



UNIVERSITE
Abdelhamid Ibn Badis
MOSTAGANEM

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE ABDELHAMID IBN BADIS - MOSTAGANEM



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 :

HENNOUNI Rachida

THEME :

**Etude de la transmission de la lumière dans les cristaux photoniques
unidimensionnels en présence de deux défauts couplés**

Soutenu : 23 Juin 2022

Devant le jury composé de :

M. BEGHADAD Mohammed	Prof.	Université de Mostaganem	Président
M. BOUATTOU Miloud	MAA	Université de Mostaganem	Examineur
M.SENOUCI Khaled	Prof.	Université de Mostaganem	Encadrant

Année Universitaire 2021-2022

Dédicaces

Je dédie ce travail

*A mes parents que Dieu les gardent pour moi, qui
ont éclairé mon chemin et qui m'ont encouragée et
soutenue tout au long de mes études.*

A mes chères sœurs et mon frère

A toutes mes amies

*A tous mes enseignants tout au long de mes études
Et à monsieur SENOUC ■ Khaled spécialement*

Rachida

Remerciements

Je remercie d'abord Allah qui m'a donné la force et la volonté pour achever ce travail.

*J'exprime ma reconnaissance à mon directeur de ce travail, Professeur **SENOUCI Khaled**, pour la confiance qu'il m'a accordée en acceptant d'encadrer ce travail de master, pour ses multiples conseils et pour toutes les heures qu'il a consacré à diriger cette recherche.*

*Je remercie également Professeur **BEGHDAD Mohammed**, qui m'a fait l'honneur de présider le jury de soutenance.*

*Mes vifs remerciements vont également à Monsieur **BOUATTOU Miloud**, pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant d'évaluer ce travail. Je tiens aussi à remercier le Docteur **MANSOUR Daoud** pour sa conception du programme Fortran utilisé pour nos calculs.*

J'adresse un grand merci à toute ma famille qui a toujours été présente lorsque j'en ai besoin.

Enfin, je remercie toutes les personnes qui ont participé de près ou de loin à la réalisation ce travail.

LISTE DES FIGURES

CHAPITRE I :		
Figure I.1	Cristaux photoniques à une, deux et trois dimensions	5
Figure I.2	Récapitulatif des propriétés des modes d'un CP 2D	6
Figure I.3	structure unidimensionnel	8
Figure I.4	Représentation schématique de l'interférence des ondes réfléchies par chaque dioptr	9
Figure I.5	Exemple de Bips 2D, réseaux de tiges dans l'air et de trous d'air dans un matériau..	9
Figure I.6	(a) Schéma de fabrication de la Yablonovite, (b) Structure tas de bois	10
Figure I.7	. Exemples de défauts ponctuels simples. (a) Lacune. (b) Atome en position interstitielle. (c) Atome en position substitutionnelle.	11
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.	15
Figure II.2	Constante diélectrique périodique	20

Figure II.3	Potentiel électrique dans un cristal unidimensionnel.	22
Figure II.4	Puits de potentiel électrique périodique unidimensionnel	23

Figure III.1	Structure d'un cristal photonique unidimensionnel à double défauts identiques.	25
Figure III.2	Schéma représentant une structure photonique 1D parfaite	27
Figure III.3	Spectre de transmission d'un cristal photonique unidimensionnel parfait en fonction de la longueur d'onde pour la polarisation TE, $n_A = 1,66$ (KI), $n_A = 2,2$ (TiO ₂), N=15, $\theta = 0^\circ$	27
Figure III.4	Spectre de transmission d'un cristal photonique en polarisation TE pour indice de réfraction du défaut $n_D = 2,2$.	28
Figure III.5	Spectre de transmission d'un cristal photonique en polarisation TE pour différents indices de réfraction du défaut $n_D = 2, 2,2, 2,4$ et $2,6$.	29
Figure III.6	la longueur d'onde du mode de défaut λ_{01} et λ_{02} en fonction de son indice de réfraction n_D pour la polarisation TE.	29
Figure III.7	Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour la polarisation TE pour différentes valeurs du nombre de périodes (N=10, 15, 20, 25)	30
Figure III.8	la longueur d'onde du mode de défaut λ_{01} et λ_{02} en fonction de nombre de période N pour la polarisation TE.	31
Figure III.9	La séparation spectrale entre les deux modes de défaut $\Delta\lambda = \lambda_{02} - \lambda_{01}$ en fonction de nombre de période N.	32

Figure III.10	Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour la polarisation TE pour différents angles d'incidence θ d'un CP 1D.	33
Figure III.11	Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour la polarisation TM pour différents angles d'incidence θ d'un CP 1D.	33
Figure III.12	La longueur d'onde λ_{01} et λ_{02} du mode de défaut en fonction de l'angle d'incidence pour la polarisation TE.	34
Figure III.13	La longueur d'onde λ_{01} et λ_{02} du mode de défaut en fonction de l'angle d'incidence pour la polarisation TM.	35
Figure III.14	La séparation spectrale entre les deux modes de défaut $\Delta\lambda = \lambda_{02} - \lambda_{01}$ en fonction de l'angle d'incidence θ	35
Figure III.15	Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour une polarisation TE pour différentes valeurs d'indice de réfraction n_A et $\theta = 0^\circ$.	36
Figure III.16	la séparation spectrale entre les deux modes de défaut $\Delta\lambda = \lambda_{02} - \lambda_{01}$ En fonction de du contraste de l'indice de réfraction $n_D - n_A$ pour la polarisation TE.	37
Figure III.17	Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour une polarisation TE pour différentes valeurs d'indice de réfraction n_B et $\theta = 0^\circ$.	38
Figure III.18	la séparation spectrale entre les deux modes de défaut $\Delta\lambda = \lambda_{02} - \lambda_{01}$	38
Figure III.19	Spectre de transmission d'un cristal photonique asymétrique Air $/(AB)^N /D1 / (AB)^M /D2 / (AB)^N /S$ en polarisation TE, en fonction de la longueur d'onde pour différents indices de réfraction de défauts n_{d2} avec $N=15$.	39
Figure III.20	Spectre de transmission d'un cristal photonique asymétrique Air $/(AB)^N /D1 / (AB)^M /D2 / (AB)^N /S$ en polarisation TE, en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de période $N=(10,15,20,25,30)$	40

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
T	Transmission
TE	Transverse Electrique, polarisation TE
TM	Transverse Magnétique, polarisation TM
TMM	Méthode de la Matrice de Transfert
KI	Iodure de potassium
SiO ₂	Dioxyde de Silicium

TABLES DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE

1

CHAPITRE I : Généralités sur les cristaux photoniques	
I.1. INTRODUCTION	4
I .2.Définition des cristaux photoniques	4
I .3.Théorie des cristaux photoniques	5
I .3.1.Equation de maxwell et équation aux valeurs propres	5
I .3.2.Polarisation transverse électrique (TE) et transverse magnétique TM	6
I .4.Caractéristique des cristaux photoniques	7
I .4.1.La dimensionnalité	7
I .4.2.La symétrie	7
I .4.3.La topologie	7
I .4.4.Le paramètre du réseau	7
I .4.5.Le contraste d'indice de réfraction	7
I .5.Les différents types de cristaux photoniques	7
I .5.1.Les cristaux photoniques unidimensionnels 1D	8
I .5.1.1.Généralités sur les réseaux de Bragg	8
I .5.2.Les cristaux photoniques bidimensionnels	9
I .5.3.Cristaux photoniques tridimensionnels	9
I .6.Les Types de défauts	11

I .6.1.Les défauts ponctuels	11
I .6.2.Les défauts linéaires	12
I .7.Applications des cristaux photoniques.....	13
REFERENCES	14

CHAPIRE II : Technique de la matrice de transfert & calcul de la transmission d'une onde électromagnétique dans un cristal photonique unidimensionnel 1D	
I. INTRODUCTION.....	15
II .2.La méthode de la matrice de transfert	15
II .3.Analogie électron-photon	17
II .3.1 Etude électromagnétique	18
II .3.2 Etude électrique	22
III. conclusion	24
Références	25

CHAPITRE III : Etude de transmission de la lumière dans les cristaux photoniques unidimensionnels en présence de deux défauts couplés	
III.1 Introduction	25
III.1 formalisme	25
III.3 Résultats et discussion	26
III.3.1 Cristal photonique unidimensionnel parfait	26
A. Deux défauts identiques	2
III.3.1.1 Effet de l'indice de réfraction du défaut (nd)	28
III.3.1.2. Effet du nombre de périodes N	30
III.3.1.3. Effet de l'angle d'incidence et de la polarisation	32
III.3.3.4.Effet du contraste d'indices $n_A - n_D$	36
III.3.3.5. Effet du contraste d'indices $n_B - n_D$	37
B. Deux défauts différents	39

III.3.2.1 Effet de l'indice de réfraction du défaut (<i>nd</i>)	39
III.3.2.2 Effet du nombre de période	39
III.4. Conclusion	40
REFERENCES	41
IV. CONCLUSION GENERALE	42
Résumé	43

Introduction générale

Depuis les recherches pionnières de Yablonovitch [1], les cristaux photoniques (PC) ont attiré beaucoup d'attention car la nouvelle classe de matériaux offre une nouvelle méthode pour contrôler la propagation des ondes électromagnétiques [2-5]. Le cristal photonique unidimensionnel est une sorte de structure composite spatialement périodique avec l'indice de réfraction des composants qui change périodiquement dans une direction [1-3]. En conséquence de la périodicité spatiale, le spectre de fréquence électromagnétique d'un cristal photonique présente une bande interdite photonique (PBG), qui est similaire à la structure de bande d'énergie (EBS) des semi-conducteurs et des métaux [4]. Lorsqu'un faisceau lumineux est incident à travers les couches de cristaux photoniques, la transmittance de la lumière sera modifiée en fonction de la valeur variable de la fréquence, et la largeur du PBG peut être ajustée par le décalage des paramètres. Cette caractéristique a attiré l'attention ces dernières années, car l'effet du PBG a une application potentielle dans le domaine des dispositifs optiques, tels que les filtres optiques, les isolateurs optiques, les commutateurs et les capteurs.

L'introduction de défauts dans le PC qui rompt la périodicité spatiale du cristal conduit à l'existence de modes électromagnétiques. Ces modèles sont similaires aux états d'impuretés dans la bande interdite photonique des semi-conducteurs. Certains modes défectueux peuvent être créés en modifiant l'épaisseur de la couche [6] ou en ajoutant un autre milieu à la structure [7].

Semblable aux PC 2D ou 3D, l'introduction des couches de défauts dans les PC 1D peut également créer des modes de défauts localisés dans les PBG. En raison de la simplicité des fabrications de PC 1D par rapport aux PC 2D et 3D, le mode défaut peut être facilement introduit dans les PC 1D. De tels PC avec défaut(s) peuvent être exploités pour la conception de diverses applications telles que la conception de filtres et séparateurs TE/TM [8], dans la fabrication de lasers [9] et dans les diodes électroluminescentes [10]. L'existence d'un mode de défaut dans les PC 1D dépend d'un certain nombre de paramètres tels que les indices de réfraction des couches, la fraction de remplissage, l'épaisseur de la couche de défaut et l'angle d'incidence. Si tous les autres paramètres sont maintenus constants et que l'indice de réfraction

Introduction générale

du matériau est modifié, alors tout changement d'indice de réfraction d'un matériau entraîne un changement ou un déplacement de la position du mode de défaut dans les spectres de réflexion/transmission.

L'objectif de ce mémoire est d'étudier la transmission de la lumière dans les structures photoniques unidimensionnelles en présence de deux défauts en utilisant la technique de la matrice de transfert. Et l'effet des différents paramètres tels que l'indice de réfraction, l'angle d'incidence, la polarisation, ainsi comme le nombre de périodes N .

Cette travail est divisée en trois chapitres, dont :

- **le premier chapitre** contient quelques concepts généraux sur les cristaux photoniques en identifiant les modèles de défauts dans les cristaux et leurs diverses applications.
- **Dans le deuxième** chapitre, nous présentons la technique de la matrice de transfert utilisée pour calculer la transmission d'une onde électromagnétique dans un cristal photonique 1D et présenterons l'analogie entre l'électron dans un semi-conducteur et un photon qui se propagent dans un cristal photonique en utilisant respectivement l'équation de Schrödinger et les équations de Maxwell.

Dans **le troisième chapitre**, nous étudions numériquement les modes de défauts dans les cristaux photoniques unidimensionnels en montrant l'effet des différents paramètres (indice de réfraction du défaut, le nombre de périodes N , l'angle d'incidence et de polarisation) sur la transmission de la lumière dans le cristal photonique (en utilisant un programme Fortran). Nous étudierons deux structures photoniques : une structure avec deux défauts identiques couplés et une structure avec deux défauts différents.

Références

- [1] E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics," *Phys.Rev. Lett.* 58, 2059-2062 (1987).
- [2] I. R. Matias, I. D. Villar, F. J. Arregui, and R. O. Claus, "Development of an optical refractometer by analysis of one-dimensional photonic bandgap structures with defects," *Opt. Lett.* 28, 1099-1101 (2003).
- [3] Q. Qin, H. Lu, S. N. Zhu, C. S. Yuan, Y. Y. Zhu, and N. B. Ming, "Resonance transmission modes in dual-periodical dielectric multilayer films," *Appl. Phys. Lett.* 82, 4654-4656 (2003).
- [4] S. John, *Phys. Rev. Lett.* 58 (1987) 2486.
- [5] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, J. N. Winn, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light* (Princeton University Press. Princeton, NJ, 1995)
- [6] J. K. Peng, Y. L. Han, H. Wang, *Adv. Mater. Res.* 760 (2013) 378.
- [7] G. Luna-Acosta, H. Schanze, U. Kuhl, H. Stockmann, Impurity effects on the band structure of one-dimensional photonic crystals: experiment and theory, *N. J. Phys.* 10 (2008) 043005.
- [8] Z. M. Jiang, B. Shi, D. T. Zhao, J. Liu, and X. Wang, "Silicon based photonic crystal heterostructure," *Applied Physics Letters*, **79**, 3395 (2001).
- [9] W. D. Zhou, J. Sabarinathan, P. Bhattacharya et al., "Characteristics of a photonic bandgap single defect microcavity electroluminescent device," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **37**, 1153 (2001).
- [10] M. W. Feise, I. V. Shadrivov, and Y. S. Kivshar, "Bistable diode action in left-handed periodic structures," *Physical Review E*, **71**, 037602 (2005).

Chapitre I

Généralités sur les cristaux photoniques

I .1.Introduction :

La notion de "cristaux photoniques" (CPs) a été introduite pour la première fois en 1987 [1,2]. Le premier cristal photonique a été réalisé en 1991 [3]. Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice de réfraction varie périodiquement dans une, deux ou trois dimensions. Ce milieu périodique produit sur la lumière qui se propage dans le cristal photonique un effet analogue à celui du potentiel périodique sur les électrons dans un cristal. De même qu'il existe pour des électrons des bandes d'énergie permises et des bandes interdites, il existe des bandes photoniques d'états permises et des bandes photoniques interdites. Une bande photonique correspond à un mode qui se propage dans le cristal photonique. Une bande interdite photonique (BIP) correspond à un intervalle d'énergie où la propagation de la lumière est interdite dans certaines directions du cristal photonique. Les cristaux photoniques offrent la possibilité de contrôler la propagation de la lumière et ceci, sur une dimension de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde dans le matériau. C'est notamment cette propriété qui les rend intéressants pour de nombreuses applications [4].

I .2.Définition des cristaux photoniques :

Les structures photoniques périodiques ont fait l'objet depuis une dizaine d'années de recherches continues sur le plan de la théorie, de la fabrication et des applications. Les cristaux photoniques (souvent appelés aussi matériaux à bandes photoniques interdites (BIP) peuvent être de différentes dimensions (figure 1) :

- 1D, plus connus sous le terme de miroirs de Bragg;
- 2D actuellement les plus faciles à modéliser avec les moyens de calcul courants. Ils présentent une analogie avec les structures planaires réalisées par lithographie électronique associé à une gravure RIE (Reactive Ion Etching);
- 3D, dont les effets sont les plus intéressants puisqu'ils permettent un contrôle significatif de la propagation dans les trois dimensions spatiales, par contre leur fabrication reste encore un défi technologique malgré les réussites de démonstrations expérimentales [5].

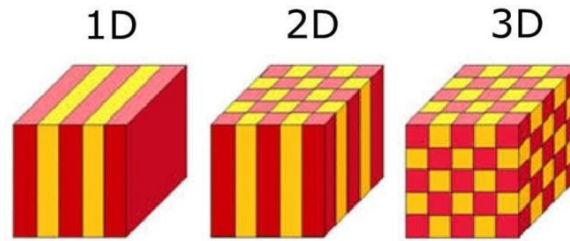


Figure. I .1 : Cristaux photoniques à une, deux et trois dimensions.

I .3.Théorie des cristaux photoniques

Cette section est en partie inspirée du livre Photonic Crystals : Molding the Flow of Light. Cet ouvrage décrit la théorie des cristaux photoniques [6].

I .3.1Equation de maxwell et équation aux valeurs propres :

La propagation de la lumière (la propagation d'ondes électromagnétiques) dans un milieu diélectrique dont l'indice peut être périodique ; est régie par les équations de Maxwell :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \varepsilon\mu \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

\vec{E} le champ électrique, \vec{H} le champ magnétique. De plus, on considère en première approximation que le matériau est linéaire et transparent, ce qui permet d'écrire les champs électriques et magnétiques comme des modes harmoniques :

$$B(r, t) = B(r)e^{-i\omega t}$$

$$E(r, t) = E(r)e^{-i\omega t}$$

Sous ces conditions, on obtient à partir des équations de Maxwell la relation de base utilisée pour trouver les modes dans les cristaux photoniques :

$$\vec{\nabla} \left(\frac{1}{\epsilon_r(\mathbf{r})} \vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\mathbf{r}) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H}(\mathbf{r})$$

I .3.2.Polarisation transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM) :

Dans le cas de structures de périodicité 2D, on peut décomposer l'ensemble des modes de propagation suivant deux classes de polarisation découplées : TE et TM. Leurs principales caractéristiques sont détaillées dans le tableau de la figure I.2.

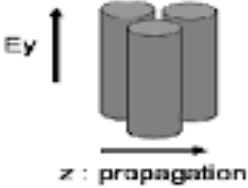
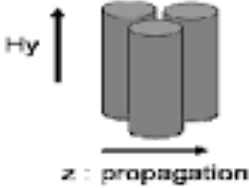
Mode	TM	TE
Distribution du champ		
Composantes	Ey, Hx, Hz	Hy, Ex, Ez

Figure. I.2 : Récapitulatif des propriétés des modes d'un CP 2D.

I .4.Caractéristique des cristaux photoniques :

I .4.1.La dimensionnalité :

Elle est déterminée par la périodicité de l'indice de réfraction. La périodicité d'un cristal photonique peut s'étendre à une, deux ou trois dimensions.

I .4.2.La symétrie :

La position des éléments d'un CP détermine la symétrie du réseau. Par exemple, par un CP 3D de particule sphérique, une symétrie cubique, hexagonal compact ou cubique à faces centrée (CFC) peut être obtenue.

I .4.3.La topologie :

La topologie rend compte de l'architecture, de la compacité du matériau. Un réseau d'une symétrie donnée peut présenter des topologies différentes (cas de brique constitutives interpénétrées, en contact ou isolées)

I .4.4.Le paramètre du réseau :

C'est la distance fondamentale entre deux éléments constitutifs. Elle détermine la région spectrale où le CP interagit avec l'onde électromagnétique.

I .4.5.Le contraste d'indice de réfraction :

Ce paramètre est défini comme le rapport n_1/n_2 entre les indices de réfraction des éléments et de la matrice. Il offre une idée générale de la force de diffusion des deux matériaux composants du cristal photonique. [8]

I .5.Les différents types de cristaux photoniques :

Il existe différents types de cristaux photoniques qui sont classés selon leur dimensionnalité, le cristal photonique peut être :

à une dimension 1D (empilement de couches minces, réseau de Bragg)

à deux dimensions 2D (réseau de trous sur une surface)

à trois dimensions 3D (empilement de couches formées de billes de silices auto assemblées)

I .5.1.Les cristaux photoniques unidimensionnels 1D :

Ces structures sont couramment utilisées sous le nom de réseau de Bragg (Figure I-6) [9]. Ils sont généralement réalisés par un empilement de couches d'indices diélectriques différents et d'épaisseur optique $\lambda/4$, λ étant la longueur d'onde guidée autour de laquelle le matériau doit interdire la propagation des ondes électromagnétiques sous incidence normale. Les réseaux de Bragg ont prouvé leur utilité dans de nombreuses applications : convertisseurs de modes pour fibres optiques, filtres de longueur d'onde sélectifs, multiplexeurs, compensation de la dispersion, lasers spéciaux à bande étroite.

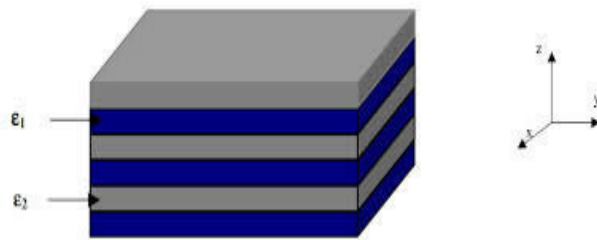


Figure. I .3: Structure unidimensionnelle.

I .5.1.1.Généralités sur les réseaux de Bragg :

Les réseaux de Bragg sont des successions de couches d'indices de réfraction différents, empilées, de manière périodique. Le comportement du réflecteur de Bragg est expliqué à partir de processus d'interférences multiples. Comme le montre la figure I-7, une onde qui se propage dans la succession de couches, subit une réflexion à chaque interface. Cette réflexion s'accompagne d'un changement de phase Π si l'onde va d'un milieu de faible indice vers un milieu de fort indice. Elle s'effectue sans changement de phase dans le cas contraire. Lorsque l'épaisseur optique totale des alternances est de $\lambda/2$, l'onde réfléchi par l'interface (1) est en phase avec celles réfléchies par les interfaces (3), (5), (7)...Par suite de ces interférences constructives, on finit ainsi par aboutir à une réflexion totale, ce qui revient à dire que l'onde ne peut se propager et que l'on est en présence d'une bande interdite photonique ou BIP [9].

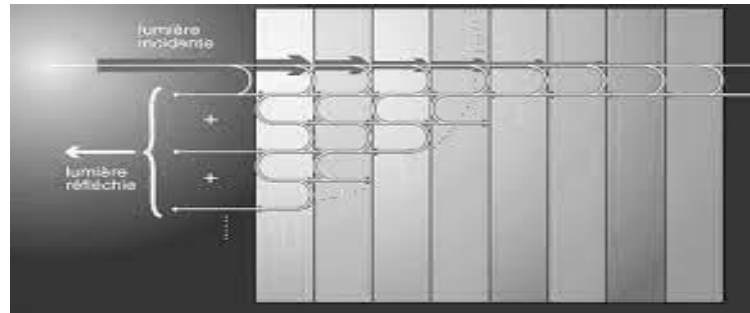


Figure I.4 : Représentation schématique de l'interférence des ondes réfléchies par chaque dioptré.

I .5.2. Les cristaux photoniques bidimensionnels :

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

Il existe plusieurs façons de réaliser ces structures bidimensionnelles. Par exemple, on peut placer des tiges diélectriques dans l'air ou encore dans un autre diélectrique comme le montre la figure 4. Afin d'ouvrir des bandes interdites larges, il faut un contraste d'indice (différence entre les indices du milieu et des tiges) suffisamment grand. Un matériau à Bandes Interdites Photoniques (BIP) bidimensionnel peut aussi être constitué d'un ensemble de trous percés dans un diélectrique. Les réponses optiques de ces structures dépendent de la polarisation et peuvent ne pas posséder une bande interdite complète. On parle d'une bande interdite complète lorsque la structure interdit la propagation pour toutes les directions dans le plan de la périodicité, quelle que soit la polarisation [4].

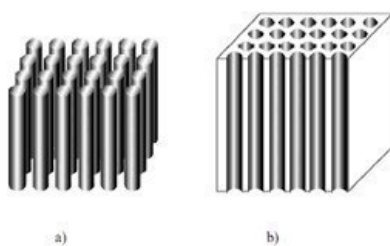


Figure I.5: Exemple de Bips 2D, réseaux de tiges dans l'air et de trous d'air dans un matériau.

I .5.3. Cristaux photoniques tridimensionnels :

Les cristaux photoniques 3D sont des matériaux ayant une constante diélectrique périodique dans les trois directions de l'espace. Parmi les CPs 3D offrant la possibilité d'obtenir une bande interdite

omnidirectionnelle, de nombreuses méthodes de fabrication des cristaux photoniques tridimensionnels ont été proposées, on peut citer la structure Yablonovite, la structure tas de bois et la structure des opales [10].

Afin d'obtenir une bande interdite omnidirectionnelle, l'utilisation d'un cristal photonique tridimensionnel est nécessaire. Un nombre conséquent de travaux se sont portés sur les différentes structures géométriques possibles et leur fabrication.

La Yablonovite [11] est un des premiers cristaux photoniques tridimensionnels fabriqués. Elle a été réalisée en 1993 par E. Yablonovitch en perçant des trous selon trois angles azimutaux séparés de 120° , et faisant un angle de 35° par rapport à la normale (Figure. 5.a). Cette structure permet d'obtenir une maille cubique à faces centrées avec des motifs non sphériques. Tandis que la structure, « tas de bois » [12] 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.5 .b) qui a un contraste d'indice suffisant pour ouvrir une bande interdite photonique omnidirectionnelle.

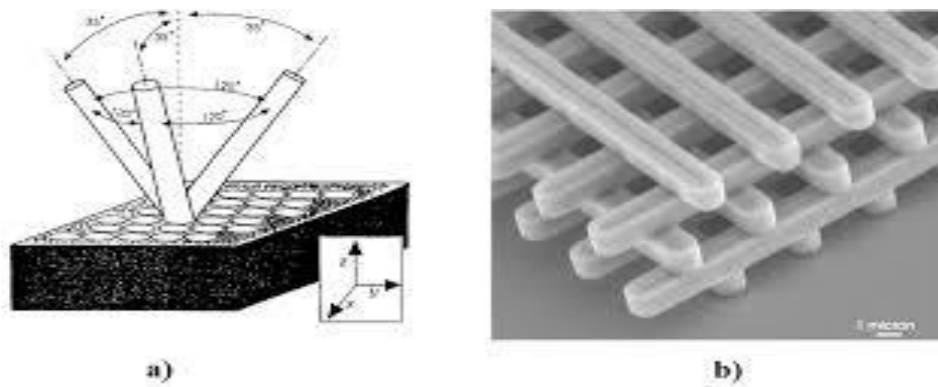


Figure I.6 : (a) Schéma de fabrication de la Yablonovite, (b) Structure tas de bois

Les diverses techniques de fabrication des cristaux photoniques 3D souffrent encore toutes d'une mise en œuvre laborieuse et délicate, et, pour certaines d'entre elles, ne permettent pas l'insertion déterministe de défauts. Bien que les progrès enregistrés soient remarquables, les technologies de fabrication de ces structures n'ont pas encore atteint la maturité, la stabilité et les performances suffisantes pour envisager leur utilisation dans les prochaines générations de composants [13].

I .6.Type de défauts :

Plusieurs types de défauts sont réalisables et permettent de réaliser certaines applications telles que les filtres à haute sélectivité puisque seule l'onde électromagnétique dont la fréquence correspond à celle du mode permis sera transmise ou encore des filtres accordables. Une façon simple de créer un ou plusieurs modes permis dans le gap consiste à introduire un défaut dans le cristal, c'est-à-dire une imperfection dans l'arrangement périodique de la structure diélectrique. On distingue deux types des défauts :

I .6.1.Les défauts ponctuels : Les défauts ponctuels se traduisent par une perturbation de l'ordre cristallin sur des dimensions limitées à une maille cristallographique:

Les lacunes correspondent à un vide laissé dans la structure sur un site normalement occupé par un atome [Figure I.7.a].

Les atomes interstitiels sont des atomes en surnombre dans une structure ou bien des impuretés placés sur des sites normalement vides [Figure I.7.b].

Dans le cas où un atome occupe un site normalement occupé par un atome de nature chimique différente, on parle d'impureté substitutionnelle [Figure I.7.c] [14].

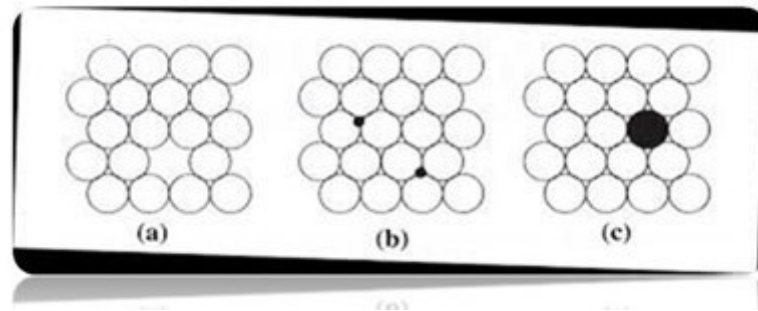


Figure I.7 Exemples de défauts ponctuels simples. (a) Lacune. (b) interstitielle. (c) Atome en position substitutionnelle [14].

I .6.2.Les défauts linéaires :

Le défaut linéaire c'est une ligne de trous qui a été omise. La lumière ne pouvant pénétrer au sein du cristal photonique, elle est contrainte de se propager le long du défaut, on a ainsi réalisé un guide. Ce guide est appelé guide W1 car il est formé par l'omission de la gravure d'une ligne de trous. Les guides formés de l'omission de deux lignes de trous sont appelés W2, ceux de trois rangées de trous W3,....etc. [15].

I .7. Applications des cristaux photoniques :

Depuis une dizaine d'années, les cavités résonantes et les guides d'ondes à cristaux photoniques ont été un sujet d'intérêt marqué puisqu'elles offrent de nouvelles pistes de réaliser des composants ultra-compacts pour les communications et capteurs photoniques. Différents dispositifs ont été proposés et étudiés durant ces dernières années dans plusieurs domaines disciplinaires telles que les coupleurs directionnels, les doubles virages, les filtres, les démultiplexeurs, les diviseurs de puissance, les capteurs et biocapteurs. Ces nouveaux dispositifs reproduisent les principes opérationnels des différents composants d'un circuit intégré, en utilisant les photons comme porteur d'information à la place des électrons [16].

Les multiplexeurs /démultiplexeurs, le but est d'insérer ou d'extraire des longueurs d'onde bien précises.

Les fibres à CP sont des guides permettant le guidage lumineux.

Références

- [1] E. Yablonovitch. *Physical Review Letters* **58**, 20592062 (1987).
- [2] S. John. *Physical Review Letters* **58**, 2059 (1987)
- [3] E. Yablonovitch, T.J. Gmitter, and K.M. Leung. *Physical Review Letters* **67**, 2295 (1991).
- [4] B. Zakaria, D. Mohamed, « conception d'une antenne microruban carrée utilisant un substrat à base de cristaux photoniques pour application WI-FI », mémoire de master en télécommunication, université Aboubakr Belkaid-Tlemcen (Algérie), 2019.
- [5] F. Lacour, « propagation de la lumière dans les nanostructures cristaux photoniques planaires associés aux guides d'onde : fabrication et caractérisation », thèse de doctorat, université de Franche-Comté (France), 2005.
- [6] B. Ahlam, M. Sofiane, « Etude et simulation des cristaux photoniques », mémoire de master, université kasdi Marbach Ouargla (Algérie), 2017.
- [7] Benoît Lombardet, « Étude Et Réalisation De Cristaux Photoniques Pour L'optique Intégrée », Thèse De Doctorat, École Polytechnique Fédérale De Lausann (Suisse), 2005.
- [8] D. Azzeddine, « étude théorique et simulation des cristaux photoniques et leurs applications en chimie et biochimie », mémoire de magister en chimie, université des sciences et de la technologie houari Boumediene (Algérie), 2011.
- [9] R. Coccioli, M. Boroditsky, K.W. Kim, Y. Rahmat-Samii, E. Yablonovitch, «Smallest possible electromagnetic mode volume in a dielectric cavity» *IEE Proceedings optoelectronics*, **145**, 391 (1998).
- [10] A. Merzoug, « Étude de microcavités à base de cristaux photoniques : Application aux capteurs RI à haute sensibilité », thèse de doctorat, université Freres Mentouri Constantine 1 (Algérie), 2018.
- [11] X. Wang, Z. Xu, N. Lu, J. Zhu, et G. Jin, «Ultra-compact refractive index sensor based on microcavity in the sandwiched photonic crystal waveguide structure», *Opt. Commun*, **281**, 1725(2008).

- [12] Fei Qin, Ye Liu, Zi-Ming Meng, Zhi-Yuan Li, «Design of Kerr-effect sensitive micro-cavity in nonlinear photonic crystal slabs for all-optical switching», *Appl. Phys*, **108**, 053108 (2010).
- [13] M. O. Iman, « contribution à la conception des Switches tout optique dans les cristaux photoniques non-linéaires », thèse de doctorat, université Djillali Liabes de Sidi- Bel-Abbes (Algérie), 2017.
- [14] J.-C. Tolédano, Bases physiques de la plasticité des solides, Les éditions de l'Ecole polytechnique (2007).
- [15] F. Meryem, « Etude et conception d'un démultiplexeur 8 canaux à cristaux photoniques bidimensionnels », mémoire de master, université Mohamed Boudiaf –M’sila (Algérie), 2018.
- [16] B. Dallel, « Étude de cristaux photoniques en silicium pour l'application à la bio-détection » ,Thèse de doctorat en électronique, Université Frères Mentouri Constantine (Algérie), 2018.

Chapitre II

*Technique de la matrice de
transfert et calcul de la
transmission d'une onde
électromagnétique dans un
cristal photonique 1D*

II.1. Introduction :

Dans ce chapitre, nous étudierons la propagation des ondes électromagnétiques dans des systèmes unidimensionnels à l'aide de la méthode de la matrice de transfert, qui est principalement utilisée pour calculer les coefficients de transmission et de réflexion et nous présenterons également la similarité entre un électron et un photon à l'aide d'un modèle de Kronig-Penney.

II.2. La méthode de la matrice de transfert :

Il bien connu que pour une onde plane incidente avec un certain état de polarisation, la méthode de la matrice de transfert permet de calculer les champs électriques et magnétiques à l'intérieur et à l'extérieur des structures multicouches [1], le rayonnement électromagnétique incident sur cette structure sera analysé par la méthode de la matrice de transmission.

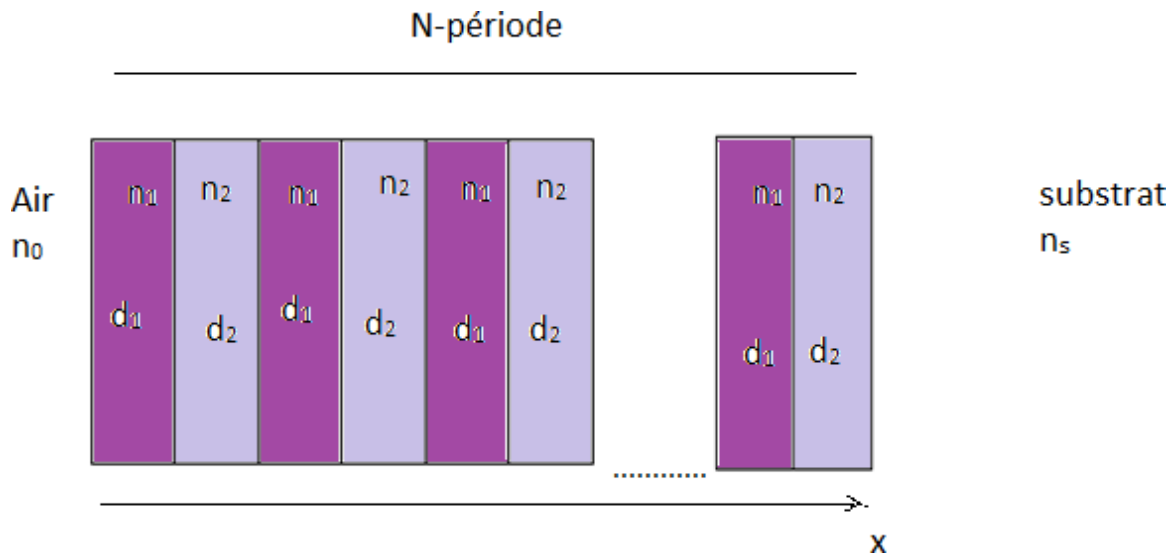


Figure I.1 : Diagramme schématisé de la structure photonique 1D-binaire. Les épaisseurs des matériaux constituant la structure sont notées par (d_1 et d_2) respectivement, et les indices de réfraction correspondants sont (n_1 et n_2) avec (n_0 et n_s) les indices de l'air et de la couche substrat respectivement.

En général, le champ électrique ou magnétique peut s'écrire :

$$\psi(x, z, w) = \psi(z)e^{i(\omega t - k_x x)} \quad (II.1)$$

Où $\psi(z) = E(z)$ ou $H(z)$

$$k_x = n \frac{w}{c} \sin \theta$$

Dans chaque couche, le champ électrique ou magnétique est constitué d'ondes se déplaçant vers la droite et vers la gauche définies par :

$$\psi(z) = Ae^{ikz} + Be^{-ikz} \quad (II.2)$$

Les valeurs de A et B sont déterminées à travers les conditions de continuité des composantes tangentielles des champs électrique et magnétique. Selon la technique de la matrice de transfert (TMM) chaque couche peut être représentée par la matrice [2].

$$M_j = D_j P_j D_j^{-1} \quad (II.3)$$

P_j Est la matrice de propagation donnée par :

$$P_j = \begin{pmatrix} e^{i\delta_j} & 0 \\ 0 & e^{-i\delta_j} \end{pmatrix} \quad (II.4)$$

Avec
$$\delta_j = \frac{2\pi d_j}{\lambda} n_j \cos \theta_j$$

La matrice dynamique est définie comme :

$$D_j = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ n_j \cos \theta_j & -n_j \cos \theta_j \end{pmatrix}; \text{ pour la polarisation TE} \quad (II.5)$$

$$D_j = \begin{pmatrix} \cos \theta_j & \cos \theta_j \\ n_j & -n_j \end{pmatrix}; \text{ pour le mode de polarisation TM} \quad (II.6)$$

La TMM d'un cristal photonique à une dimension est calculée par le produit matriciel M suivant [3] :

$$M(d) = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} = \prod_{j=1}^2 \begin{pmatrix} \cos \delta_j & -\frac{i}{P_j} \sin \delta_j \\ -iP_j \sin \delta_j & \cos \delta_j \end{pmatrix} \quad (II.7)$$

Avec :

$$\begin{cases} M_{11} = \cos \delta_1 \cos \delta_2 - \frac{n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1} \sin \delta_1 \sin \delta_2 \\ M_{12} = -\frac{i}{n_2 \cos \theta_2} \sin \delta_1 \cos \delta_2 - \frac{i}{n_1 \cos \theta_1} \cos \delta_1 \sin \delta_2 \\ M_{21} = -\frac{i}{n_2 \cos \theta_2} \sin \delta_1 \cos \delta_2 - \frac{i}{n_1 \cos \theta_1} \cos \delta_1 \sin \delta_2 \\ M_{22} = \cos \delta_1 \cos \delta_2 - \frac{n_1 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_2} \sin \delta_1 \sin \delta_2 \end{cases} \quad (\text{II.8})$$

On peut écrire la matrice de N périodes sous la forme :

$$M(Nd) = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} = (M(d))^N = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix}^N \quad (\text{II.9})$$

Où les éléments de la matrice peuvent s'écrire :

$$\begin{cases} m_{11} = M_{11}U_{N-1}(a) - u_{N-1}(a) \\ m_{12} = M_{12}U_{N-1}(a) \\ m_{21} = M_{21}U_{N-1}(a) \\ m_{22} = M_{22}U_{N-1}(a) - u_{N-1}(a) \end{cases} \quad (\text{II.10})$$

Où (a) sont les polynômes de Chebychev du second type, donnée par :

$$U_N(a) = \frac{\sin[(N+1) \cos^{-1} a]}{(1-a^2)^{1/2}}; \quad a = \frac{1}{2} [M_{11} + M_{22}] \quad (\text{II.11})$$

De cela, nous obtenons les coefficients de réflexion et de transmission comme suit :

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

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

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

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

II.3. Analogie Electron-Photon :

La propagation d'un photon dans un cristal photonique est l'équivalent d'un électron dans un semi-conducteur[4], et cela est dû à la similitude entre les équations de Maxwell utilisées pour décrire la propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau caractérisé par sa stabilité d'isolant, et l'équation de Schrödinger équation qui régit la propagation des électrons dans un matériau caractérisé par un potentiel périodique. [5]

L'équation de Schrödinger en régime stationnaire pour la fonction d'onde d'un électron dans un potentiel V s'écrit :

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

\hbar est la constant de Planck, et $v(r)$ est le potentiel électrique

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

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

Etude électromagnétique :

La propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu diélectrique constant sans charges libres et sans sources de courant, est décrite par les équations de Maxwell :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (\text{II.17})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{II.18})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II.19})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \epsilon \mu \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{II.20})$$

\vec{B} : Le champ magnétique

\vec{E} : Le champ électrique

ϵ : La permittivité diélectrique sans dimension

μ : La perméabilité relative sans dimension

A partir des équations de Maxwell Faraday et Maxwell Ampère, on détermine les équations de propagation des champs électriques et magnétiques

$$\overrightarrow{rot}(\overrightarrow{rot}(\vec{E})) = \overrightarrow{grad}(\text{div}\vec{E}) - \Delta\vec{E} \quad (\text{II.21})$$

$$\overrightarrow{rot}\left(-\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}\right) = -\Delta\vec{E} \quad (\text{II.22})$$

L'équation d'onde pour chacune des composantes de E est :

$$\nabla^2\vec{E} - \frac{\varepsilon}{c^2}\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{II.23})$$

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

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r})e^{i\omega t} \quad (\text{II.24})$$

Avec

ω : la pulsation

Alors l'équation (II.21) devient :

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}) - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (\text{II.25})$$

Dans un système à une dimension, l'équation (II.23) s'écrit :

$$\nabla^2 \vec{E}(x) - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r(x) \vec{E}(x) = 0 \quad (\text{II.26})$$

Nous posons la constante diélectrique $s(x)$ qui est une fonction périodique, comme suit :

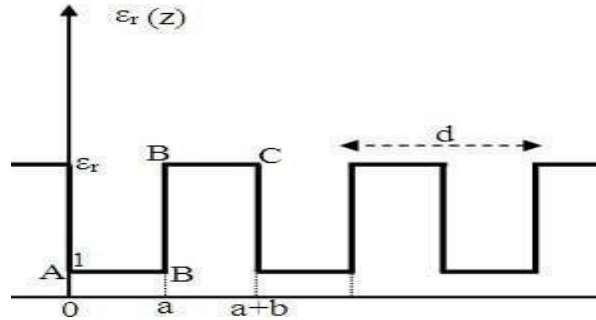


Figure II.2 : Constante diélectrique périodique

$$\begin{cases} s_r(x) = s_a \text{ pour} & 0 < x < a \\ s_r(x) = s_b \text{ pour} & 0 < x < a+b \end{cases} \quad (\text{II.27})$$

On réalise la résolution de l'équation (II.26) dans les régions décrites dans l'équation (II.25), on obtient :

Région I :

Pour $0 < x < a$, On a $s(x) = s_a$

Alors

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

La solution est de la forme : $E_1(x) = Ae^{i\alpha x} + Be^{-i\alpha x} \quad (\text{II.29})$

α est la constante de propagation de l'onde située dans la région I, elle donnée par :

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

Région II:

Pour $0 < x < a + b$, on a $\epsilon(x) = \epsilon_b$ (II.30)

Alors $\nabla^2 E(x) + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_b E(x) = 0$

La solution est de la forme :

$$E_2(x) = C e^{j\beta x} + D e^{-j\beta x} \quad (II.31)$$

β est la constante de propagation de l'onde située dans la région I, elle donnée par :

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

Les fonctions $E_1(x)$ et $E_2(x)$ sont continues en $x=0$, et leurs dérivées $\frac{\partial E_1}{\partial x}$, $\frac{\partial E_2}{\partial x}$ aussi :

$$E_1(0) = E_2(0) \text{ et } \left. \frac{\partial E_1}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial E_2}{\partial x} \right|_{x=0}$$

Ceci implique que :

$$A+B=C+D \quad \text{et} \quad (A - B) = (C - D)$$

La périodicité de ces fonction en $(x=a)$ et $(x=-b)$:

$$e^{jk(a+b)} \cdot E_2(-b) = E_1(a) \quad \text{et} \quad e^{jk(a+b)} \left. \frac{\partial E_2}{\partial x} \right|_{x=-b} = \left. \frac{\partial E_1}{\partial x} \right|_{x=a} \quad (II.32)$$

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

$$A e^{j\alpha a} + B e^{-j\alpha a} = e^{jk(a+b)} (C e^{-j\beta b} + D e^{j\beta b}) \quad (II.33)$$

On a ainsi quatre équations à quatre inconnues définie par le

système

$$\begin{cases} A + B - C - D = 0 \\ \alpha A + \alpha B - \beta C - \beta D = 0 \\ e^{j\alpha a}A + e^{-j\alpha a}B - e^{jk(a+b)}e^{-j\beta b}C - e^{jk(a+b)}e^{j\beta b}D = 0 \\ \alpha e^{j\alpha a}A + \alpha e^{-j\alpha a}B - \beta e^{jk(a+b)}e^{-j\beta b}C - \beta e^{jk(a+b)}e^{j\beta b}D = 0 \end{cases} \quad (\text{II.34})$$

Le système d'équation qui admet des solutions que si le déterminant est nul=0, la résolution de système (II.34) donne :

$$\det \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ \alpha & -\alpha & -\beta & -\beta \\ \alpha e^{j\alpha a} & e^{j\alpha a}e^{-j\alpha a}e^{jk(a+b)}e^{-j\beta b} & e^{jk(a+b)}e^{j\beta b} & \beta e^{jk(a+b)}e^{-j\beta b} \\ \alpha e^{-j\alpha a} & e^{jk(a+b)}e^{j\beta b} & \beta e^{jk(a+b)}e^{-j\beta b} & \beta \end{vmatrix} = 0 \quad (\text{II.35})$$

$$-\frac{\beta^2 - \alpha^2}{2\alpha\beta} \sin(\beta\alpha) \sin(\alpha a) + \cos(\beta\alpha) \cos(\alpha a) = \cos k(a+b) \quad (\text{II.36})$$

L'équation (II.34) présente aussi comme dans le cas des semi-conducteurs la particularité de n'avoir de solution que lorsque le premier terme entre -1 et +1, donc il est évident qu'il y aura des bandes permises et d'autres interdites.

Etude électrique :

La figure II.3 représente le potentiel électrique dans un cristal unidimensionnel

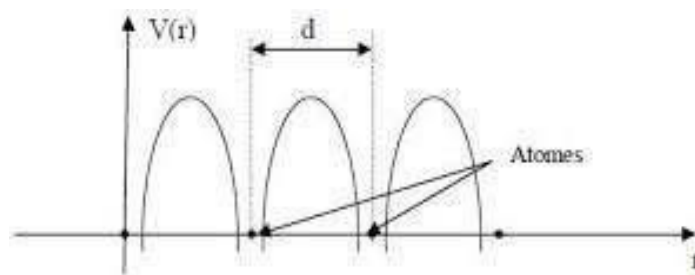


Figure II.3 : Potentiel électrique dans un cristal unidimensionnel.

En 1931, Ralph Kronig et William Penney ont proposé un modèle de résoudre l'équation d'onde de Schrödinger représentée selon la figure 2 qui est un modèle simple et idéal pour un système de mécanique quantique[6]

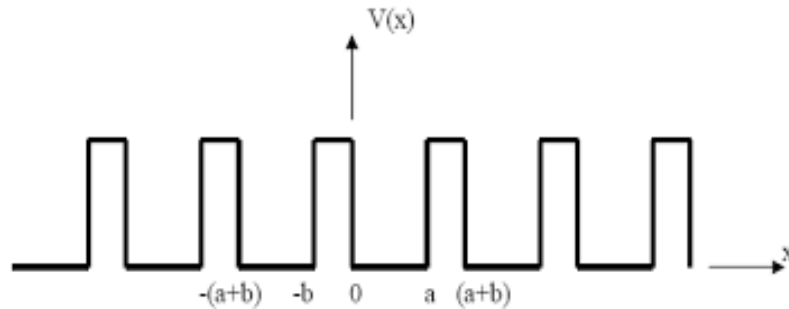


Figure II.4: Puits de potentiel électrique périodique unidimensionnel

Ce modèle est le suivant :

Région \square : $0 < x < a$; $V(x) = 0$

Région \square : $a < x < a+b$; $V(x) = v$

Dans le système à une dimension l'équation (II.13) s'écrit sous la forme suivant :

$$\frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - v) \psi(x) = 0 \quad (\text{II.37})$$

La solution de cette équation est de la forme :

$$\psi(x) = \mu_k(x) e^{jkx} \quad (\text{II.38})$$

Avec

$\mu_k(x) e^{jkx}$ une fonction périodique.

II.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons introduit la méthode de la matrice de transfert, qui est la méthode théorique la plus appropriée pour étudier les structures cristallines photoniques unidimensionnelles qui déterminent la structure de la bande, les signatures et les coefficients de transmission. Nous avons également montré la similitude entre l'électron et le photon à travers les équations de Maxwell utilisées pour décrire la propagation des ondes électromagnétiques et l'équation de Schrödinger qui régit la propagation des électrons, qui pourrait être le cristal de la lumière.

Références

[1] R.Aylo, G.Nehmetal, H.Li, and P.P.Banerjee, "Multilayer periodic and random metamaterial structures: analysis and applications", vol.2, pp.2169-3536, 2014.

[2] A.Kumar, V.Kumar, B.Suthar, A.Bhargava, K.S.Singh, and S.P.Ojha, "Wide range temperature sensors based on one-dimensional photonic crystal with a single defect" P.5, 2012.

[3] B.Suthar, V.Kumar, A.Kumar, K.S.Singh, and A.Bharava, "thermal expansion of photonic band gap for one dimensional photonic crystal", vol.32, PP.81-90, 2012.

[8] C. Kittel, "Introduction to Solid State Physics", John Wiley and Sons Inc, Book, Third Edition, (648 pages), ISBN: 9780471415268, New York, London, Sydney, 1967.

[5] Yassine Benachour, "Optimisation de cristaux photoniques pour l'optique non linéaire", Thèse de doctorat, Université Paris-Sud 11(Orsay) (F r a n c e), 11 avril 2008.

[6] <https://fr.wikipedia.org/wiki/Particule.com>

Chapitre III

*Etude de transmission de la
lumière dans les cristaux
photoniques unidimensionnels
en présence de deux défauts
couplés*

III.1. Introduction :

Au cours des dernières décennies, une grande attention a été accordée aux cristaux photoniques une nouvelle variété de matériaux optiques. Les cristaux photoniques sont des structures périodiques métalliques ou isolantes conçues artificiellement pour contrôler et manipuler la propagation de la lumière [1].

Le principal avantage des cristaux photoniques est qu'ils peuvent empêcher la propagation des ondes électromagnétiques dans une certaine gamme de fréquences appelée la bande interdite photonique (BIP). Ces cristaux photoniques sont appliqués dans de nombreuses applications telles que les dispositifs optiques, les filtres optiques, application laser, etc [2].

III.2 Formalisme :

L'introduction de deux couches défauts D_1 et D_2 dans un cristal photonique unidimensionnel (CP) parfait donne lieu à un CP défectueux noté par Air/(AB)^N/D₁D₂/(AB)^N/S (**Figure.III.1**) où N est le nombre de périodes, A représente le matériau à indice de réfraction élevé et B représente le matériau faible indice de réfraction, D la couche de défaut et S le substrat. L'épaisseur des couches sont déterminées à partir de la relation $n_A d_A = n_B d_B = \frac{0}{4}$ où n_A, n_B et d_A, d_B sont les indices de réfraction et les épaisseurs de matériaux A et B. les paramètres des matériaux utilisés sont : $n_A = 1,66$ (KI :iodure de potassium), $n_B = 1,46$ (SiO₂ :dioxyde de silicium), $n_A = 2,2$ (TiO₂), le nombre de période N=15 et le substrat S est supposé être de l'air avec $n_s = 1,0$.

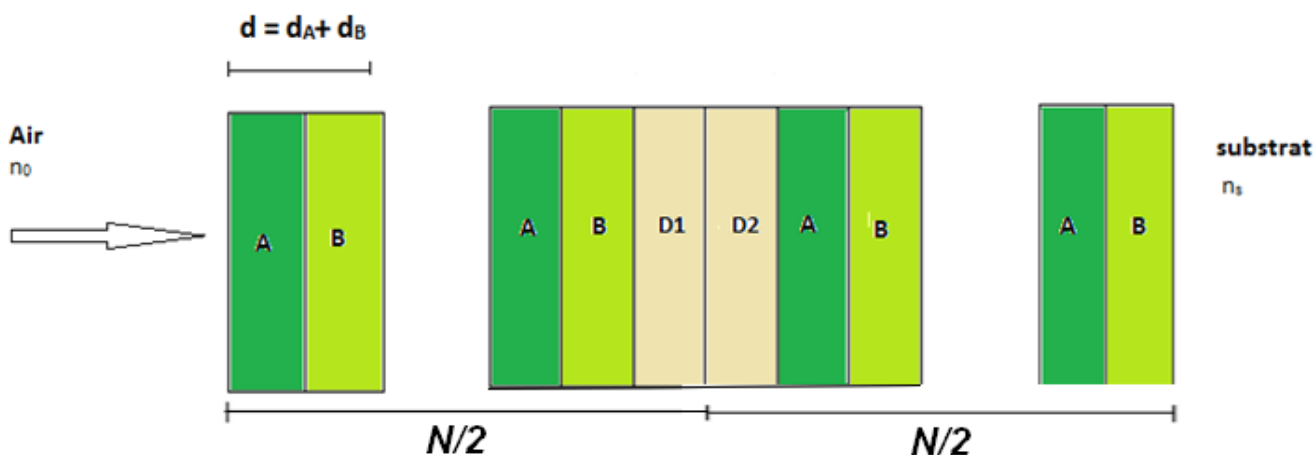


Figure III.1 : Structure d'un cristal photonique unidimensionnel à double défauts identiques.

En utilisant la technique de la matrice de transfert (TMM), chaque couche peut être représentée par une matrice [3] :

$$M_j = D_j P_j D_j^{-1} \quad ; \quad i = A, B \text{ ou } D \quad (\text{III.1})$$

Pour la structure noyée dans $\text{Air}/(AB)^N/D_1D_2/(AB)^N/S$ La matrice de transfert totale est donc donnée par :

$$M = D_0^{-1} [D_A P_A D_A^{-1} D_B P_B D_B^{-1}]^N [D_A P_A D_A^{-1} D_B P_B D_B^{-1}]^M [D_A P_A D_A^{-1} D_B P_B D_B^{-1}]^N D_0$$

Dans l'équation (III.1), la dynamique est définie comme :

$$D_i = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ n_i \cos \theta_i & -n_i \cos \theta_i \end{pmatrix} \quad ; \quad \text{Pour une onde TE.}$$

$$D_i = \begin{pmatrix} \cos \theta_i & \cos \theta_i \\ n_i & -n_i \end{pmatrix} \quad ; \quad \text{Pour une onde TM.}$$

P_i Est la matrice de propagation définie comme :

$$P_i = \begin{pmatrix} e^{i\varphi_i} & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi_i} \end{pmatrix}$$

Où la phase φ_i est exprimée comme :

$$\varphi_i = \frac{2\pi d_i}{\lambda} n_i \cos \theta_i$$

λ Est la longueur d'onde de l'onde incidente.

III.3 Résultats et discussion :

III.3.1 Cristal photonique unidimensionnel parfait :

Un cristal photonique parfait est une structure unidimensionnelle périodique sans défaut notée par $\text{Air}/(AB)^N/S$ comme le montre la figure III.2.

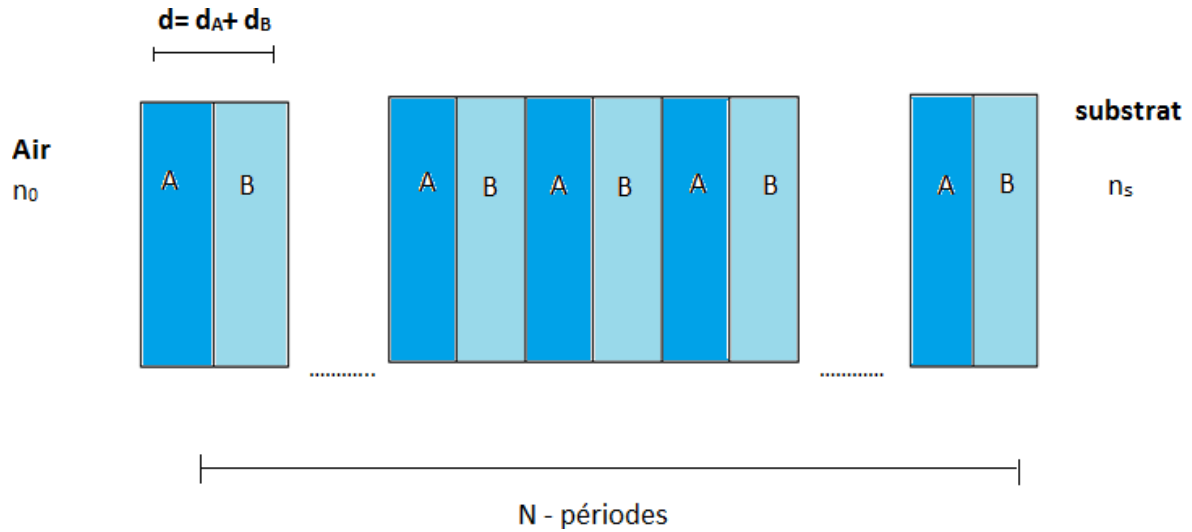


Figure. III.2 : Schéma représentant une structure photonique 1D parfaite

Ce cristal est constitué de deux couches : (KI), $B(\text{SiO}_2)$ dont les indices $n_a = 1,66$, $n_b = 2,2$ respectivement. Nous avons fixé le nombre de période $N=15$, et l'angle d'incidence $\theta = 0^\circ$.

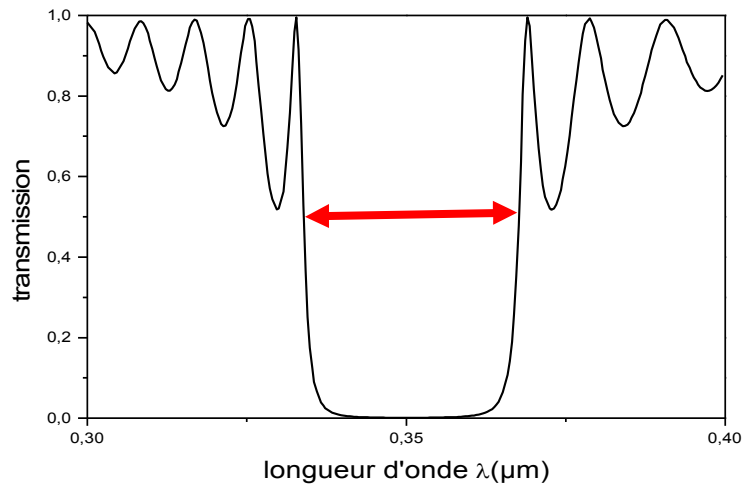


Figure. III.3 : Spectre de transmission d'un cristal photonique unidimensionnel parfait en fonction de la longueur d'onde pour la polarisation TE, $n_a = 1,66$ (KI), $n_b = 2,2$ (TiO_2), $N=15$, $\theta = 0^\circ$ montrant la bande interdite photonique (en rouge).

La Figure III.3 montre le spectre de transmission T (fonction de la longueur d'onde) de la lumière dans un cristal photonique 1D parfait. On observe bien une gamme de fréquence pour laquelle la transmission est nulle. C'est la bande interdite photonique (BIP).

A- Deux défauts identiques :

Pour voir l'effet de deux défauts introduits dans le cristal photonique 1D parfait, on va d'abord étudier la transmission de la lumière où les deux défauts sont identiques $D_1=D_2=D$.

La figure III.4 montre le spectre de transmission d'un cristal photonique en polarisation TE pour des défauts d'indice de réfraction $n_D = 2,2$. Il ressort clairement de la figure qu'il existe deux modes de défaut au milieu de la bande interdite photonique qui sont dus à l'introduction de deux défauts dans le cristal photonique parfait.

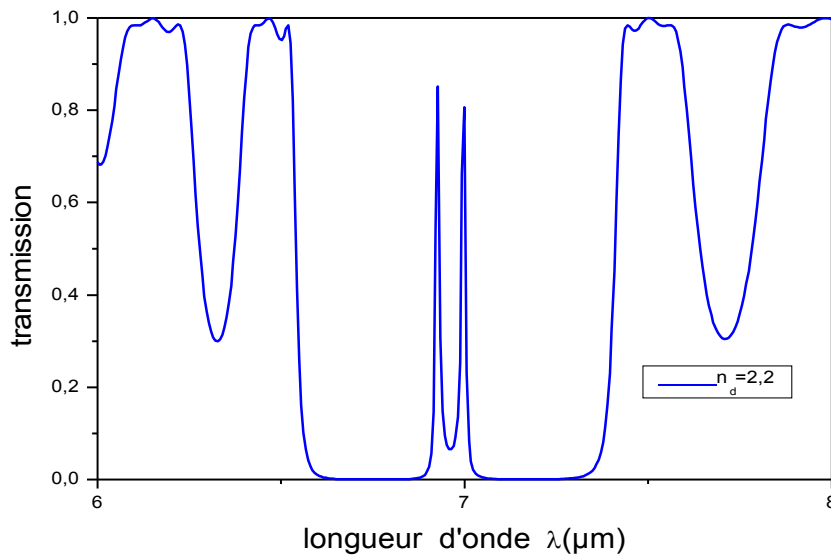


Figure. III.4 : Spectre de transmission d'un cristal photonique en polarisation TE pour indice de réfraction des défauts $n_D=2,2$.

A.1 Effet de l'indice de réfraction du défaut (n_D) :

La figure III.5 représente le spectre de transmission T pour la polarisation TE pour différentes valeurs de l'indice de réfraction du défaut n_D . On remarque que lorsque l'indice de réfraction augmente, la longueur d'onde des deux modes de défaut se déplace vers les longueurs d'onde supérieures.

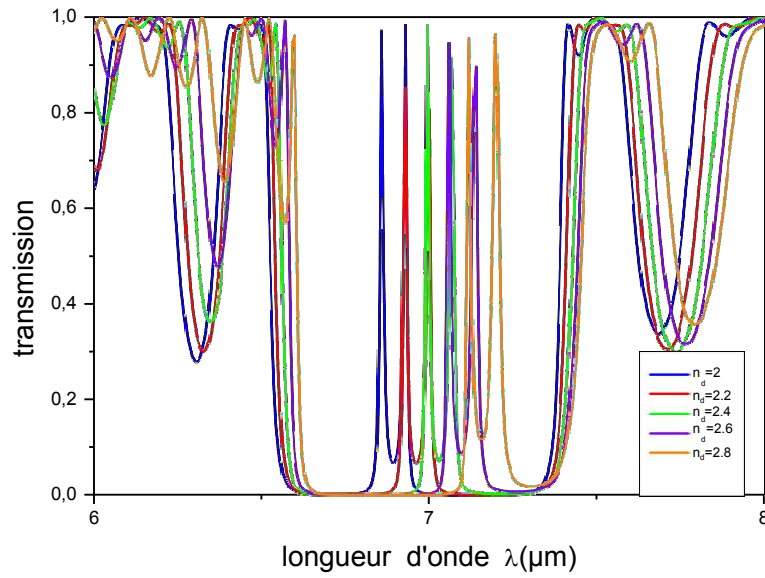


Figure.III.5 : Spectre de transmission d'un cristal photonique en polarisation TE pour différents indices de réfraction du défaut $n_D=2 ; 2,2 ; 2,4 ; 2,6$ et $2,8$.

La figure. III.6 montre les longueurs d'onde λ_{01} et λ_{02} des deux modes de défaut en fonction de l'indice de réfraction n_D du défaut pour la polarisation TE. On remarque que les positions des deux défauts se dirigent vers les longueurs d'onde supérieures.

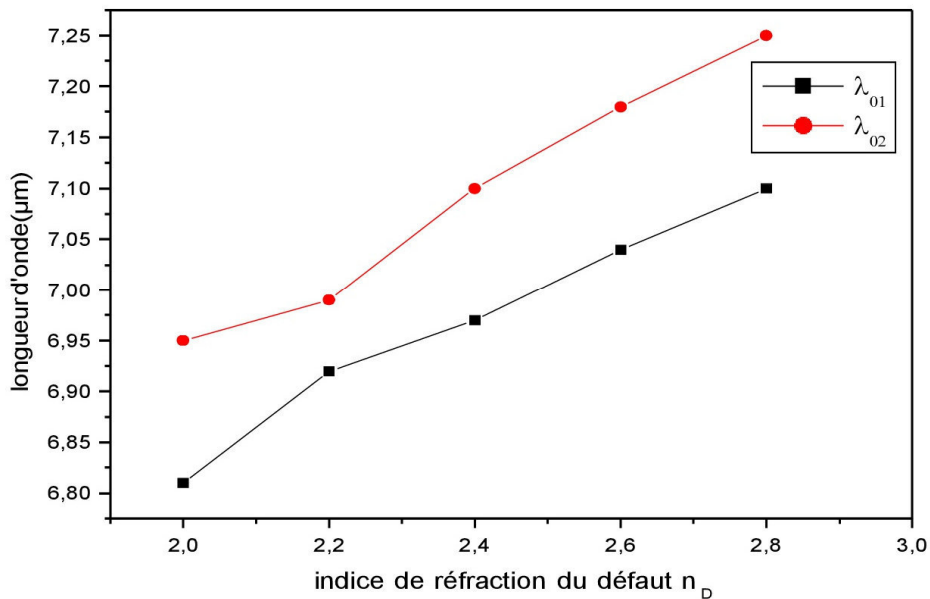


Figure.III.6 : la longueur d'onde du mode de défaut λ_{01} et λ_{02} en fonction de son l'indice de réfraction n_D pour la polarisation TE.

La séparation spectrale entre les deux modes de défaut semble augmenter en fonction de l'indice de réfraction du n_D du défaut.

A.2 Effet du nombre de périodes N :

Pour étudier 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 périodes ($N=10, 15, 20$ et 25), pour $n_A = 1.6$, $n_B = 1.4$, et $n_d = 2.2$ dans le cas de la polarisation TE. Les résultats sont présentés sur la figure III.7.

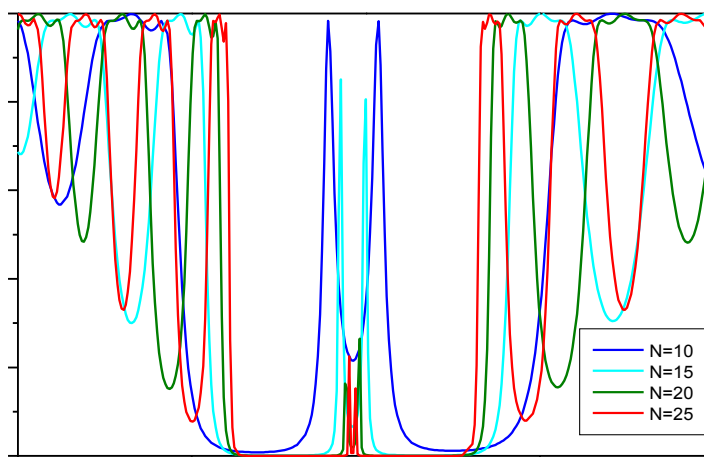


Figure III. 7. Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour la polarisation TE pour différentes valeurs du nombre de périodes ($N=10,15,20,25$).

A partir de la figure III. 7, on remarque que la position des bandes interdites photoniques reste quasiment constante. On remarque aussi que les deux modes de défauts se rapprochent l'un de l'autre en augmentant le nombre de périodes N pour former un seul mode de défaut (la séparation spectrale entre les deux modes de défaut diminue en fonction de N). Ceci est bien montré sur les figures III.8 et III.9. On note aussi que l'intensité des modes de défaut diminue.

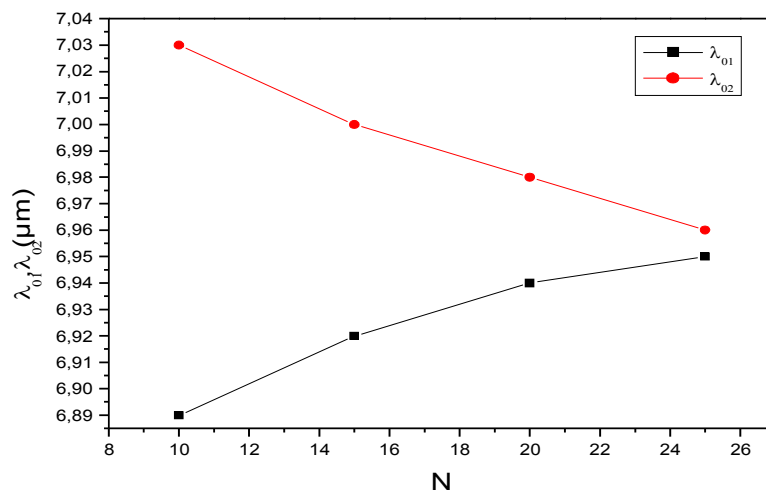


Figure III.8: La longueur d'onde des modes des défauts λ_{01} et λ_{02} en fonction de nombre de périodes N pour la polarisation TE.

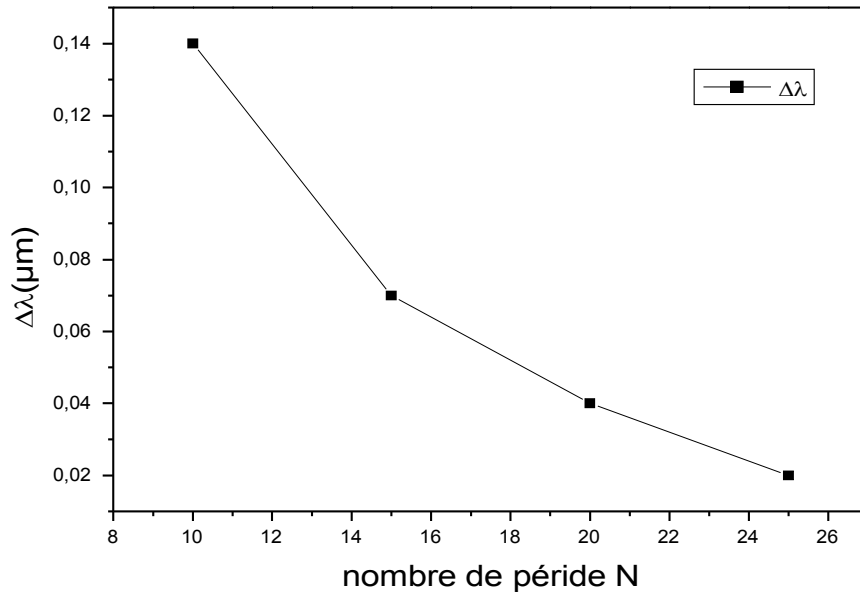


Figure. III.9: La séparation spectrale entre les deux modes de défauts $\Delta\lambda = \lambda_{02} - \lambda_{01}$ en fonction De nombre de période N.

A.3 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 défectueuse, nous avons fixé les paramètres indiqués dans le tableau 1 en variant l'angle d'incidence de ($\theta = 0, 15, 30, 45$) pour les deux polarisations TE et TM. Les résultats sont montrés sur la figure III.10 (pour la polarisation TE) et la figure III.11 (pour la polarisation TM).

Pour les deux polarisations, on remarque que lorsqu'on augmente l'angle d'incidence θ , les longueurs d'onde λ_{01} et λ_{02} des deux modes de défaut se déplacent vers les longueurs d'onde inférieures pour les deux polarisations TE et TM.

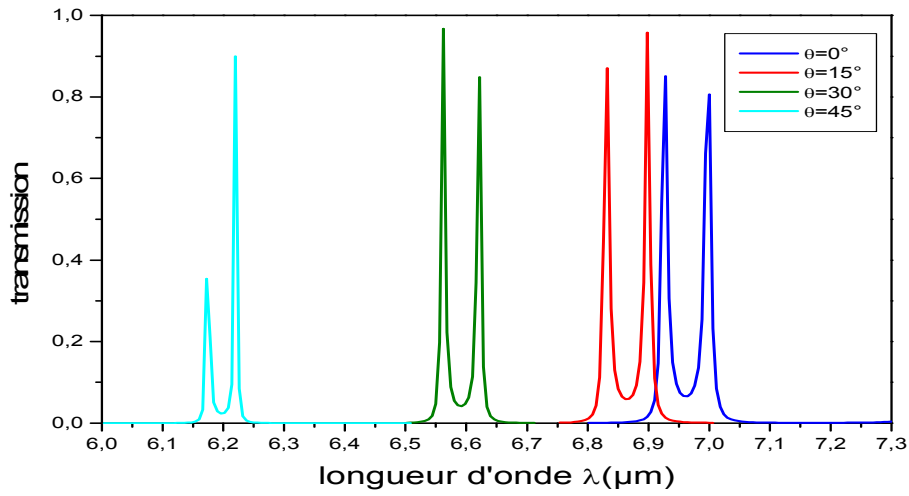


Figure III.10 : Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour la polarisation TE pour différents angles d'incidence θ d'un CP 1D.

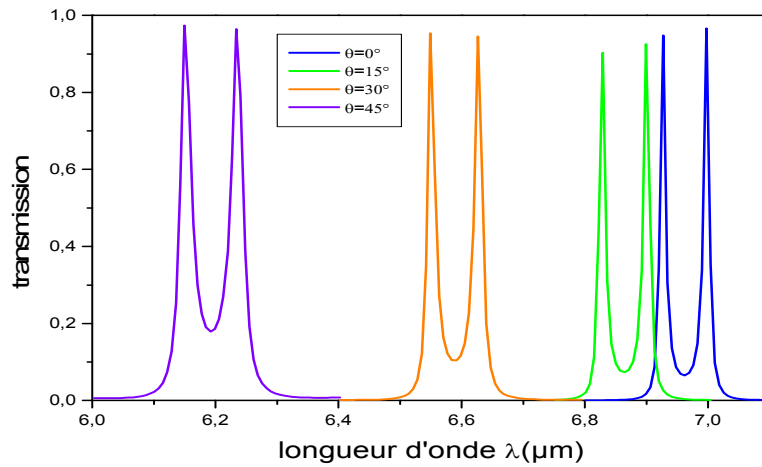


Figure III.11: Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour la polarisation TM pour différents angles d'incidence θ d'un CP 1D.

Ceci est bien montré sur les figures III.12 (pour la polarisation TE) et III.13 (pour lapolarisation TM) où les longueurs d'onde λ_{01} et λ_{02} des deux modes de défaut sont tracées en fonction de l'angle d'incidence θ .

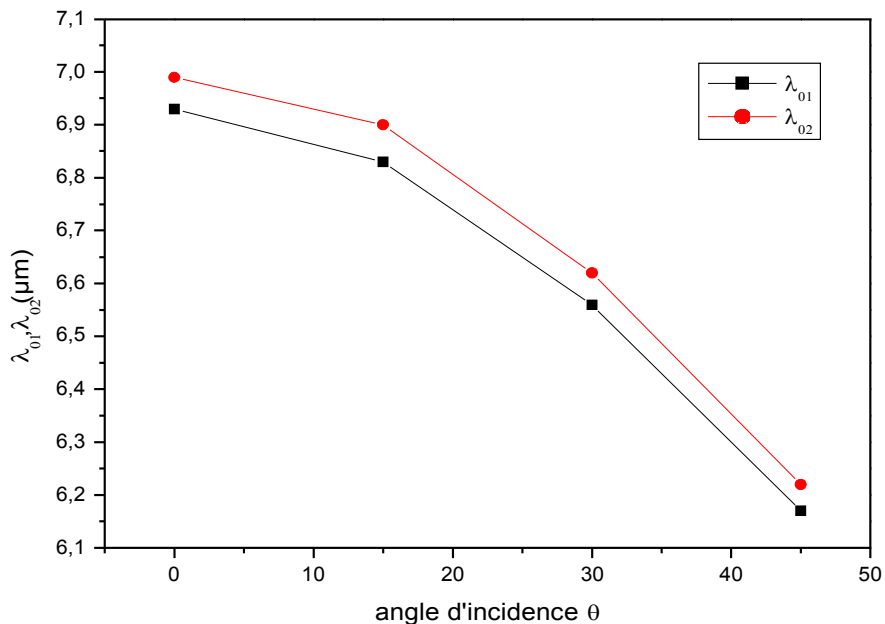


Figure. III.12 : Les longueurs d'onde λ_{01} et λ_{02} des modes de défauts en fonction de l'angle d'incidence pour la polarisation TE.

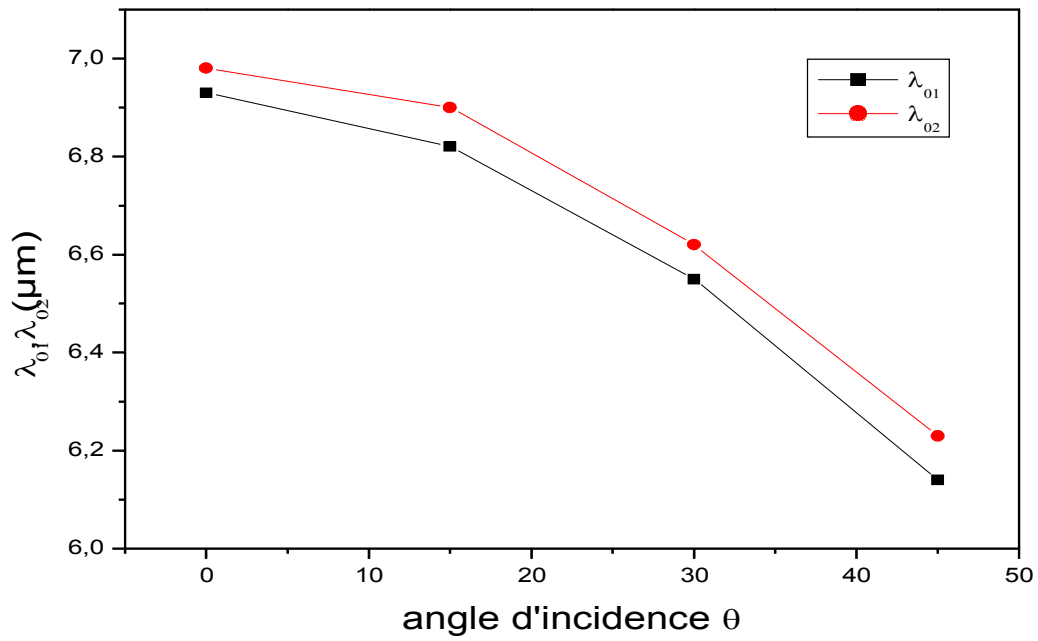


Figure III.13: La longueur d'onde λ_{01} et λ_{02} du mode de défaut en fonction de l'angle d'incidence pour la polarisation TM.

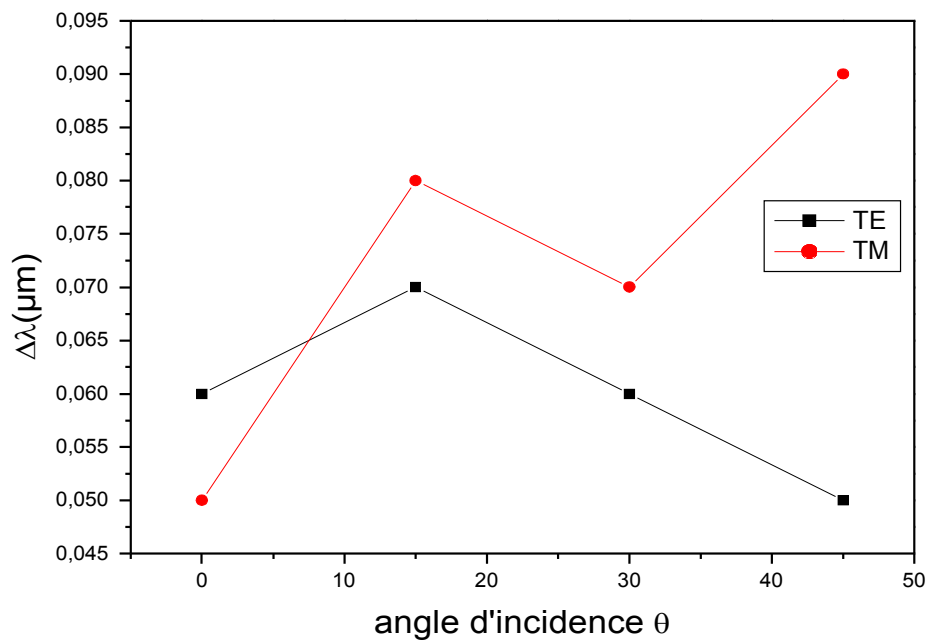


Figure.III.14: La séparation spectrale entre les deux modes de défauts $\Delta\lambda = \lambda_{02} - \lambda_{01}$ en fonction de l'angle d'incidence θ .

La **figure.III.14** représente la séparation spectrale entre les deux modes de défauts $\Delta\lambda = \lambda_{02} - \lambda_{01}$

En fonction de l'angle d'incidence θ , on note que plus l'angle d'incidence est grand, plus le BIP est étroit.

A.4 Effet du contraste d'indices $n_D - n_A$:

On fixe l'indice de réfraction du matériau B ($n_B = 1,46$), et l'indice de réfraction de la couche défectueuse ($n_D = 2,2$) et on varie l'indice de réfraction n_A de la couche A pour la polarisation TE.

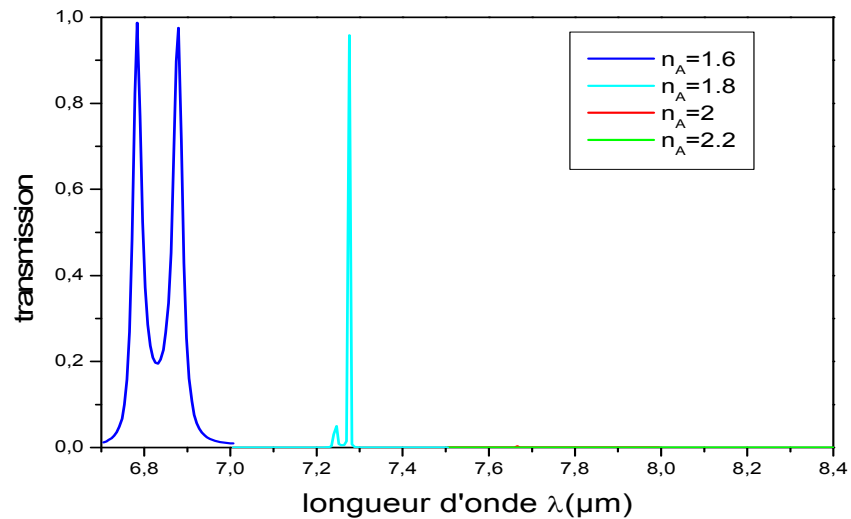


Figure. III.15: Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour une polarisation TE pour différentes valeurs d'indice de réfraction n_A et pour $\theta = 0^\circ$.

Nous remarquons sur la figure.III.15, que la séparation entre les deux modes de défauts augmente avec l'augmentation du contraste d'indice de réfraction entre les matériaux A et D.

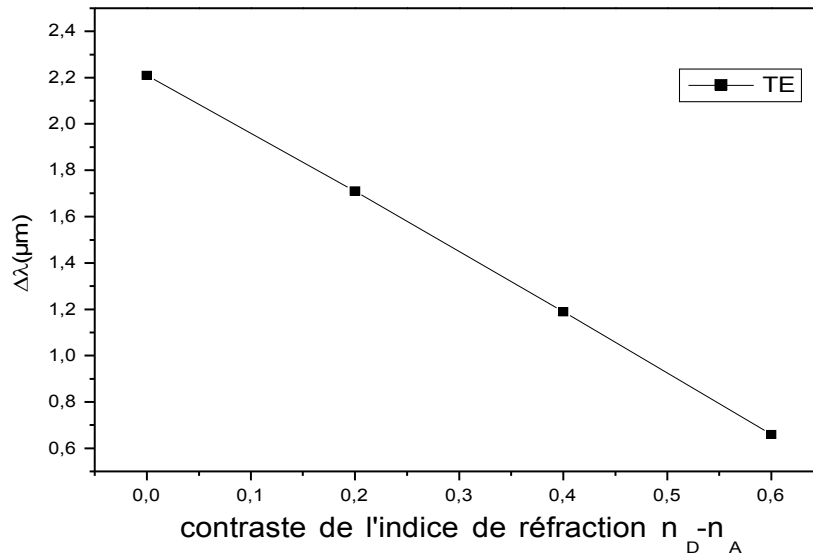


Figure III.16 : la séparation spectrale entre les deux modes de défaut $\Delta\lambda = \lambda_{02} - \lambda_{01}$

En fonction de du contraste de l'indice de réfraction $n_D - n_A$ pour la polarisation TE.

Nous remarquons sur la figure III.16, que la séparation entre les deux modes de défaut diminue linéairement en diminuant la variance de l'indice de réfraction entre les deux matériaux A et D ($n_D - n_A$).

A.5 Effet du contraste d'indices $n_D - n_B$:

On fixe maintenant l'indice de réfraction du matériau A, ($n_A = 1,66$), et l'indice de réfraction du couche défectueuse ($n_D = 2,2$) et on varie l'indice de réfraction n_B du matériau B pour la polarisation TE.

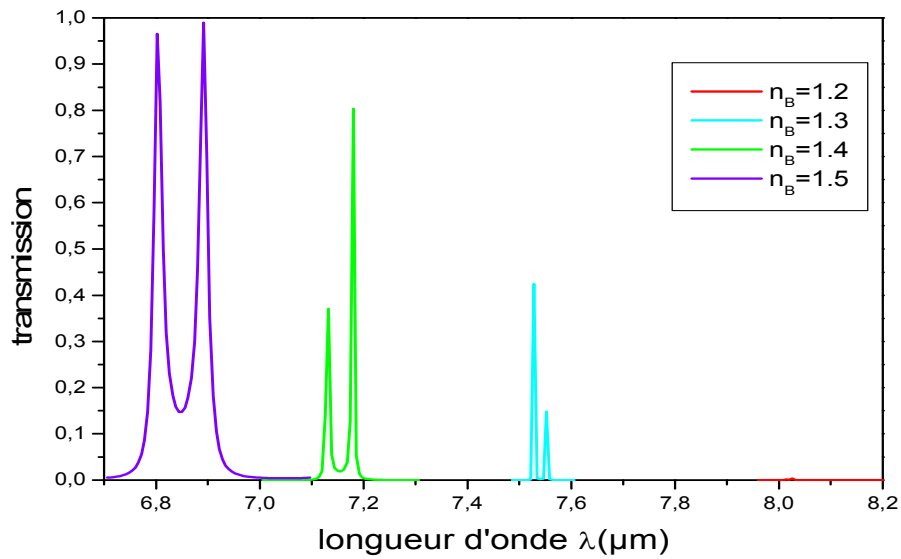


Figure. III.17: Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour une polarisation TE pour différentes valeurs d'indice de réfraction n_B et $t\theta = 0^\circ$.

Nous remarquons sur la figure.III.17, que la séparation entre les deux modes de défauts diminue en augmentant le contraste d'indice de réfraction entre les matériaux B et D.

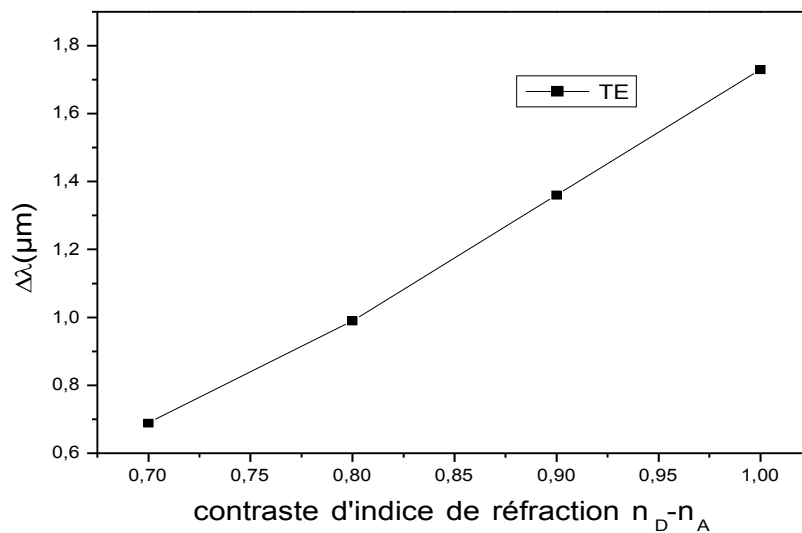


Figure III.18 : la séparation spectrale entre les deux modes de défauts $\Delta\lambda = \lambda_{02} - \lambda_{01}$

Nous remarquons sur la figure III.18, que la séparation spectrale entre les deux modes de défauts augmentelinéairement en augmentant le contraste d'indice de réfraction entre les deux matériaux A et D ($n_D - n_B$).

B. Deux défauts différents :

Etudions maintenant le cas où les couches des défauts sont deux matériaux différents donc d'indice de réfraction $n_{D1} \neq n_{D2}$.

B.1 Effet de l'indice de réfraction du défaut (n_D) :

On fixe l'indice de réfraction du premier défaut $n_{D1}=2,2$ et on varie celui du deuxième défaut n_{D2} . Nous remarquons sur la figure III.19, que la différence entre les longueurs d'onde des deux modes de défaut (la séparation spectrale) varie en fonction du changement de l'indice de réfraction n_{D2} , et les modes des défauts se déplacent vers les longueurs d'onde supérieures avec l'augmentation de l'indice de réfraction n_{D2} de la deuxième couche de défaut. On remarque aussi que les deux modes de défaut n'ont pas la même intensité.

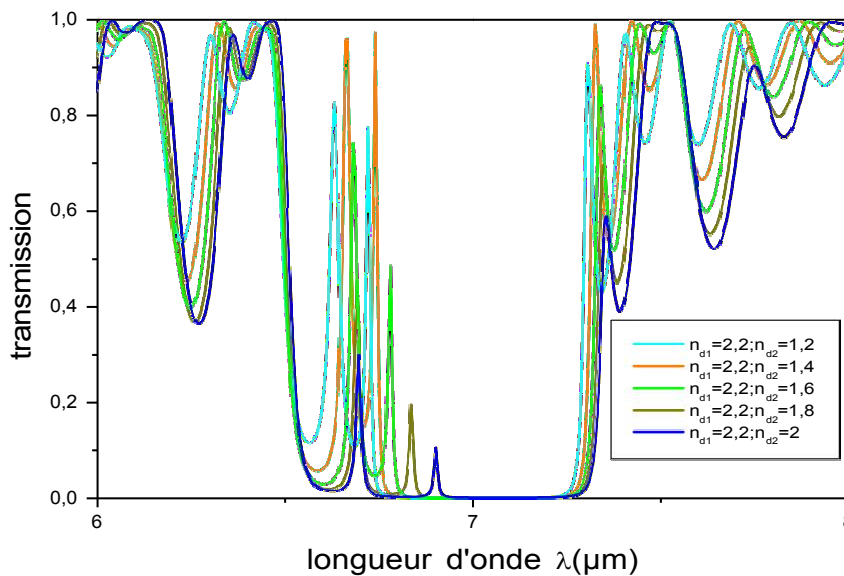


Figure III.19: Spectre de transmission d'un cristal photonique *Airy* $/(AB)^N/D_1D_2/(AB)^N/S$ en polarisation *TE*, en fonction de la longueur d'onde pour différents indices de réfraction de défauts n_{D2} avec $N=15$.

B.2 Effet du nombre de périodes :

La figure III.20 représente la spectre de transmission d'un cristal photonique *Airy* $/(AB)^N/D_1D_2/(AB)^N/S$ de polarisation *TE* en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de période. On remarque que la position des bandes interdites photoniques reste quasiment constante en augmentant le nombre de période N , et l'intensité des modes de défaut diminue.

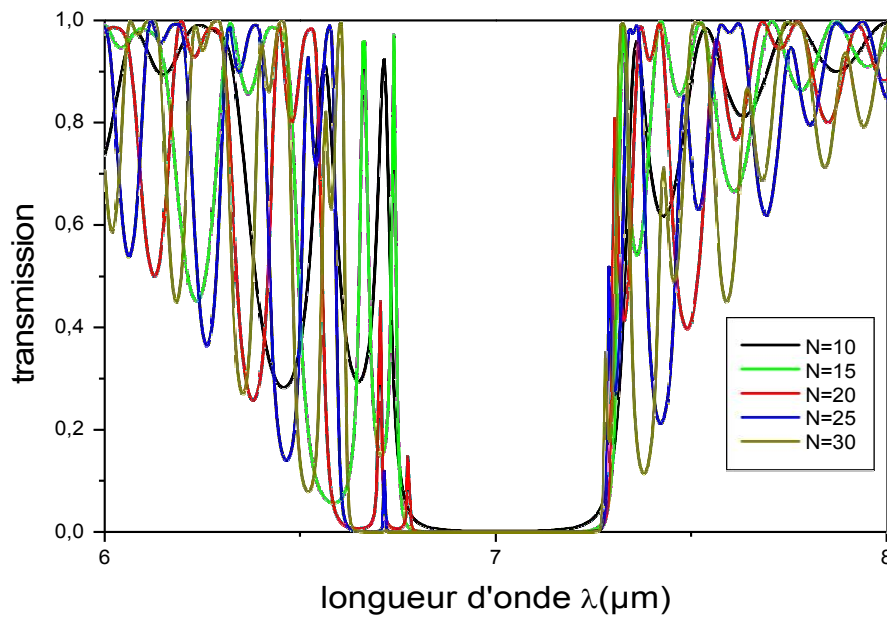


Figure III.20: Spectre de transmission d'un cristal photonique $\text{Air}/(\text{AB})^N/\text{D}_1\text{D}_2/(\text{AB})^N/\text{S}$ en polarisation TE, en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de période $N = (10, 15, 20, 25 \text{ et } 30)$.

III.3 Conclusion :

Dans ce chapitre, les propriétés de transmission en mode de défaut de structures identiques et différentes dans un cristal photonique défectueux unidimensionnel sont étudiées, en utilisant la méthode de la matrice de transmission. Nous avons observé deux modes de défauts au milieu de la bande interdite photonique en accord avec les résultats de ... et al [4]. Nous avons aussi montré que la longueur d'onde du mode de défaut (position) se déplace vers des longueurs d'onde supérieures en augmentant l'indice de réfraction et nous avons constaté que le mode de défaut se déplace vers les longueurs d'onde inférieures pour les deux polarisations TE et TM en augmentant l'angle d'incidence. En modifiant certains paramètres différents d'un défaut tels que l'indice de réfraction, la fréquence (longueur d'onde) du mode de défaut peut être réglée.

Il est intéressant de voir l'effet de l'épaisseur des couches des défauts sur la transmission de la lumière dans notre structure photonique.

Références :

- [1] A.Aghajamali, M.Hayati, C.J.Wu and M.Barati, “ Properties of the defect modes in 1D lossy photonic crystals containing two types of negative-index-material defects”, *Journal of electromagnetic waves and applications* **27**, 2317 (2013).
- [2] A.A.Ghatar, B.Raissi, M.Rostami, D.Jahani, ”Photonic hall effect for 1D-dimensional graphen-based photonic crystal with two defects”, *Physica B* **615**, 413066 (2021).
- [3] Y.H.Chang, Y.Y.Jhu, C.J.Wu, ”Temperature dependence of defect ode in a defective photonic crystal”, *Optics Communications* **285**, 1501 (2012).
- [4] F. Segovia-Chaves, H. Vinck-Posada, ” Dependence of optical microcavities coupled with temperature In one-dimensional photonic crystals”, *Optik* **165**, 168 (2018).

Conclusion générale

Ce travail vise à étudier théoriquement les propriétés des modes de défaut pour les structures identiques et différentes en se basant sur l'analyse des interactions des ondes électromagnétiques avec ces structures défectueuses à l'aide de la méthode de la matrice de transmission.

Premièrement, nous avons présenté les concepts liés aux cristaux photoniques et leurs types, ainsi que leurs diverses applications.

Ensuite, nous avons présenté la méthode de la matrice de transfert, qui permet de décrire la propagation des ondes électromagnétiques dans une structure photonique unidimensionnelle 1D, et nous avons également présenté l'analogie entre l'électron et le photon à travers l'équation de Schrödinger pour l'électron dans les semi-conducteurs et l'équation pour la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu isolant.

Enfin, nous avons une étude numérique sur l'effet de l'introduction de deux défauts dans un cristal photonique unidimensionnel sur le spectre de transmission de la lumière, où nous avons étudié l'effet de différents facteurs (indice de réfraction, angle d'incidence et polarisation, nombre de période N) sur la longueur d'onde du mode de défaut sur son intensité et sur la largeur de bande interdite photonique (BIP).

RESUME

Résumé :

Nous avons étudié les caractéristiques des modes de défauts dans les cristaux photoniques unidimensionnels en montrant l'effet de différents facteurs (indice de réfraction, nombre de périodes N, angle d'incidence et de polarisation) sur la transmission de la lumière. Deux structures ont été étudiées à des fins de comparaison: la structure identique et la structure différent, nous avons remarqué que la longueur d'onde de défaut (position) se déplace vers des longueurs d'onde plus élevées avec un coefficient croissant, et nous avons constaté que le mode de défaut se déplace vers les longueurs d'onde inférieures des polarisations TE et TM en augmentant l'angle d'incidence. Ces résultats sont très importants pour l'application de notre structure en tant que filtre optique

Mots clés : cristaux photonique, BIP (bande interdite photonique), onde électromagnétique, spectre de transmission, équation de Maxwell, mode de défaut, filtre optique.

Abstract:

We have studied the characteristics of defect modes in one-dimensional photonic crystals by showing the effect of different factors (refractive index, number of periods N, angle of incidence and polarization) on light transmission. Two structures were studied for comparison: the same structure and the different structure, we noticed that the defect wavelength (position)

shifts to higher wavelengths with an increasing coefficient, and we found that the fault mode shifts to the lower wavelengths of the TE and TM polarizations by increasing the angle of incidence. These results are very important for application of our structure as an optical filter.

Key words: photonic crystals, BIP (photonic band gap), electromagnetic wave, transmission spectrum, Maxwell's equation, fault mode, optical filter.

ملخص

لقد درسنا خصائص أنماط الخلل في البلورات الضوئية أحادية البعد من خلال إظهار تأثير العوامل المختلفة (معامل الانكسار، عدد الفترات، زاوية السقوط والاستقطاب) على انتقال الضوء. تمت دراسة هيكلين للمقارنة نفس الهيكل و البنية المختلفة لاحظنا إن الطول الموجي للعييب (الموضع) ينتقل إلى أطوال موجية أعلى مع معامل متزايد ووجدنا ان نمط الصدع ينتقل إلى أطوال موجية أقل عن طريق زيادة زاوية السقوط. هذه النتائج مهمة جدا لتطبيق هيكلنا كمرشح ضوئي

الكلمات المفتاحية: البلورات الضوئية (فجوة النطاق الضوئية)، الموجة الكهرومغناطيسية، طيف الإرسال، معادلة ماكسويل، الوضع الافتراضي، مرشح بصري.