

Faculté des Sciences Exactes et d'Informatique
Département de Physique
Filière : Physique

MEMOIRE DE FIN D'ETUDES
Pour l'Obtention du Diplôme de Master en Physique
Option : **Physique des matériaux**

Présenté par :
SEDDAOUI Sabah

THEME :
**Etude des modes de défauts dans les cristaux photoniques
unidimensionnels**

Soutenu le: 27 juin 2021

Devant le jury composé de :

Mme MELATI Rabia	MCA	Université de Mostaganem	Présidente
Mme RAHAL Wassila Leila	MCA	Université de Mostaganem	Examineur
M. SENOUCI Khaled	Prof.	Université de Mostaganem	Encadreur

Année Universitaire 2020-2021

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail et ma profonde gratitude à ceux qui ont sacrifié pour m'offrir les conditions propices à ma réussite , mes très chers parents que DIEU leur procure bonne santé et longue vie.

A mes chères sœurs, mon soutien dans la vie, qui m'ont toujours encouragée et à mes frères et à tous les petits de notre famille.

*A mes proches et à toutes mes amies.
Et à mon encadreur professeur Senouci Khaled spécialement.*

SABAH

Remerciements

Nous remercions DIEU le tout puissant qui nous a donné durant toutes ces années, la santé, le courage et la foi en nous même pour pouvoir avancer et mener nos études.

*Je voudrais exprimer mes remerciements particuliers à mon encadreur Pr. **SENOUCI Khaled** pour ses efforts avec moi et pour m'avoir dirigé dans ce travail et de m'avoir fait bénéficier de son expérience et de ses précieux conseils. Je lui souhaite une longue et bonne vie. Je tiens aussi à remercier le docteur **Mansour Daoud** pour son aide dans le domaine de programmation Fortran.*

*Je remercie mes professeurs, membres des jurés en même temps **Mme Melati Rabia** et **Mme RAHAL Wassila Leïla** pour leur évaluation de ce travail.*

Je remercie également tous mes professeurs dans ma vie scolaire, et tous les enseignants du département de physique.

Mes remerciements vont aussi à mes chers parents, mes sœurs et mes frères et tous ceux qui m'ont aidée et encouragée de près ou de loin.

Liste des figures

Figure N°	Titre de la figure	Page
Figure I.1	Schéma des cristaux photoniques 1D, 2D, 3D	06
Figure I.2	L'agrandissement d'une aile de papillon	07
Figure I.3	Les différentes couleurs et variétés d'opales naturelles, minérales dans lequel on retrouve certaines propriétés des cristaux photoniques.	08
Figure I.4	Exemples de cristaux photoniques naturels biologiques (animales et végétales) et minéraux	09
Figure I.5	Exemple simple d'un cristal photonique unidimensionnel	10
Figure I.6	Cristal photonique unidimensionnel, empilement de couches de permittivités différentes	10
Figure I.7	Représentation des polarisations TE et TM dans un BIP 2D	11
Figure I.8	Diagramme de bande d'un BIP 2D en polarisation TM et TE	11
Figure I.9	Image MEB d'une structure tas de bois fabriquée par lithographie UV sur du silicium poly-cristallin (d'après Lin <i>et al.</i>)	12
Figure I.10	Différentes structures 3D : la structure cubique (1) ; tas de bois (2) ; Structure multicouches (3) ; les opales (4) et la Yablonovite (5)	13
Figure I.11	Exemples de défauts ponctuels dans un cristal photonique composé de tiges diélectriques, (a) Retrait d'un cylindre, (b) Modification de la constante diélectrique d'un cylindre	14
Figure I.12	Résonance à 35.5 GHz de la cavité engendrée par la suppression d'une tige pour le réseau carré diélectrique de tiges d'alumine, période $a=3\text{mm}$, $d=1.5\text{mm}$ (onde polarisée TM)	15
Figure I.13	Spectres de transmission d'un cristal hexagonal de tiges diélectriques avec (courbe bleue) et sans défaut ponctuel (courbe noire)	15
Figure I.14	Diagrammes de transmission mesurés pour un réseau carré de 11 rangées de tiges d'alumine ayant deux défauts	16
Figure I.15	Fibre optique classique	18

Figure I.16	a) Clichés de MEB de guide d'onde inséré dans un CP 2D et présentant un angle de 120° , b) et c) Fibres optiques utilisant un CP 1D et un CP 2D, respectivement	18
Figure II.1	Diagramme schématique de la structure 1D-binaire, les épaisseurs de ces matériaux sont notée par $(d_1$ et d_2) respectivement, et les indices de réfraction correspondants sont $(n_1$ et $n_2)$ avec $(n_0$ et $n_s)$ les indices de l'air et de la couche substrat respectivement	23
Figure II.2	Potentiel électrique dans un cristal unidimensionnel	28
Figure II.3	Puits de potentiel électrique périodique unidimensionnel	29
Figure II.4	Diagramme de dispersion	30
Figure II.5	Solution graphique du problème du modèle de Kronig-Penney	31
Figure II.6	Constante diélectrique périodique	33
Figure III.1	Schéma représentant deux structures photoniques 1D : (a) Structure symétrique $(AB)^N D (BA)^N$ et (b) asymétrique $(AB)^N D (AB)^N$	38
Figure III.2	Schéma représentant une structure photonique 1D parfait	40
Figure III.3	Spectre de transmission d'un cristal photonique unidimensionnel parfait en fonction de la longueur d'onde pour la polarisation TE, avec $n_A=2.5$ (TiO_2), $n_B=1.46$ (SiO_2), $N=4$ et $\theta = 0^\circ$	41
Figure III.4	Spectre de transmission d'un cristal photonique asymétrique $Air/(AB)^4/D/(AB)^4/S$ en polarisation TE pour différents indices de réfraction du défaut $n_D=1, 1,2, 1,4, 1,6$ et $1,8$ dans le cas d'une polarisation TE en incidence normale	42
Figure III.5	La longueur d'onde du mode de défaut λ_0 en fonction de son l'indice de réfraction n_D pour la polarisation TE	43
Figure III.6	Transmission maximale en fonction de l'indice de défaut pour la polarisation TE, $\theta = 0^\circ$	44
Figure III.7	Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour la polarisation TE pour différents angles d'incidence θ d'un CP1D antisymétrique	45

Figure III.8	Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour la polarisation TM pour différents angles d'incidence θ d'un CP 1D antisymétrique	45
Figure III.9	La longueur d'onde λ_0 du mode de défaut en fonction de l'angle d'incidence pour la polarisation TE et TM	46
Figure III.10	Spectre de transmission TE pour une incidence normale en fonction de la longueur d'onde proposée pour différentes valeurs de l'épaisseur du défaut	47
Figure III.11	La longueur d'onde λ_0 du mode de défaut en fonction de l'épaisseur de la couche dans le cas de la polarisation TE à incidence normale	48
Figure III.12	Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour la polarisation TE (incidence normale) pour différentes valeurs du nombre de périodes (N=3, 4, 5, 6, 7)	49
Figure III.13	La transmission maximale en fonction de nombre de période N pour la polarisation TE	50
Figure III.14	Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour la polarisation TE	51
Figure III.15	Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour la polarisation TM	51
Figure III.16	La longueur d'onde du pic 1(λ_1) et du pic 2(λ_2) en fonction de l'angle d'incidence (θ) pour une polarisation TE	52
Figure III.17	La longueur d'onde du pic 1(λ_1) et du pic 2(λ_2) en fonction de l'angle d'incidence (θ) pour une polarisation TM	53
Figure III.18	La séparation spectrale entre les deux modes de défaut $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ en fonction de l'angle d'incidence	54
Figure III.19	Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour une polarisation TE pour différentes valeur d'indice de réfraction n_A et $\theta = 0^\circ$	55
Figure III.20	La séparation spectrale entre les deux modes de défaut $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ en fonction de du contraste d'indices $n_A - n_D$ pour la polarisation TE	56
Figure III.21	La séparation spectrale entre les deux modes de défaut $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ en fonction de du contraste d'indices $n_A - n_D$ pour la polarisation TE	57

Figure III.22	La séparation spectrale entre les deux modes de défaut $\Delta\lambda=\lambda_2 - \lambda_1$ en fonction de du contraste d'indices n_B-n_D pour la polarisation TE	58
Figure III.23	Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde de la structure pour une polarisation TE, avec différentes nombres de périodes (N=2 à 10), $\theta = 0^\circ$	59
Figure III.24	La variation de la séparation spectrale $\Delta\lambda=\lambda_2 - \lambda_1$ en fonction de nombre de période N	59

Liste des tableaux

Tableau N°	Titre du tableau	page
Tableau II. 1	Analogie électron – photon	35
Tableau III. 1	Les paramètres de la structure étudiée	44

Liste des abréviations

Abréviation	Expression Complète
CP	Cristaux photoniques : <i>Photonic Crystals</i>
BIP	Bande Interdite Photonique : <i>Photonic Band Gap</i>
1D	Unidimensionnel
2D	Bidimensionnel
3D	Tridimensionnel
CP 1D	Cristal photonique unidimensionnel
CP 2D	Cristal photonique bidimensionnel
CP 3D	Cristal photonique tridimensionnelle
D	Défaut
EM	Electromagnétique
FCP	Fibre à Cristal Photonique
FPR	Fabry Perot Resonateur
MEB	Microscopie Electronique à Balayage
NRI	Negative Refractive Index : <i>Indice de Refraction Négatif</i>
T	Transmission
TEM	<i>Transmission Electron Microscopy</i> : Microscopie électronique à transmission
TE	Transverse Electrique, polarisation TE
TM	Transverse Magnétique, polarisation TM
TMM	Méthode de la Matrice de Transfert
UV	Ultra-violet
TiO ₂	Dioxyde de Titane
SiO ₂	Dioxyde de Silicium

Table des matières

Remerciements	ii
Liste des figures.....	iii
Liste des tableaux	vii
Liste des abréviations	vii
Introduction générale.....	1
Références.....	4
Chapitre I : Généralités sur les cristaux photoniques	5
I.1 Introduction	5
I.2 Généralités des cristaux photoniques	5
I.2.1 Définition des cristaux photoniques.....	5
I.2.2 Comparaison entre cristal et cristal photonique.....	6
I.2.3 Les cristaux photoniques dans la nature	6
I.2.3.1 Les papillons	6
I.2.3.2 Les opales.....	7
I.2.4 Les types des cristaux photoniques.....	9
I.2.4.1 Cristaux photoniques à une dimension (réseau de Bragg).....	9
I.2.4.2 Les cristaux photoniques à deux dimensions	10
I.2.4.3 Cristal photonique à trois dimensions	12
I.2.5 Mode de défaut	13
I.2.5.1 Défaut ponctuel et microcavité à cristaux photoniques	13
I.2.5.2 Défaut couplés.....	15
I.2.5.3 Défauts étendus	16
I.3 Applications des cristaux photoniques.....	17
I.3.1 L'industrie des télécoms.....	17
I.3.2 Fibre à cristaux photonique	17
I.3.3 Les micro-résonateurs	18
I.3.4 Les micro-ondes	19
I.4 Conclusion.....	19
Références.....	20

Chapitre II : Technique de la matrice de transfert & calcul de la transmission d'une onde électromagnétique dans un cristal photonique unidimensionnel.....	23
II.1 Introduction.....	23
II.2 La méthode de matrice de transfert.....	23
II.3 Analogie électron-photon.....	26
II.3.1 Etude électrique.....	28
II.3.2 Etude électromagnétique.....	32
II.4. Conclusion.....	35
Références.....	36
Chapitre III : Etude des modes de défauts dans les cristaux photoniques unidimensionnels...	37
III.1 Introduction.....	37
III.2 Modèle et formalisme.....	37
III.3 Résultats et discussion.....	40
III.3.1 Cristal photonique unidimensionnel parfait.....	40
III.3.2 Mode de Défaut d'un CP asymétrique.....	41
III.3.2.1 Effet de l'indice de réfraction du défaut (n_D).....	42
III.3.2.2 Effet de l'angle d'incidence et de la polarisation.....	44
III.3.2.3 Effet de l'épaisseur de la couche du défaut.....	46
III.3.2.4 Effet de nombre de période N	48
III.3.3 Mode de Défaut d'un CP symétrique.....	50
III.3.3.1 Effet de l'angle d'incidence et de la polarisation.....	50
III.3.3.2 Effet du contraste d'indices $n_A - n_D$	53
III.3.3.3 Effet du contraste d'indices $n_B - n_D$	55
III.3.3.4 Effet du nombre du période N	57
III.4 Conclusion.....	59
Références.....	60
Conclusion générale.....	61

Introduction générale

La dernière décennie a vu l'émergence d'un nouveau thème de recherche dans le but de contrôler les propriétés optiques des matériaux. Parmi ces matériaux, on a les cristaux photoniques (CP) également connus sous le nom de structure à bande interdite photonique (BIP, en anglais Photonic Band Gap, PBG) qui sont des matériaux nanostructures présentant une modulation périodique de la constante diélectrique à l'échelle de la longueur d'onde selon une, deux ou trois directions de l'espace. Ce milieu périodique produit sur la lumière qui se propage dans le cristal photonique un effet d'analogie formelle existant entre les équations de Maxwell régissant la propagation des ondes électromagnétique dans un milieu diélectrique et l'équation de Schrödinger pour les électrons. Ces structures artificielles ont été découvertes par E. Yablonovitch [1] et S. John [2] à la fin des années 80 et le premier cristal photonique a été réalisé en 1991 [3]. Les cristaux photoniques permettent de contrôler la lumière en vue d'applications en télécommunication optique. La périodicité de l'indice diélectrique joue le même rôle pour les photons que la périodicité du potentiel ionique dans un cristal atomique pour les électrons. De même qu'il existe des bandes d'énergie permises et de bandes d'énergie interdites pour les électrons, il apparaît de bandes interdites pour les photons dans les cristaux photoniques. Une bande photonique autorisée correspond à un mode qui se propage dans le cristal photonique, une bande interdite photonique appelé aussi gap photonique correspond à un intervalle de fréquence où la propagation de la lumière est interdite dans certaines directions du cristal photonique.

Il existe différents types de cristaux photoniques, classés selon leurs dimensions. A une dimension, on retrouve les structures les plus simples des cristaux photoniques formés d'une alternance des couches de bas et haut indice de réfraction [4]. Le principe des miroirs de Bragg peut être généralisé à 2 ou 3 dimensions. On l'assimile à un cristal photonique unidimensionnel car les propriétés spécifiques au cristal photonique n'existent que dans une dimension.

Les cristaux photoniques (CP) à deux dimensions (2D) ont en effet atteint le niveau de maturité nécessaire quant à d'éventuelles applications. La fabrication de cristaux photoniques à trois dimensions (3D) est encore au stade de la recherche, alors que ces cristaux existent déjà dans la nature (les ailes des papillons, les opales, etc.).

En introduisant des défauts dans un cristal photonique, de nouveaux états permis (appelés modes de défaut) apparaissent dans la bande interdite photonique, comme lors du dopage d'un semi-conducteur par des impuretés. La lumière peut être confinée selon le défaut et la dimensionnalité du cristal photonique. Les modes de défaut peuvent être obtenus en modifiant l'épaisseur d'une couche [5] en insérant un autre diélectrique dans la structure [6, 7] ou en retirant une couche [8, 9] du cristal photonique parfait.

Il existe plusieurs types de défaut pour les cristaux photoniques 2D et 3D. Un défaut ponctuel peut agir comme une microcavité alors qu'un défaut linéique peut agir comme un guide d'onde. Semblable aux CP2D ou 3D, l'introduction des couches de défauts dans les CP 1D peut également créer des modes de défauts localisées dans la BIP. En raison de la simplicité de fabrication, le mode de défaut peut être facilement introduit pour différentes applications telles que la conception des filtres optiques, des séparateurs TE/TM [10], dans la fabrication de lasers [11] et dans les diodes électroluminescentes [12].

L'objectif de ce mémoire est d'étudier la transmission de la lumière dans les structures photoniques unidimensionnelles en présence d'un défaut en utilisant la technique de la matrice de transfert. L'effet des différents paramètres tels que l'indice de réfraction des couches alternées et l'indice de couche de défaut, l'angle d'incidence et la polarisation, l'épaisseur de la couche défectueuse ainsi que le nombre de périodes sur la transmission et la fréquence du mode de défaut ainsi que et sur la largeur de bande interdite photonique (BIP) sera examiné en détail.

Notre travail se compose de trois chapitres :

- Dans le premier chapitre, nous présentons quelques notions générales sur les cristaux photoniques en définissant les modes de défaut dans les cristaux photoniques et ses diverses applications.
- Dans le deuxième chapitre, nous présentons la technique de la matrice de transfert utilisée pour le calcul de la transmission d'une onde électromagnétique dans un cristal photonique 1D. Nous présentons aussi une analogie entre l'électron dans un semi-conducteur et un photon qui se propagent dans un cristal photonique en utilisant l'équation de Schrödinger et les équations de Maxwell respectivement.

Le troisième chapitre concerne notre étude numérique sur les modes de défaut dans les cristaux photoniques unidimensionnels en montrant l'effet des différents paramètres (indice de réfraction du défaut, l'angle d'incidence et polarisation, le nombre de périodes N ainsi que l'épaisseur de la couche de défaut) sur la transmission de la lumière dans notre

cristal photonique. Deux structures principales seront étudiées pour comparaison : une structure symétrique et une structure asymétrique par rapport au défaut.

Ce manuscrit se termine par une conclusion générale.

Références

- [1] E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett. **58**, 2059 (1987).
- [2] S. John, Phy. Rev. Lett. **58**, 2486 (1987).
- [3] E. Yablonovitch, T.J. Gmitter, and K.M. Leung. Physical Review Letters **67**, 2298 (1991).
- [4] J.M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, “Photonic Crystals Towards Nanoscale Photonic Devices”, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, (2005).
- [5] G. Boedeker, C. Henkel, Opt. Express **11**, 1590 (2003).
- [6] G.J. Schneider, G.H. Watson, Appl. Phys. Lett. **83**, 5350 (2003).
- [7] T. Hattori, Jpn. J. Appl. Phys. **41**, 1349 (2002).
- [8] D.R. Smith, R. Dalichaouch, N. Kroll, S. Schultz, S.L. McCall, P.M. Platzman, J. Opt. Soc. Am. B **10**, 314 (1993).
- [9] B. Shi, Z.M. Jiang, X. Wang, Opt. Lett. **26**, 1194 (2001).
- [10] Z.M. Jiang, B. Shi, D.T. Zhao, J. Liu, and, X. Wang, Appl. Phys. Lett. **79**, 3395 (2001).
- [11] W.D. Zhou, J. Sabarinathan, P. Bhattacharya, B. Kochman, E.W. Berg, P.C. Yu, S.W. Pang, IEEE J. Quantum Electron. **37**, 1153 (2001).
- [12] M. W. Feise, I.V. Shadrivov, Y.S. Kivshar, Phys. Rev. E **71**, 037602 (2005).

Chapitre I : Généralités sur les cristaux photoniques

I.1 Introduction

Les cristaux photoniques représentent une technologie révolutionnaire. Ce sont des structures diélectriques dont l'indice de réfraction change de façon périodique dans les différentes directions de l'espace. La lumière se propageant dans le cristal photonique produit un effet similaire à celui du potentiel périodique sur les électrons dans un cristal.

Un cristal photonique a une bande photonique d'états permises et des bandes photoniques d'états interdites qui correspond à un intervalle d'énergie où une propagation de la lumière est interdite dans quelques directions du cristal photonique. Le mode qui se propage dans le cristal photonique correspond à une bande photonique.

Les cristaux photoniques permettent de vérifier la propagation de la lumière et ceci, sur l'ordre de la longueur d'onde dans le matériau, cette propriété qui les rend importants pour plusieurs applications que nous présenterons dans ce premier chapitre. Nous présenterons aussi les modes de défauts utiles dans plusieurs applications telles que les filtres optiques.

I.2 Généralités des cristaux photoniques

Un cristal est un ensemble d'atomes, molécules ou ions qui sont arrangés périodiquement. On appelle un cristal photonique une structure dans laquelle des atomes (ou molécules) sont placés périodiquement avec différentes constantes diélectriques. Le mot photonique découle des photons qui se propagent à travers le cristal.

I.2.1 Définition des cristaux photoniques

La notion des cristaux photoniques a été proposée pour la première fois en 1987[1, 2]. Le premier cristal photonique a été concrétisé en 1991[3]. Les **cristaux photoniques** sont des structures périodiques de matériaux **diélectriques**, **semi-conducteurs** ou **métallo-diélectriques** modifiant la propagation des **ondes électromagnétiques** de la même manière qu'un potentiel périodique dans un **cristal semi-conducteur** affecte le déplacement des **électrons** en créant des bandes d'énergie autorisées et interdites. Les **longueurs d'onde** pouvant se propager dans le cristal se nomment des **modes** dont la représentation énergie-vecteur d'onde forme des bandes. L'absence de modes propagatifs des ondes électromagnétiques (EM) dans de telles structures, dans une plage de **fréquences** ou de **longueurs d'onde**, est alors qualifiée de bande interdite [4].

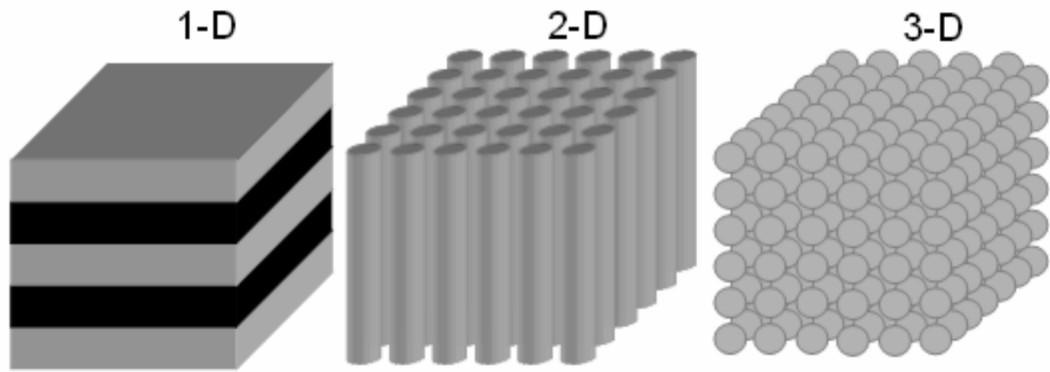


Figure I.1: Schéma des cristaux photoniques 1D, 2D, 3D [5].

I.2.2 Comparaison entre cristal et cristal photonique

L'état des électrons dans le cristal et l'état des photons dans le cristal photonique ont plusieurs similarités telles que les deux systèmes sont des problèmes des valeurs propres, la périodicité de la géométrie dans ces deux systèmes. L'introduction de défaut a pour rôle de vérifier les propriétés électriques ou optiques appropriés.

La seule différence réside dans le fait qu'il existe des interactions entre les électrons, alors qu'il n'y a aucune interaction entre les photons. Il existe une échelle de longueur pour les électrons quant aux photons il n'y a pas de longueur caractéristique [6].

I.2.3 Les cristaux photoniques dans la nature

Les cristaux photoniques peuvent être trouvés dans certaines espèces naturelles qui ont des structures périodiques très complexes.

I.2.3.1 Les papillons

Sont les insectes les plus colorés dans la nature, ils sont grandement tributaires de la lumière incidente. Ils portent un arsenal impressionnant pour gérer cette interaction avec les ondes électromagnétiques [7].

Si on fait une analyse microscopique de ses ailes on trouve que celles-ci sont formées par des écailles qui ont des structures géométriques dans lesquelles un des paramètres varie continuellement et périodiquement [6].



Figure I.2: Les ailes des papillons présentent des caractéristiques assimilables à celles des cristaux photoniques comme le montre la figure de droite. Elle présente l'agrandissement d'une aile de papillon. On y aperçoit un arrangement périodique des écailles [7].

La **Figure I.2** représente une analyse réalisée par microscope électronique à balayage d'une des ailes de papillon. Dans cette étude, il a été montré que l'aile de ce papillon offre une structure similaire à un cristal photonique à bande interdite photonique. Cette caractéristique est importante pour donner ces couleurs spécifiques aux ailes des papillons. Ce réseau réfléchit la lumière pour certaines longueurs d'onde dans des directions différentes [8].

En plus de la production des couleurs, les structures photoniques des animaux rendent de nombreuses autres fonctions vitales pour leur organisme comme l'adaptation à la température extérieure, la protection du corps, etc. [9].

I.2.3.2 Les opales

Un exemple d'opale naturelle est présenté sur la **figure I.3**. Il s'agit d'un minéral typique d'origine sédimentaire formé par le dépôt chimique d'eaux très riches en silice et par l'accumulation de squelettes d'organismes marins. Il s'agit d'un minéral colloïdal amorphe, ou micro cristallin qui contient de la silice et de l'oxygène dans un rapport d'un à deux, tout comme le quartz, ainsi que de l'eau. On la trouve principalement en globules et en croûtes de coloris très variés. L'opale présente diverses sous-variétés, dont certaines sont utilisées en joaillerie et classées comme pierre fines. Ces variétés se distinguent par leur origine, la couleur du fond ou sa nature. Sans jeux de couleurs elles sont classées « communes », avec jeux de couleurs elles sont classées « précieuses » ou « nobles ». Une étude au microscope électronique a permis de révéler la structure à caractère périodique d'une opale. Elle est formée de petites sphères environnées d'espaces vides équidistants. Face aux ultraviolets, elle a souvent une fluorescence jaune ou verte. Les micro-billes de silice peuvent être considérées comme un réseau de

diffraction de la lumière incidente. Même si le contraste d'indice entre l'air et la silice ($n = 1,5$) est faible, on peut utiliser ce genre de structures avec un contraste important pour réaliser des structures à bande interdite photonique [10].



Figure I.3: Les différentes couleurs et variétés d'opales naturelles, minérales dans lequel on retrouve certaines propriétés des cristaux photoniques.

La **Figure I.4** montre des exemples de cristaux photoniques biologiques naturels (animales et végétales) et minéraux. Avec (a) Image optique de la face inférieure des écailles individuelles, de ce côté, les échelles présentent une forte irisation [11], (b) Image couleur réelle de l'irisation bleue d'une aile du papillon *Morpho rhetenor* [12], (c) Images par microscopie électronique à transmission (TEM) montrant des coupes transversales à l'échelle des ailes de *Morpho rhetenor* [13], (d) L'animal intact avec les élytres noires où de nombreuses fosses sont cloutées d'écailles jaune-vert. Barre d'échelle, 1 cm [14], (e) Une plume de tête masculine du canard colvert, *Anas platyrhynchos*, barre d'échelle, 2 mm [15], (f) Image de cténoptère sous une illumination intense. Les peignes qui servent la locomotion reflètent une large gamme de couleurs [16], (g) Photographie d'un juvénile *Selaginella willdenowii* partir [17], (h) opale naturelle [18].

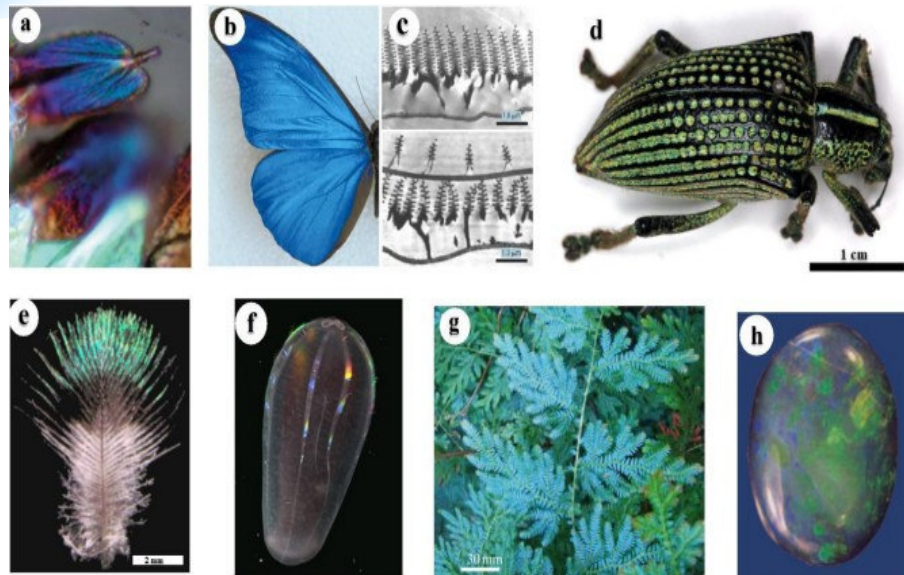


Figure I.4 : Exemples de cristaux photoniques naturels biologiques (animaux et végétales) et minéraux [11, 12].

I.2.4 Les types des cristaux photoniques

On distingue trois types des cristaux photoniques :

I.2.4.1 Cristaux photoniques à une dimension (réseau de Bragg)

La plus simple forme du cristal photonique a une périodicité dans une seule direction (1D) contient un empilement multicouche nommé **'' miroir de Bragg''** [4].

Un cristal photonique unidimensionnel (1D) est un milieu composé de succession périodique bien régulière dans une seule direction de l'espace de deux milieux diélectriques de constantes diélectriques ϵ_1 et ϵ_2 respectivement. Le miroir de Bragg constitué d'un empilement successif de couches de deux indices de réfractifs différents forme un cristal photonique à une dimension.

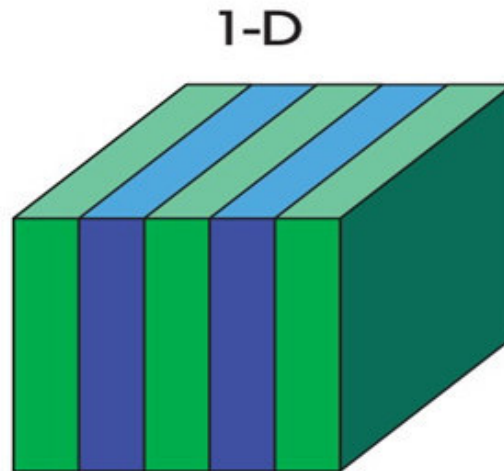


Figure I.5: Exemple simple d'un cristal photonique unidimensionnel [19].

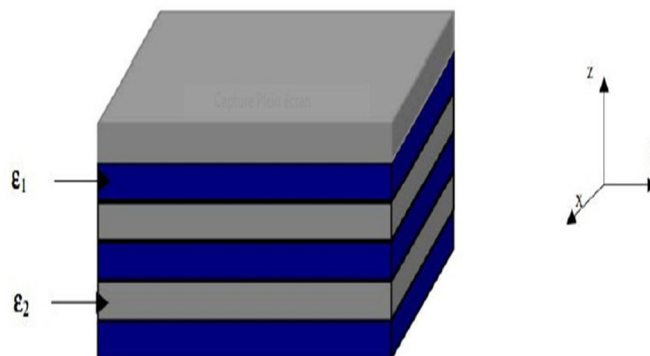


Figure I.6 : Cristal photonique unidimensionnel, empilement de couches de permittivités différentes [20].

I.2.4.2 Les cristaux photoniques à deux dimensions

Un cristal photonique bidimensionnel est une structure qui présente une modulation périodique de la constante diélectrique suivant deux directions de l'espace, et homogène dans la troisième [21].

Ces structures périodiques sont par exemple composées de cylindres diélectriques parallèles.

Elles présentent une relative simplicité géométrique qui facilite les modélisations théoriques et les études expérimentales.

Pour étudier le comportement d'une onde électromagnétique incidente sur une telle structure deux polarisations sont possibles :

La polarisation électrique TE correspond au cas où le champ électrique E est parallèle aux cylindres infinis. Alors que la polarisation magnétique TM correspond au cas où E leur est perpendiculaire (**figure I.7**) [20].

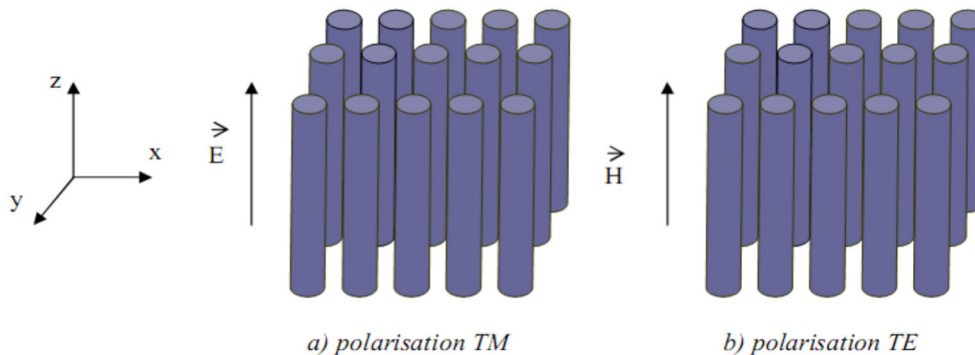


Figure I.7: Représentation des polarisations TE et TM dans un BIP 2D [20].

Les ondes électromagnétiques dans les cristaux 2D se propagent dans le plan perpendiculaire aux tiges et peuvent être séparées en deux polarisations TE ou TM. Lorsque les bandes interdites photoniques pour ces polarisations se recouvrent, on parle alors de bande interdite complète [21] et cela n'autorise pas la propagation de l'onde incidente quelle que soit sa polarisation.

La **figure I.8** représente l'exemple d'un diagramme de bande d'un cristal photonique 2D pour les deux polarisations TE et TM.

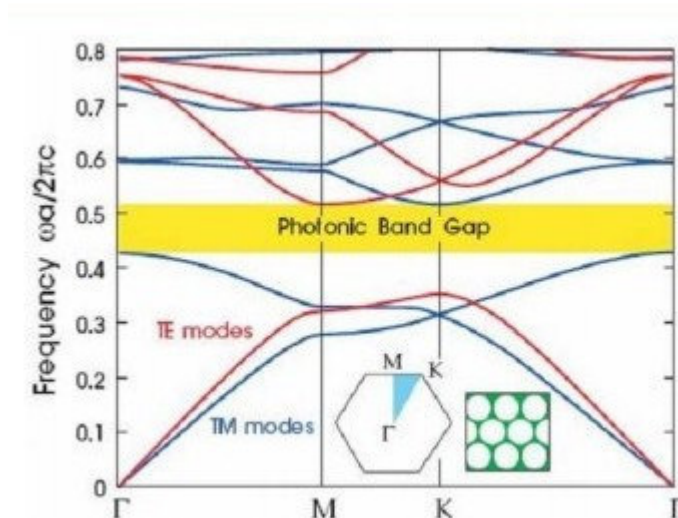


Figure I.8: Diagramme de bande d'un BIP 2D en polarisation TM et TE [22].

Les diagrammes de la **figure 8** représentent :

En abscisse, le parcours fait par le vecteur d'onde lorsqu'il décrit le contour formé par les points de haute symétrie Γ , M, K de la première zone de Brillouin. En ordonnée, les fréquences des modes calculés [22].

I.2.4.3 Cristal photonique à trois dimensions

Il existe aussi une bande interdite complète dans les cristaux photoniques tridimensionnels.

La réalisation technologique des BIP 3D est particulièrement difficile s'ils sont destinés à fonctionner dans le visible [20]. La Yablonovite est un des premiers cristaux photoniques tridimensionnels fabriqués [21]. C'est une structure cubique à faces centrées très proche d'une structure diamant, obtenue par des séries de perçages bien orientés dans les 3 dimensions de l'espace. La symétrie cubique face centrée possède deux atomes par maille et permet l'ouverture d'une bande interdite complète [23]. Elle a été construite en 1993 par E. Yablonovitch [24]. La structure tas de bois est une structure à bande interdite complète simple à réaliser [25]. Elle peut être construite en optique. Elle est obtenue en déposant par couches successives des rubans de silicium poly-cristallin dans des tranchées de silice. Après avoir bâti la structure, la silice est gravée pour obtenir un cristal photonique 3D de silicium dans de l'air (Figure I.9) [21].

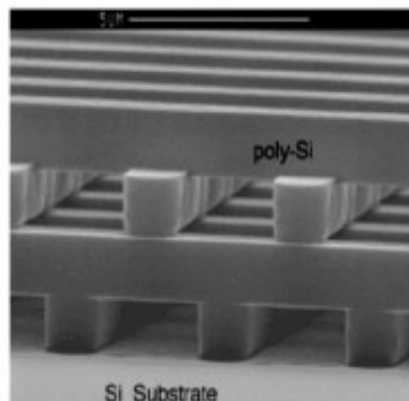


Figure I.9: Image MEB d'une structure tas de bois fabriquée par lithographie UV sur du silicium poly-cristallin (d'après Lin et al.) [26].

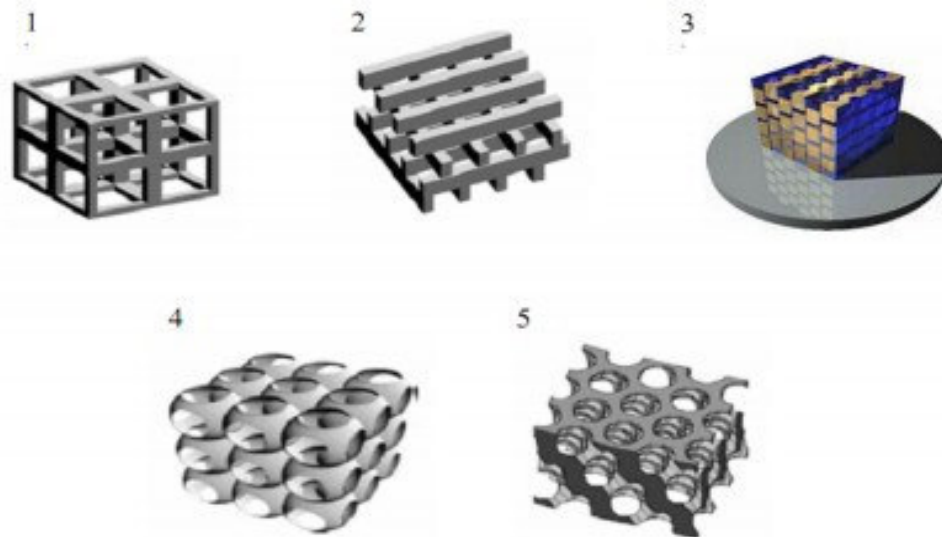


Figure I.10: Différentes structures 3D : la structure cubique (1) ; tas de bois (2) ; Structure multicouches (3) ; les opales (4) et la Yablonoite (5) [27].

I.2.5 Mode de défaut

L'introduction de défauts dans la périodicité du cristal permet d'obtenir des fréquences de propagation permises, appelées modes de défauts, dans la bande interdite photonique [22]. Ces défauts sont obtenus en brisant localement la périodicité du cristal, c'est-à-dire en créant une imperfection dans la structure périodique [21].

I.2.5.1 Défaut ponctuel et microcavité à cristaux photoniques

Les défauts ponctuels sont créés en modifiant les caractéristiques d'une cellule du réseau du cristal photonique. Le constant diélectrique d'un cylindre peut être changé pour les cristaux photoniques qui sont constitués de cylindres diélectriques. Une lacune peut être créée dans le cristal photonique en retirant un cylindre. Cela correspond à une micro-cavité à l'intérieur du cristal photonique [20].

Pour les cristaux photoniques constitués de trous dans un matériau diélectrique, ces trous peuvent être modifiés géométriquement.

Les modes électromagnétiques introduits par le défaut sont nommés modes de défaut. C'est un mode dont la fréquence est située dans la bande interdite et qui est localisée autour du site du défaut.

Les caractéristiques de ces défauts ont été étudiées par plusieurs équipes [28, 29]. Ces deux derniers ont été parmi les premiers dès 1991 à calculer les fréquences des modes de défauts dans un cristal photonique de réseau carré. La transmission de ces structures a été étudiée par

[18, 30, 31, 32] Joannopoulos et *al.* qui ont montré théoriquement que les propriétés des modes de défauts peuvent être contrôlées en modifiant la taille et le type de défauts.

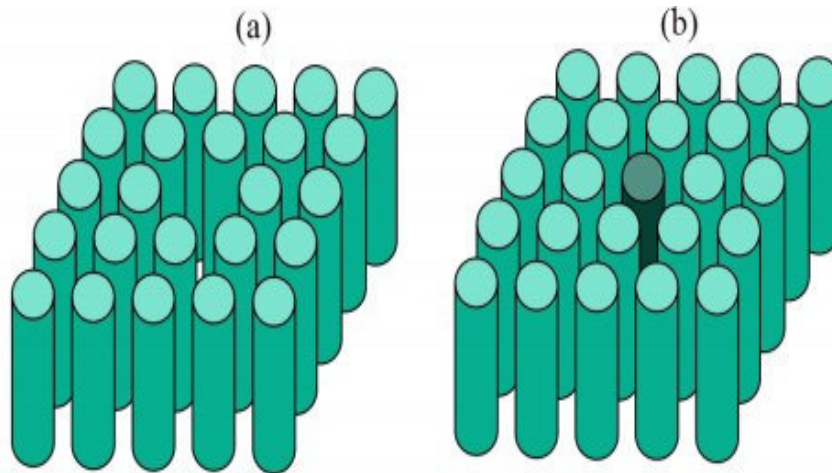


Figure I.11: Exemples de défauts ponctuels dans un cristal photonique composé de tiges diélectriques, (a) Retrait d'un cylindre, (b) Modification de la constante diélectrique d'un cylindre [33].

Si on injecte dans ce défaut un mode électromagnétique dont l'énergie est dans la bande interdite du cristal photonique, il se retrouve complètement confiné, vu qu'il est entouré d'un matériau réfléchissant à cette longueur d'onde (**Figure I.12**). La **Figure I.13** présente le spectre de transmission calculé d'un cristal 2D de symétrie hexagonale, formé de tiges diélectriques. Le défaut est dû dans ce cas à une tige manquante. Si le spectre de transmission reste, pour une grande part, identique à celui du cristal sans défaut avec une bande interdite comprise entre 0.9 et 1.3 μm en longueur d'onde, la présence du défaut se traduit par un pic de transmission étroit et unique à 1.1 μm [34].

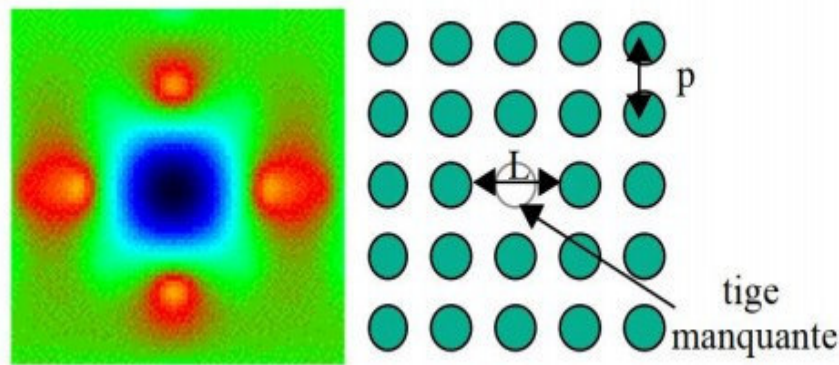


Figure I.12 : Résonance à 35.5 GHz de la cavité engendrée par la suppression d'une tige pour le réseau carré diélectrique de tiges d'alumine, période $a=3\text{mm}$, $d=1.5\text{mm}$ (onde polarisée TM). L'énergie est concentrée sur les quatre premières tiges voisines des défauts [31].

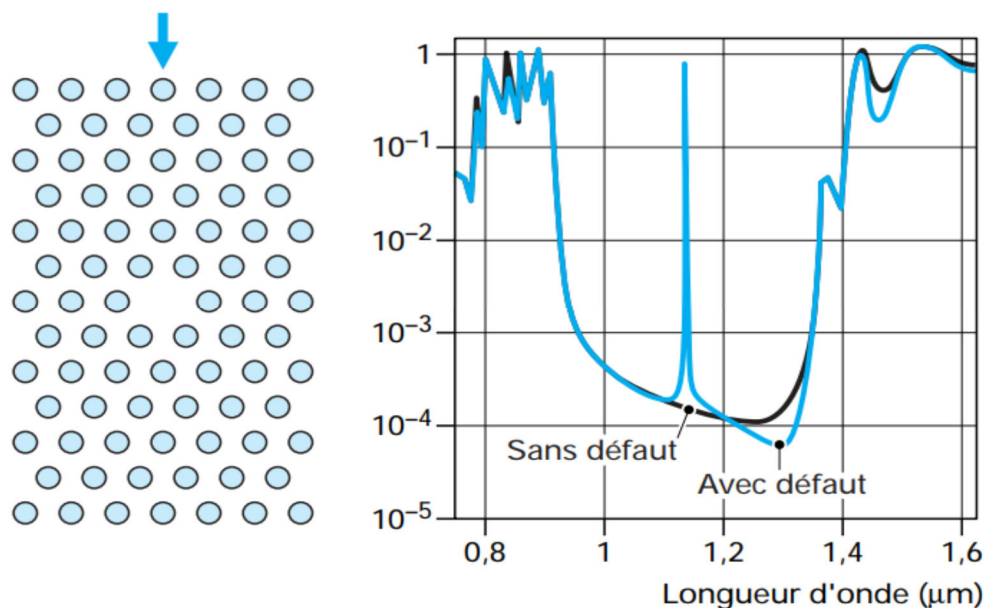


Figure I.13: Spectres de transmission d'un cristal hexagonal de tiges diélectriques avec (courbe bleue) et sans défaut ponctuel (courbe noire) [34].

I.2.5.2 Défaut couplés

Les défauts couplés sont des défauts assez proches dans le cristal pour échanger de l'énergie. Le couplage entre ces défauts provoque l'apparition des pics de transmission dans la bande interdite. L'amplitude et le nombre de pics de transmission sont liés à la position des cavités par rapport à la direction de propagation de l'onde et leur répartition à l'intérieur de la

structure. L'utilisation de ce type de défauts dans le domaine micro-onde permet aussi d'augmenter le rendement de la réfraction anormale [31, 32, 35].

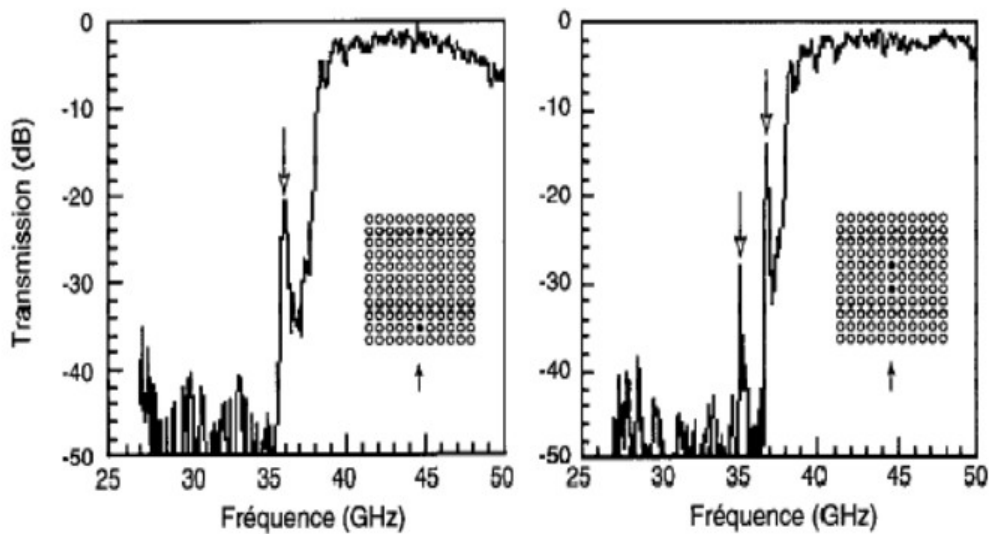


Figure I.14: Diagrammes de transmission mesurés pour un réseau carré de 11 rangées de tiges d'alumine ayant deux défauts. Lorsque les défauts sont espacés l'un de l'autre (à gauche), un seul pic de résonance s'observe (défaut peu profond). Lorsque les défauts sont rapprochés, le pic se dédouble (défauts couplés, à droite) [31].

I.2.5.3 Défauts étendus

Les défauts étendus sont obtenus par modification des cylindres ou des trous sur plusieurs sites voisins. Il existe trois types de défauts étendus, défauts 1D, 2D ou 3D. Ils ne peuvent être obtenus que dans les cristaux de dimensions au moins équivalentes. Les défauts étendus de dimension 1 sont appelés aussi défauts linéiques et peuvent servir de guides d'ondes ou de cavités lasers.

Les défauts 2D et 3D sont composés d'une suite de guides 1D, orientés dans des directions différentes de façon à transporter la lumière sur tous les chemins optiques possibles à l'intérieur du cristal [36].

I.3 Applications des cristaux photoniques

I.3.1 L'industrie des télécoms

Les cristaux photoniques sont d'une grande importance dans le processus de confiner, vérifier la propagation de la lumière dans toutes les directions de l'espace ce qui conduit à de nombreuses applications surtout dans les domaines de l'informatique et l'industrie des télécommunications, en utilisant les photons comme des porteurs d'informations au lieu des électrons [37].

Les applications des cristaux photoniques dans le domaine de télécommunication est une nouvelle technologie. Les cristaux photoniques de trois dimensions sont parmi les éléments de la fabrication des réseaux de télécoms.

Puisque les cristaux sont très petits que les composantes électriques et donc la lumière peut se déplacer dans un matériau diélectrique plus rapidement qu'un électron dans un fil métallique, alors son utilisation présente un grand avantage pour la fabrication des composants de systèmes de télécommunication et les pertes d'énergies sont réduites. Les composants et équipement basés sur les cristaux photoniques seraient également plus résistants et moins susceptibles aux radiations électromagnétiques [38].

I.3.2 Fibre à cristaux photoniques

Une nouvelle fibre à cristaux photoniques a vu le jour en 1996[20]. La fibre à cristal photonique (FCP) est un type de **fibre optique**, basée sur les propriétés des **cristaux photoniques**. Une fibre à cristal photonique possède un cœur creux qui lui permet de confiner la lumière plus efficacement qu'avec une fibre classique. Les FCP trouvent leurs applications dans les communications par fibre optique, les dispositifs non linéaires, la transmission à haute puissance, ou les détecteurs à haute sensibilité [39].

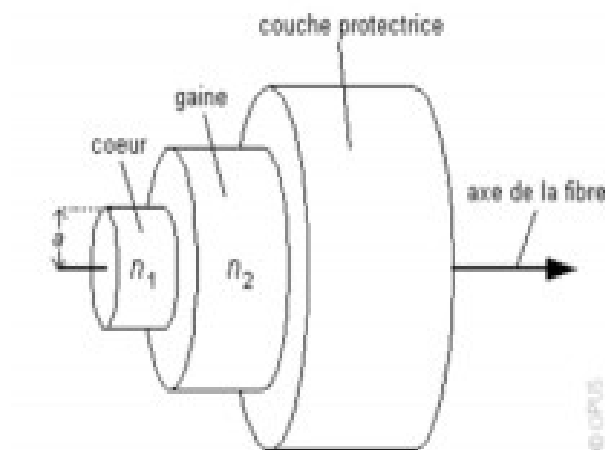


Figure I.15: Fibre optique classique [20].

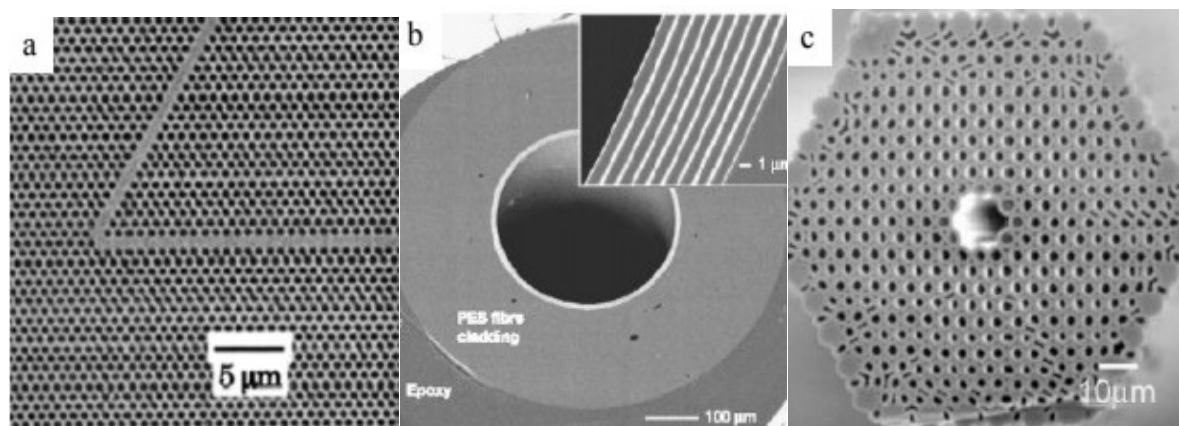


Figure I.16: a) Clichés de MEB de guide d'onde inséré dans un CP 2D et présentant un angle de 120° , b) et c) Fibres optiques utilisant un CP 1D et un CP 2D, respectivement [37].

De plus, les cristaux photoniques sont aussi utilisés dans d'autres domaines y compris les suivants :

I.3.3 Les micro-résonateurs

L'utilisation des défauts ponctuels et linéaires permet de faire des micro-résonateurs et des guides d'ondes respectivement.

La réalisation des micro-résonateurs est obtenue en introduisant des défauts ponctuels dans une structure à cristaux photoniques.

I.3.4 Les micro-ondes

Un grand nombre d'équipes de recherche se sont intéressées à l'étude des BIP aux fréquences micro-ondes en raison des multiples applications envisageables dans ce domaine de fréquence. Le secteur des Télécommunications avec notamment les antennes, est très concerné. En effet les BIP peuvent aussi être utilisés dans la réalisation de circuits micro-ondes tels que :

- filtres planaires
- guides
- multiplexeurs
- Amélioration du rendement des antennes par utilisation des substrats à base des cristaux photoniques ultra réfractifs [36].

L'existence des BIP dans les CP est l'une des applications les plus importantes et utiles en photonique consiste à utiliser le BIP pour concevoir une transmission multicouche à bande étroite également appelée « Fabry Perot Resonator (FPR)», un FPR peut être simplement réalisé en introduisant une couche de défaut dans le CP pour Briser la périodicité spéciale.

Les modes de défaut seront situés dans la bande interdite dans un semi-conducteur dopé. Les matériaux de la couche du défaut sont généralement appelés à des diélectriques [40, 41]. Récemment, en raison de la réalisation d'un méta-matériau (un matériau composite artificiel qui présente des propriétés électromagnétiques qu'on ne retrouve pas dans un matériau naturel, leurs types les plus connues étant ceux susceptible de présenter à la fois une permittivité et une perméabilité négatifs) à indice de réfraction négatif(NRI) prédit par Veselago[42], des couches des défauts des matériaux NRI sont également disponibles[43, 44].

L'analyse sur les propriétés du mode de défaut (ce que nous expliquerons dans le 3^{ème} chapitre) donne des informations utiles pour la conception de bande étroite dans les filtres de transmission basée sur les CP 1D [45].

I.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté quelques notions sur les cristaux photoniques. Nous avons aussi présenté les trois types des cristaux photoniques et les différentes applications dans différents domaines tels que la télécommunication.

Références

- [1] E. Yablonovitch. Phys. Rev. Lett. **58**, 2059 (1987).
- [2] S. John. Phys. Rev. Lett. **58**, 2059 (1987).
- [3] E. Yablonovitch, T.J. Gmitter, and K.M. Leung. Phys. Rev. Lett. **67**, 2295 (1991).
- [4] https://fr.wikipedia.org/wiki/Cristal_photonique. (Consulté le 20/05/2021).
- [5] A. Boudissa, « Conception des filtres optiques à base de cristaux photoniques pour applications dans les routeurs optiques dans les réseaux de télécommunications optiques » Thèse Doctorat, Université Mentouri, Constantine (2013).
- [6] M. Li, The study of electromagnetic wave propagation in photonic crystals via plane wave based transfer (scattering) matrix method with active gain material applications, Iowa State University (2007).
- [7] O. Graydon, G.J. Parker, and R. Sambles, Opto. and Laser Europe, **51** 31 (1998).
- [8] F. Gaufillet, « Cristaux photoniques à gradient : dispositifs et applications », Thèse de Doctorat, Université Paris Sud (2015).
- [9] S. Berthier. Des insectes à la photonique. Pour la Science, **401** (2011).
- [10] J.B. Jones, J.V. Sanders, and E.R. Segnit. Structure of opal. Nature, **204** (1964).
- [11] R. Deghdak, M. Bouchemat, T. Bouchemat, M. Lahoubi, and H. Otmani, “Optimized complete photonic band gap in magneto-photonic crystal slab”, Nanoscience and Nanotechnology, **39** (2016).
- [12] V. I. Belotelov and A. K. Zvezdin, “Magneto-optical effects in photonic crystals and their application for the integrated optics devices”, in Congress on Optics and Optoelectronics, 595009 (2005).
- [13] T. Jalali and M. Hessamodini, “The Effect of 1D Magneto-Photonic Crystal Defect Mode on Faraday rotation”, Optik: Int. J. Light Elect. Opt.,(2015)
- [14] J.M. Lourtioz, “Cristaux photoniques et « gaps » de photons - Aspects fondamentaux,” Techniques de l’Ingénieur, af **3710** (2004).
- [15] R. Scarmozzino, A. Gopinath, R. Pregla, and S. Helfert, “Numerical techniques for modeling guided-wave photonic devices”, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron, 150 (2000).
- [16] R. Scarmozzino and R. M. Osgood, “Comparison of finite-difference and Fourier transform solutions of the parabolic wave equation with emphasis on integrated-optics applications”, J. Opt. Soc. Am. A, JOSAA, vol.**8**, 724(1991).

- [17] G. R. Hadley, “Transparent boundary condition for the beam propagation method”, IEEE J. Quantum Electron., vol. **28**, 363 (1992).
- [18] F. Ma, C. L. Xu, and W. P. Huang, “Wide-angle full vectorial beam propagation method”, IEE Proceedings - Optoelectronics, vol. **143**, 139 (1996).
- [19] E. Chow, S. Y. Lin, S. G. Johnson, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, J. R. Wendt, G. A. Vawter, W. Zubrzycki, H. Hou, and A. Alleman. “Nature .**6807**, 983(2000).
- [20] F. BENAÏSSA, « Etude et Simulation de la Propagation des Ondes Electromagnétiques dans les guides à Cristaux Photoniques-Application aux Fibres Optiques », Thèse Magister, Université Tlemcen (2012).
- [21] R. Bendjelloul, « Etude et caractérisation de circuits photoniques à base de cristaux photoniques de micro piliers : Application aux filtres à base de résonateurs », thèse de Doctorat, Université des frères Montouri- constantine (2017).
- [22] Joannopoulos, R. D. Meade, J. N. Win, Photonic Crystal: Molding the Flow of Light, Princeton Univ. Press (1995).
- [23] C. M. Soukoulis, K. M. Ho, C. T. Chan. Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures. Phy. Rev. Lett. **65**, 3152(1990).
- [24] V. D. Kumar, T. Srinivas, A. Selvarajan “Investigation of ring resonators in photonic crystal circuits,” Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications, vol. **2**, 199 (2004).
- [25] M. R. Rakhshani, M. A. Mansouri-Birjandi, “Realization of tunable optical filter by photonic crystal ring resonators” Optik, vol. **124**, 5377 (2013).
- [26] S. Sakaguchi and N. Sugimoto, “Transmission properties of multilayer films composed of magneto-optical and dielectric materials”, J. Lightwave Technol., vol. **17**, 1087 (1999).
- [27] P. St. J. Russell, “Photonic crystal fibers,” Science, vol. **299**, 358 (2003).
- [28] E. Yablonivitch, T. J. Gmitter, K. M. Leung, Photonic Band Structure: The Face-centred-Cubic Case Employing Nonspherical Atoms, Phy. Rev. Lett., **67**, 2295 (1991).
- [29] R. D. Meade, Karl D. Brommer, Andrew M. R, and J. D. Joannopoulos, Photonic bound states in periodic dielectric materials, Phs. Rev. **44**, 13772 (1991).
- [30] M. Sigalas, C. M. Soukoulis, E. N. Economou, C. T. Chan, and K. M. Ho, Photonic band gaps and defects in two dimensions: Studies of the transmission coefficient, Phys. Rev. **48**, 14121(1993).
- [31] F. Gadot, Modélisation et caractérisation expérimentale de matériaux à Bandes Interdites Photoniques (bips) en Micro-ondes, thèse de Doctorat, Univ. De Paris sud, Janvier (1999).
- [32] K. Sakoda: Optical Properties of Photonic Crystals Manual, Springer (2001).

- [33] R. Deghdak, « Etude des propriétés physiques dans les cristaux magnéto photoniques », Thèse de Doctorat, Université des FRÈRES Mentouri – Constantine (2018).
- [34] J. M. Lourtioz, “Cristaux photoniques et « gaps » de photons - Aspects fondamentaux,” Techniques de l’Ingénieur, af **3710** (2004).
- [35] M. Sigalas, C. M. Soukoulis, E. N. Economou, C. T. Chan, and K. M. Ho, Photonic band gaps and defects in two dimensions: Studies of the transmission coefficient, Phys. Rev. **48**, 14121(1993).
- [36] S. Massaoudi, « Etude théorique et expérimentale des matériaux à bandes interdites photoniques bidimensionnels (BIP 2D) en Micro-ondes : Application à l’ultra réfraction» Thèse Doctorat, Université paris (2005).
- [37] P. Massé « Cristaux photoniques colloïdaux d’architecture contrôlée », l’Université Bordefaux I, (2007).
- [38] <http://physique.unice.fr/sem6/2013-2014/PagesWeb/PT/Cristaux/Applications.htm.com>
- [39] <https://fr.wikipedia.org/wiki/Fibre.com>
- [40] S.J. Orfanidis, Electromagnetic Waves and Antennas, Chapter 7, Rutger University (2008), www.ece.rutgers.edu.com.
- [41] E. Hecht, Optics, Chapter 9, Addison Wesley, New York (2002).
- [42] V.G. Veselago, “The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of permittivity and permeability”, Sov. Phys. Usp., Vol.**10**, 509 (1968).
- [43] H.T. Hsu, and C.-J. Wu, Design rules for a Fabry-Perot narrow band transmission containing a metamaterial negative-index defect, Progress In Electromagnetics Research Letters **9**, 101 (2009).
- [44] G. Boedeker, and C. Henkle, “All-frequency effective medium theory of a photonic crystal”, Optics Express.**13**, 1590 (2003).
- [45] C. J. Wu and Z. H. Wang, Prog. Electromagn. Res.**103** (2010).

Chapitre II : Technique de la matrice de transfert & calcul de la transmission d'une onde électromagnétique dans un cristal photonique unidimensionnel

II.1 Introduction

Dans ce chapitre on va étudier la propagation d'une onde électromagnétique dans les systèmes unidimensionnels en utilisant une méthode de calcul plus appropriés dans la modalisation des cristaux photoniques unidimensionnels, de plus nous présentons l'analogie entre l'électron et le photon en utilisant la modèle de Kronig-Penney qui permet de déterminer la structure des bandes d'énergie d'un profil de potentiel périodique.

II.2 La méthode de matrice de transfert

Afin d'étudier les ondes électromagnétiques qui se propagent à travers les structures cristallines photoniques et de déterminer les propriétés optiques des structures périodiques, nous allons expliquer brièvement un traitement mathématique avec une structure cristalline photonique unidimensionnelle simple. La figure 1 représente une structure composée de deux matériaux avec des épaisseurs (d_1 et d_2) et des indices de réfraction (n_1 et n_2) respectivement. L'analyse du rayonnement électromagnétique incident sur cette structure sera réalisée par la méthode de la matrice de transfert (TMM).

Nous présentons cette méthode sous la forme de matrices dynamiques et de propagation qui avaient été utilisées pour décrire l'interaction de l'onde dans chaque couche et sa réponse aux interfaces entre ces couches [1] :

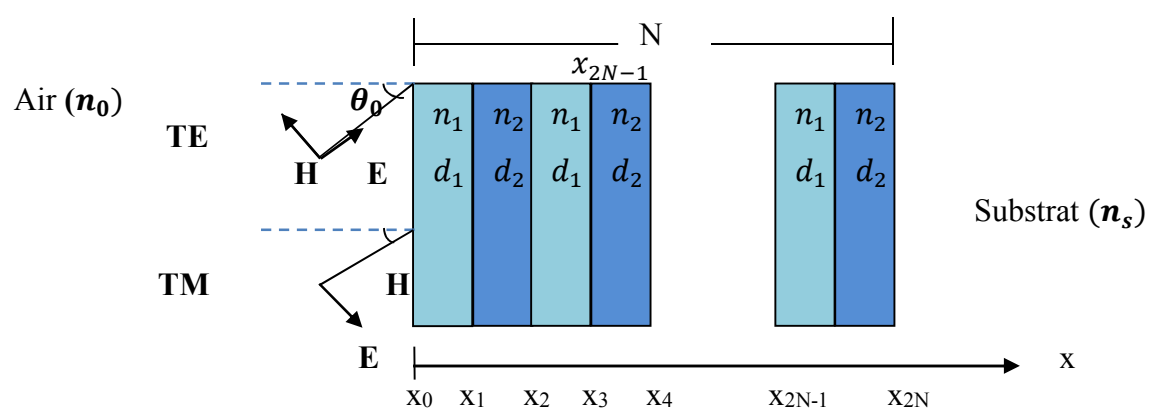


Figure II.1: diagramme schématique de la structure 1D-binaire, les épaisseurs de ces matériaux sont notée par (d_1 et d_2) respectivement, et les indices de réfraction correspondants sont (n_1 et n_2) avec (n_0 et n_s) les indices de l'air et de la couche substrat respectivement.

Les ondes électromagnétiques se propagent à travers la structure multicouche suivant la direction x comme le montre sur la figure 1. La structure périodique utilisée peut être définie suivant cette direction comme :

$$n(x) = \begin{cases} n_0 & x < x_0 \\ n_1 & x_0 < x < x_1 \text{ avec } x_1 = x_0 + d_1 \\ n_2 & x_1 < x < x_2 \text{ avec } x_2 = x_1 + d_2 \\ \vdots & \\ n_s & x_{2N} < x \text{ avec } x_{2N} = x_{2N-1} + d_2 \end{cases} \quad (\text{II.1})$$

Le champ électrique d'une solution générale d'onde plane peut être écrit sous la forme

$$E = E(x)e^{j(\omega t - \beta z)}$$

Où β est la composante z du vecteur d'onde donnée sous la forme suivante :

$$\beta = n_m \left(\frac{\omega}{c} \right) \sin \theta_m$$

Avec :

$$m = 1, 2, 3, \dots$$

θ_m : L'angle du rayon incident dans chaque couche.

C : La vitesse de la lumière

La distribution de champ électrique peut s'écrire :

$$E(x) = \begin{cases} A_0 e^{-jk_{0x}(x-x_0)} + B_0 e^{-jk_{0x}(x-x_0)} & x < x_0 \\ A_0 e^{-jk_{1x}(x-x_1)} + B_1 e^{-jk_{1x}(x-x_1)} & x_0 < x < x_1 \\ A_2 e^{-jk_{2x}(x-x_2)} + B_2 e^{-jk_{2x}(x-x_2)} & x_1 < x < x_2 \\ A'_2 e^{-jk_{2x}(x-x_2)} + B'_2 e^{-jk_{2x}(x-x_2)} & x > x_2 \end{cases} \quad (\text{II.2})$$

Où k_{mx} est la composante suivant x du vecteur d'onde, donnée sous la forme suivante :

$$k_{mx} = n_m \left(\frac{\omega}{c} \right) \cos \theta_m$$

A_m et B_m représentent les amplitudes de l'onde plane à chaque interface $x = x_m$. Il est bien connu que cette distribution du champ électrique a été prise pour $N = 1$, alors nous allons obtenir le cas général pour la période N . Les amplitudes des ondes planes à différentes couches peuvent être liées par :

$$\begin{pmatrix} A_m \\ B_m \end{pmatrix} = D_m^{-1} D_{m+1} \begin{pmatrix} A_{m+1} \\ B_{m+1} \end{pmatrix} = D_m^{-1} D_{m+1} P_{m+1} \begin{pmatrix} A_{m+1} \\ B_{m+1} \end{pmatrix} \quad (\text{II.3})$$

Avec :

$m = 0, 1, 2, \dots, 2N$.

D : La matrice dynamique

P : La matrice de propagation

D et P peuvent être écrits comme :

$$\text{Pour la polarisation TE : } D_m = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ n_m \cos \theta_m & -n_m \cos \theta_m \end{pmatrix} \quad (\text{II.4.a})$$

$$\text{Pour la polarisation TM : } D_m = \begin{pmatrix} \cos \theta_m & \cos \theta_m \\ n_m & -n_m \end{pmatrix} \quad (\text{II.4.b})$$

On peut s'simplifier l'écriture de la matrice de propagation sous la forme suivante :

$$P_m = \begin{pmatrix} \cos \varphi_l + j \sin \varphi_l & 0 \\ 0 & \cos \varphi_l - j \sin \varphi_l \end{pmatrix} \quad (\text{II.5})$$

Où :

$$\varphi_l = \frac{2\pi d_l}{\lambda} n_l \cos \theta_l (l = 1, 2, 3, \dots)$$

La relation entre les amplitudes de l'onde plane peut s'écrire :

$$\begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} = M(a) \begin{pmatrix} A'_2 \\ B'_2 \end{pmatrix} = D_1 P_1 D_1^{-1} D_2 P_2 D_2^{-2} \quad (\text{II.6})$$

$M(a)$ est la matrice pour une période sans effet du vide et du substrat, dont les éléments m_{11}, m_{12}, m_{21} et m_{22} ont été calculés pour les ondes TE, qui peuvent être obtenus également pour les ondes TM, en utilisant la même analyse et $a = d_1 + d_2$ est la constante de réseau.

Cette matrice peut prendre la forme suivante [1] :

$$M(a) = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \quad (\text{II.7})$$

Avec :

$$\begin{cases} m_{11} = (\cos \varphi_1 \cos \varphi_2) - \frac{n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1} (\sin \varphi_1 \sin \varphi_2) \\ m_{12} = \frac{j}{n_2 \cos \theta_2} (\cos \varphi_1 \sin \varphi_2) + \frac{j}{n_1 \cos \theta_1} (\sin \varphi_1 + \cos \varphi_2) \\ m_{21} = j n_1 \cos \theta_1 (\sin \varphi_1 \cos \varphi_2) + j n_2 \cos \theta_2 (\cos \varphi_1 \sin \varphi_2) \\ m_{22} = (\cos \varphi_1 \cos \varphi_2) - \frac{n_1 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_2} (\sin \varphi_1 \sin \varphi_2) \end{cases} \quad (\text{II.8})$$

On peut écrire la matrice de N périodes sous la forme [1] :

$$M(Na) = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \quad (\text{II.9.a})$$

$$M(Na) = D_0^{-1} \begin{pmatrix} Q_{11} & Q_{12} \\ Q_{21} & Q_{22} \end{pmatrix} D_0 = D_0^{-1} (\prod_{k=1}^N D_k P_k D_k^{-1} D_{k+1} P_{k+1} D_{k+1}^{-1}) D_0 \quad (\text{II.9.b})$$

$M(Na)$ est la matrice pour N périodes et Q_{11}, Q_{12}, Q_{21} et Q_{22} sont des parties de leurs éléments qui peuvent être liées aux éléments de la matrice à période unique (m_{11}, m_{12}, m_{21} , et m_{22}) par les relations [2] :

$$Q_{11} = m_{11} U_{N-1}(\psi) - U_{N-2}(\psi) ; Q_{12} = m_{12} U_{N-1}(\psi) \quad (\text{II.10})$$

$$Q_{21} = m_{21}U_{N-1}(\psi) ; Q_{22} = m_{22}U_{N-1}(\psi) - U_{N-2}(\psi)$$

Avec :

$$\psi = \frac{1}{2}(m_{11} + m_{22}), \text{ et } U_N(\psi) = \frac{\sin[(N+1)\cos^{-1}(\psi)]}{\sqrt{1-\psi^2}} \quad (\text{II.11})$$

Où $U_N(\psi)$ sont les polynômes de Tchebychev du second type. En utilisant les expressions ci-dessus, on obtient les coefficients de réflexion et de transmission sous la forme suivante :

$$r = \frac{M_{21}}{M_{11}} ; t = \frac{1}{M_{11}} \quad (\text{II.12})$$

Enfin, nous pouvons calculer la réflexion et la transmission en utilisant les coefficients suivant :

$$R = |r|^2 \text{ Et } T = \frac{f_1}{f_0} |t|^2 \quad (\text{II.13})$$

Avec :

$$f_0 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_0 \cos\theta_0 \quad \text{Et } f_1 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_s \cos\theta_s \quad (\text{II.14})$$

Cela nous donne la forme finale des coefficients de transmissions et de réflexion pour les ondes électromagnétiques incidentes à l'intérieur de cette structure périodique 1D binaire en fonction des matrices dynamiques et de propagation en fonction de la solution numérique de Maxwell en utilisant le TMM.

II.3 Analogie électron-photon

Un photon qui se propage dans un cristal photonique est l'équivalent d'un électron dans un semi-conducteur [3]. Cette analogie électron photon résulte de la ressemblance entre l'équation de Schrödinger régissant la propagation des électrons dans un matériau caractérisé par un potentiel périodique et les équations de Maxwell utilisées pour décrire la propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau caractérisé par sa constante diélectrique ϵ périodique. L'équation de Schrödinger en régime stationnaire pour la fonction d'onde Ψ d'un électron dans un potentiel V s'écrit :

$$\nabla^2 \Psi(r) + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V(r)) \Psi(r) = 0 \quad (\text{II.15})$$

Où E est l'énergie de l'électron, m sa masse et $V(r)$ est le potentiel électrique.

\hbar est la constante de Planck divisée par 2π .

Ψ étant la fonction d'onde de l'électron.

L'équation de propagation d'une onde électromagnétique d'un milieu périodique s'écrit :

$$\nabla^2 \vec{E}(r) + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r \vec{E}(r) = 0 \quad (\text{II.16})$$

Avec :

ϵ_r : La permittivité diélectrique relative sans dimension.

C : célérité de la lumière.

\vec{E} : le champ électrique.

Dans ce cas, l'équation **(II.15)** de la fonction d'onde d'un électron de masse m dans un potentiel V est analogue à l'équation **(II.16)** d'onde électromagnétique dans un milieu diélectrique ϵ_r .

Elles sont deux équations aux valeurs propres, telles que l'équation **(II.15)** détermine les valeurs possibles de l'énergie d'un électron libre qui se propageant dans un potentiel et les fonctions d'onde associées et l'équation **(II.16)** précise les valeurs possibles de la fréquence d'une onde qui se propage dans un matériau sans excitation extérieure et l'amplitude des champs associés. Les valeurs propres, inspirées par le potentiel et la constante diélectrique sont l'énergie E de l'électron et la fréquence ω de l'onde électromagnétique respectivement. Et donc il existe des propriétés analogues pour ces deux systèmes, puisque la périodicité du potentiel cristallin d'un semi-conducteur provoque l'apparition de bandes interdites pour les électrons ainsi de la même manière, la modulation périodique de la constante diélectrique d'un cristal photonique est à l'origine de domaines de fréquences dont la lumière ne peut pas se propager dans le matériau, et donc sera réfléchi [4].

Lors du dopage d'un semi-conducteur en ajoutant des impuretés, on casse la périodicité du potentiel électrostatique et on peut faire apparaître des niveaux d'énergie permise dans la bande interdite [5, 6, 7].

De même si on introduit un défaut dans cristal photonique, on peut faire apparaître un mode localisé dans la bande interdite, (c'est-à-dire la fréquence de propagation qui sera permise dans la bande interdite) [8, 9, 10].

On réalise les défauts dans les cristaux photoniques par modification de la constante diélectrique dans un ou plusieurs cellules élémentaires du cristal ou en modifiant la taille du défaut dans cristal photonique 1D ce qui permet de changer la fréquence du mode de défaut.

II.3.1 Etude électrique

Pour le cas des semi-conducteurs, on peut résoudre l'équation de Schrödinger pour la détermination de la fonction d'onde de l'électron en utilisant la forme du potentiel électrique au-dessous :

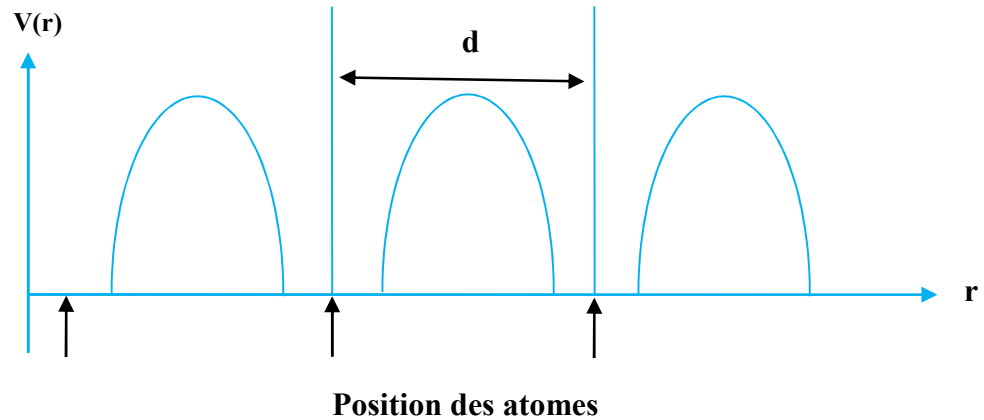


Figure II.2: Potentiel électrique dans un cristal unidimensionnel.

Dans un système à une dimension, l'équation (II.15) s'écrit sous la forme :

$$\frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V(x)) \psi(x) = 0 \quad (\text{II.15.a})$$

Cette équation très compliquée avec ce modèle de potentiel électrique, est résolue grâce au modèle de Kronig-Penney[11, 12] développé par **Ralph Kronig** et **William Penney** en 1931 qui est un modèle simple, idéalisé d'un système de mécanique quantique constitué d'une infinité de puits quantiques, de même taille a , séparés par des **barrières de potentiel rectangulaires** de largeur b et de hauteur V_0 . Chaque « cellule » (puits+ barrière) a une longueur d [13]. Ce modèle permet de déterminer la structure de bandes d'énergie dans un profil de potentiel périodique. Etabli sur une base de fonctions d'ondes planes, ce modèle exprime la reproduction périodique des conditions de continuité telles définies sur une cellule élémentaire.

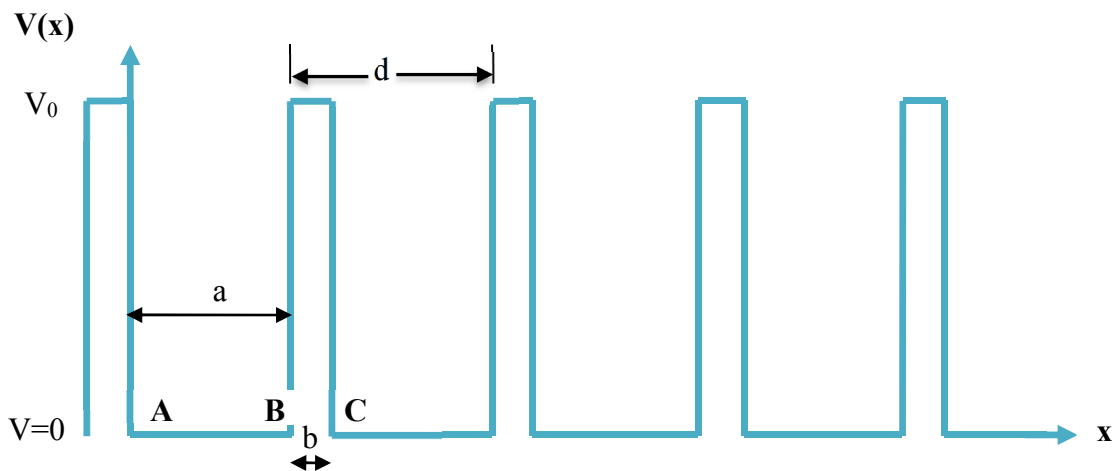


Figure II.3: Puits de potentiel électrique périodique unidimensionnel.

D'après la **figure II.3** on distingue deux régions :

Région (I) : $A < x < B$ $V(x) = V_a = 0$

Région (II) : $B < x < C$ $V(x) = V_b = V_0$

On résout l'équation d'onde de Schrödinger dans ces deux régions :

Dans la région (I) on a $A < x < B$ $V=0$ (chemin A-B) l'équation **(II.15.a)** s'écrit :

$$\frac{\partial^2 \psi_1(x)}{\partial x^2} + \frac{2mE}{\hbar^2} \psi_1(x) = 0 \quad \text{(II.15.a.1)}$$

Et la région (II) dans le chemin B-C : $B < x < C$ et $V(x) = V_0$, l'équation **(II.15.a)** s'écrit :

$$\frac{\partial^2 \psi_2(x)}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V_0) \psi_2(x) = 0 \quad \text{(II.15.a.2)}$$

La solution de l'équation **(II.15.a.1)** est $\psi_1(x) = A \sin(\alpha x) + B \cos(\alpha x)$

Avec :

$$\alpha = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}$$

La solution de l'équation **(II.15.a.2)** est donné par $\psi_2(x) = C e^{-\beta x} + D e^{\beta x}$

Avec :

$$\beta = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (V_0 - E)}$$

La solution générale de l'équation d'onde est une fonction de Bloch périodique de même période que le potentiel V et s'écrit sous la forme suivante [14].

$$u(x) = \psi(x) e^{ikx} \quad \text{(II.17)}$$

Où k est le vecteur d'onde qui représente le déplacement de la particule dans un puits de potentiel périodique.

Les conditions de continuités doivent être satisfaites au point B sur les deux fonctions ψ_1 et ψ_2 et sur leurs dérivées [14]. Et on trouve :

$$\psi_1(x = a) = \psi_2(x = a) \text{ Et } \psi_1'(x = a) = \psi_2'(x = a)$$

On applique les conditions de périodicité, la relation (II.17) est identique en $x=A$ et en $x= C$:

$$u(x = 0) = u(x = a + b) \text{ et } u'(x = 0) = u'(x = a + b)$$

On doit résoudre le système suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \psi_1(x = a) = \psi_2(x = a) \\ \psi_1'(x = a) = \psi_2'(x = a) \\ u(x = 0) = u(x = a + b) \\ u'(x = 0) = u'(x = a + b) \\ \psi_1(x) = A \sin(\alpha x) + B \cos(\alpha x) \\ \psi_2(x) = C e^{-\beta x} + D e^{\beta x} \\ u(x) = \psi(x) e^{ikx} \end{array} \right.$$

Pour la détermination des coefficients A, B, C et D, on aboutit à la condition suivante :

$$\cos(\alpha a) \operatorname{ch}(\beta b) + \frac{\beta^2 - \alpha^2}{2\alpha\beta} \sin(\alpha a) \operatorname{sh}(\beta b) = [k(a + b)] \quad \text{(II.18)}$$

Avec :

$$\alpha = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}} \text{ et } \beta = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}(V_0 - E)}$$

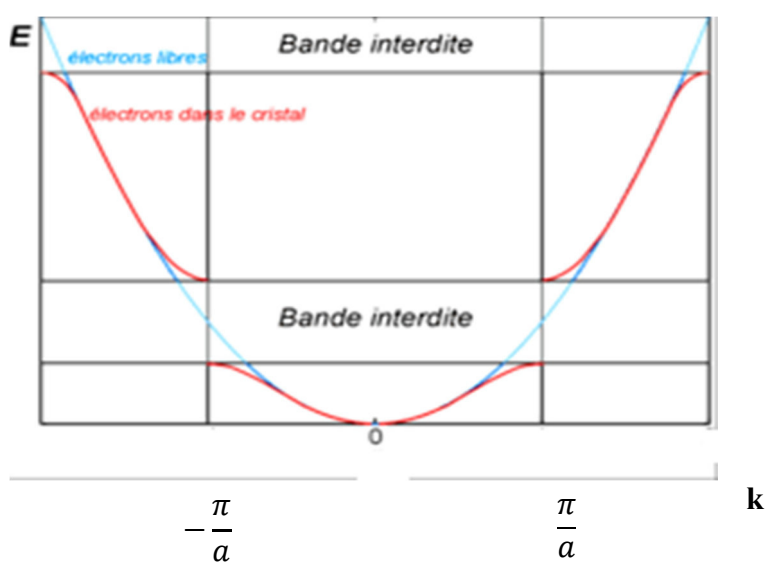


Figure II.4: Diagramme de dispersion.

La figure II.4 représente une relation de dispersion parabolique $E = \frac{\hbar^2}{2m} k^2$ obtenue par l'équation (II.18) lorsque b tend vers 0 (considérons que l'électron est dans un volume infini). Si la courbe

est au voisinage des valeurs $k = n \frac{\pi}{a}$, elle s'éloigne de cette parabole créant chaque fois une bande d'énergie appelée la bande interdite ou gap.

On fait une simplification de Kronig-Penney, supposons que la largeur b de la barrière de potentiel tend vers 0 et en gardant le produit bV_0 constant.

Aussi : $ch(\beta b)$ et $\frac{sh(\beta b)}{\beta b}$ tendent vers 1 ; $\alpha^2 b$ tend vers 0 ; $\beta^2 b$ tend vers $\frac{2mV_0}{\hbar^2}$

Et donc l'équation (II.18) devient :

$$\cos(\alpha a) + \frac{mV_0 a}{\hbar^2} \frac{\sin(\alpha a)}{\alpha a} = \cos(ka) \quad (\text{II.19})$$

On pose $P = \frac{mV_0 a}{\hbar^2}$ et $X = \alpha a$ on trouve :

$$\cos X + P \frac{\sin(X)}{X} = \cos(ka) \quad (\text{II.20})$$

Avec X et P supérieurs à zéro

Puisque : $-1 < \cos X < 1$ ($X=ka$), quelques valeurs de X ne sont pas permises et ce qui traduit avec précision la notion des bandes permises et des bandes interdites, cela peut être vu clairement dans la figure II.5.

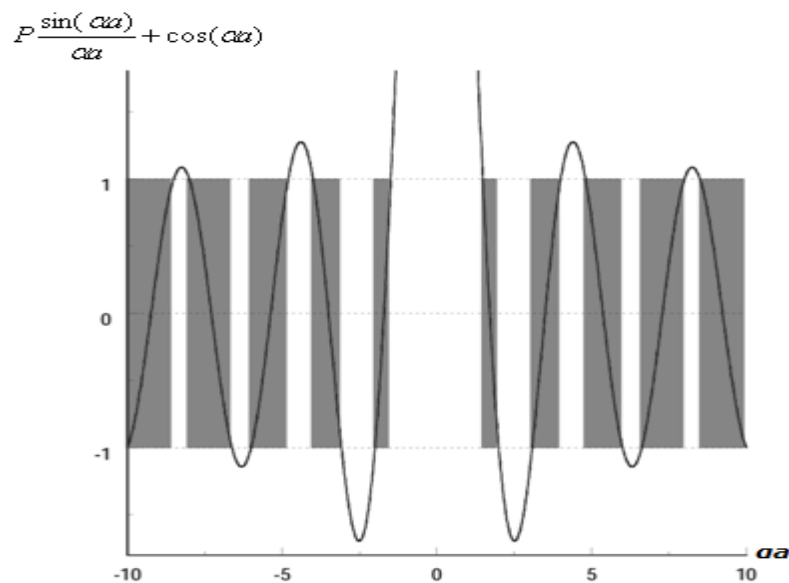


Figure II.5: Solution graphique du problème du modèle de Kronig-Penney, [15].

II.3.2 Etude électromagnétique

Dans un milieu neutre et non conducteur sans charges et sans courants de constante diélectrique ϵ , les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\text{div}(\vec{B}) = 0 \quad (\text{II.21})$$

$$\text{div}(\vec{D}) = 0 \quad (\text{II.22})$$

$$\overrightarrow{\text{rot}}\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II.23})$$

$$\overrightarrow{\text{rot}}\vec{B} = \epsilon\mu \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{II.24})$$

Avec :

\vec{B} : Le champ magnétique.

\vec{E} : Le champ électrique.

$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$: Permittivité absolue du milieu en Fm^{-1} .

ϵ_r : la permittivité diélectrique relative sans dimension

$\mu = \mu_0 \mu_r$: Perméabilité absolue du milieu sans dimension.

μ_r : Perméabilité relative sans dimension.

Nous pouvons utiliser l'équation (II.23) afin d'obtenir l'équation de propagation du champ électrique E.

$$\overrightarrow{\text{rot}}[\overrightarrow{\text{rot}}(\vec{E})] = \overrightarrow{\text{grad}}[\text{div}(\vec{E})] - \vec{\Delta} \cdot \vec{E}$$

$$\overrightarrow{\text{grad}}[\text{div}(\vec{E})] - \vec{\Delta} \cdot \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} [\overrightarrow{\text{rot}}(\vec{B})]$$

D'où :

$$\Delta \vec{E} - \epsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{II.25})$$

Le champ \vec{E} peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) e^{i\omega t} \quad (\text{II.26})$$

Avec ω : la pulsation

Après des simplifications l'équation (II.25) devient :

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}) - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (\text{II.27})$$

Donc :

Dans ce système unidimensionnel, l'équation de propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu diélectrique s'écrit :

$$\nabla^2 \vec{E}(x) - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r(x) \vec{E}(x) = 0 \quad (\text{II.28})$$

La périodicité de la constante diélectrique $\epsilon_r(x)$ est :

➤ $\epsilon_r(x) = \epsilon_a$ pour $0 < x < a$... (1) **(II.29)**

➤ $\epsilon_r(x) = \epsilon_b$ pour $0 < x < a + b$... (2) **(II.30)**

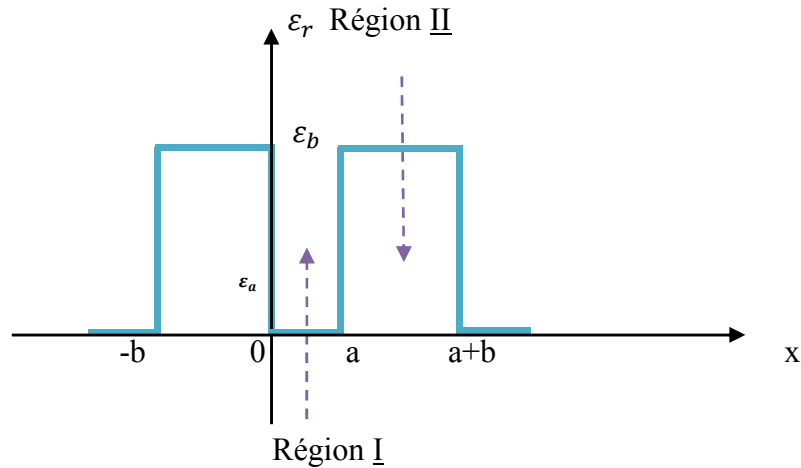


Figure II.6: Constante diélectrique périodique.

- On peut réécrire l'équation (II.28) dans les deux régions en tenant compte des conditions (II.29) et (II.30).

Région I :

pour $0 < x < a$; $\epsilon(x) = \epsilon_a$

Alors :

$$\nabla^2 \vec{E}_1(x) - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_a \vec{E}_1(x) = 0 \quad \text{(II.28.a)}$$

La solution est de la forme :

$$E_1(x) = A e^{i\alpha x} + B e^{-i\alpha x} \quad \text{(II.31)}$$

Où α est la constante de propagation de l'onde située dans la région I. Elle est donnée par $\alpha =$

$$\frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_a}$$

Région II :

Pour : $a < x < a + b$; $\epsilon(x) = \epsilon_b$

$$\text{Alors : } \nabla^2 \vec{E}_2(x) - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_b \vec{E}_2(x) = 0 \quad \text{(II.28.b)}$$

La solution est de la forme :

$$E_2(x) = C e^{i\beta x} + D e^{-i\beta x} \quad \text{(II.32)}$$

Où β : Est la constante de propagation de l'onde située dans la région II. Elle est donnée par

$$\beta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_b}$$

Au point $x=0$; on a une continuité des fonctions $E_1(x)$ et $E_2(x)$ et leurs dérivées $E'_1(x)$ et $E'_2(x)$.

$$\text{C'est-à-dire : } E_1(0) = E_2(0) \text{ et } \left. \frac{\partial E_1}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial E_2}{\partial x} \right|_{x=0} \quad (\text{II.33})$$

Cela veut dire :

$$A + B = C + D \text{ et } \alpha(A - B) = \beta(C - D) \quad (\text{II.34})$$

De même, on a la périodicité de ces fonctions en $x = a$ et $x = -b$:

$$e^{ik(a+b)} \cdot E_2(-b) = E_1(a) \text{ et } e^{ik(a+b)} \cdot \left. \frac{\partial E_2}{\partial x} \right|_{x=-b} = \left. \frac{\partial E_1}{\partial x} \right|_{x=a}$$

Avec $e^{ik(a+b)}$ est un terme dû au théorème de Bloch de périodicité qui donne :

$$Ae^{i\alpha a} + Be^{-i\alpha a} = e^{ik(a+b)}(Ce^{-i\beta b} + De^{i\beta b}) \quad (\text{II.35})$$

$$\alpha(Ae^{i\alpha a} + Be^{-i\alpha a}) = \beta e^{ik(a+b)}(Ce^{-i\beta b} + De^{i\beta b}) \quad (\text{II.36})$$

On trouve un système des équations inconnues :

$$\begin{cases} A_1 + A_2 - B_1 - B_2 = 0 \\ \alpha A_1 + \alpha A_2 - \beta B_1 - \beta B_2 = 0 \\ e^{i\alpha a} A_1 + e^{-i\alpha a} A_2 - \beta e^{ik(a+b)} e^{-i\beta b} B_1 - e^{ik(a+b)} e^{-i\beta b} B_2 = 0 \\ e^{i\alpha a} A_1 + \alpha e^{-i\alpha a} A_2 - \beta e^{ik(a+b)} e^{-i\beta b} B_1 - \beta e^{ik(a+b)} e^{-i\beta b} B_2 = 0 \end{cases} \quad (\text{II.37})$$

Ce système admet des solutions si son déterminant est égal à 0.

La résolution du système (II.36) donne :

$$\begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ \alpha & -\alpha & -\beta & -\beta \\ e^{i\alpha a} & e^{-i\alpha a} & -e^{ik(a+b)} e^{-i\beta b} & -e^{ik(a+b)} e^{i\beta b} \\ \alpha e^{i\alpha a} & \alpha e^{-i\alpha a} & \beta e^{ik(a+b)} e^{-i\beta b} & \beta e^{ik(a+b)} e^{i\beta b} \end{vmatrix} = 0 \quad (\text{II.38})$$

$$\cos(\beta\alpha) \cdot \cos(\alpha a) - \frac{\beta^2 - \alpha^2}{2\alpha\beta} \sin(\beta\alpha) \cdot \sin(\alpha a) = \cos k(a + b) \quad (\text{II.39})$$

$$\text{Avec : } \alpha = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_a} \text{ et } \beta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_b}$$

Les bandes permises correspondant à un vecteur d'onde k réel sont déterminées à partir de la condition $|\cos k(a+b)| < 1$. Pour $|\cos k(a+b)| > 1$, l'onde électromagnétique ne se propage pas, et puisque α et β dépendent de la pulsation ω , on a des bandes de fréquence interdites (des bandes photoniques interdites). Ces ondes électromagnétiques seront empêchées par les matériaux périodiques unidimensionnels. Le tableau ci-dessous résume l'analogie entre l'électron et le photon.

Tableau II. 1: Analogie électron – photon [16].

	Equation de Schrödinger	Equation de Maxwell
Champ	$\psi(r, t) = \psi(r)e^{j\omega t}$	$H(r, t) = H(r)e^{j\omega t}$
Grandeur caractéristique	$V(\vec{r})$	$\varepsilon(\vec{r})$
Opérateur	$H = \frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V(r)$	$\Theta = \nabla * \left(\frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla * \right)$
Equation aux valeurs propres	$H(\psi) = E(\psi)$	$\Theta H = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 H$

II.4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté la méthode de la matrice de transfert, la méthode la plus utilisée pour l'étude des cristaux photoniques 1D qui consiste à déterminer les coefficients de transmission et de réflexion dans les empilements unidimensionnels. Elle donne une matrice spécifique pour chaque couche et chaque interface et leur produit donne la matrice globale de notre cellule unidimensionnelle. La transmission, la réflectivité, et l'absorption de cette structure complète peuvent être alors déduites. Ainsi nous avons présenté la méthode de Kronig-Penney qui a permis de donner la résolution de l'équation de propagation et la relation de dispersion des énergies en fonction de vecteur d'onde k , ce qui explique brièvement la théorie des bandes, en utilisant une fonction appelé fonction de Bloch. De plus on a montré l'analogie entre l'équation de Schrödinger des électrons et l'équation de propagation des ondes électromagnétique dont laquelle un cristal photonique peut se présenter sous la forme d'une alternance périodique des matériaux d'indices optiques différents.

Références

- [1] P. Yeh, "Optical Waves in Layered Media", John Wiley and Sons, New York (1988).
- [2] M. Born and E. Wofl, "Principles of Optics", Cambridge, London (1999).
- [3] C. Kittel, Introduction to Solid State Physics, Third Edition. John Wiley and Sons Inc, New York, London, Sydney (1967).
- [4] C. Kittel, Quantum Theory of Solids. John Wiley and Sons Inc, New York (1963).
- [5] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, R. D. Meade, A. M. Rappe, K. D. Brommer, et J. D. Joannopoulos, "Donor and acceptor modes in photonic band structure," Phys. Rev. Lett. **67**, 3380 (1991).
- [6] M. Plihal et A. A. Maradudin, "Photonic band structure of two-dimensional systems : the triangular lattice", Phys. Rev. B. **44**, 8565 (1991).
- [7] A. Shinya, M. Notomi, I. Yokohama, C. Takahashi, J. Takahachi, et T. Tamamura, "Two-dimensional Si photonic crystals on oxide using SOI substrate," Opti. and Quant. Elect. **34**, 113 (2002).
- [8] S. Noda, A. Chutinan, et M. Imada, "Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap structure", Nature. **407** (2000).
- [9] C. Kee, S. P. Han, K. Byoung, et al., "Photonic band gaps and defect modes of polymer photonic crystal slabs," Appl. Phys. Lett. **86**, 051101 (2005).
- [10] T. Baba, D. Sano, K. Nozaki, K. Inoshita, Y. Kuroki, et F. Koyama, "Observation of fast spontaneous emission decay in GaInAsP photonic crystal point defect nanocavity at room temperature," Appl. Phys. Lett. **85**, 3989 (2004).
- [11] C. Kittel " Physique de l'état solide" Dunod, 7 édition, Paris (1998).
- [12] F.F .Y. Wang « Introduction to solid state electronics » North-Holland Publishing Company- Amsterdam-New York-Oxford (1980).
- [13] <https://fr.wikipedia.org/wiki/Particule.com>
- [14] J.M.ZIMAN "Principals of the theory of solids" University press of Cambridge (1965).
- [15] <https://fr.wikipedia.org/wiki/Particule.com>
- [16] F. ROBERT « Etude d'une structure à cristal photonique « LOM » gravée dans un guide Ti : LiNbO3 dopé erbium pour l'émission de la lumière à 1,55µm », Thèse Doctorat Université Pierre et Marie Curie paris (2010).

Chapitre III : Etude des modes de défauts dans les cristaux photoniques unidimensionnels

III.1 Introduction

La propagation des ondes dans les cristaux photoniques périodiques (CP) a été intensivement étudiée au cours des trois dernières décennies, à la fois théoriquement et expérimentalement [1, 2]. Les cristaux photoniques sont des structures périodiques des matériaux diélectriques avec des régions alternées des hautes et faibles constantes diélectriques. La principale caractéristique des PC est la présence des régions de fréquences interdites et permises appelées bandes photoniques interdites (BIP).

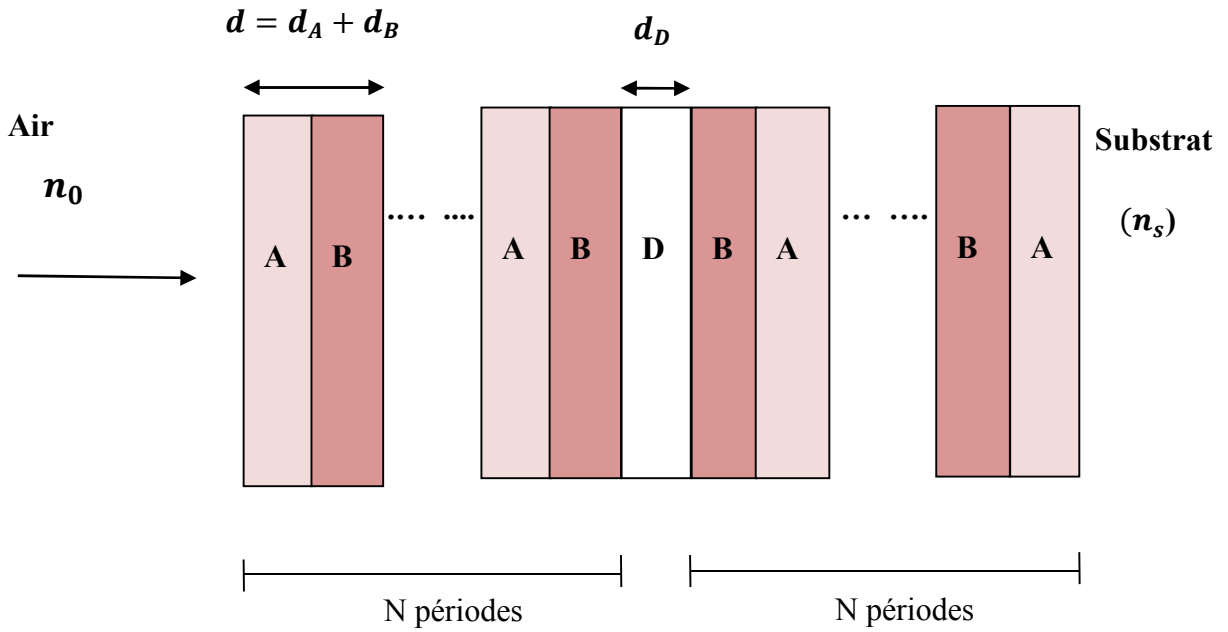
La formation de la bande photonique dans les CP conventionnels provient de la diffusion de Bragg, qui dépend fortement de l'angle d'incidence et de la constante de polarisation. On peut avoir un mode de défaut ou état de photon à une fréquence particulière à l'intérieur de la bande interdite photonique en introduisant une couche défectueuse dans ces cristaux photoniques ou en supprimant une seule couche de la structure [3, 4]. C'est la conséquence de la rupture de la périodicité spatiale de la structure. Il a été montré que ce mode de défaut peut être réglé facilement sur toutes les fréquences à l'intérieur de bande interdite photonique en modifiant l'épaisseur ou l'indice de réfraction de la couche de défaut [5, 6]. Les cristaux photoniques unidimensionnels (1D) présentant des défauts peuvent être utilisés comme filtres et séparateurs puisque les modes de défaut conduisent une transmission sélective [7, 8]. Les CP ont été appliqués dans de nombreux domaines notamment dans les dispositifs optiques tel que les filtres, les guides d'onde, les diodes lasers, la spectroscopie de polarisation de photons, etc. [9, 10].

L'objectif de ce chapitre est l'étude des modes de défaut apparaissant au milieu de la bande photonique interdite d'une structure symétrique (ou asymétrique). On étudiera en détail l'effet des différents paramètres sur ces modes de défaut pour les deux polarisations TE et TM.

III.2 Modèle et formalisme

On considère un cristal photonique défectueux symétrique avec une structure Air/(AB)^ND(BA)^N/S, (voir la figure III.1) où A représente le matériau à indice de réfraction élevé et B représente le matériau à faible indice de réfraction. D est la couche de défaut et S est le substrat (ici on a pris le verre).

(a)



(b)

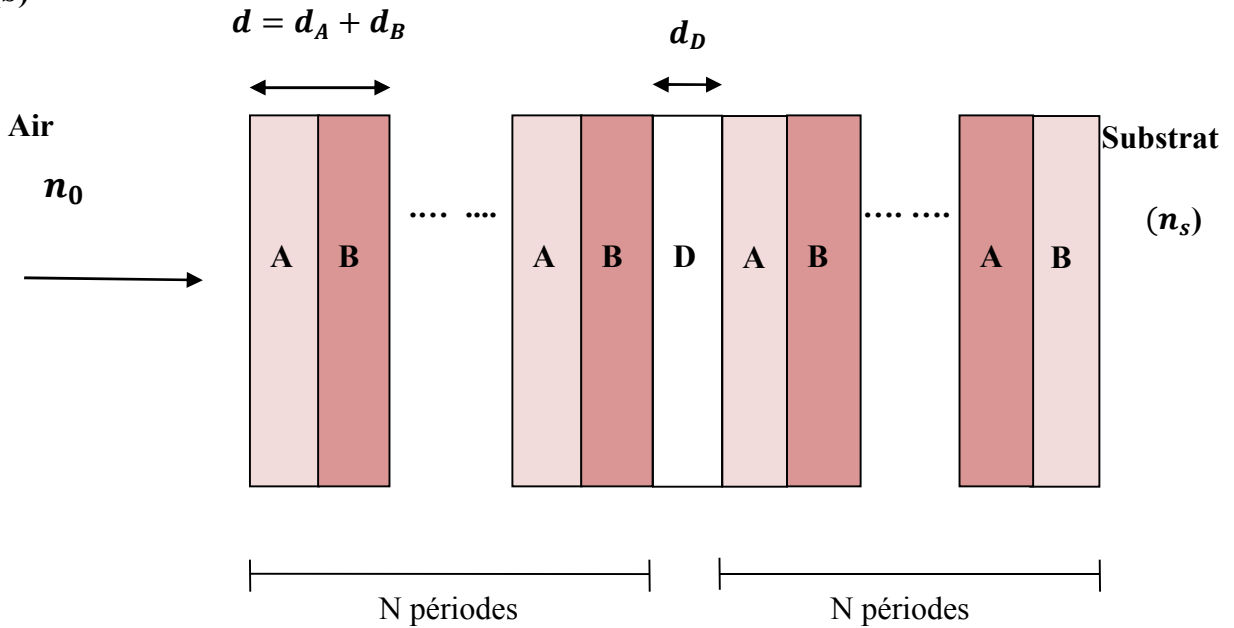


Figure III.1: Schéma représentant deux structures photoniques 1D avec un défaut:

(a) structure symétrique $(AB)^N \mathbf{D} (BA)^N$ et (b) asymétrique $(AB)^N \mathbf{D} (AB)^N$.

La transmission T est liée au coefficient de transmission t par [11] :

$$T = \frac{n_s \cos \theta_s}{n_A \cos \theta_A} |t|^2 \quad (\text{III.1})$$

Avec t est donné par :

$$t = \frac{1}{M_{11}} \quad (\text{III.2})$$

Selon la méthode de la matrice de transfert [12], où M_{11} est l'un des éléments matriciels de la matrice du système totale M , écrit par :

$$M = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \quad (\text{III.3})$$

La matrice totale du système est donnée par :

$$M_{sym} = D_{Air}^{-1} [D_A P_A D_A^{-1} D_B P_B D_B^{-1}]^N [D_D P_D D_D^{-1}] [D_B P_B D_B^{-1} D_A P_A D_A^{-1}]^N D_S \quad (\text{III.4})$$

Où la matrice dynamique dans l'équation (III.4) pour un milieu i est donné par :

$$D_i = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ n_i \cos \theta_i & -n_i \cos \theta_i \end{pmatrix} \quad (\text{III.5})$$

Pour une onde TE :

$$D_i = \begin{pmatrix} \cos \theta_i & \cos \theta_i \\ n_i & -n_i \end{pmatrix} \quad (\text{III.6})$$

Pour une onde TM, et $i=A$ (Air), A , B et S (substrat), respectivement. Le matrice de translation dans la couche A , B , ou D est exprimé par :

$$P_i = \begin{pmatrix} e^{j\phi_i} & 0 \\ 0 & e^{-j\phi_i} \end{pmatrix} \quad (\text{III.7})$$

Où la phase est : $\theta_i = \frac{2\pi n_i d_i}{\lambda}$,

Avec : λ est la longueur d'onde de l'onde incidente.

n_i , θ_i et d_i sont l'indice de réfraction, l'angle du rayon et l'épaisseur de la couche i respectivement.

Pour $i=A$, l'angle du rayon dans l'air est alors égal l'angle d'incidence notée : $\theta = \theta_A$ Tous les angles du rayon sont liés par la loi de Snell de réfraction.

Quand on considère le CP défectueux asymétrique illustré dans la figure (III.1.b), la matrice du système total est donnée par :

$$M_{asym} = D_{Air}^{-1} [D_A P_A D_A^{-1} D_B P_B D_B^{-1}]^N [D_D P_D D_D^{-1}] [D_A P_A D_A^{-1} D_B P_B D_B^{-1}]^N D_S \quad (\text{III.8})$$

A partir de l'équation (III.8), on peut obtenir l'élément de matrice M_{11} , la transmission T dans ce cas est déterminée par les équations (III.1) et (III.2).

III.3 Résultats et discussion

III.3.1 Cristal photonique unidimensionnel parfait

Un cristal photonique parfait est une structure unidimensionnelle périodique **sans défaut** donnée par Air/(AB)^N/S comme l'illustre la **figure III.2**.

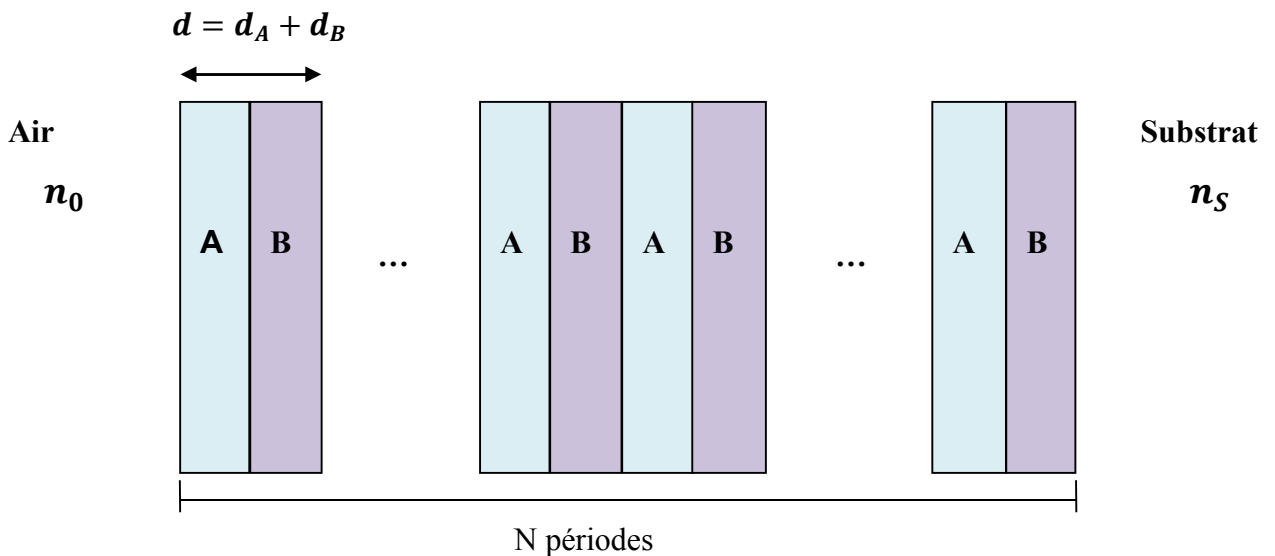


Figure III.2: Schéma représentant une structure photonique 1D parfaite.

Pour mieux voir l'effet d'un défaut, commençons par étudier la transmission de la lumière dans un cristal photonique 1D parfait constitué de 2 couches: A, dioxyde de Titane (TiO_2) et B, dioxyde de Silicium (SiO_2) dont les indices de réfraction $n_A=2.5$, $n_B=1.46$ respectivement comme le montre dans la **figure III.2**. Nous avons fixé le nombre de période $N=4$, et l'angle d'incidence $\theta = 0^\circ$. La **Figure III.3** montre le profil de transmission du CP 1D sans défaut. Nous avons considéré seulement la polarisation TE. On voit clairement qu'il y a une bande photonique interdite (BIP) entre $\lambda=337.55$ et $\lambda=502.92$ nm.

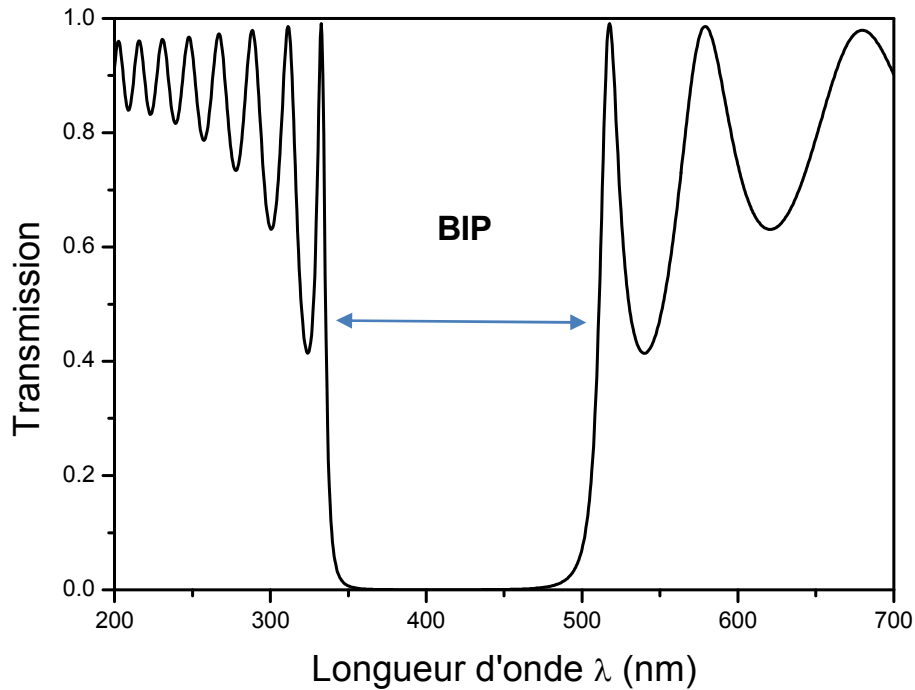


Figure III.3: Spectre de transmission d'un cristal photonique unidimensionnel parfait en fonction de la longueur d'onde pour la polarisation TE, avec $n_A=2.5$ (TiO₂), $n_B=1.46$ (SiO₂), $N=4$ et $\theta = 0^\circ$.

III.3.2 Mode de Défaut d'un CP asymétrique

Dans un cristal photonique (CP) unidimensionnel, l'introduction d'une couche de défaut D conduira au système noté $Air/(AB)^N/D/(AB)^N/S$ où N est le nombre de périodes, et S désigne le substrat (illustré par la **figure I.1b**). En outre, A et B sont les couches à indice de réfraction élevé (n_A) et faible (n_B), leurs épaisseurs respectives d_A et d_B étant généralement définies par la relation $n_A d_A = n_B d_B = \frac{\lambda_0}{4}$, où λ_0 est la longueur d'onde centrale égale à 450 nm. La structure illustrée sur la **figure III.1.b** est appelée CP défectueux asymétrique par rapport à la couche de défauts. En plus de la structure asymétrique, le CP défectueux peut également être conçu de manière symétrique comme $Air/(AB)^N/D/(BA)^N/S$, comme le montre la **figure III.1.a**. Dans ce qui suit, les paramètres des matériaux utilisés dans ce cas sont les mêmes que ceux mentionnés précédemment pour la même structure (A= TiO₂ (Oxyde de Titane), B= SiO₂ (Oxyde de Silicium) d'indice de réfraction $n_A=2.5$, $n_B=1.46$ et $n_D=1.2$). L'épaisseur de la couche de défaut est donné par la relation $d_D = \frac{\lambda_0}{4n_D}$. Le nombre des périodes de la structure photonique

est $N=4$, le substrat S est simplement supposé être du verre avec $n_S = 1.52$ et n_0 est l'indice de l'air qui est égale à 1. De plus, nous choisissons des longueurs d'onde appartenant à la région visible pour son utilisation dans les communications optiques.

III.3.2.1 Effet de l'indice de réfraction du défaut (n_D)

Pour étudier l'effet du type de matériau considéré comme défaut c'est-à-dire l'effet de l'indice de réfraction du défaut (n_D), nous nous limitons à la polarisation TE avec à incidence normale ($\theta=0^\circ$).

On varie le matériau utilisé comme défaut en variant l'indice de réfraction n_D . La **Figure III.4** représente le spectre de transmission T (T en fonction de la longueur d'onde) pour la polarisation TE. On remarque l'apparition d'un seul pic dans la bande photonique interdite correspondant à un état appelé mode de défaut. En variant l'indice de réfraction du défaut n_D (c'est-à-dire lorsque on change le matériau qui représente le défaut), la longueur d'onde du mode de défaut (sa position) se déplace vers les longueurs d'onde supérieures, en augmentant n_D .

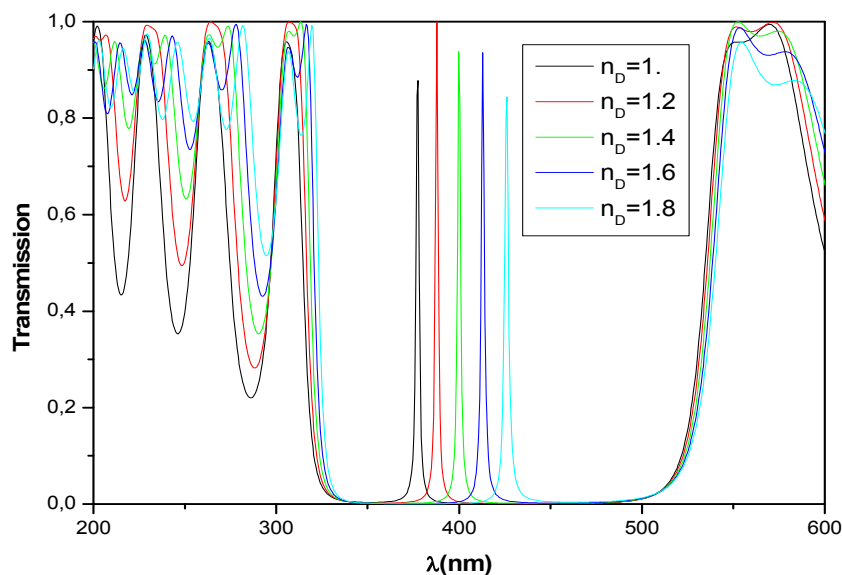


Figure III.4: Spectre de transmission d'un cristal photonique asymétrique $\text{Air}/(\text{AB})^4/\text{D}/(\text{AB})^4/\text{S}$ en polarisation TE pour différents indices de réfraction du défaut $n_D= 1, 1,2, 1,4, 1,6$ et $1,8$ dans le cas d'une polarisation TE en incidence normale.

La **figure III.5** montre la longueur d'onde λ_0 du mode de défaut en fonction de l'indice de réfraction n_D du défaut pour la polarisation TE. On remarque que λ_0 varie linéairement avec n_D suivant l'équation :

$$\lambda_0 = 61.25 n_D + 315$$

Montrant le décalage de la position du mode de défaut vers les longueurs d'onde supérieures.

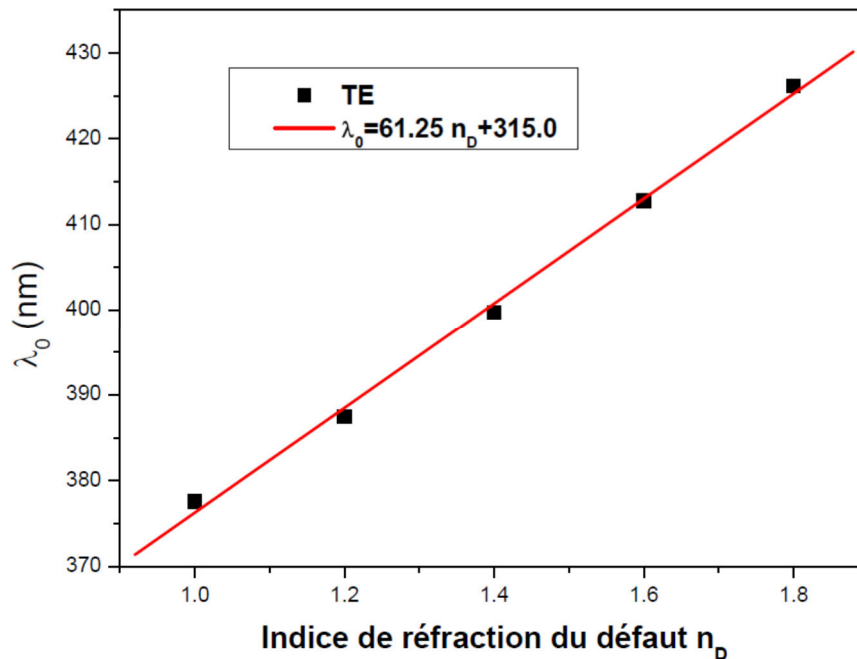


Figure III.5 : La longueur d'onde du mode de défaut λ_0 en fonction de son l'indice de réfraction n_D pour la polarisation TE.

La **figure III.6** montre le maximum de la transmission en fonction de l'indice de réfraction n_D du défaut pour la polarisation TE en incidence normale $\theta = 0^\circ$. On observe que la transmission maximal augmente jusqu'à $n_D = 1.2$, et elle diminue au-delà de cette valeur.

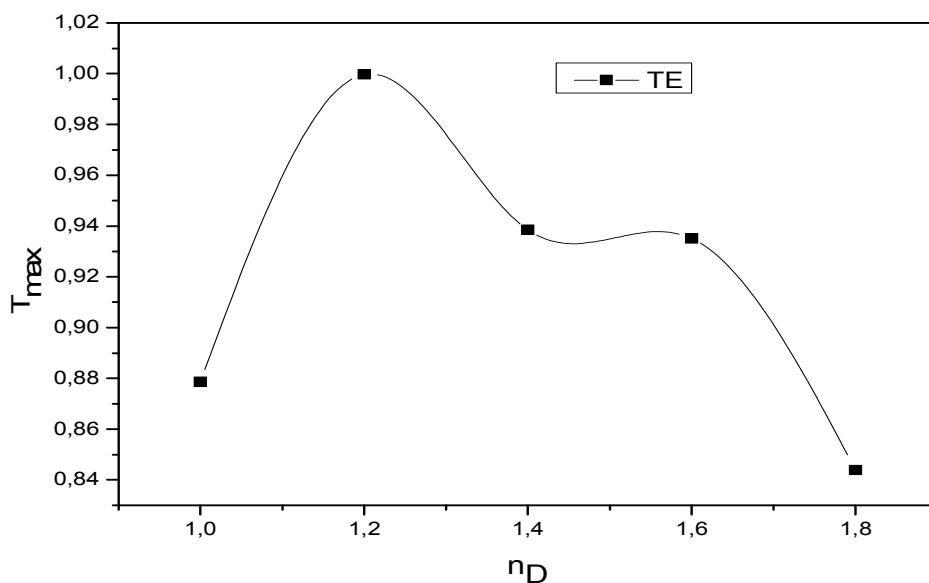


Figure III.6 : Transmission maximale en fonction de l'indice de défaut pour la polarisation TE, $\theta = 0^\circ$.

III.3.2.2 Effet de l'angle d'incidence et de la polarisation

Pour présenter les effets de l'angle d'incidence et de la polarisation sur la transmission d'une structure multicouche asymétrique nous avons utilisé les paramètres de la structure indiqués dans le **tableau III.1** en variant l'angle d'incidence de $\theta = 0^\circ$ à $\theta = 70^\circ$ pour les deux polarisations TE et TM. Les résultats sont montrés sur la **figure III.7** (pour la polarisation TE) et la **figure III.8** (pour la polarisation TM).

Tableau III. 1: les paramètres de la structure étudiée.

Paramètres	n_A	n_B	n_D	N
Valeurs	2.5	1.4	1.2	4

Pour les deux polarisations, on observe l'apparition d'un seul pic résonant dans la BIP correspondant au mode de défaut. On remarque aussi que lorsqu'on augmente l'angle d'incidence θ la longueur d'onde λ_0 du mode défaut ainsi que la BIP se déplacent vers les longueurs d'onde inférieures pour les deux polarisations TE et TM. On remarque aussi la diminution de l'intensité du pic (mode de défaut) dans le cas de la polarisation TM en comparaison avec la polarisation TE.

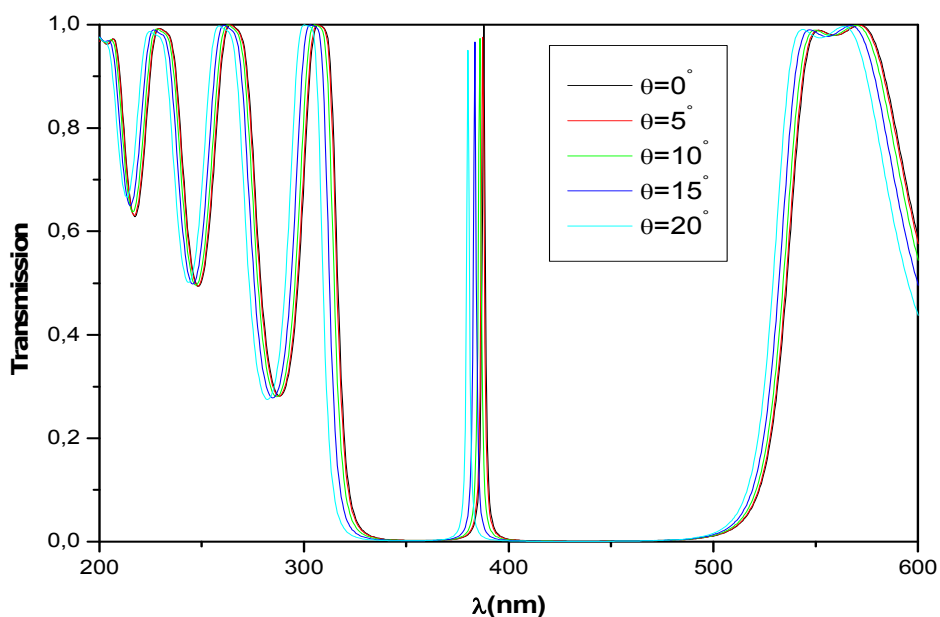


Figure III.7 : Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour la polarisation TE pour différents angles d'incidence θ d'un CP 1D antisymétrique.

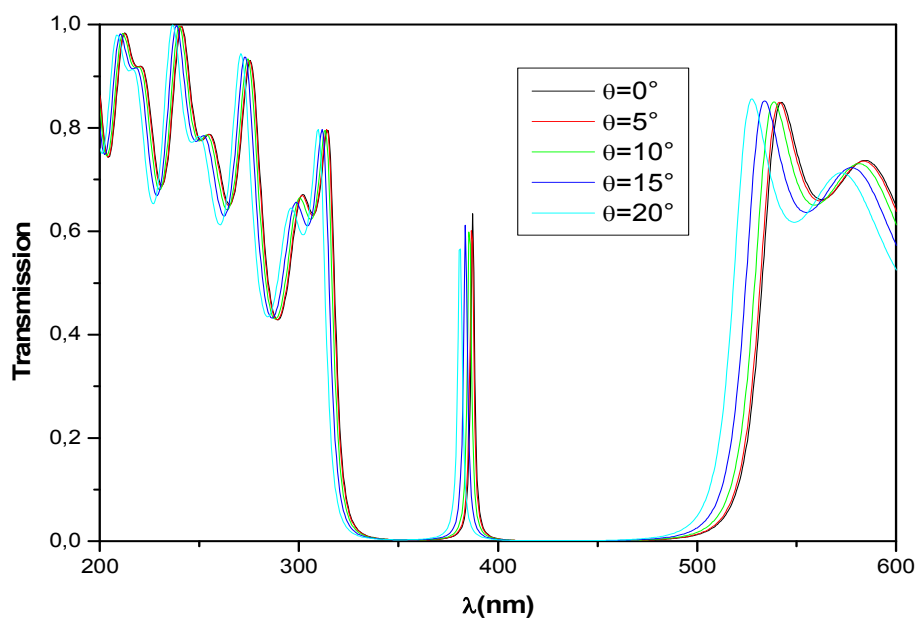


Figure III.8 : Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour la polarisation TM pour différents angles d'incidence θ d'un CP 1D asymétrique.

Sur la **figure III.9**, nous avons tracé la longueur d'onde λ_0 du mode de défaut en fonction de l'angle d'incidence pour les deux polarisations TE et TM. Cette figure confirme le décalage du mode de défaut vers les longueurs d'onde inférieures pour les deux polarisations en augmentant

l'angle d'incidence θ . Par contre λ_0 semble être plus grande dans le cas de la polarisation TE pour un angle donné.

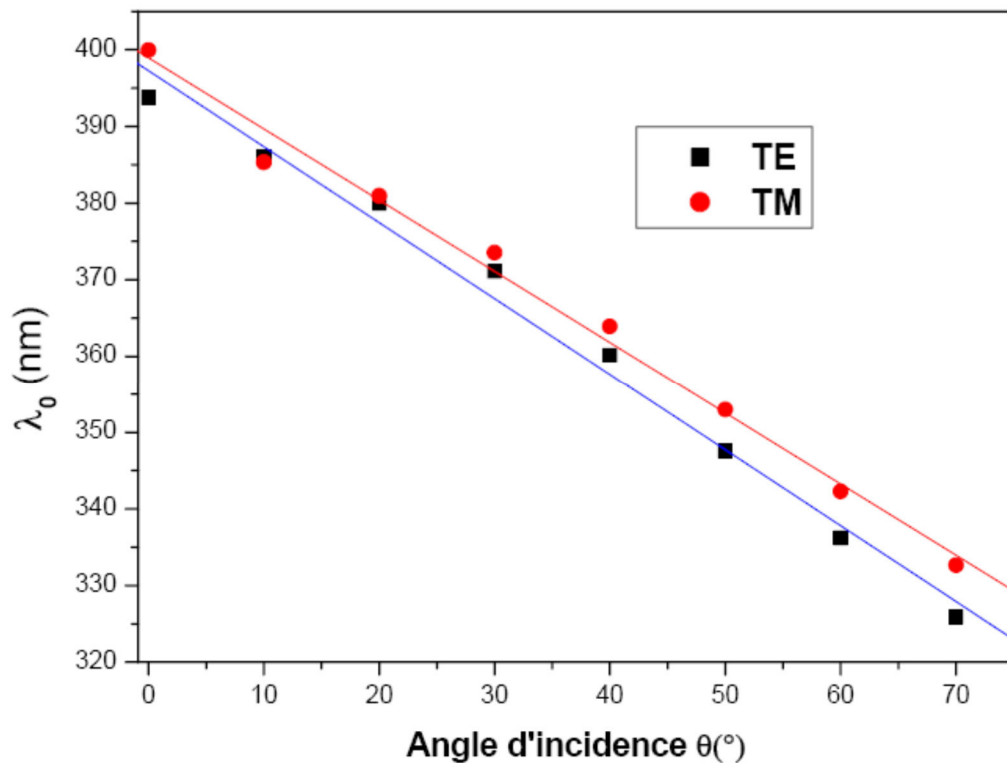


Figure III.9 : La longueur d'onde λ_0 du mode de défaut en fonction de l'angle d'incidence pour les polarisations TE et TM.

III.3.2.3 Effet de l'épaisseur de la couche du défaut

Pour connaître l'effet de l'épaisseur de la couche de défaut d_D sur la structure photonique asymétrique unidimensionnelle étudiée, on calcule la transmission en fonction de la longueur d'onde pour les mêmes paramètres considérés auparavant ($n_A=2.5$, $n_B=1.46$ et l'indice de la couche de défaut $n_D=1.2$, $N=4$ et $\theta = 0^\circ$). On se limite à l'étude du cas de la polarisation TE de l'onde électromagnétique. L'épaisseur de la couche du défaut est prise égale à $d_D=a$. d_B (où d_B est l'épaisseur de la couche B). On varie le paramètre a de 0.5 à 1.75 par un pas de 0.25.

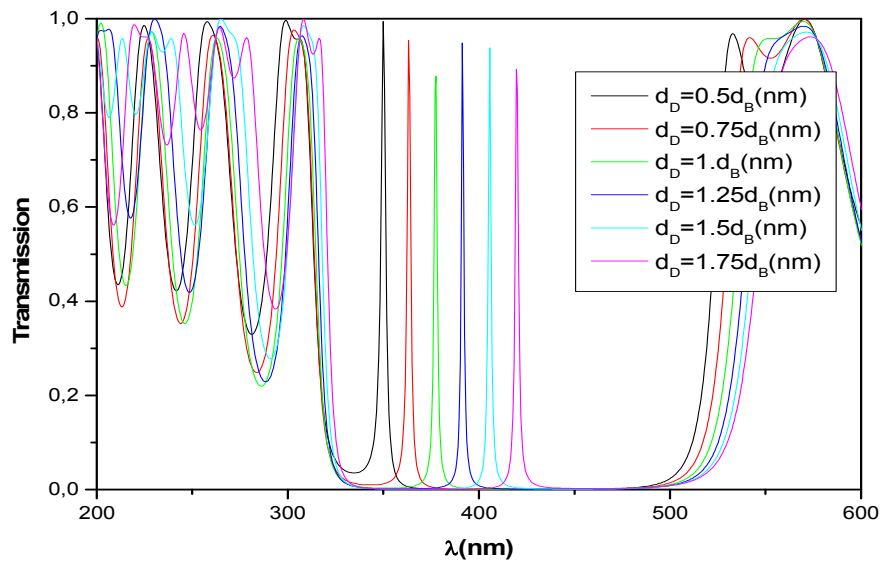


Figure III.10 : Spectre de transmission TE pour une incidence normale en fonction de la longueur d'onde proposée pour différentes valeurs de l'épaisseur du défaut.

D'après la **figure III.10**, on remarque que la position de la bande photonique interdite est affectée par la variation de l'épaisseur de la couche de défaut. On observe que la position du mode de défaut se déplace vers les longueurs d'onde supérieures en augmentant ce paramètre 'a' c'est-à-dire en augmentant l'épaisseur de la couche du défaut. Ceci est d'une grande utilité dans des nombreuses applications comme dans le domaine du traitement de signal en particulier dans la communication optique, les filtres à canaux multiples et le multiplexeur de longueur d'onde [7].

La **figure III.11** montre la longueur d'onde λ_0 du mode de défaut en fonction de l'épaisseur de la couche (du défaut) pour la polarisation TE à incidence normale. On remarque que λ_0 augmente en augmentant l'épaisseur de la couche du défaut d_D .

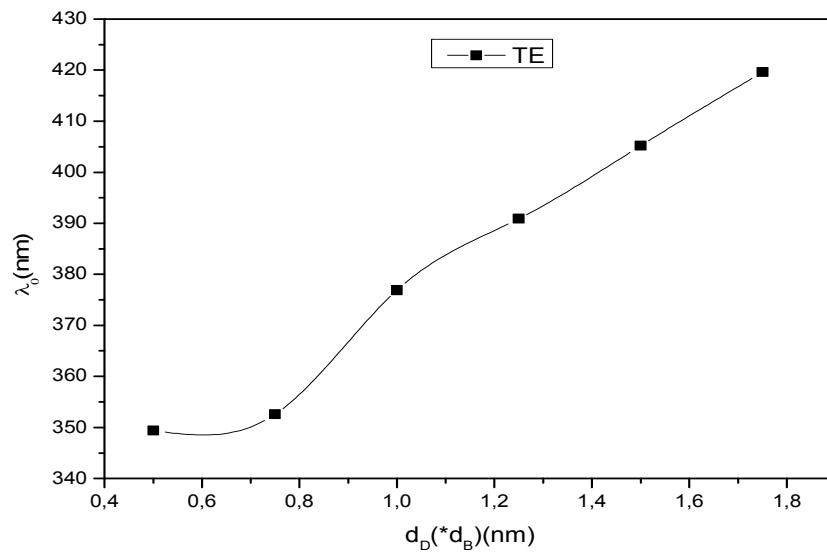


Figure III.11 : La longueur d'onde λ_0 du mode de défaut en fonction de l'épaisseur de la couche dans le cas de la polarisation TE à incidence normale.

III.3.2.4 Effet du nombre de périodes N

Pour étudier plus en détail l'effet du nombre des couches dans une structure photonique 1D sur le mode de défaut, nous avons calculé les spectres de transmission pour différentes valeurs du nombre de période $N=3$ à 7 pour prenant $n_A=2.5$, $n_B=1.4$, et $n_D=1.2$ dans le cas de la polarisation TE à incidence normale. Les résultats sont présentés **figure III.12**.

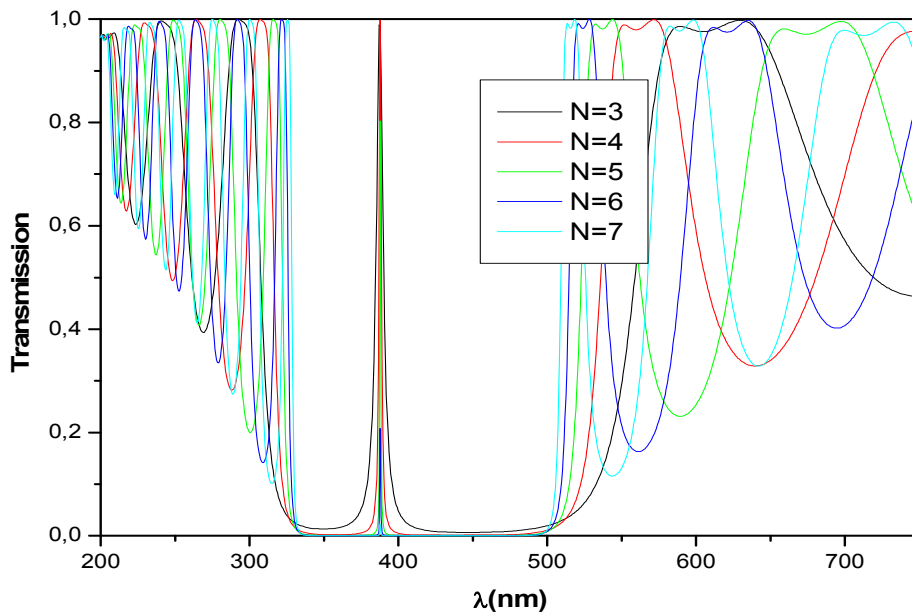


Figure III.12: Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour la polarisation TE (incidence normale) pour différentes valeurs du nombre de périodes (N=3, 4, 5, 6, 7).

D'après la **figure III.12**, on observe que la position des bandes interdites photoniques reste invariante alors que le mode de défaut devient de plus en plus étroit et que son intensité diminue (comme le montre la **figure III.13**) en augmentant le nombre de période N. On remarque aussi que la longueur d'onde λ_0 du pic (mode de défaut) reste inchangée en augmentant le nombre de couches du cristal photonique.

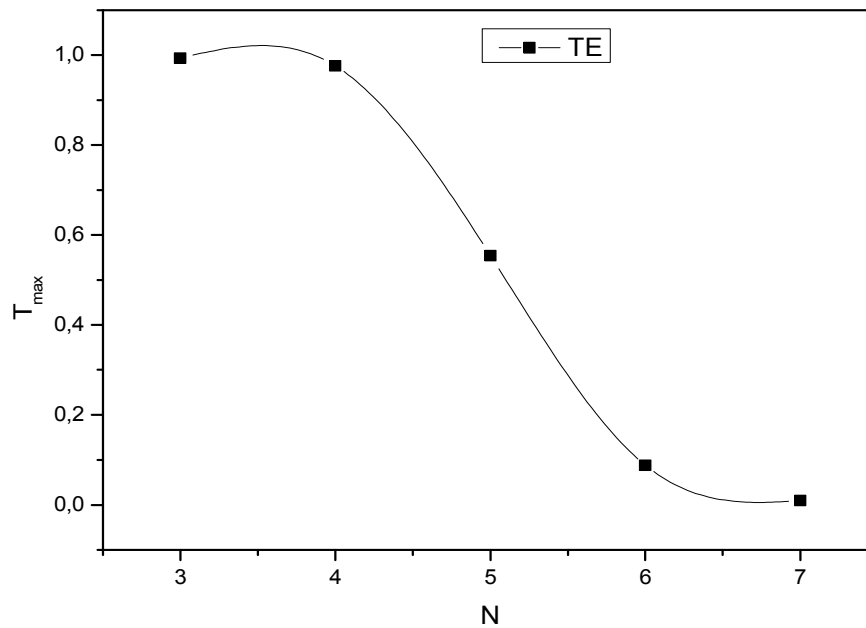


Figure III.13: La transmission maximale en fonction de nombre de période N pour la polarisation TE.

III.3.3 Mode de Défaut d'un CP symétrique

Notre analyse ne se limite pas à l'étude de l'influence des paramètres précédents sur la structure asymétrique, elle sera étendue aussi sur la structure symétrique définie par la forme suivante : $\text{Air}(\text{AB})^4\text{D}(\text{BA})^4\text{S}$ comme le montre le schéma de la **figure II.1a**.

III.3.3.1 Effet de l'angle d'incidence et de la polarisation

Pour connaître l'impact de l'angle d'incidence et la polarisation sur la transmission d'une structure photonique unidimensionnel symétrique, on prend les mêmes paramètres mentionnés dans le **tableau III.1** utilisés pour la structure asymétrique. Les **figures III.14** et **III.15**, montrent le spectre de la transmission (en fonction de la longueur d'onde) pour un CP1D symétrique pour les deux cas de polarisation TE et TM à différents angles d'incidence, 0° , 5° , 10° , 15° , 20° respectivement. Ce qui est intéressant est l'observation de deux modes de défaut à l'intérieur de la bande interdite photonique (BIP). On remarque aussi que la BIP et les positions des deux pics résonants se dirigent vers les longueurs d'onde inférieures en augmentant l'angle d'incidence.

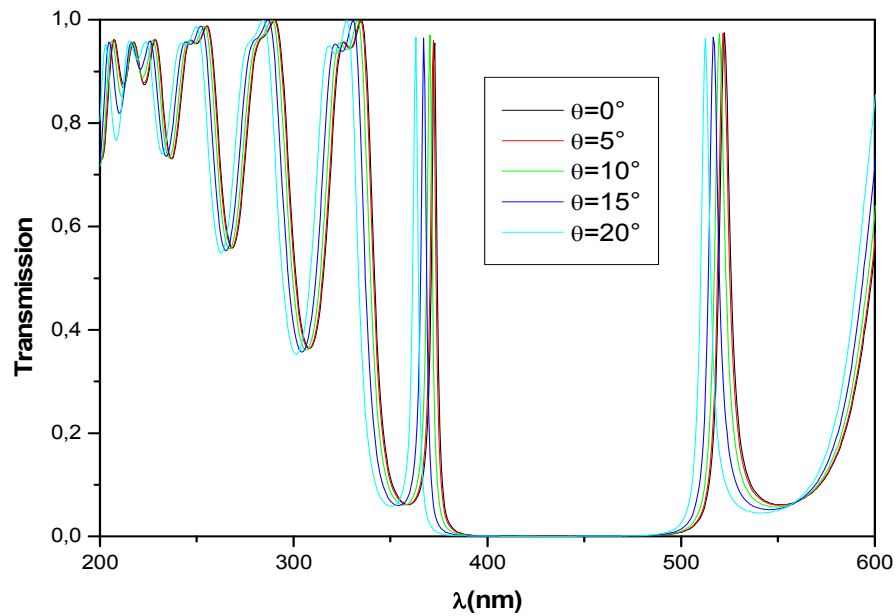


Figure III.14: Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour la polarisation TE.

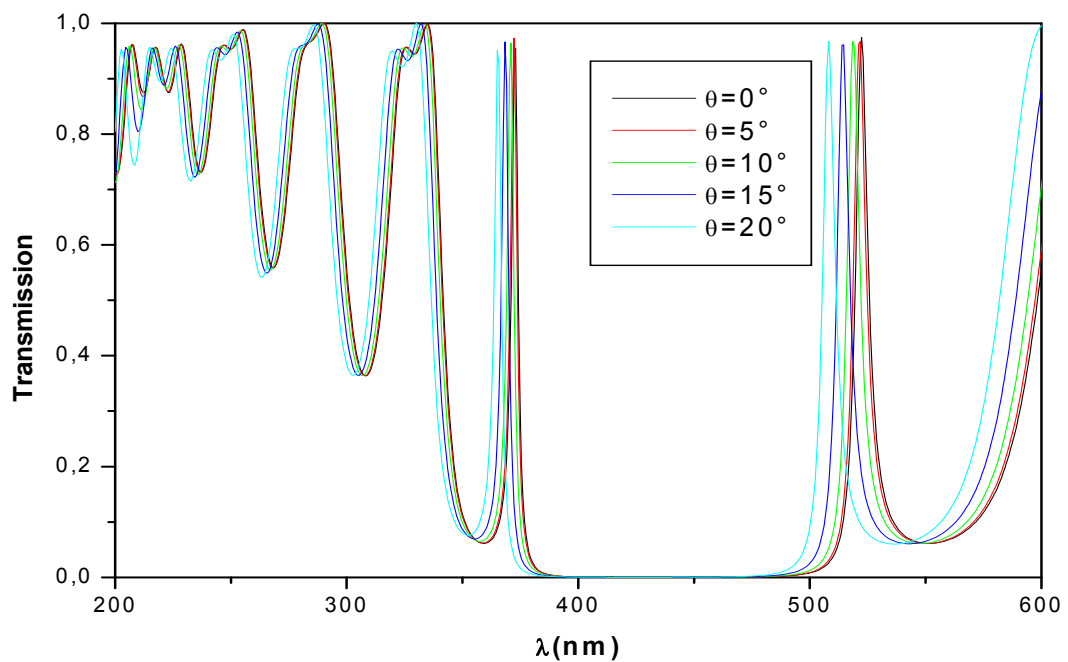


Figure III.15: Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour la polarisation TM.

Les longueurs d'onde λ_1 et λ_2 des deux modes de défaut sont tracés en fonction de l'angle d'incidence θ pour les deux polarisations TE (**Figure III.16**) et polarisation TM (**Figure**

III.17). On remarque que les positions des deux modes de défaut se dirigent vers les petites longueurs d'onde dans les deux cas de polarisation.

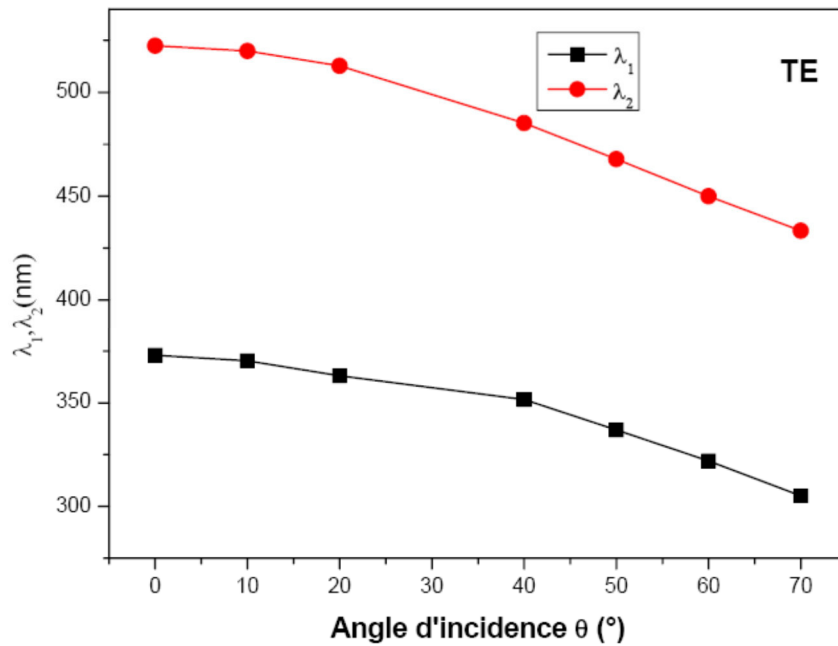


Figure III.16: La longueur d'onde du pic 1 (λ_1) et du pic 2 (λ_2) en fonction de l'angle d'incidence (θ) pour une polarisation TE.

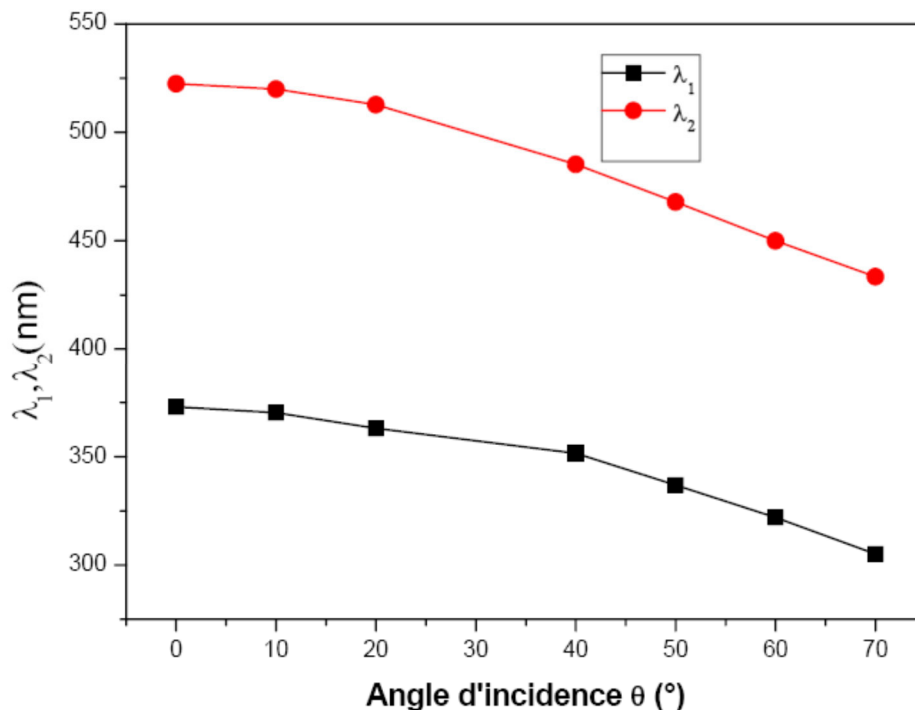


Figure III.17: La longueur d'onde du pic 1 (λ_1) et du pic 2 (λ_2) en fonction de l'angle d'incidence (θ) pour une polarisation TM.

Il est intéressant de voir le comportement de la distance de séparation spectrale entre les deux modes de défaut $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ en fonction de l'angle d'incidence. On observe d'après la **figure III.18** que largeur de la BIP devient étroite lorsque l'angle d'incidence est important.

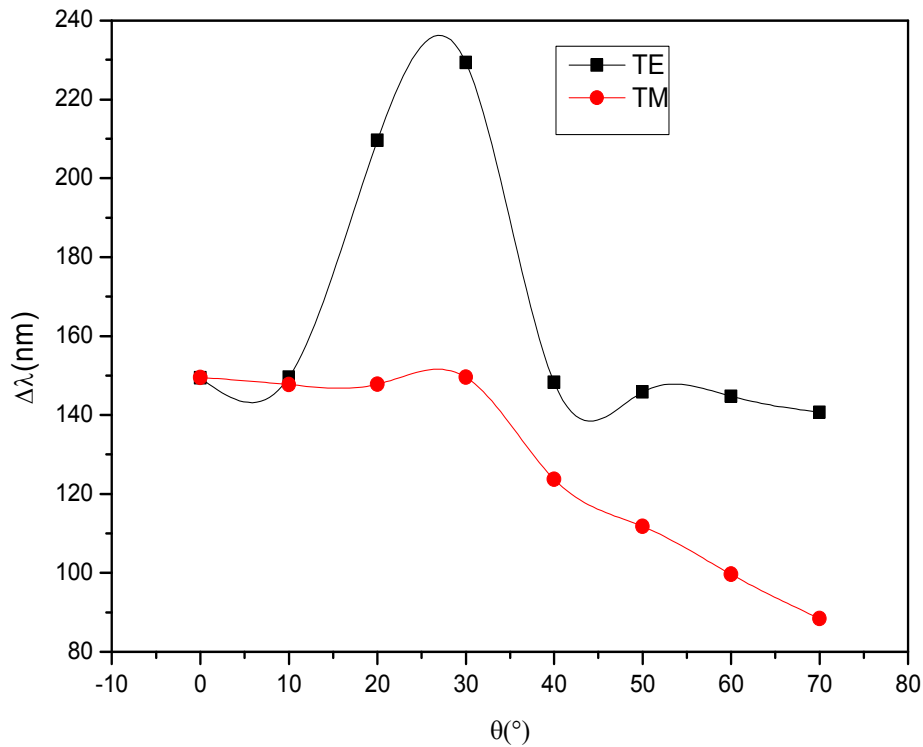


Figure III.18: La séparation spectrale entre les deux modes de défaut $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ en fonction de l'angle d'incidence.

III.3.3.2 Effet du contraste d'indices $n_A - n_D$

Nous avons étudié l'impact d'indice de réfraction n_A sur la même structure constituée de 4 couches alternées de deux matériaux différents. On fixe l'indice de réfraction du matériau B, ($n_B = 1.4$), et l'indice de réfraction du couche défectueuse $n_D = 1.2$ et on varie l'indice de réfraction n_A pour la polarisation TE à incidence normale. Le spectre de transmission est montré sur la **figure III.19**.

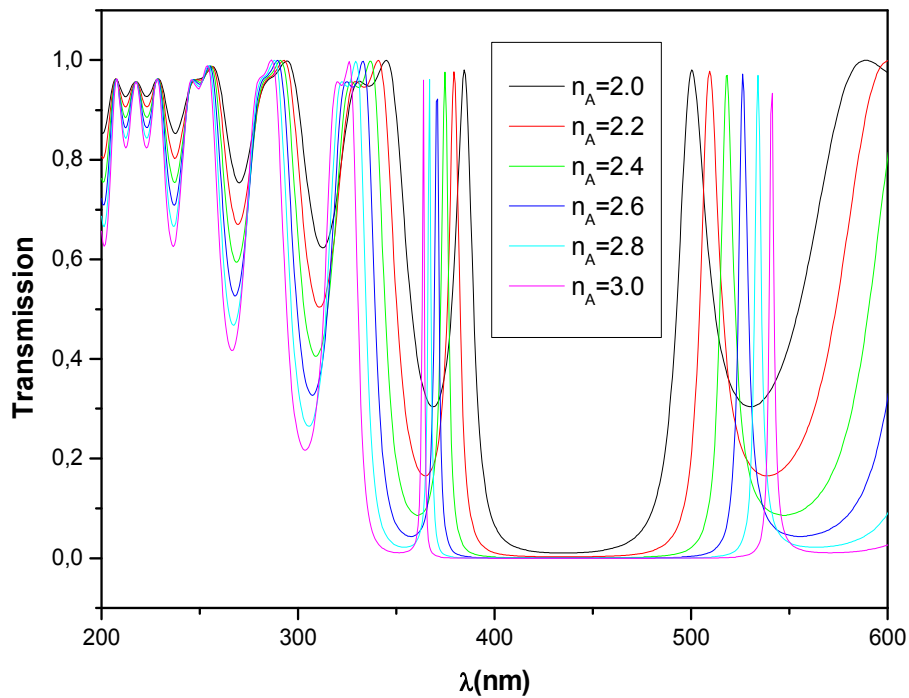


Figure III.19: Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour une polarisation TE pour différentes valeurs d'indice de réfraction n_A et $\theta = 0^\circ$.

On remarque de la **figure III.19** que la séparation entre les deux modes de défaut augmente linéairement en augmentant le contraste d'indice de réfraction entre les matériaux A et D, $n_A - n_D$. Ce comportement est bien montré sur la **figure III.20** où $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ est tracée en fonction de $n_A - n_D$.

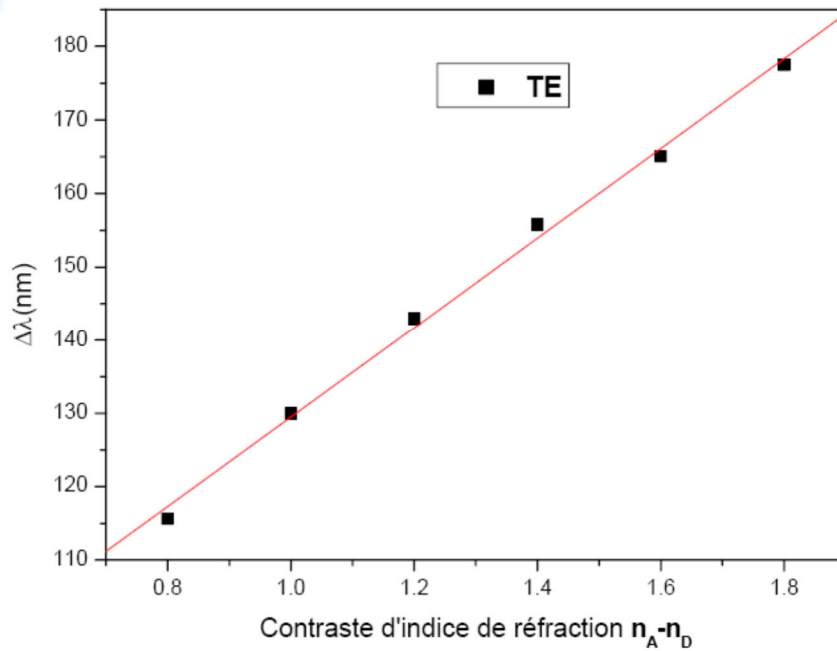


Figure III.20: La séparation spectrale entre les deux modes de défaut $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ en fonction de du contraste d'indices $n_A - n_D$ pour la polarisation TE.

III.3.3.3 Effet du contraste d'indices $n_B - n_D$

De la même façon, on fixe maintenant l'indice de réfraction du matériau A, ($n_A = 2.5$), et l'indice de réfraction du couche défectueuse $n_D = 1.2$ et on varie l'indice de réfraction n_B du matériau B pour la polarisation TE à incidence normale. Le spectre de transmission est montré sur la **figure III.21**.

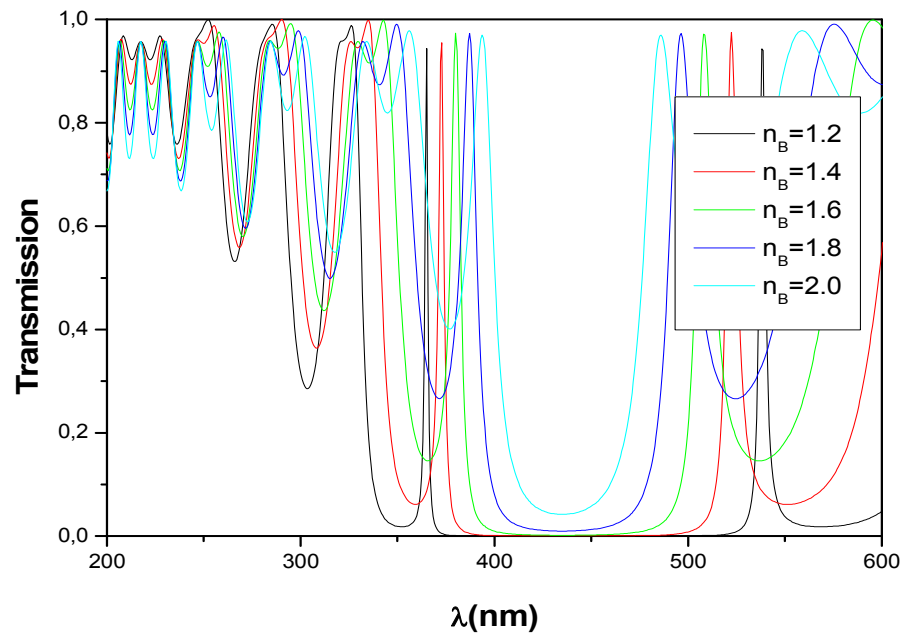


Figure III.21: Spectres de transmission en fonction de la longueur d'onde pour la polarisation TE pour différentes valeurs d'indice de réfraction n_B et $\theta = 0^\circ$.

On remarque que la séparation entre les deux modes de défaut diminue linéairement en augmentant le contraste d'indice de réfraction entre les matériaux A et D, $n_B - n_D$. Ce comportement est bien montré sur la **figure III.22** où $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ est tracé en fonction de $n_B - n_D$.

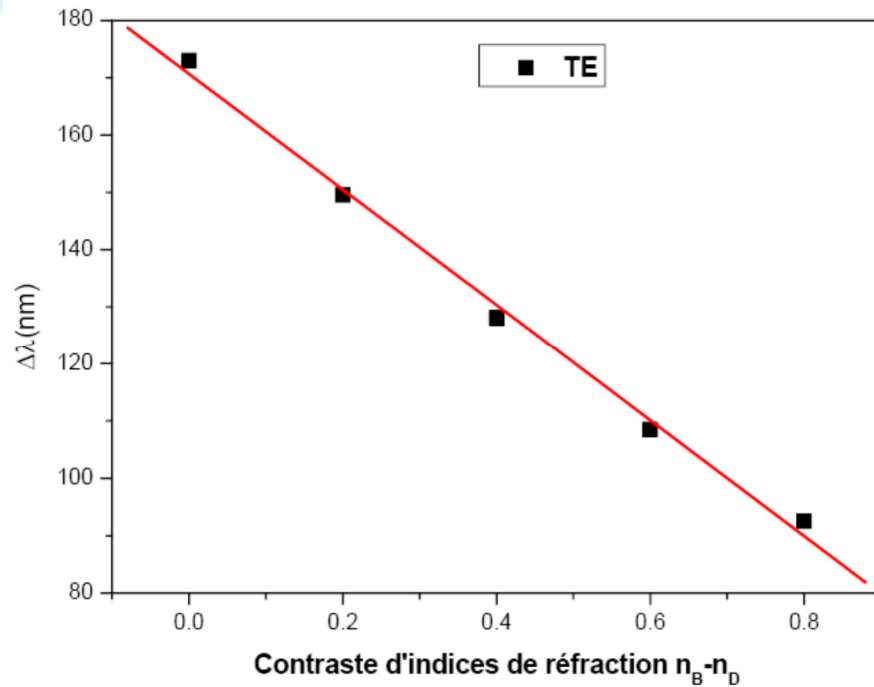


Figure III.22: La séparation spectrale entre les deux modes de défaut $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ en fonction de du contraste d'indices $n_B - n_D$ pour la polarisation TE.

III.3.3.4 Effet du nombre de période N

Dans cette section, on examine l'effet du nombre périodes N (couches A+B) sur le spectre de transmission pour la structure photonique 1D symétrique dans le cas de la polarisation TE en incidence normale. Les résultats sont montrés sur la **figure III.23**. On peut voir que la séparation entre les longueurs d'onde des deux pics résonants décroît exponentiellement suivant l'équation $\Delta\lambda = 181.56e^{(-N/1.21)} + 142.62$ quand le nombre de période N augmente comme le montre la **figure III.24** représentant la variation de $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ en fonction de N.

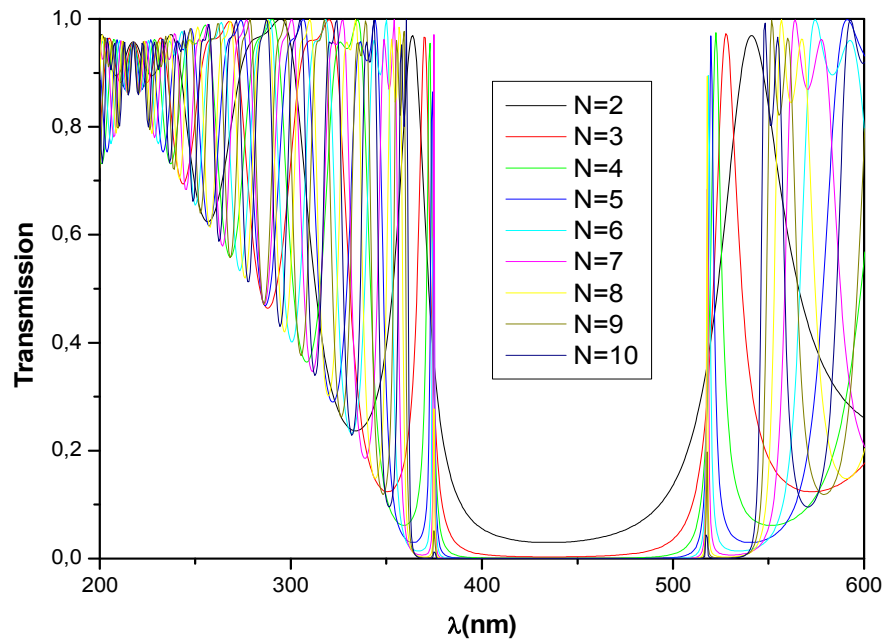


Figure III.23: Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde de la structure pour une polarisation TE, avec différentes nombres de périodes ($N=2$ à 10) et $\theta = 0^\circ$.

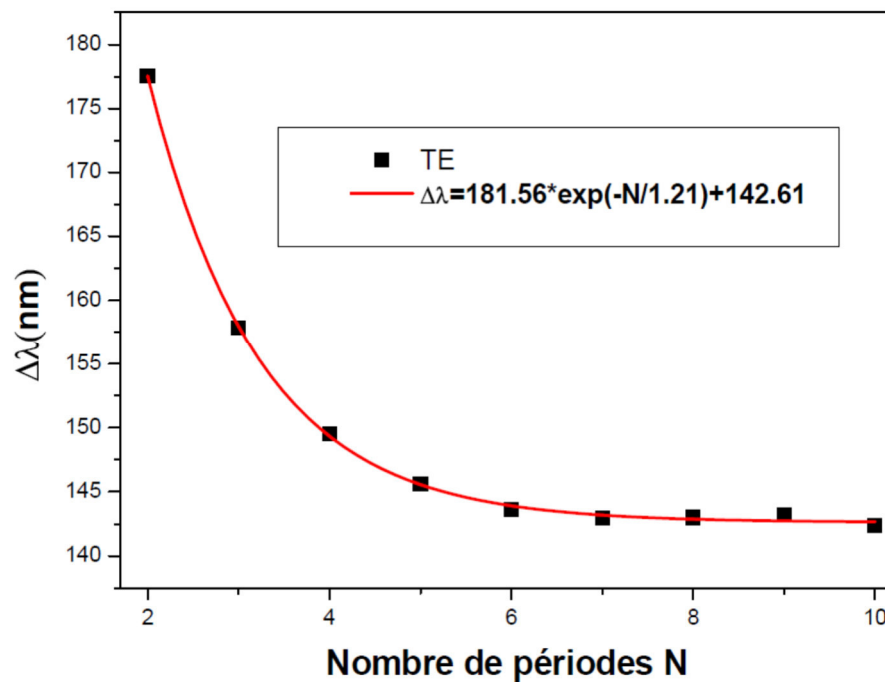


Figure III.24: La variation de la séparation spectrale $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ en fonction de nombre de périodes N .

III.4 Conclusion

Dans ce dernier chapitre nous avons étudiées l'influence des différents paramètres (indice de réfraction du défaut, angle d'incidence et polarisation, l'épaisseur de la couche du défaut et le nombre de périodes) sur une structure photonique multicouche unidimensionnelle défectueuse. Deux types de structures ont été étudiés : structure asymétrique et structure symétrique. Plusieurs résultats intéressants ont été trouvés.

Pour la structure asymétrique, un mode de défaut (pic de transmission résonant) a été observé au milieu de la bande interdite photonique (BIP) en accord avec les résultats de Wu et al. [11].

- Nous avons montré que la longueur d'onde du mode de défaut (sa position) se déplace vers les longueurs d'ondes supérieures en augmentant n_D , l'indice de réfraction du défaut.
- Nous avons aussi trouvé que le mode de défaut est décalé vers les longueurs d'onde inférieures pour les deux polarisations TE et TM en augmentant l'angle d'incidence θ .
- On a observé que la position du mode de défaut se déplace vers les longueurs d'onde supérieures en augmentant l'épaisseur de la couche du défaut.
- En augmentant le nombre de couches du cristal photonique, la position des bandes interdites photoniques ainsi que la longueur d'onde λ_0 du pic (mode de défaut) restent inchangées alors que le mode de défaut devient de plus en plus étroit et que son intensité diminue.

Pour la structure symétrique, deux modes de défaut ont été observés au milieu de la bande interdite photonique (BIP) confirmant le comportement général du mode de défaut pour les structures symétriques déjà trouvés pour les cristaux photoniques unidimensionnels défectueux [11] et pour d'autres modèles des cristaux photoniques cylindriques [13]. Cependant, de nouveaux résultats ont été mis en évidence.

- On a trouvé que la BIP et les positions des deux pics résonants se dirigent vers les longueurs d'onde inférieures en augmentant l'angle d'incidence.
- La séparation spectrale entre les deux modes de défaut $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ en fonction de l'angle d'incidence diminue en augmentant l'angle d'incidence. Elle augmente et diminue linéairement en augmentant les contrastes d'indices ($n_A - n_D$) et ($n_B - n_D$) respectivement.
- La séparation spectrale entre les deux modes de défaut en fonction de nombre de couche décroît exponentiellement quand le nombre de période N augmente.

Tous ces résultats sont intéressants pour l'application de notre structure comme filtre optique. On peut ajuster la fréquence (la longueur d'onde) du mode de défaut en variant les différents paramètres. Deux modes résonants peuvent être obtenus si on considère une structure photonique symétrique.

Références

- [1] E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett. **58**, 2059 (1987).
- [2] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meada, *Photonic Crystals: Modeling the Flow of Light* (Princeton University Press, Princeton, 2008).
- [3] Z. M. Jiang, B. Shi, D. T. Zhao, J. Liu, and X. Wang, Appl. Phys. Lett. **79**, 3395 (2001).
- [4] C.-J. Wu and Z. H. Wang, Prog. Electromagn. Res. **103**, 169 (2010).
- [5] Q. Zhu and Y. Zhang, Optik (Munich, Ger.) **120**, 195 (2009).
- [6] G. L. Shang, G. T. Fei and L. D. Zhang, J. Phys. D: Appl. Phys. **48**, 435304 (2015).
- [7] A. H. Aly and H. A. Elsayed, Phys. B (Amsterdam, Neth.) **407**, 120 (2012).
- [8] S. Jena, R. B. Tokas, S. Thakur, and D. V. Udupa, Phys. E **114**, 113627 (2019).
- [9] X. Gu, X. F. Chen, Y. P. Chen, X. L. Zheng Y. X. Xia, and Y. L. Chen, Opt. Commun. **237**, 53 (2004).
- [10] M. L. N. Chen, L. J. Jiang, and W. E. I. Sha, Phys. Rev. Appl. **10**, 014034 (2018).
- [11] C.J. Wu and Z. H. Wang, Prog. Electromagn. Res. **103**, 169, (2010).
- [12] P. Yeh, *Optical Waves in Layered Media*, John Wiley & Sons, Singapore (1991).
- [13] S. A. El-Naggar, Optik **200** 163447 (2020).

Conclusion générale

Ce travail a pour objectif l'étude théorique des propriétés des modes de défaut pour les structures asymétriques et symétriques sur la base d'analyse des interactions des ondes électromagnétiques avec ces structures défectueuses en utilisant la méthode de la matrice de transfert.

Premièrement, nous avons introduit les notions générales concernant les cristaux photoniques. Nous avons aussi présenté les trois types des cristaux photoniques et leurs modes de défaut, ainsi que leurs applications.

Ensuite, nous avons présenté la méthode de la matrice de transfert qui permet de décrire la propagation de l'onde électromagnétique dans une structure photonique unidimensionnelle. Nous avons fait une analogie entre l'équation de Schrödinger d'un électron dans un semi-conducteur et l'équation de propagation des ondes électromagnétique dans un milieu diélectrique.

Finalement, nous avons fait une étude numérique sur l'effet d'un défaut introduit dans un cristal photonique unidimensionnel (CP) sur spectre de la transmission de la lumière (en utilisant un programme Fortran). Nous avons ainsi étudié l'impact des différents paramètres (indice de réfraction du défaut, angle d'incidence et polarisation, l'épaisseur de la couche du défaut et le nombre de périodes) sur la longueur d'onde du mode défaut (sa position), sur son intensité ainsi que sur la largeur de la bande photonique interdite (BIP). Nous avons traité deux types de structures : structure asymétrique et structure symétrique. Nos calculs montrent les principaux résultats des travaux récents pour d'autres modèles.

- Dans une structure asymétrique, il existe un seul mode de défaut (un seul pic de transmission résonant) au milieu de la BIP.
- Nous avons trouvé que la longueur d'onde du mode de défaut (sa position) se déplace vers les longueurs d'onde supérieures, en augmentant n_D , l'indice de réfraction du défaut.
- L'intensité du pic dépend fortement de l'angle d'incidence et de la polarisation. Sa position se déplace vers les longueurs d'onde inférieures en augmentant l'angle d'incidence.

- Le changement de l'épaisseur et l'indice de la couche de défaut jouent un rôle important dans la production du mode de défaut à l'intérieur de la BIP à différentes fréquences et intensités, telle que sa longueur d'onde se déplace vers les longueurs d'onde supérieures.
- En augmentant le nombre de couches du cristal photonique, la position des bandes interdites photoniques ainsi que la longueur d'onde λ_0 du mode de défaut restent invariantes alors que le mode de défaut devient de plus en plus étroit et que son intensité diminue.

Dans le cas d'une structure symétrique, nous avons constaté qu'il existe deux modes de défaut au milieu de la bande photonique interdite (BIP), leurs intensités sont indépendantes de l'angle d'incidence.

- L'effet de l'angle d'incidence est de décaler les positions des deux modes de défauts vers les longueurs d'onde les plus courtes.
- La séparation spectrale entre les longueurs d'onde des deux pics résonants ($\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$) diminue quand l'angle d'incidence et le nombre de période N augmentent. Elle augmente ou diminue linéairement en augmentant les contrastes d'indices ($n_A - n_D$) ou ($n_B - n_D$) respectivement.
- Quand le nombre de périodes N augmente, la séparation spectrale entre les deux modes de défaut décroît exponentiellement.

Ces résultats sont très importants pour l'application de notre structure comme filtre optique. On peut ajuster la fréquence (la longueur d'onde) du mode de défaut en variant les différents paramètres. Deux modes résonants peuvent être trouvés si on considère une structure photonique symétrique.

Résumé :

Nous avons étudié les propriétés des modes de défaut dans les cristaux photoniques unidimensionnels en montrant l'effet des différents paramètres (indice de réfraction du défaut, l'angle d'incidence et polarisation, le nombre de périodes N ainsi que l'épaisseur de la couche de défaut) sur la transmission de la lumière. Deux structures principales ont été étudiées pour comparaison : une structure symétrique et une structure asymétrique par rapport au défaut. Un seul mode de défaut (un seul pic de transmission résonant) au milieu de la BIP a été observé pour la structure asymétrique alors dans le cas d'une structure symétrique, deux modes de défaut au milieu de la BIP apparaissent. Nous avons montré que la position et l'intensité de ces modes de défaut sont affectées par les différents paramètres étudiés. Ces résultats sont très importants pour l'application de notre structure comme filtre optique. On peut ajuster la fréquence (la longueur d'onde) du mode de défaut en variant les différents paramètres.

Mots clés : Cristal photonique, spectre de transmission, bande interdite photonique (BIP), mode de défaut, polarisation.

ملخص

لقد درسنا خصائص أنواع التشوهات (العيوب) في البلورات الضوئية أحادية البعد من خلال إظهار تأثير العوامل المختلفة (معامل الانكسار للتشوه، زاوية الورود والاستقطاب، عدد الدور N وكذلك سمك طبقة التشوه) على انتقال الضوء. تمت دراسة هيكلين رئيسيين للمقارنة: بنية هيكل متماثل وبنية هيكل غير متماثلة فيما يتعلق بالتشوه. لوحظ وضع خطأ واحد (ذروة إرسال رنين واحدة) في منتصف النطاق الفوتوني الممنوع BIP للهيكل غير متماثل، أما في حالة الهيكل المتماثل فيظهر وضعان للخطأ في منتصف BIP. لقد وضحنا أن موضع وشدة أنماط التشوه (العيوب) هذه تتأثر بالمعايير المختلفة التي تمت دراستها. هذه النتائج مهمة جداً لتطبيق هيكلنا كمرشح ضوئي. يمكن ضبط التردد (الطول الموجي) لوضع الخطأ من خلال تغيير العوامل المختلفة.

الكلمات المفتاحية: البلورة الضوئية، طيف الإرسال، فجوة النطاق الضوئية (BIP)، وضع الخلل، الاستقطاب.

Abstract

We have studied the properties of defect modes in one-dimensional photonic crystals by showing the effect of different parameters (refractive index of the fault, the angle of incidence and polarization, the number of periods N as well as the thickness of the defect layer) on light transmission. Two main structures are studied for comparison: a symmetrical structure and an asymmetric structure with respect to the defect. A single defect mode (a single resonant transmission peak) inside the photonic band Gap (BIP) was observed for the asymmetric structure, while in the case of a symmetrical structure, two defect modes in the middle of the BIP appear. We have shown that the position and intensity of these defect modes are affected by the various parameters studied. These results are very important for the application of our structure as tunable optical filter. The frequency (wavelength) of the defect mode can be adjusted by varying the various parameters.

Keywords: Photonic crystal, transmission spectrum, photonic band gap (PBG), defect mode, polarization.