] Zaki, S. E., Mehaney, A., Hassanein, H. M., & Aly, A. H. (2020). Fano resonance based defected 1D phononic crystal for highly sensitive gas sensing applications. Scientific Reports, 10(1), 1-16.

Résumé :

La propagation des ondes acoustiques dans les cristaux phononiques unidimensionnels est un sujet de nouveauté qui possède de nombreuses applications technologiques. En particulier, les structures multicouches sont des structures artificielles périodiques suivant 1D formés d'au moins de deux matériaux différents par leurs propriétés élastiques. Sous certaines conditions, ces structures interdisent la propagation des ondes acoustiques/élastiques sur une gamme de fréquences.

Notre travail consiste à l'étude théorique d'un miroir de Bragg à cristal phononique unidimensionnel s avec défaut de type (Plomb/Epoxy)/Défaut/(Plomb/Epoxy) afin de montrer la possibilité d'exploiter une telle structure dans le domaine de la détection des gaz.

Mots clés : Cristaux phononiques 1D, Ondes acoustique, capteurs de gaz, TMM.

خلاصة:

يعد انتشار الموجات الصوتية في البلورات الصوتية أحادية البعد موضوعًا جديدًا له العديد من التطبيقات التكنولوجية. تعد الهياكل متعددة الطبقات على وجه الخصوص و هي عبارة عن هياكل اصطناعية دورية على طول D1 و تتكون من مادتين على الأقل تختلفان في خصائصهما المرنة. في ظل ظروف معينة تحظر هذه الهياكل انتشار الموجات الصوتية / المرنة على نطاق من الترددات.

يتكون عملنا من الدراسة النظرية لمرايا Bragg البلورية الصوتية أحادية البعد مع عيب في النوع (الرصاص / الايبوكسي) / العيب / (الرصاص / الايبوكسي) وذلك لإظهار إمكانية استغلال مثل هذه البنية في الكشف عن الغازات. كلمات مفتاحية : بلورات صوتية 1D ، موجات صوتية ، مجسات الغاز ، طريقة مصفوفة النقل

Abstract:

The propagation of acoustic waves in one-dimensional phononic crystals is a subject of novelty which has many technological applications. In particular, multilayer structures are periodic artificial structures along 1D formed of at least two materials that differ in their elastic properties. Under certain conditions, these structures prohibited the propagation of acoustic / elastic waves over a range of frequencies.

Our work consists in the theoretical study of a one-dimensional phononic crystal Bragg mirror s with type defect (Lead / Epoxy) / Defect / (Lead / Epoxy) in order to show the possibility of exploiting such a structure in the field gas detection.

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