

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne démocratique et populaire

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique

جامعة سعد دحلب البليدة
Université SAAD DAHLAB de BLIDA

كلية التكنولوجيا
Faculté de Technologie

قسم الإلكترونيك
Département d'Électronique



Mémoire de Master

Filière Télécommunication
Spécialité Réseaux et Télécommunication
présenté par

NAER Rafik

Étude et simulation d'un filtre à base des cristaux photoniques

Proposé par :

M.ABED Ahcène

MCB

USD Blida

Année Universitaire 2019-2020

Remerciements

Au terme de cette étude, je tiens à présenter mes sincères remerciements au bon dieu de m'avoir accordé la connaissance de la science et de m'avoir aidé à réaliser ce modeste travail.

Je veux très sincèrement remercier M. ABED Ahcène, Enseignant à l'Université de Blida pour avoir assuré l'encadrement de ce travail. Sa disponibilité, son expérience, son savoir scientifique et ses qualités humaines ont été déterminants dans l'aboutissement de ce travail.

Monsieur, le Président et les membres du jury, j'ai très sensibles à l'honneur que vous nous faites en acceptant de juger ce travail.

Pour terminer, j'adresse mes profondes reconnaissances à toutes celles et tous ceux que nous n'avez pas cités ici et qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail.

Dédicaces

A mes chers parents, pour tous leurs sacrifices, leur amour, leur tendresse, leur soutien et leurs prières tout au long de mes études,

A mes chères sœurs pour leurs encouragements permanents, et leur soutien moral,

A mes chers frères, pour leur appui et leur encouragement,

A toute ma famille pour leur soutien tout au long de mon parcours universitaire,

Que ce travail soit l'accomplissement de vos vœux tant allégués, et le fruit de votre soutien infailible,

Merci d'être toujours là pour moi.

ملخص:

البلورات الضوئية هي هياكل يختلف مؤشرها العازل بشكل دوري في اتجاه واحد أو أكثر في الفضاء. العمل المنجز يعتبر إضافة قيمة في دراسة البلورات الضوئية أحادية البعد. لقد درسنا ظاهرة فتح النطاقات الممنوعة وأنواع البلورات الضوئية المختلفة ، وبشكل أدق البلورات أحادية البعد ، ثم سنحاكي انتشار الضوء في هذه الهياكل باستخدام طريقة مصفوفة النقل. يتم تنفيذ هذا الأخير في إطار برنامج بلغة الماتلاب.

كلمات المفاتيح:

البلورات الضوئية ؛ النطاقات الممنوعة ؛ طريقة مصفوفة النقل.

Résumé:

Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice diélectrique varie périodiquement selon une ou plusieurs directions de l'espace. Ce travail de mémoire constitue une contribution sur les cristaux photoniques unidimensionnels. Nous avons étudié le phénomène d'ouverture de bandes interdites et les différents types de cristaux photoniques, et plus précisément les cristaux unidimensionnels, puis on va simulée La propagation de la lumière dans ces structures en utilisant la méthode de matrice de transfert. Cette dernière est implémentée sous le logiciel de calcul MATLAB.

Mots clés :

Cristaux photoniques ; bandes interdites photoniques (BIPs) ; méthode de matrice de transfert.

Abstract :

Photonic crystals are structures whose dielectric index periodically varies in one or more directions of space. This memory work is a contribution on one-dimensional photonic crystals. We studied the phenomenon of the opening of forbidden bands and the different types of photonic crystals, and more precisely the one-dimensional crystals, then we will simulate the propagation of light in these structures using the transfer matrix method. The latter is implemented under the MATLAB calculation software

Keywords:

Photonic crystals; Photonic prohibited bands (BIPs); Transfer Matrix Method (TMM).

Table des matières

Introduction générale	1
Chapitre 1 Généralités sur les Cristaux Photoniques	4
1.1 Introduction.....	4
1.2 Similitude Électron – Photon.....	4
1.2.1 Étude électrique	4
1.2.2 Étude électromagnétique.....	7
1.3 Historique et concept de base.....	12
1.3.1 Définition d'un cristal photonique (CP).....	12
1.3.2 Matériaux à bandes interdites photoniques naturels.....	13
1.3.3 Les Papillons	13
1.3.4 Les oiseaux	14
1.3.5 Les Opales.....	15
1.4 Cristaux photoniques artificiels.....	15
1.4.1 Structure périodique unidimensionnelle	15
1.4.2 Structure périodique bidimensionnelle	18
1.4.3 Structure périodique tridimensionnelle.....	18
1.5 Caractéristiques géométriques et physiques d'un CP.....	19
1.5.1 Contraste d'indice δ	19
1.5.2 Périodes.....	20
1.5.3 Facteur de remplissage f	20
1.6 Conclusion	20
Chapitre 2 Modélisation des cristaux photoniques	22
2.1 Introduction.....	22
2.2 Propagation de la lumière dans un CP a deux dimensions	22

2.3	Techniques de modélisation.....	24
2.3.1	Méthode de matrice de transfert.....	24
2.3.2	Méthode des ondes planes	28
2.3.3	Méthode des différences finies temporelle	28
2.3.4	Méthode de l'indice effectif	29
2.4	Applications et défaut	29
2.4.1	Défaut dans les CPs -1D.....	30
2.4.2	Principales applications des bips.....	31
2.5	Avantages et inconvénients de la matrice de transfert(TMM)	34
2.6	Conclusion	35
Chapitre 3	Présentation des résultats de simulations.....	36
3.1	Introduction.....	36
3.2	Algorithme de calcul.....	36
3.3	Simulation des coefficients de réflexion d'un CP unidimensionnel	37
3.3.1	L'effet du contraste d'indice.....	37
3.3.2	Effet de la période:	39
3.3.3	L'effet de l'épaisseur des couches.....	42
3.4	Conclusion	45
	Conclusion générale	46

Liste des Abréviations

CP	: Crystal Photonique
TMM	: Transfer Matrix Method (en Fr : Méthode des matrices de transfert)
BIP	: Bande Interdite Photonique
1D	: Unidimensionnel
m	: Masse de l'électron.
\hbar	: Constante de Planck.
Ψ	: Fonction d'onde.
E	: Energie de l'électron.
$V(x)$: Distribution du potentiel électrique suivant l'axe (Ox).
\vec{E}	: Champ électrique
\vec{H}	: Champ magnétique
\vec{D}	: Induction électrique
\vec{B}	: Induction magnétique.
a	: Période du cristal photonique.
φ	: Angle d'incidence.
δ	: Différence de marche.
f	: Facteur de remplissage.
n	: Indice de réfraction.
λ	: Longueur d'onde. λ
VCSEL	: Vertical Cavity Surface Emitting Laser
FDTD	: Finite Difference Time Domain
Na ₃ AlF ₆	: Cryolite
Si	: Silicium
TiO ₂	: Dioxyde de Titane
GaAs	: Arséniure de Gallium
SiO ₂	: Dioxyde de Silicium
Al ₂ O ₃	: Alumine

Liste des Figures

Figure 1. Potentiel électrique dans un cristal unidimensionnel.....	5
Figure 2. Puits de potentiel électrique carré périodique	6
Figure 3. Bandes permises et bandes interdites	7
Figure 4. Constante diélectrique périodique.....	9
Figure 5. Représentation schématique des cristaux photoniques unidimensionnel (1D), bidimensionnel (2D) et tridimensionnel (3D).....	12
Figure 6. (a) Aile de papillon, (b) Coupe l'agrandissement d'une aile de papillon. On voit un arrangement périodique des écailles [7].	13
Figure 7. (a) Agrandissement d'une plume de paon au microscope montrant la structure des barbules. Chaque barbule est divisée en une série de cuvettes (flèche rouge). (b) Ces cuvettes sont tapissées d'une multitude de micro lamelles régulièrement espacées [Pomarède99].....	15
Figure 8. (a) Bracelet monté d'une opale naturelle quasi-périodiques bille de silice (b) Image au microscope électronique d'une opale naturelle [7].....	15
Figure 9. Structure périodique unidimensionnelle	16
Figure 10. Représentation schématique de l'interférence des ondes réfléchies par chaque dioptré... ..	16
Figure 11. Influence de l'incidence du faisceau	17
Figure 12. (a) Propagation à incidence oblique à travers une structure 1D, (b) Evolution de la bande interdite en fonction de l'angle d'incidence	17
Figure 13. Structure périodique 2D connectée	18
Figure 14. Structure périodique 2D déconnectée.....	18
Figure 15. (a) Schéma de fabrication de la Yablonovite [6]. (b) Image MEB d'une structure tas de bois en silicium [15]. (c) la structure de bande photonique pour une structure tas de bois $\epsilon = 13$ [3,16]	19
Figure 16. Périodes d'un cristal photonique	20
Figure 17. Principe de la méthode TMM.....	25
Figure 18. Les ondes utilisées dans le calcul de l_1	25
Figure 19. Défaut dans une structure périodique unidimensionnelle, formé par l'élargissement d'une couche [21].....	30
Figure 20. Structure VCSEL simple [15]	31
Figure 21. Schéma d'un résonateur Fabry-pérot vertical constitué par deux miroirs de Bragg.....	32
Figure 22. Fibre optique classique.....	33
Figure 23. Exemple de section transverse de fibre creuse air-silice	34
Figure 24. Algorithme de calcul de la réponse optique de structures multicouches utilisant la méthode de la matrice de transfert.....	37
Figure 25. Simulation des coefficients de réflexion du réseau de Bragg pour le premier cas.....	38

Figure 26.Simulation des coefficients de réflexion du réseau de Bragg pour le Deuxième cas	38
Figure 27.Simulation des coefficients de réflexion du réseau de Bragg pour le Troisième cas.....	39
Figure 28.Facteur de réflexion d'un empilement de N=4 paires de cellules	40
Figure 29.Facteur de réflexion d'un empilement de N=8 paires de cellules	40
Figure 30.Facteur de réflexion d'un empilement de N=12 paires de cellules	41
Figure 31.Facteur de réflexion d'un empilement de N=16 paires de cellules	41
Figure 32.Simulation des coefficients de réflexion du réseau de Bragg avec (l'épaisseur de la couche (1)>> l'épaisseur de la couche (2))	42
Figure 33.Simulation des coefficients de réflexion du réseau de Bragg avec (l'épaisseur de la couche (1)> l'épaisseur de la couche (2))	43
Figure 34.Simulation des coefficients de réflexion du réseau de Bragg avec (l'épaisseur de la couche (1)= l'épaisseur de la couche (2))	43
Figure 35.Simulation des coefficients de réflexion du réseau de Bragg avec (l'épaisseur de la couche (1)<l'épaisseur de la couche (2))	44
Figure 36.Simulation des coefficients de réflexion du réseau de Bragg avec (l'épaisseur de la couche (1)<< l'épaisseur de la couche (2))	44

Liste des Tableaux

Tableau 1: Analogie électron- photon.....	11
--	----

Introduction Générale

L'optoélectronique est la discipline scientifique qui étudie les phénomènes physiques qui combinent optique et électricité/électronique. Ses applications dans la vie quotidienne sont nombreuses et variées: multimédia (CD/DVD, écrans plats, appareils photo numériques), éclairage (diodes électroluminescentes), énergie (cellules photo-électriques), sécurité (caméra infrarouge) et surtout télécommunications (fibre optique). Ce dernier domaine a connu un fort développement avec l'avènement d'internet. Alors que les ordinateurs personnels ont atteint un niveau de performance amplement suffisant pour un usage privé, leur capacité de communiquer entre eux reste très médiocre: pourquoi un ordinateur capable d'effectuer plusieurs milliards d'opérations à la seconde demande parfois plusieurs minutes pour recevoir ou envoyer une simple image?

A l'heure actuelle, la plupart des données échangées entre les ordinateurs reliés par internet transitent par les lignes téléphoniques. L'information est codée sous forme d'impulsions électriques et se propage d'un point à un autre en suivant des câbles métalliques. Ce procédé s'est imposé naturellement car le réseau téléphonique constitue le réseau le plus développé à l'échelle planétaire. Pourtant, ses inconvénients sont nombreux: faibles débits, dépense énergétique élevée, cout et fragilité des câbles métalliques. Parallèlement à cette problématique liée au développement de l'internet, les interconnexions électriques entre puces commencent à être si proches les unes des autres que leurs performances pourraient en être limitées... Pour améliorer la situation et répondre à la demande croissante de hauts débits, une solution alternative consiste à coder les données sous forme d'impulsions lumineuses qui transitent par des fibres optiques. Les avantages sont multiples: débits théoriques très élevés (environ 30 TBits/s) [1], faible dépense énergétique, résistance et faible cout des fibres optiques. Pour profiter des

avantages du codage de l'information sous forme lumineuse il faudrait réaliser des circuits optiques capables de traiter les données sous forme optique tout comme les circuits électroniques traitent les données sous forme électrique. 9 Depuis quelques années, les recherches se sont orientées vers le comportement des photons au lieu des électrons dans le but de contrôler la propagation de la lumière et donc d'offrir la possibilité d'empêcher ou de permettre, dans certaines plages de fréquences et dans une ou plusieurs directions, cette propagation.

Les cristaux photoniques, nés des idées de Yablonovitch [2] et John en 1987 [3], sont de nouveaux matériaux dont les propriétés optiques permettent de manipuler la lumière à l'échelle de la longueur d'onde sur une, deux ou trois directions de l'espace. D'un point de vue théorique, l'étude et le développement des propriétés des matériaux à bande interdite photonique reposent sur la forte similitude qui existe entre les équations de Schrödinger et de Maxwell. Ils ont été présentés comme analogues pour l'optique intégrée des semi-conducteurs [2].

Le présent travail s'appuie sur l'étude de l'influence des paramètres physiques sur la bande interdite photonique d'un cristal photonique à une dimension afin de bien choisir le cristal voulu pour une application bien déterminée. Ce mémoire est divisé en trois chapitres dont :

Le premier chapitre est une introduction générale à l'étude des cristaux photoniques. Contient l'analogie qui existe entre l'électron et le photon qui va nous faire comprendre l'origine de la bande interdite photonique. et des définitions et des concepts généraux sur les cristaux photoniques, leurs caractéristiques physiques et géométriques

Le deuxième chapitre est consacré aux rappels de quelques méthodes qui peuvent être mises en œuvre pour la modélisation des cristaux photoniques. Nous mettons l'accent sur la méthode de la matrice de transfert la plus appropriée pour l'étude des structures photoniques unidimensionnelle, ainsi leur Avantages et inconvénients et on va citer les applications les plus importantes de ces cristaux.

Puis, à travers le dernier chapitre, une étude de l'effet de certains paramètres de la cellule élémentaire constituant le réseau périodique sur la bande de fréquence interdite est présentée, à savoir le contraste d'indice, nombre de période f , l'épaisseur des couches.

La simulation et l'étude du comportement optique des structures multicouches ont été réalisées avec un programme spécialement développé (travail personnel). Le comportement optique des structures multicouches est caractérisé par les spectres de réflexion. Nous terminerons ce travail par une conclusion générale.

Chapitre 1 Généralités sur les Cristaux Photoniques

1.1 Introduction

Pendant la dernière décennie, les cristaux photoniques (CPs), également connus sous le nom de structures à bandes interdites photoniques avec l'abréviation (BIPs), en anglais « Photonic Band Gap, PBG », ont été sujets à plusieurs travaux de recherches.

En effet ils pourraient être à la base des futurs lasers, fibres optiques ou miroirs qui n'induiraient presque pas de perte d'énergie [1]. Cela permettrait par exemple de ne plus amplifier le signal des fibres optiques, grande avancée pour les télécommunications. Mais les applications s'étendent à l'ensemble du domaine de l'optoélectronique

Dans ce chapitre on va: définir les cristaux photoniques, citer leurs caractéristiques physiques et géométriques et surtout étudier l'origine de la bande interdite photonique.

1.2 Similitude Électron – Photon

Nous allons à présent montrer la similitude qui existe entre la résolution de l'équation de Schrödinger pour une particule dans un puits de potentiel périodique et le calcul des modes de propagation électromagnétique dans un matériau périodique [4], cette analogie permet de comprendre les diverses propriétés optiques des matériaux et notamment les cristaux photoniques des différentes dimensions.

1.2.1 Étude électrique

La figure 1, représente le potentiel électrique dans un cristal unidimensionnel, la périodicité est modulée par la répartition régulière des ions positifs et correspond au pas du réseau cristallin [5].

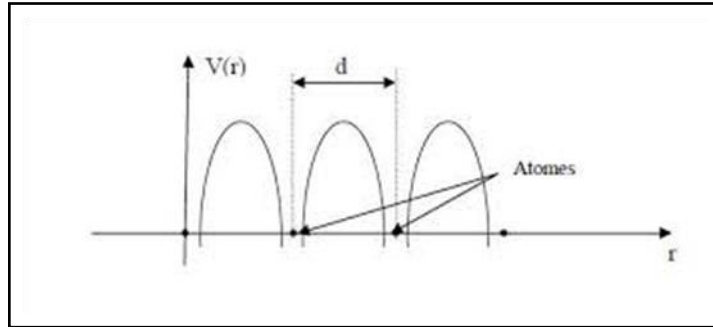


Figure 1. Potentiel électrique dans un cristal unidimensionnel

L'équation d'onde de Schrödinger s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V(x)) \Psi = 0 \quad (01)$$

Avec:

- m : Masse de l'électron.
- \hbar : Constante de Planck qui est égale à $6.626 \cdot 10^{-34}$ J.s et $\hbar = h / 2 \pi$
- Ψ : Fonction d'onde.
- E : Energie de l'électron.
- $V(x)$: Distribution du potentiel électrique suivant l'axe (Ox).

Cette équation très compliquée avec ce modèle de potentiel électrique, est résolue grâce au modèle de Kronig -Penney

Ce modèle est le suivant :

$$\begin{cases} V(x) = V_0 na - b < x < na + b \\ V(x) = 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (02)$$

Avec :

- a et b sont constants et $2b < a$
- n : entier

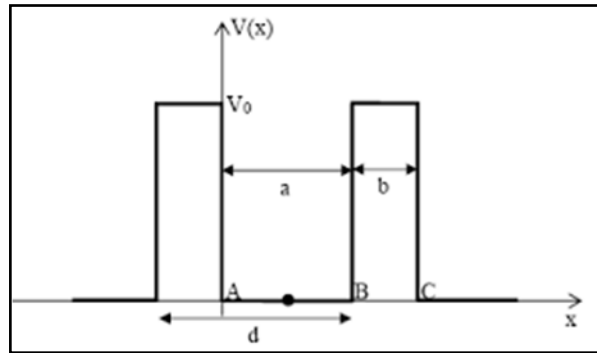


Figure 2. Puits de potentiel électrique carré périodique

Les solutions de cette équation sont de la forme :

$$\Psi(x) = u_k(x)e^{jkx} \quad (03)$$

- $u_k(x)$: Une fonction périodique de période $(a+b)$

La substitution de (3) dans (1) conduit à une équation différentielle qui peut être résolue dans deux régions ou $0 < x < a$ et $a < x < a + b$ sous les conditions aux limites sur u_k et $\frac{\partial u_k}{\partial x}$ de continuités en $x = 0$ et de périodicité en $x = a$ et $x = -b$, nous aboutissons à un système d'équation admet des solutions non trivial que si le déterminant est nul. On peut écrire :

$$\frac{\beta^2 - \alpha^2}{2\alpha\beta} \sinh(\beta b) \cdot \sin(\alpha a) + \cosh(\beta b) \cdot \cos(\alpha a) = \cos k(a + b) \quad (04)$$

Avec :

$$\alpha = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}} \quad (05)$$

$$\beta = \sqrt{\frac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2}} \quad (06)$$

En utilisant la simplification de Kronig-penny, l'analyse de l'équation (3) est facile, pour cela on suppose que $b \rightarrow 0$ et $V_0 \rightarrow \infty$, en gardant bV_0 constant, ainsi que:

$$\cos(\beta b) \rightarrow 1, \alpha^2 b \rightarrow 0 \text{ et } \beta^2 b \rightarrow \frac{2mV_0}{\hbar^2} \quad (07)$$

Dans ce cas précis, l'allure du résultat est inchangée et l'équation (3) est simplifiée sous la forme :

$$\cos(\alpha a) \frac{mV_0 a \sin(\alpha a)}{\hbar^2 \alpha a} = \cos(ka) \quad (08)$$

En posant :

$$P = \frac{mV_0 a}{\hbar^2} \quad (09)$$

L'équation (8) devient

$$\cos(\alpha a) P \frac{\sin(\alpha a)}{\alpha a} = \cos(ka) \quad (10)$$

Comme $-1 \leq \cos(ka) \leq 1$ et $-1 \leq \cos(\alpha a) \leq 1$, alors certaines valeurs de (αa) ne sont pas permises puisque le premier terme de l'égalité peut être supérieur à +1 et inférieur à -1, Ce comportement met en évidence la notion de bandes interdites et bandes permises, (Figure 3).

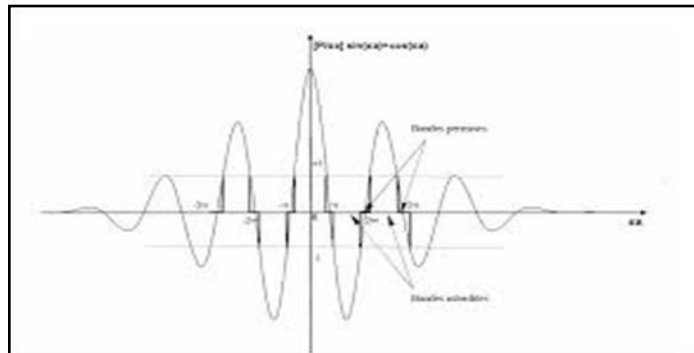


Figure 3. Bandes permises et bandes interdites

1.2.2 Étude électromagnétique

Dans un milieu sans sources (ni charges, ni courants) de constantes diélectrique ϵ , les évolutions temporelles et spatiales du champ électrique et magnétique sont données par :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (11)$$

$$\overrightarrow{\text{div}} \vec{B} = 0 \quad (12)$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (13)$$

$$\overrightarrow{\text{div}} \vec{D} = 0 \quad (14)$$

Avec :

- \vec{E} : Champ électrique donné par $\vec{E} = \frac{\vec{D}}{\epsilon}$
- \vec{H} : Champ magnétique donné par $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0}$
- \vec{D} : Induction électrique.
- \vec{B} : Induction magnétique.

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

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{\epsilon_r}{C^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = 0 \quad (15)$$

Le champ électrique peut s'écrire sous la forme :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) e^{j\omega t} \quad (16)$$

Alors l'équation (15) devient :

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}) + \frac{\omega^2}{C^2} \epsilon_r \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (17)$$

Dans un système à une dimension, l'équation (17) s'écrit :

$$\nabla^2 \vec{E}(x) + \frac{\omega^2}{C^2} \epsilon_r \vec{E}(x) = 0 \quad (18)$$

Considérons la constante diélectrique $\epsilon_r(x)$ une fonction périodique comme suit:

$$\begin{cases} \epsilon_r(x) = \epsilon_a & 0 < x < a \\ \epsilon_r(x) = \epsilon_b & a < x < a + b \end{cases} \quad (19)$$

La périodicité du constant diélectrique est illustrée selon la figure 4 :

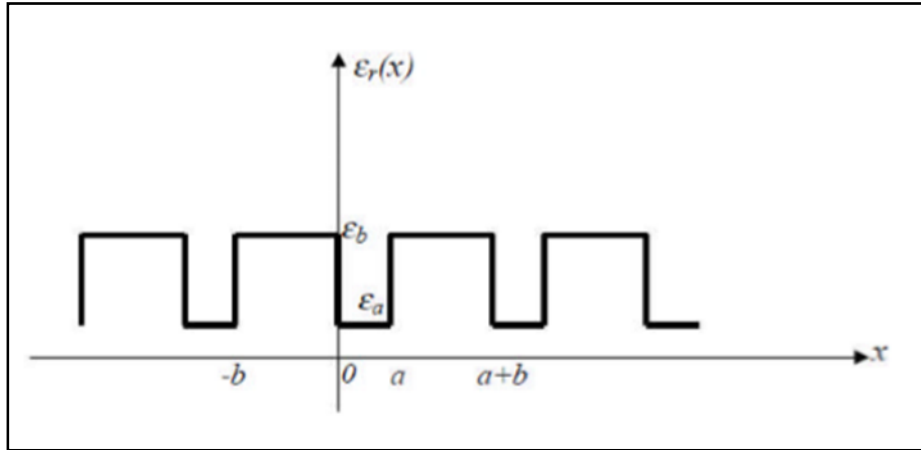


Figure 4. Constante diélectrique périodique

On réalise la résolution de l'équation (18) dans les régions décrites dans l'équation (19), on obtient :

- **Région I:** Pour $0 < x < a$ Alors :

$$\nabla^2 E_1(x) + \frac{\omega^2}{C^2} \varepsilon_a E_1(x) = 0 \quad (20)$$

La solution est de la forme:

$$E_1(x) = A e^{j\alpha x} + B e^{-j\alpha x} \quad (21)$$

Avec α présente la constante de propagation de l'onde située dans la région I. Elle est donnée par

$$\alpha = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_a} \quad (22)$$

- **Région II:** Pour $a < x < a + b$ Alors :

$$\nabla^2 E_2(x) + \frac{\omega^2}{C^2} \varepsilon_b E_2(x) = 0 \quad (23)$$

La solution est de la forme:

$$E_2(x) = C e^{j\beta x} + D e^{-j\beta x} \quad (24)$$

Avec β présente la constante de propagation de l'onde située dans la région II. Elle est donnée par

$$\beta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_b} \quad (25)$$

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

$$E_1(0) = E_2(0) \quad \left. \frac{\partial E_1}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial E_2}{\partial x} \right|_{x=0} \quad (26)$$

Ceci implique que :

$$A + B = C + D \quad \text{et} \quad \alpha(A - B) = \beta(C - D) \quad (27)$$

D'une part, la périodicité de ces fonctions en $x = a$ et $x = -b$:

.=et.=

$$\begin{cases} e^{jk(a+b)} E_2(-b) = E_1(a) \\ e^{jk(a+b)} \left. \frac{\partial E_2}{\partial x} \right|_{x=-b} = \left. \frac{\partial E_1}{\partial x} \right|_{x=a} \end{cases} \quad (28)$$

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

$$Ae^{j\alpha a} + Be^{-j\alpha a} = e^{jk(a+b)} (Ce^{-j\beta b} + De^{j\beta b}) \quad (29)$$

$$\alpha(Ae^{j\alpha a} + Be^{-j\alpha a}) = \beta e^{jk(a+b)} (Ce^{-j\beta b} + De^{j\beta b}) \quad (30)$$

On a ainsi quatre équations à quatre inconnues défini par le système (31).

$$\begin{cases} A + B - C - D = 0 \\ \alpha A + \alpha B - \beta C - \beta D = 0 \\ Ae^{j\alpha a} + Be^{-j\alpha a} - Ce^{jk(a+b)} e^{-j\beta b} - De^{jk(a+b)} e^{j\beta b} = 0 \\ \alpha Ae^{j\alpha a} + \alpha Be^{-j\alpha a} - \beta e^{jk(a+b)} Ce^{-j\beta b} - \beta e^{jk(a+b)} De^{j\beta b} = 0 \end{cases} \quad (31)$$

Un système d'équation qui admet des solutions que si le déterminant est nul.

La résolution de (I.29) donne

$$\begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ \alpha & \alpha & -\beta & -\beta \\ e^{j\alpha a} & e^{-j\alpha a} & -e^{jk(a+b)} e^{-j\beta b} & -e^{jk(a+b)} e^{j\beta b} \\ \alpha e^{j\alpha a} & \alpha e^{-j\alpha a} & \beta e^{jk(a+b)} e^{-j\beta b} & \beta e^{jk(a+b)} e^{j\beta b} \end{vmatrix} \quad (32)$$

$$-\frac{\beta^2 - \alpha^2}{2\alpha\beta} \sin(\beta a) \sin(\alpha a) + \cos(\beta a) \cos(\alpha a) = \cos k(a+b) \quad (33)$$

Avec :

- $\alpha = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_a}$
- $\beta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_b}$

L'équation (33) présente aussi comme dans le cas des semi-conducteurs la particularité de n'avoir de solution que lorsque le premier terme est compris entre 1 et +1, donc il est évident qu'il y aura des bandes permises et d'autres interdites.

Donc un matériau périodique unidimensionnel empêche les ondes électromagnétiques de se propager à certaines fréquences puisque a et b dépendent tous deux de la pulsation ω ,

$\omega = 2 \pi f$ Cette notion de périodicité peut être étendue à deux ou trois dimensions, mais la nature vectorielle de l'équation de propagation complique considérablement la résolution théorique du problème

Après qu'on a vu l'obtention des bandes permises et interdites pour le cas d'une particule dans un puits de potentiel périodique et les modes de propagation électromagnétique dans un milieu périodique, voici un tableau qui résume cette analogie électron-photon

	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	$V(\vec{r})$	$e(\vec{r})$
Opérateur hermitien	$H = \frac{-\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V(r)$	$\Theta = \nabla \times \left(\frac{1}{e(r)} \nabla \right) \times$
Equation aux valeurs propres	$H\psi = E\psi$	$\Theta H = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 H$

Tableau 1: Analogie électron- photon[5]

Sachant qu'il y a une ressemblance entre un cristal ordinaire et un cristal photonique, donc les concepts retrouvés ou bien les idées développées en physique du solide peuvent être exploités pour l'étude des cristaux photoniques.

1.3 Historique et concept de base

1.3.1 Définition d'un cristal photonique (CP)

La notion de "cristaux photoniques" a été proposée pour la première fois en 1987 [2,3]. Le premier cristal photonique a été réalisé en 1991 [6]. 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 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 la 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.

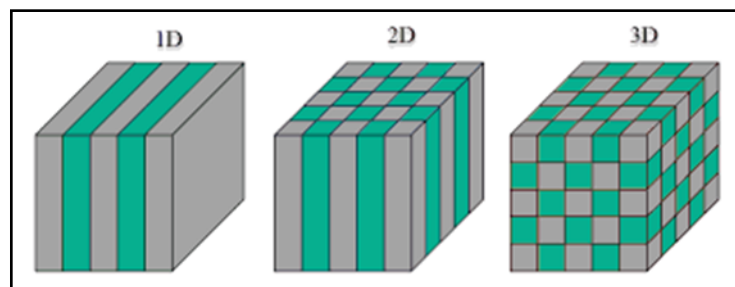


Figure 5. Représentation schématique des cristaux photoniques unidimensionnel (1D), bidimensionnel (2D) et tridimensionnel (3D)

1.3.2 Matériaux à bandes interdites photoniques naturels

En réalité, les cristaux photoniques artificiels ont été inspirés de la nature. Donc, il existe des structures naturelles qui peuvent avoir des propriétés ayant les mêmes caractéristiques que les cristaux photoniques artificiels. En effet les colorations vives de certaines espèces sont parfois dues à la présence de structures très complexes, à caractère périodique. On va présenter trois de ces matériaux.

1.3.3 Les Papillons

Les Papillons sont parmi les insectes les plus colorés que nous offre la nature. Ils sont en fait très largement tributaires de la lumière et ont développé un arsenal impressionnant pour gérer cette interaction avec les ondes électromagnétiques au mieux de leur intérêt [7].

Si on effectue une analyse microscopique des ailes on trouve que celles-ci sont constituées par des écailles qui ont des structures géométriques dans lesquelles un des paramètres varie en continu. Sur la figure 6 apparaît un papillon et la coupe d'une aile, dont un détail apparaît en insert en bas à droite. Sur cette coupe observée au microscope électronique apparaît une structure qui a un comportement de matériau à bande photonique interdite. C'est elle qui donne à certains papillons des couleurs iridescentes. En effet ce réseau réfléchit la lumière pour certaines longueurs d'onde dans des directions différentes en fonction de la longueur d'onde.

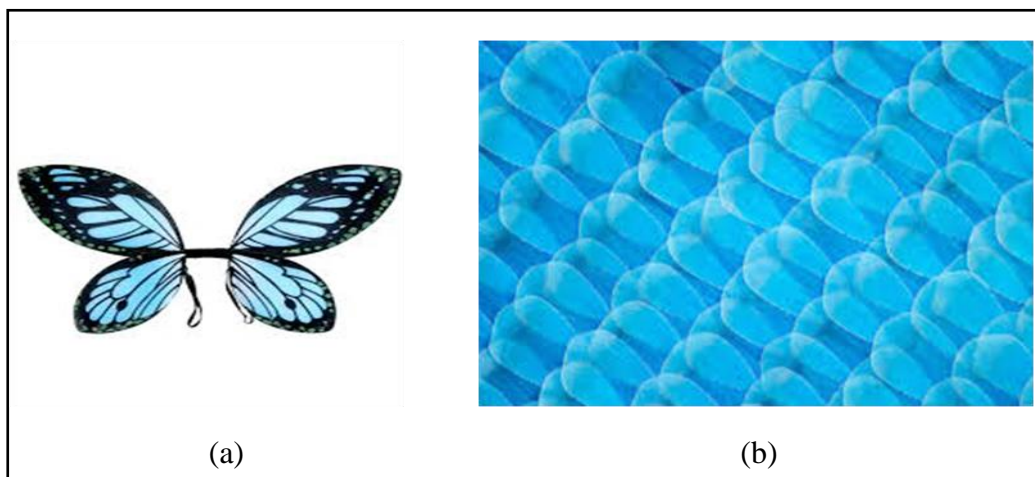


Figure 6. (a) Aile de papillon, (b) Coupe l'agrandissement d'une aile de papillon. On voit un arrangement périodique des écailles [7].

1.3.4 Les oiseaux

Une des caractéristiques les plus admirables des oiseaux est leurs couleurs. Elles leur permettent d'affirmer leur identité. Pour produire une telle couleur, ils emploient la technologie structurale des plumes et leurs pigments dans leurs pièces de corps [Pomared 99].

Les pigments et la structure périodique des plumes contribuent à l'absorption et la diffraction de la lumière. Les couleurs pigmentaires sont liées au phénomène d'absorption.

En effet, les pigments absorbent une partie de la lumière solaire et renvoient d'autres couleurs vers l'œil. A ces couleurs « pigmentaires » s'opposent les couleurs structurales, qui naissent de la diffraction du rayonnement lumineux par des microstructures des plumes. Alors que les couleurs pigmentaires sont stables, les couleurs structurales varient souvent selon l'incidence de la lumière. En effet quand on observe une plume de paon au microscope, on voit que toutes les couleurs naissent dans les barbules des plumes. Les barbules sont des lames étroites faites d'une succession de petites cuvettes séparées par un seuil transversal [8].

Au fond de ces cuvettes se trouvent de minces lamelles parallèles. On peut considérer ces lamelles comme des miroirs réfléchissant la lumière incidente. On peut alors rapprocher l'étude de ce phénomène de l'étude d'un cristal photonique unidimensionnel.

On peut en déduire que l'intensité réfléchi par la plume dépend de la longueur d'onde et de l'angle d'observation d'où la sensation de ruissellement de couleur sur les plumes du paon.

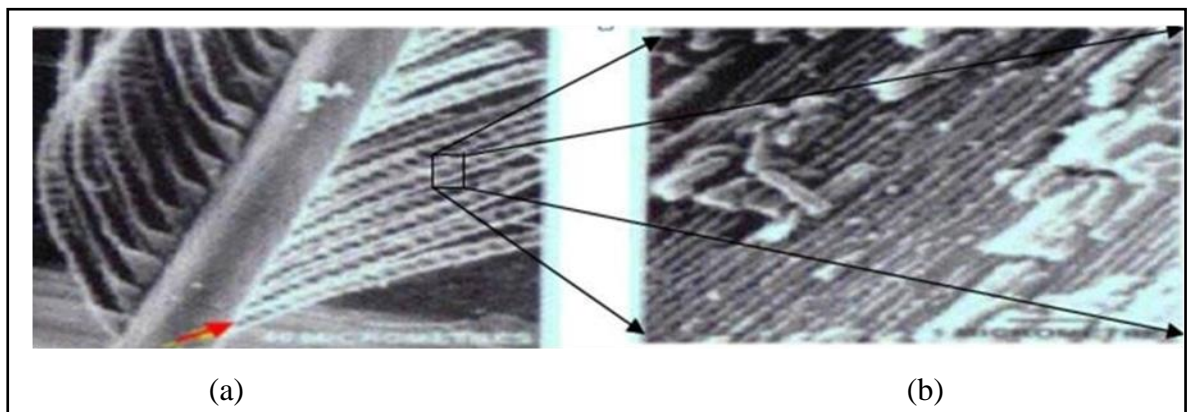


Figure 7. (a) Agrandissement d'une plume de paon au microscope montrant la structure des barbules. Chaque barbule est divisée en une série de cuvettes (flèche rouge). (b) Ces cuvettes sont tapissées d'une multitude de micro lamelles régulièrement espacées [Pomarède99]

1.3.5 Les Opales

Des opales sont obtenues chimiquement par auto-organisation. La première opale a été obtenue par sédimentation de sphères de silice en solution: par sédimentation. Ces sphères s'arrangent selon un réseau cubique à faces centrées (figure 8).

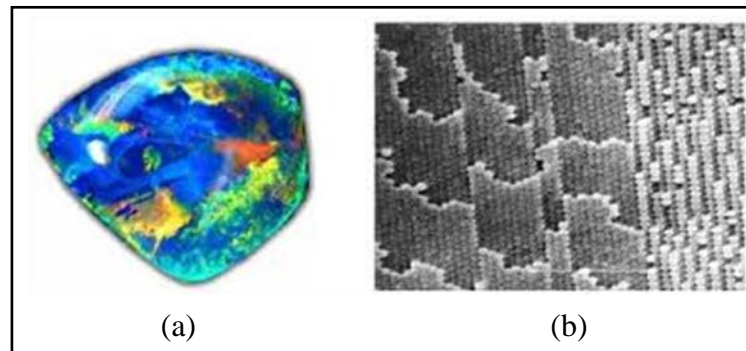


Figure 8. (a) Bracelet monté d'une opale naturelle quasi-périodiques bille de silice (b) Image au microscope électronique d'une opale naturelle [7].

1.4 Cristaux photoniques artificiels

1.4.1 Structure périodique unidimensionnelle

Cette structure est le dispositif périodique le plus simple. Il est connu sous le nom de « Miroir de Bragg ». Il consiste en une alternance de couches planes de diélectrique ayant les constantes diélectriques ϵ_1 et ϵ_2 et d'épaisseur $\lambda g/4$, ou λg représente la longueur d'onde guidée dans le matériau (figure 9).

Les réseaux de Bragg ont prouvé leur utilité dans de nombreuses applications : convertisseurs de modes pour fibres optiques, filtres sélectifs de longueur d'onde, multiplexeurs, lasers spéciaux à bande étroite [9].



Figure 9. Structure périodique unidimensionnelle

a. Principe de fonctionnement des réseaux de Bragg

Les miroirs 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 du processus d'interférences multiples.

Comme le montre la figure 10, 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[9]. 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 BIP [11].

Un bon dimensionnement (épaisseur suffisante, différence d'indice entre les deux couches) peut mener à une réflectivité de 100%.

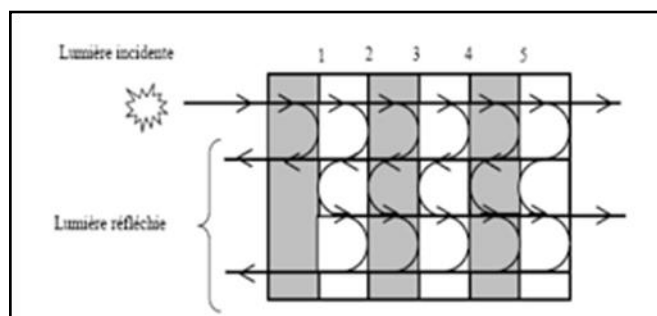


Figure 10. Représentation schématique de l'interférence des ondes réfléchies par chaque dioptré.

b. Influence de l'angle d'incidence du faisceau lumineux

A une incidence normale, aucune onde de Bloch à ω_0 (centre de la bande interdite) ne se propage dans la structure. Cependant, un faisceau ayant un angle d'incidence φ possède un chemin optique plus grand entre chaque interface. L'onde voit une période de $a \cos \varphi$ au lieu de a (figure 11). La résonance aura donc lieu à une longueur d'onde plus petite et la position spectrale de la bande interdite sera en fonction de cet angle.

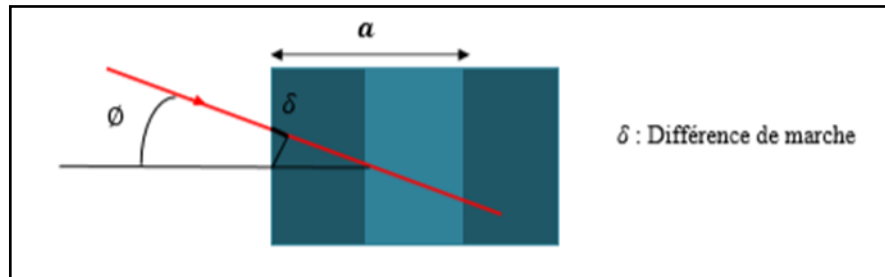


Figure 11. Influence de l'incidence du faisceau

L'ouverture de la bande interdite se décentre donc à une énergie $\omega(\varphi) \neq \omega_0$. Tant que l'incidence est faible, $\omega(\varphi)$ est proche de ω_0 et $\omega(\varphi)$ est encore comprise dans la largeur de la bande interdite. Cependant, lorsque l'angle d'incidence augmente au-delà d'un certain angle critique ω_{BIP} , la différence d'énergie $\Delta\omega$ est supérieure à la largeur de la bande interdite donc les ondes de Bloch à ω_0 peuvent à nouveau se propager à travers la structure.

Le cône d'angle au sommet de ω_{BIP} , est l'ouverture angulaire de la bande interdite unidimensionnelle : à l'intérieur de ce cône, aucune onde de Bloch ne peut se propager à ω_0 [11] (figure 12).

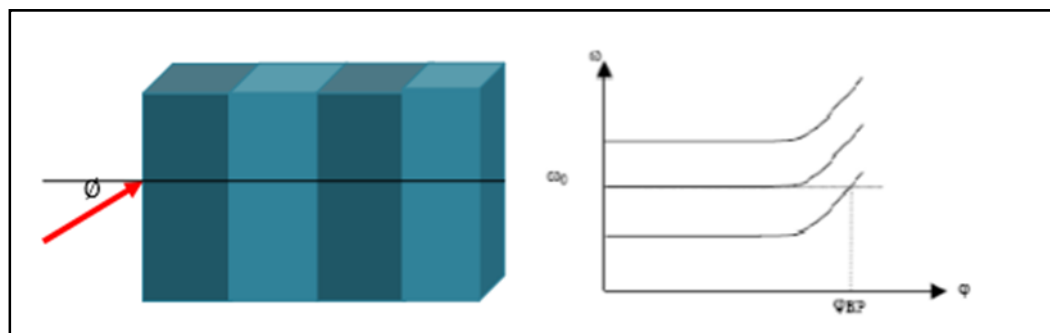


Figure 12.(a) Propagation à incidence oblique à travers une structure 1D,(b) Evolution de la bande interdite en fonction de l'angle d'incidence

1.4.2 Structure périodique bidimensionnelle

Les structures périodiques bidimensionnelles [12,13] sont périodiques suivant deux directions de l'espace et infinies suivant la troisième. Il existe deux types de ces structures:

- Les structures dites « connectées » (figure 13) : les motifs élémentaires sont d'indice n_1 inférieur à l'indice n_2 de la matrice diélectrique.

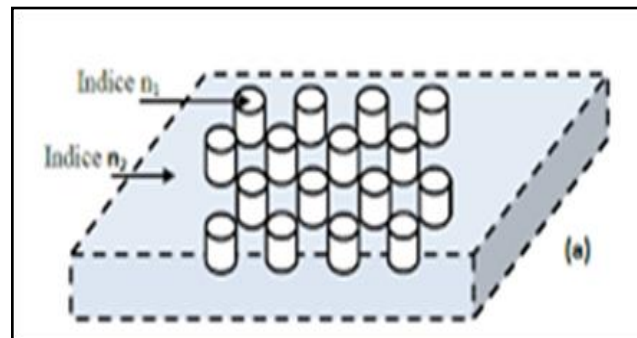


Figure 13. Structure périodique 2D connectée

- Structures dites « déconnectées » (figure 14) : les motifs élémentaires sont d'indice n_1 supérieur à l'indice n_2 de l'espace inter motifs. Elles sont constituées de tiges diélectriques ou métalliques alignées périodiquement dans l'air ou de la mousse [14]

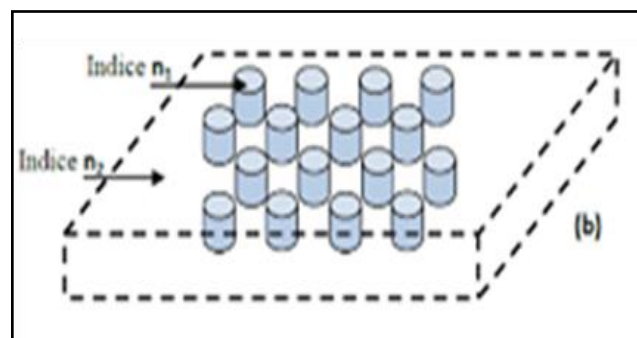


Figure 14. Structure périodique 2D déconnectée

1.4.3 Structure périodique tridimensionnelle

Les cristaux photoniques 3D sont des matériaux ayant un constant diélectrique Périodique dans les trois dimensions de l'espace. Parmi les CPs-3D offrant la possibilité D'obtenir une bande interdite omnidirectionnelle, on peut citer la structure "Yablonovite"

[6] (figure 15(a)), la structure "tas de bois" [15] (figure 15 (b)). Cette structure est relativement facile à réaliser et elle offre une bande interdite complète pour toutes les incidences de l'espace [3,11] (figure 15(c)).

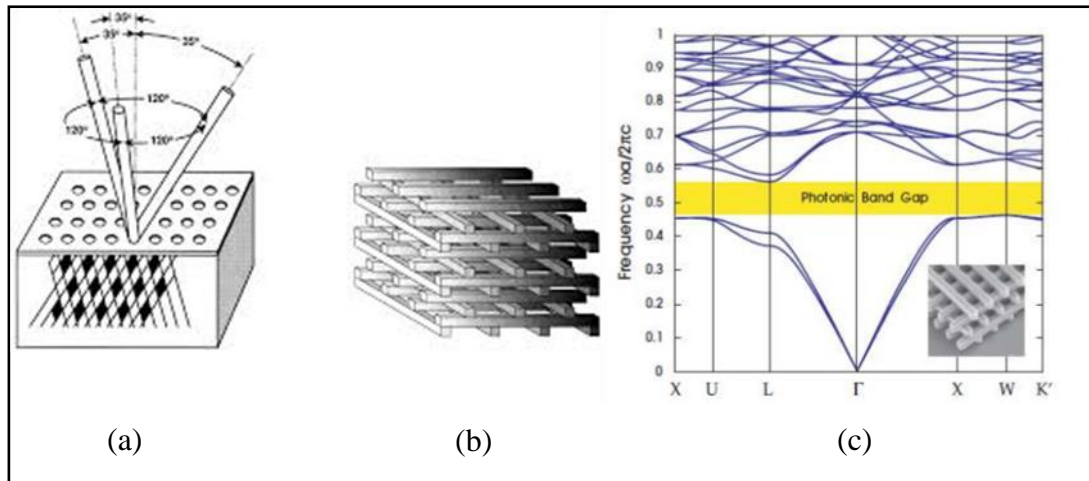


Figure 15. (a) Schéma de fabrication de la Yablonovite [6]. (b) Image MEB d'une structure tas de bois en silicium [15]. (c) la structure de bande photonique pour une structure tas de bois $\epsilon = 13$ [3,16]

1.5 Caractéristiques géométriques et physiques d'un CP

Un cristal photonique est caractérisé par [17] : les différents matériaux qui le composent, le système cristallin selon lequel ces matériaux sont organisés et les volumes relatifs qu'ils occupent dans la cellule élémentaire du cristal. Les quantités représentatives de ces différentes caractéristiques sont :

1.5.1 Contraste d'indice δ

Rapport entre les indices des deux matériaux, qui peut être comparé à la hauteur de la barrière de potentiel de la physique du solide [11].

$$\delta = \frac{n_H}{n_L} \quad (34)$$

Avec :

- n_H : Indice de réfraction du matériau de haut indice.
- n_L : Indice de réfraction du matériau de base indice.

1.5.2 Périodes

Ces paramètres géométriques, choisis selon le domaine de fréquence étudié, influent sur les caractéristiques de la bande interdite photonique. La période a est :

$$a = (a_1 + a_2) \quad (35)$$

Avec

- a_1 : Epaisseur de la couche de permittivité ϵ_1
- a_2 : Epaisseur de la couche de permittivité ϵ_2 (Figure 16).

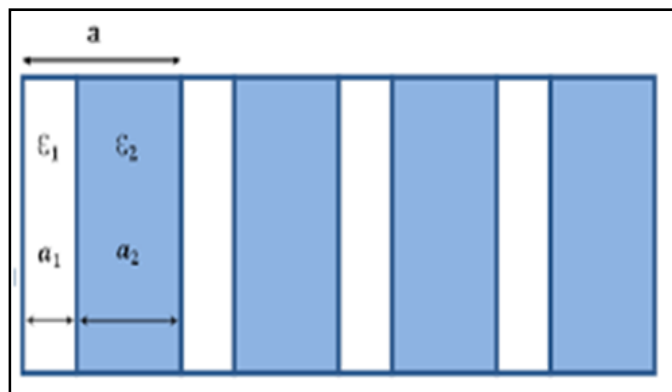


Figure 16. Périodes d'un cristal photonique

1.5.3 Facteur de remplissage f

Peut être comparé au largeur du potentiel périodique. S'il est pris pour le matériau de haut indice par exemple, il est défini comme le rapport entre le volume occupé par ce matériau dans la cellule élémentaire du cristal et le volume de cellule de cette dernière.

$$f = \frac{v_i}{\Lambda} \quad (36)$$

Avec :

- v_i : Volume occupé par le matériau de permittivité ϵ_i .
- Λ : Volume de la cellule

1.6 Conclusion

Dans ce chapitre, on a défini les concepts de base sur les cristaux photoniques et plus particulièrement les cristaux photoniques unidimensionnels. Après qu'on ait montré

l'analogie entre l'équation de Schrödinger et l'équation de propagation des ondes électromagnétique, nous nous sommes orientés directement à des aperçus liés aux matériaux à bande interdite photonique qui sont évidemment inspiré par la nature. En parallèle, nous avons présenté le principe d'un cristal photonique unidimensionnel dit miroir de Bragg basé sur le phénomène de diffraction multiple de la lumière et leurs propriétés physiques et géométriques.

Ensuite on a présenté les différentes familles des structures à bande interdite photonique bidimensionnelles et tridimensionnelles

Chapitre 2 Modélisation des cristaux photoniques

2.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre consiste à déterminer les caractéristiques de réflexion et de transmission d'une structure périodique unidimensionnelle donnée. A ce stade nous allons analyser notre structure pour le choix correct des paramètres tel que l'épaisseur qui forme le cristal photonique pour obtenir la courbe approchant à celle désirée.

La modélisation électromagnétique des propriétés des cristaux photoniques nécessite en général un gros investissement en programmation et en analyse numérique et constitue une activité exigeante en compétences et en temps. A partir de là, plusieurs méthodes de résolution du problème sont applicables tel que la méthode de matrice transfert qui peut être appliquée judicieusement à des cas spécifiques des structures unidimensionnelles, et citer leur Avantages et inconvénients.

A la fin de ce chapitre on présente d'autres méthodes qui existent pour moduler les cristaux photoniques comme la méthode des ondes planes (plane wave expansion PWE) et la méthode des différences finies dans le domaine temporel (Finite Difference Time Domain Method FDTD), et la méthode de l'indice effectif, En suite un aperçu sur les principales applications des BIPs sont présentés.

2.2 Propagation de la lumière dans un CP a deux dimensions

La propagation des ondes électromagnétiques sont régis par les quatre équations de Maxwell. Dans un milieu linéaire, isotrope, sans pertes de permittivité relative (nombre réel car le milieu est non absorbant), non magnétique (la perméabilité magnétique relative est égale à 1), et en l'absence de charges et courants, ces équations sont (en unités SI):

$$\vec{\nabla} \left(\varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t) \right) = 0 \quad (37)$$

$$\vec{\nabla} \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad (38)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r}, t) = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (39)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (40)$$

Où $\vec{E}(\vec{r}, t)$ et $\vec{H}(\vec{r}, t)$ désignent respectivement les champs électriques et magnétiques, où ε_0 et μ_0 représentent la permittivité électrique et la perméabilité magnétique du vide, et $\varepsilon(\vec{r})$ la permittivité relative qui est fonction des coordonnées du point de l'espace, où \vec{r} et t représentent les dépendances spatiales et temporelles. Notons ici qu'il n'y a pas de longueur fondamentale dans ces lois d'électromagnétisme écrites à l'échelle macroscopique.

On montre alors que les champs $\vec{E}(\vec{r}, t)$ et $\vec{H}(\vec{r}, t)$ sont des champs transverses à la direction de propagation et qu'ils vérifient les équations d'onde suivantes :

$$\vec{\nabla} \left(\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \vec{H}(\vec{r}, t) \right) + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (41)$$

$$\frac{1}{\varepsilon(\vec{r}, t)} \left(\vec{\nabla} \vec{E}(\vec{r}, t) \right) + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (42)$$

Il est possible de rechercher des solutions sous la forme d'ondes planes de la forme $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) e^{j\omega t}$ et $\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}) e^{j\omega t}$ de longueur d'onde dans le vide $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$ et dont le vecteur d'onde k est défini de telle sorte que le trièdre $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{K})$ soit direct et que $K^2 = \frac{n^2 \omega^2}{c^2}$ (c étant la célérité de la lumière dans le vide et n étant défini tel que $n = \sqrt{\varepsilon(\vec{r})}$).

Les équations de Maxwell étant linéaires, il est possible, par analyse de Fourier, de construire toute solution du problème à partir d'une combinaison linéaire d'éléments de cette base de solutions harmoniques. (A partir d'ici, les champs et sont des grandeurs complexes et c'est leurs parties réelles qui représentent le champ physique.) Alors, la résolution du problème se réduit aux deux équations suivantes :

$$\vec{\nabla} \left(\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \vec{H}(\vec{r}) \right) - \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) = 0 \quad (43)$$

$$\vec{\nabla} \left(\vec{\nabla} \vec{E}(\vec{r}) \right) - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (44)$$

La nature vectorielle de l'équation de propagation complique considérablement la résolution théorique du problème donc il va être résolu par des méthodes numériques comme : La méthode des ondes planes, des différences finies FDTD, de l'indice effectif, des matrices de transfert etc.

2.3 Techniques de modélisation

2.3.1 Méthode de matrice de transfert

La méthode théorique la plus appropriée pour l'étude des structures cristallines photoniques unidimensionnelle est la technique de la matrice de transfert appelée Méthode(TMM) introduite par J.B. Pendry et A. Mackinnon [18] (1992).

La technique consiste à discrétiser les équations de Maxwell sur un maillage. En d'autres termes, le volume total de la cellule unitaire est divisé en de plus petites cellules et les champs électromagnétiques de chaque cellule sont couplés aux cellules avoisinantes. La réponse de la structure totale est ensuite obtenue en multipliant toutes les matrices élémentaires ensemble. Nous définissons ensuite une matrice de transfert reliant le champ électromagnétique incident au champ électromagnétique transmis.

Considérons un réseau de Bragg uniforme illustré selon la figure 17 dans laquelle elle est divisée en trois petites cellules.

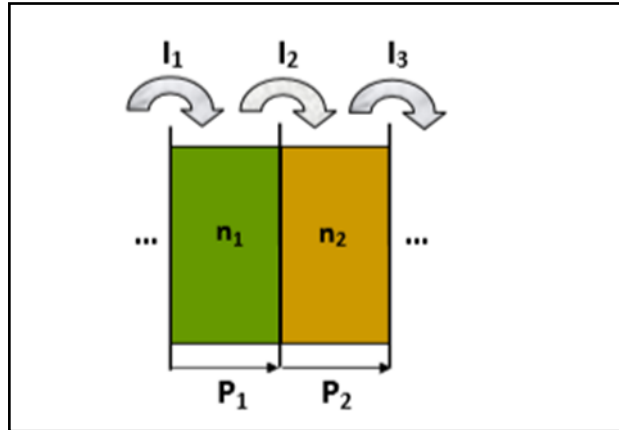


Figure 17. Principe de la méthode TMM

Pour chaque interface de la structure de Bragg, on définit les ondes incidentes i et les ondes réfléchies b_i illustrées sur la figure 18

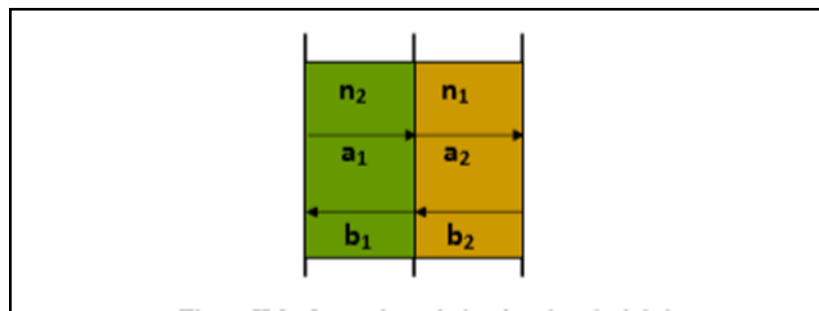


Figure 18. Les ondes utilisées dans le calcul de I_1

Le principe de la technique de la matrice de transfert s'explique comme suit :

- la première interface en passant du milieu d'indice n_2 vers n_1 : matrice I_1
- la propagation à travers la première couche de longueur d_1 : matrice P_1 .
- la deuxième interface en passant du milieu d'indice n_1 vers n_2 : matrice I_2 .
- la propagation à travers la deuxième couche de la longueur d_2 : matrice P_2 .

Comme exemple, la matrice I_1 définit la propagation des ondes transmises (a_1) et les ondes réfléchies (b_2), qui sont données par les deux équations suivantes :

$$a_1 = t_{21}a_1 + r_{12}b_2 \quad (45)$$

$$b_2 = t_{12}b_2 + r_{21}a_2 \quad (46)$$

Où : t_{ij} et r_{ij} indiquent la transmission et la réflexion en passant de la couche i à la couche j . Ces équations peuvent être réécrites comme suivant:

$$a_1 = \frac{1}{t_{12}} a_2 - \frac{r_{12}}{t_{12}} b_2 \quad (47)$$

$$b_2 = t_{12} b_2 + r_{21} a_2 \quad (48)$$

Les coefficients de réflexion R et de transmission T sont liés par la relation :

$$r^2 + t^2 = 1 \quad (49)$$

Avec :

- $R = r^2$
- $T = t^2$

En outre, les relations de Fresnel qui peuvent être directement dérivées à partir des équations de Maxwell donnent :

$$r_{ij} = \frac{n_i - n_j}{n_i + n_j} \quad (50)$$

De sorte que $r_{12} = -r_{21}$ et :

$$t_{ij} = t_{ji} = \frac{2\sqrt{n_i n_j}}{n_i + n_j} \quad (51)$$

Par conséquent les équations (47) et (48) peuvent être réécrites comme suit

$$a_1 = \frac{1}{t_1} a_2 + \frac{r_{21}}{t_1} b_2 \quad (52)$$

$$b_1 = \frac{1}{t_1} b_2 + \frac{r_{21}}{t_1} a_2 \quad (53)$$

Les équations (45) et (46) forment une matrice sous forme :

$$\begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix} = M_I^n \begin{pmatrix} a_2 \\ b_2 \end{pmatrix} \quad (54)$$

Où M_I^n est la matrice de transfert par rapport à la $n^{\text{ième}}$ interface:

$$M_I^{1,2} = \frac{1}{t} \begin{pmatrix} 1 & r_{21,12} \\ r_{21,12} & 1 \end{pmatrix} \quad (55)$$

Donc, nous avons maintenant les matrices de transfert pour chaque interface entre deux couches différentes.

Les matrices de transfert $P^{1,2}$ qui décrivent la propagation à travers les couches uniformes 1 et 2 sont beaucoup plus simples à trouver en raison du fait que le champ se propageant dans un milieu uniforme n'accumule un facteur de phase.

$$P^{1,2} = \begin{pmatrix} e^{jk_{1,2}d_{1,2}} & 0 \\ 0 & e^{-jk_{1,2}d_{1,2}} \end{pmatrix} \quad (56)$$

Où: $k_{1,2} = \frac{2\pi n_{1,2}}{\lambda}$ et $d_{1,2}$ est la longueur de propagation dans les couches 1 et 2.

Nous pouvons maintenant définir la matrice de transfert pour la cellule élémentaire représentée sur la figure II.1 comme $M = M_1^1 P^1 M_1^2 P^2$

Si nous considérons maintenant un milieu parfaitement périodique composé de N cellules élémentaires alors la matrice de transfert total d'une telle structure est tout simplement M_{tot} donnée par l'équation.

$$M_{tot} = M^N \quad (57)$$

Enfin, nous pouvons récupérer la réflectivité (et transmission) d'un cristal périodique complet. Ceci peut être fait simplement en réécrivant les équations explicitement à partir de la matrice de transfert

$$\begin{pmatrix} a_0 \\ b_0 \end{pmatrix} = M_{tot} \begin{pmatrix} a_n \\ b_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_n \\ b_n \end{pmatrix} \quad (58)$$

Nous rappelons maintenant la condition au limite $B(L) = 0$ (il n'y a pas de lumière entrant de la main-extrême droite). Ceci implique que les ondes réfléchies sont nulles ($b_n = 0$) de sorte que les équations définies selon le système (54) se réduisent aux équations suivantes :

$$a_0 = m_{11} a_n \quad (59)$$

$$b_0 = m_{21} a_n \quad (60)$$

Donc, on obtient finalement:

$$r = \frac{b_0}{a_0} = \frac{m_{21}}{m_{11}} \quad (61)$$

$$t = \frac{a_n}{b_n} = \frac{1}{m_{11}} \quad (62)$$

Donc, en conclusion, si nous voulons calculer le coefficient de réflexion ou de la transmission d'une structure périodique, nous devrions tout simplement sélectionner une cellule élémentaire, écrire les matrices individuelles I et P de chaque élément dans la cellule (interfaces et propagations) et les multiplier pour obtenir la matrice totale M_{tot} .

Alors, à partir des éléments de matrice de M_{tot} et en utilisant l'équation (62), nous trouvons le r et t . Tout cela se fait numériquement en utilisant le logiciel MATLAB.

2.3.2 Méthode des ondes planes

La méthode des ondes planes (Plane Wave Expansion ou PWE) est une technique numérique répandue pour résoudre des problèmes électromagnétiques périodiques dans le domaine fréquentiel. Cette technique est basée sur la décomposition des champs électromagnétiques en une superposition d'ondes planes [11], Les équations de Maxwell sont représentées dans le domaine fréquentiel et transformées en un problème aux valeurs propres. En résolvant ce problème aux valeurs propres, les champs électromagnétiques et les fréquences correspondant à chaque onde plane sont obtenus.

Cette méthode est la plus couramment utilisée pour calculer les bandes de fréquences autorisées (ou interdites) des ondes électromagnétiques susceptibles de se propager dans le matériau considéré comme milieu propageant non borné et ceci pour n'importe quelle direction.

Un autre outil de modélisation est susceptible de fournir ce genre d'information : la FDTD.

2.3.3 Méthode des différences finies temporelle

La méthode FDTD (pour finite-difference time-domain) est utilisée pour résoudre directement les équations de Maxwell sur une structure de profil d'indice quelconque dans le domaine temporel et non dans le domaine fréquentiel, ce qui permet de visualiser la propagation d'une onde électromagnétique au sein des cristaux photoniques

Pour résoudre ces équations, il suffit de calculer le champ total à chaque instant en prenant une onde incidente dépendant du temps sur un cristal photonique de taille finie.

Le principal inconvénient de la FDTD, qui tend cependant à s'estomper avec les évolutions des capacités informatiques, est qu'elle est très lente et demande des ressources informatiques importantes [19].

2.3.4 Méthode de l'indice effectif

La méthode de l'indice effectif permet au prix d'une définition moins fidèle de la géométrie, de simplifier de manière significative la résolution numérique d'un problème puisqu'elle ramène le calcul d'une structure tridimensionnelle au calcul d'une simple structure bidimensionnelle.

Cette méthode est moins gourmande en capacité de calcul et de stockage et permet ainsi d'appréhender de nombreux phénomènes de manière tout à fait convenable [20].

Nous pouvons aussi citer d'autres méthodes comme la méthode des matrices de transfert utilisée pour déterminer les coefficients de réflexion et de transmission d'un réseau unidimensionnel, et bidimensionnel, la méthode des réseaux de diffraction a pour intérêt de donner les modes guidés et les pertes intrinsèques et la méthode des liaisons fortes qui est bien adaptée à la détermination des états liés à des défauts dans le cristal.

2.4 Applications et défaut

La majorité des applications des cristaux photoniques repose sur leur bande interdite photonique (BIP), avec l'ouverture d'une bande de fréquence autorisée à l'intérieur de cette bande, et ce fait par la possibilité d'introduire des défauts dans ces structures cristallines.

Ces défauts sont réalisés en modifiant localement la géométrie du cristal. Alors, des énergies permises peuvent apparaître dans le gap et les champs associés à ces modes sont localisés sur les défauts

2.4.1 Défaut dans les CPs -1D

Le fait d'introduire un défaut ou de rompre la périodicité d'une structure permet, par exemple, d'autoriser la propagation d'une onde de fréquence ω_0 comprise dans la bande interdite photonique. Des microcomposants à base des cristaux photoniques peuvent être ainsi réalisés tel que les filtres sélectifs en longueur d'onde, les diviseurs de puissance, les démultiplexeurs.

Dans le cas d'un CP à une seule dimension, une simple couche plus épaisse que les autres dans la structure, peut constituer ce défaut (figure 19).

Pour étudier l'influence d'un défaut, on se restreint à l'axe de propagation et on considère un mode dont la fréquence ω appartient à la bande interdite photonique. Il n'y a pas de modes propagatifs à la fréquence ω dans le réseau périodique même si un défaut est introduit dans la structure. La rupture de périodicité nous empêche de décrire les modes du système avec le vecteur d'onde k , mais il est possible de déterminer si une certaine fréquence peut supporter des états propagatifs dans le reste du cristal. Dans ce cas, on peut diviser en espaces de fréquence les régions dans lesquelles les états sont propagatifs ou évanescents, ce qui est illustré figure (19) [21].

Les défauts permettent à des modes localisés d'exister, avec des fréquences incluses dans la bande interdite photonique.

Ce défaut peut être considéré comme une interface entre deux réseaux unidimensionnels parfaits. On notera l'élargissement du champ dû au défaut.

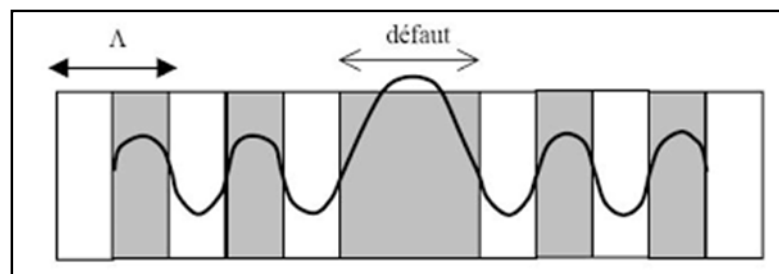


Figure 19. Défaut dans une structure périodique unidimensionnelle, formé par l'élargissement d'une couche [21].

2.4.2 Principales applications des bips

Parmi les applications couramment utilisées par l'exploitation des miroirs de Bragg, on trouve :

a. Les VCSEL (Vertical Cavity Surface Emitting Laser) :

Les VCSEL permettant d'obtenir des faisceaux de longueur d'onde comprise entre 650 nm et 1300 nm sont en général fabriqués sur des wafers d'arséniure de galium (GaAs). Les miroirs de Bragg sont composés d'une alternance de couches de GaAs et d'arséniure de galium aluminium ($\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{As}$). L'alternance GaAs/AlGaAs est intéressante pour la construction de VCSEL, car la constante de réseau du matériau varie peu lorsque la composition change, permettant ainsi la croissance épitaxiale de multiples couches sur substrat GaAs avec accord de maille. Par contre, l'indice de réfraction de l'AlGaAs varie fortement en fonction de la fraction volumique d'aluminium : cela permet de minimiser le nombre de couches requises pour obtenir un miroir de Bragg efficace (en comparaison avec d'autres matériaux). De plus, pour de fortes concentrations d'aluminium, il est possible de former un oxyde d'AlGaAs, pouvant servir à limiter le courant dans un VCSEL, permettant ainsi d'utiliser de très faibles courants de seuil [15].

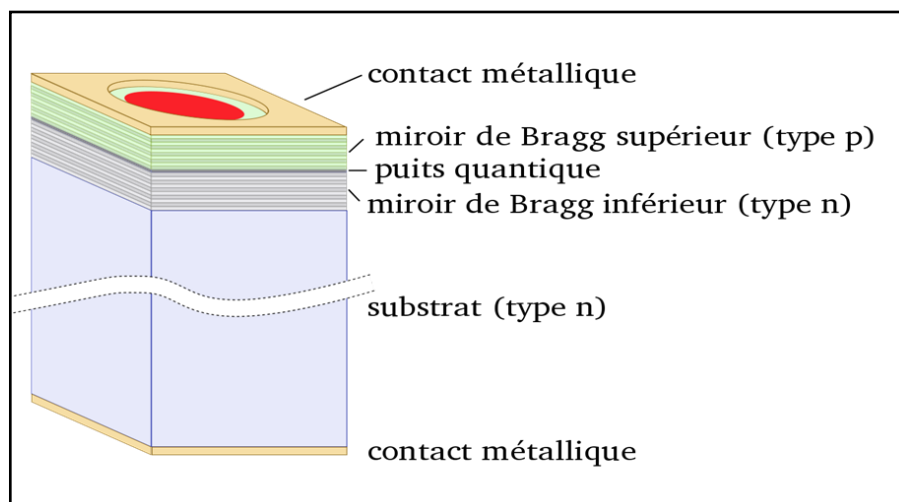


Figure 20. Structure VCSEL simple [15]

La figure 20 démontre que le confinement obtenu par le miroir de Bragg se trouve dans les Laser à émission vertical

b. Filtres de type Fabry-Pérot

Ce sont des filtres sélectifs en longueur d'onde qui fonctionnent sur le principe d'une cavité Fabry-pérot. Ils sont constitués de deux lames partiellement réfléchissantes. L'onde qui s'installe entre ces deux lames ne peut être constituée que de quelques longueurs d'onde bien définies. Ainsi ces filtres permettent de réduire fortement la bande passante de la lumière utilisée. Ils sont souvent utilisés en optique afin de travailler en lumière quasi monochromatique [7].

Dans la figure 21, nous retrouvons le schéma typique d'un filtre Fabry-pérot avec une cavité centrale entourée par deux miroirs de Bragg. Nous pouvons remarquer que le miroir supérieur est composé par un nombre impair de couche pour atteindre une réflectivité importante. Dans le cas du miroir inférieur, la dernière couche est constituée par le substrat.

La cavité a un multiple de $\frac{\lambda}{2n}$ (pour un rayon lumineux incident perpendiculaire à la surface).

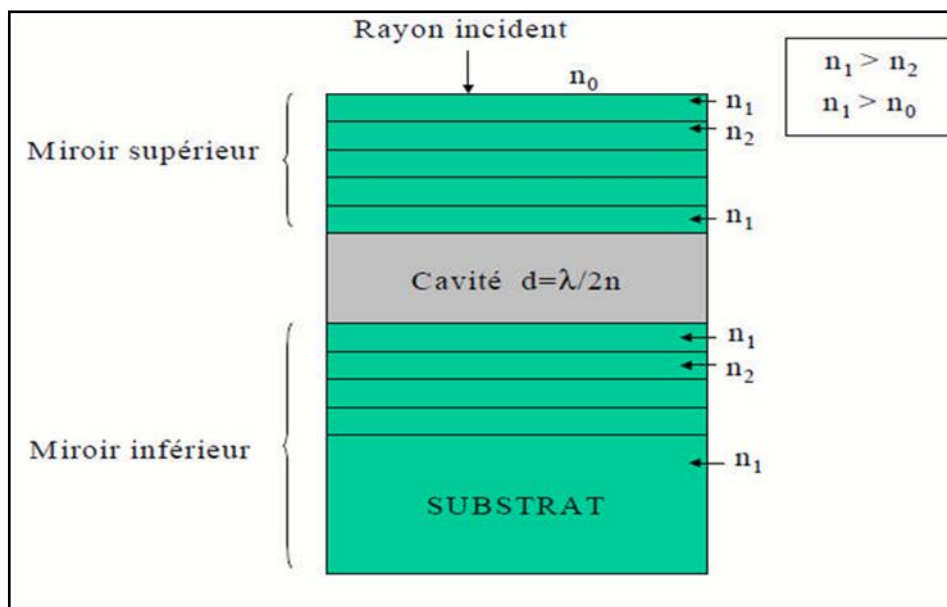


Figure 21. Schéma d'un résonateur Fabry-pérot vertical constitué par deux miroirs de Bragg

c. Fibres optiques

Une fibre optique est un guide de lumière, généralement cylindrique, en matériau diélectrique transparent dont l'indice suivant un diamètre sera plus élevé dans la

zone centrale appelée le cœur de la fibre que dans la zone externe appelée gaine optique.

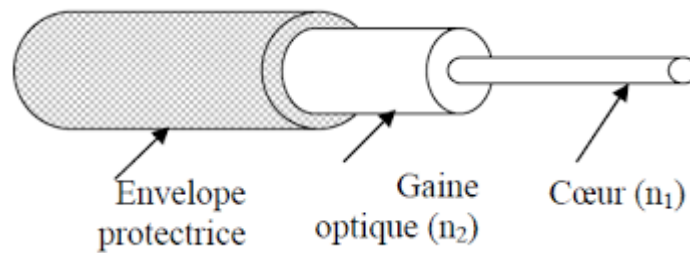


Figure 22. Fibre optique classique

Les fibres utilisées classiquement dans le domaine des télécommunications guident la lumière par réflexion totale interne. Les fibres micro-structurées air-silice (M A S), qui sont aujourd'hui très largement développées, utilisent soit ce principe de guidage dans le cas où le cœur est en silice pure, soit un guidage par bande interdite photonique, et c'est généralement dans le cas de fibre à cœur creux [10].

Dans le but de créer un guidage dans une fibre optique creuse ou dite à cœur d'air, la propagation est basée sur le phénomène de la bande interdite photonique qui est observable dans les cristaux photoniques.

Si l'on introduit un défaut de périodicité dans le réseau, un faisceau lumineux dont la longueur d'onde appartient à la bande interdite photonique pourra être piégé et propagé au niveau du défaut. Les propriétés optiques des cristaux photoniques peuvent donc être employées afin de réaliser des guides d'onde, notamment des fibres optiques. Par cette méthode on peut réaliser des guides d'onde dont l'indice de réfraction du défaut est inférieur à l'indice environnant. On peut donc concevoir des fibres à cœur d'air à guidage par bande interdite photonique. Cette nouvelle génération de fibres optiques doit permettre le guidage d'ondes lumineuses, ultraviolettes, visibles ou infrarouges, ouvrant des champs d'applications vastes dans les domaines des télécommunications, de l'industrie, de la biophotonique ou de l'environnement [10].

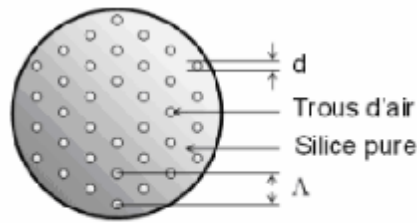


Figure 23. Exemple de section transverse de fibre creuse air-silice

2.5 Avantages et inconvénients de la matrice de transfert(TMM)

La méthode de matrice de transfert a de nombreux avantages. C'est un algorithme très utile, très approprié pour les calculs de réflectivité et de transmission de structures multicouches. Il peut prendre des valeurs pour l'indice de réfraction qui sont réelles ou complexes. Un indice de réfraction réel représente un matériau sans perte tandis qu'un indice de réfraction complexe peut représenter l'un des deux types de matériaux. Si la partie imaginaire de l'indice de réfraction complexe est négative, alors le matériau est absorbant. Si c'est positif alors c'est une indication d'avoir un milieu de gain. La méthode de matrice de transfert peut également gérer n'importe quel nombre de couches dans une structure multicouche. De plus, ces couches peuvent être ordonnées de n'importe quelle manière et il n'est pas nécessaire qu'elles soient périodiques. Même si elles sont périodiques, la cellule unitaire répétée ne doit pas être composée de deux couches seulement, mais d'un nombre quelconque de couches. Il n'y a également aucune restriction sur l'épaisseur de n'importe quelle couche. L'épaisseur et l'indice de réfraction de chaque couche peuvent être définis indépendamment. Cela rend la TMM la plus appropriée pour la modélisation des structures formées par différentes multicouches périodiques. La méthode de matrice de transfert peut gérer des structures présentant un contraste d'indice élevé entre les couches.

La méthode de matrice de transfert a également quelques inconvénients. Par exemple, il suppose que le plan perpendiculaire à la direction de propagation est infini, ce qui signifie que chaque couche dans une structure multicouche s'étend indéfiniment dans ses deux dimensions. Bien sûr, c'est irréaliste, donc les couches qui sont modélisées doivent être

assez larges pour éviter les erreurs de cette hypothèse. La méthode de matrice de transfert calcule le champ dans toute la structure en le propageant d'une couche à l'autre par des relations matricielles. Un autre inconvénient du TMM est qu'elle est limitée à la propagation d'onde continue et ne peut pas gérer la propagation d'impulsions. Pour modéliser les impulsions, la méthode de matrice de transfert doit être combinée avec la transformée de Fourier. Les impulsions sont mieux modélisées avec d'autres techniques telles que la méthode du domaine temporel des différences finies.

2.6 Conclusion

Dans ce chapitre on s'est intéressé à une famille des cristaux photoniques : les cristaux photoniques à une dimension, en débutant par l'étude de la propagation de la lumière dans ces cristaux, puis on exploite les différentes méthodes numériques qui peuvent résoudre les équations de propagation.

En introduisant des défauts dans la structure d'un cristal photonique, de nombreuses applications peuvent être réalisées telles que : les Filtres de type Fabry-Pérot, VCSEL et les fibres optiques.

Chapitre 3 *Présentation des résultats de simulations*

3.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons présenter et simuler le spectre de réflexion d'un cristal photonique unidimensionnel (réseau de Bragg), en utilisant le logiciel MATLAB à partir des éléments de la méthode des matrices de transfert, et en variant certains paramètres opto-géométriques tels que le nombre de paires de cellules, les indices de réfraction.

3.2 Algorithme de calcul

Suivant l'algorithme représenté sur la figure 24 nous avons simulé un programme sous MATLAB nous permettant de calculer rapidement la réponse optique de structures multicouches.

La simulation et l'étude du comportement optique des structures multicouches ont été réalisées avec un programme spécialement développé. Le comportement optique des structures multicouches est caractérisé par les spectres de réflexion, de transmission et d'absorption. Le programme réalisé calcule toutes ces caractéristiques en utilisant la méthode de la matrice de transfert. Cette méthode est l'une des premières méthodes utilisées, car elle est facile à comprendre et très simple à mettre en œuvre. Elle peut être utilisée pour étudier les structures périodiques à une, deux et trois dimensions.

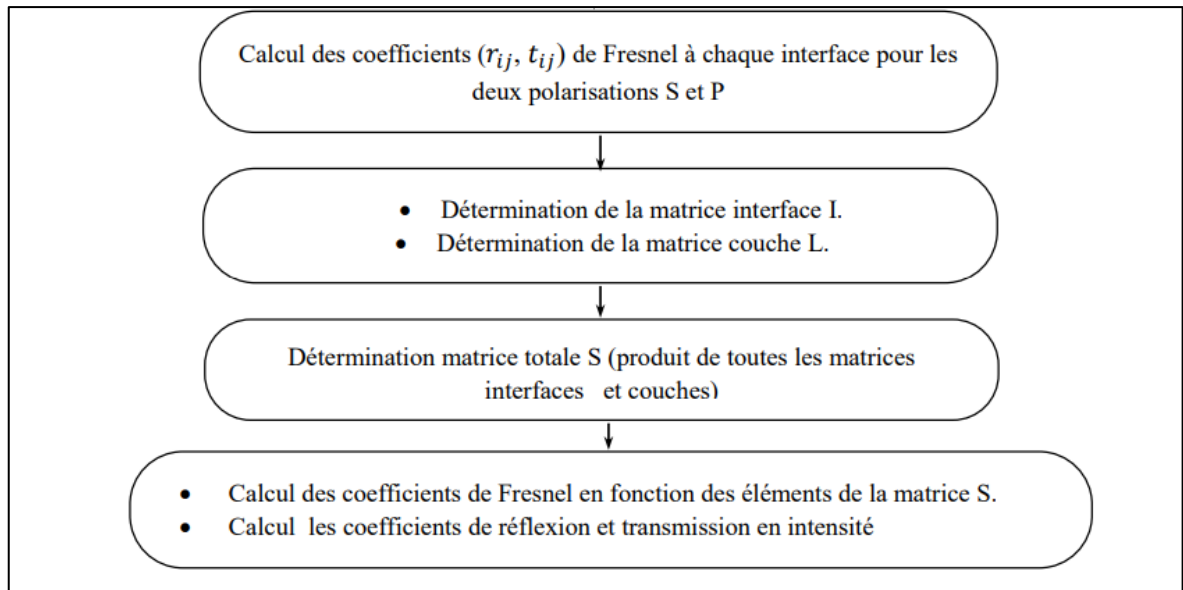


Figure 24. organigramme de calcul de la réponse optique de structures multicouches utilisant la méthode de la matrice de transfert

3.3 Simulation des coefficients de réflexion d'un CP unidimensionnel

La position de la bande interdite photonique peut être sensiblement translatée et élargie par variation des paramètres géométriques tels que le nombre de cellules, l'épaisseur de chaque couche, ainsi que les indices de réfraction des empilements alternés. Afin de voir l'influence de ces paramètres, nous allons simuler le spectre de réflexion en variant à chaque fois un des paramètres géométriques du cristal photonique unidimensionnel.

3.3.1 L'effet du contraste d'indice

On va prendre de structures unidimensionnelles ayant des couches de diélectriques différents. Tel que, dans la première simulation, on prend une alternance entre le Cryolite et Al_2O_3 ($n_1 = 1.34 / n_2 = 1.7$), et en deuxième simulation ça serait le Cryolite avec la SiO_2 ($n_1 = 1.34 / n_2 = 2.3$), et pour le troisième cas le Cryolite et le GaAs ($n_1 = 1.34 / n_2 = 3.46$). D'épaisseurs $l_1 = 150$, $l_2 = 100$, constituer de 20 couches alternées, dans la gamme 400-2000 nm. Pour une incidence normale aux couches, les spectres de réflexion en fonction de la longueur d'onde sont donnés par la figure 3.2.

a. Premier cas : ($n_1 = 1.34 / n_2 = 1.7$)

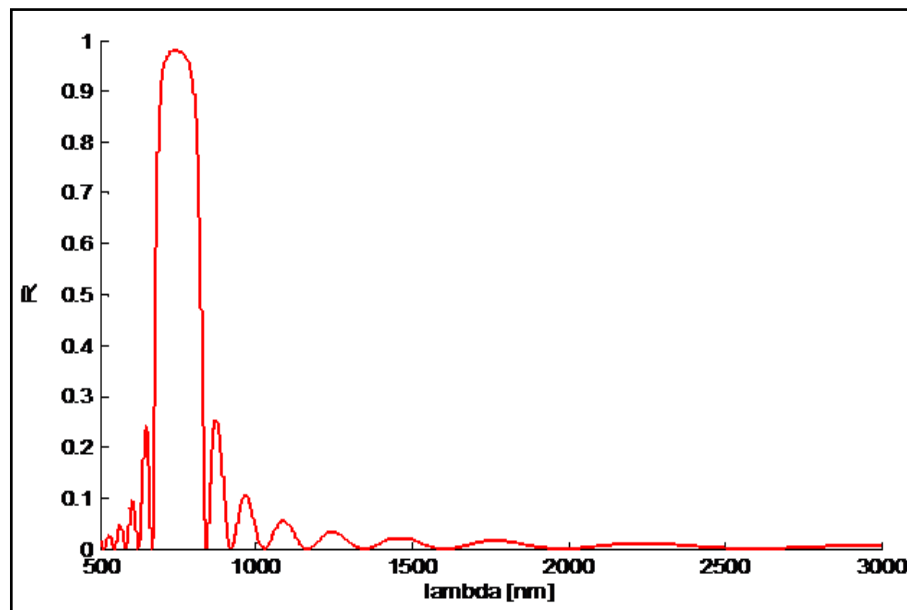


Figure 25.Simulation des coefficients de réflexion du réseau de Bragg pour le premier cas

b. Deuxième cas : ($n_1 = 1.34 / n_2 = 2.3$)

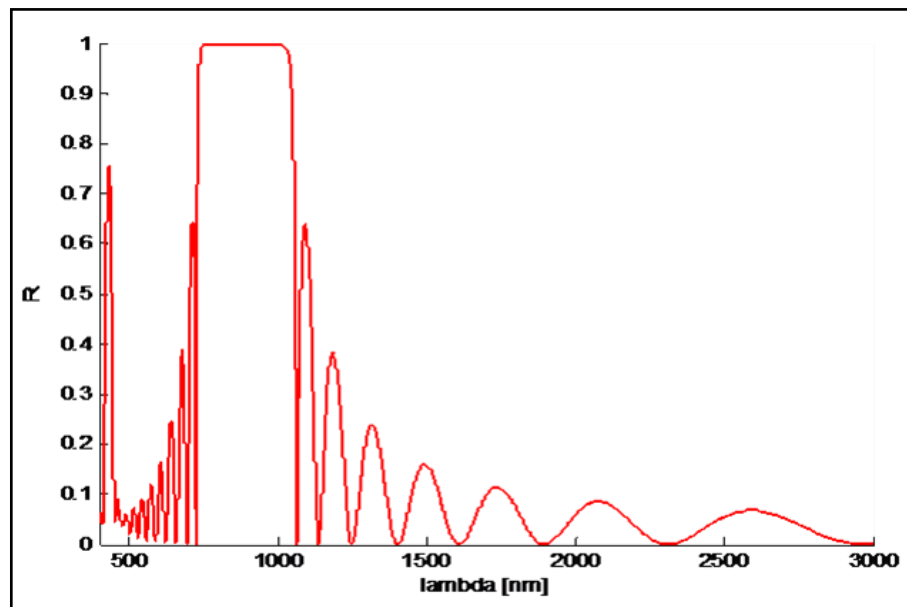


Figure 26.Simulation des coefficients de réflexion du réseau de Bragg pour le Deuxième cas

c. Troisième cas : (n1=1.34/ n2=3.46)

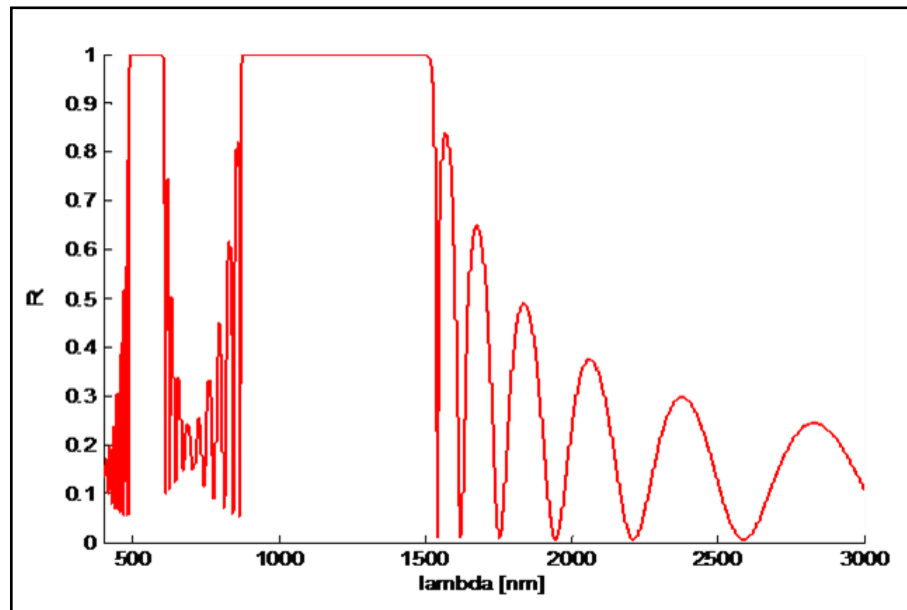


Figure 27. Simulation des coefficients de réflexion du réseau de Bragg pour le Troisième cas

Commentaires :

Nous remarquons bien que la variation de la différence d'indice de réfraction influe sur la largeur, la position et le nombre des bandes interdites, pour $\Delta n = 0.36$ nous constatons qu'il existe une seule BIP située entre 650- 850nm et puis avec l'augmentation de Δn on remarque que la largeur de la bande interdite augmente et se déplace vers les plus grandes longueurs d'onde. Nous observons aussi l'apparition d'une nouvelle bande interdite pour $n=2.12$, située entre 500-600 nm.

3.3.2 Effet de la période:

C'est le nombre de multicouches périodiques empilées qui forment la structure multicouche, ce nombre peut aller de 1 à m bicouches. Dans cette partie, on va étudier l'influence de nombre de couches sur la bande interdite photonique, en changeant le nombre de paires de cellules $N=4,8, 12,16$ et en considérant les paramètres géométriques suivant (Cryolite, $n_1=1.34/$ GaAs, $n_2=3.46$), avec $l_1=100$ et $l_2=150$

L'angle d'incidence et l'indice du substrat sont maintenues fixes ($\theta=0^\circ$ $n_s=1.5$ (substrat du verre)).

a. Premier cas : N=4

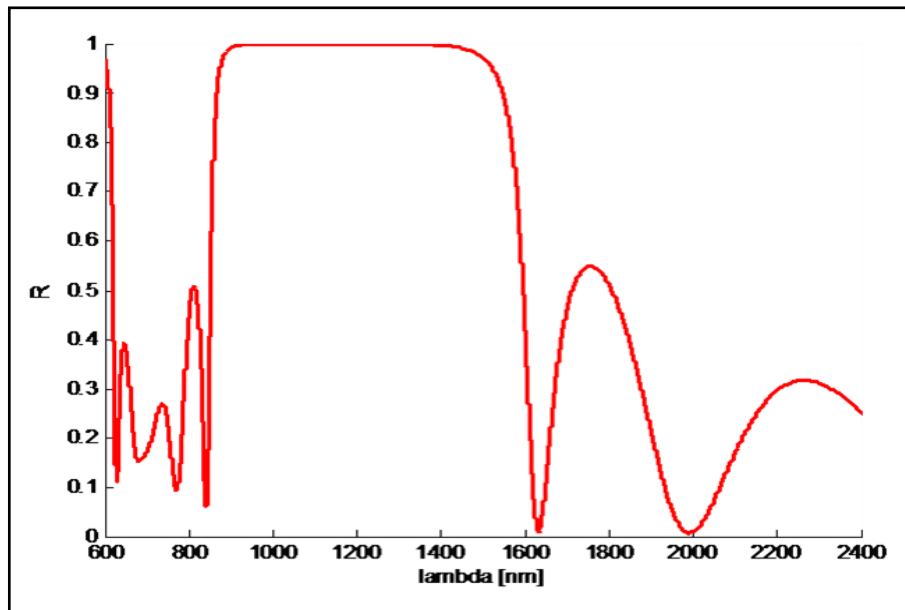


Figure 28. Facteur de réflexion d'un empilement de N=4 paires de cellules

b. Deuxième cas : N=8

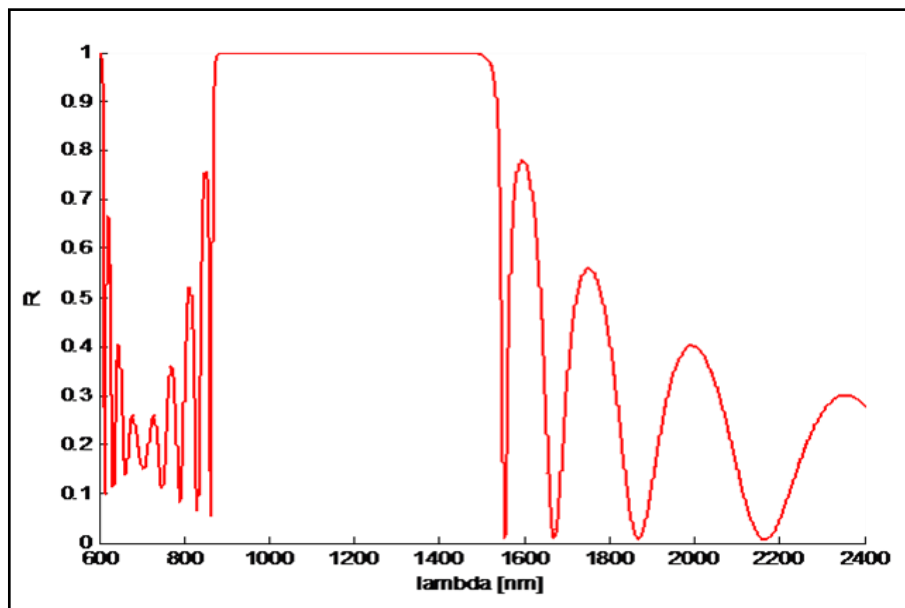


Figure 29. Facteur de réflexion d'un empilement de N=8 paires de cellules

c. Troisième cas : N=12

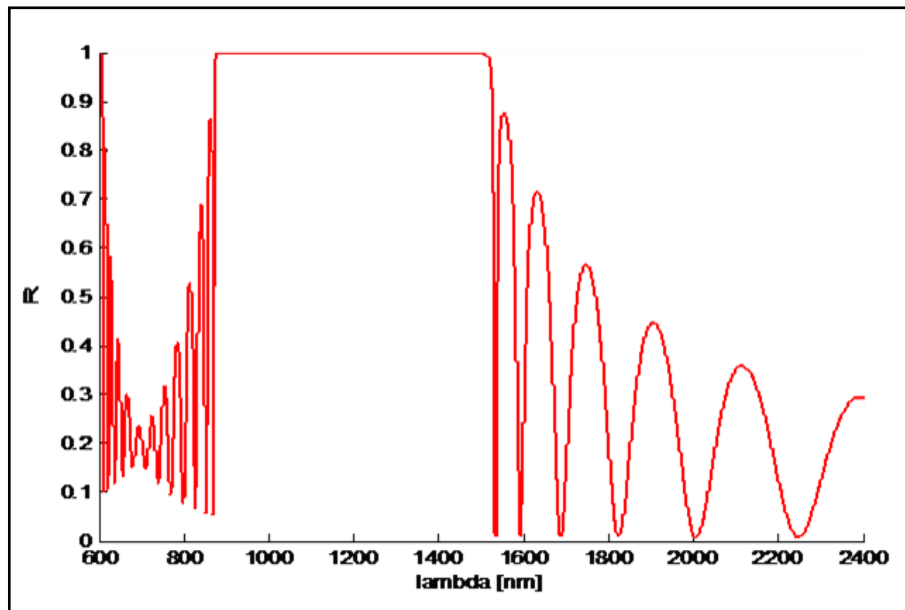


Figure 30. Facteur de réflexion d'un empilement de N=12 paires de cellules

d. Quatrième cas : N=16

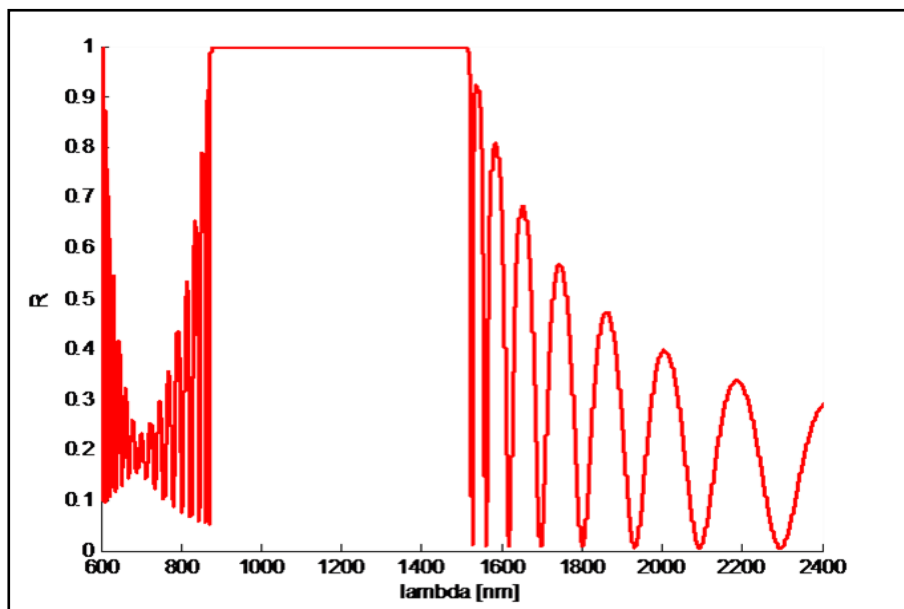


Figure 31. Facteur de réflexion d'un empilement de N=16 paires de cellules

Commentaires :

Les Figures 28, 29, 30 et 31 représentent les spectres de réflexions dans la gamme spectrale 800-1600 nm pour $f = 4, 8, 12$ et 16 . On peut voir que les oscillations des spectres de réflexion deviennent plus denses avec l'augmentation du nombre de périodes. Lorsqu'on augmente le nombre de périodes de 4 à 12, la bande interdite devient plus marquée et sa largeur diminue, ce qui signifie que le filtre deviendra de plus en plus sélectif. Au-delà de 12 périodes la position et la largeur de la bande interdite restent les mêmes, autour de 860 nm et 1500 nm.

3.3.3 L'effet de l'épaisseur des couches

Il est intéressant d'étudier l'influence de la variation de l'épaisseur des couches sur les BIPs et sur la réflectivité du réseau de Bragg. Pour cela le nombre de période et l'épaisseur du premier milieu diélectrique (Cryolite, $n_1 = 1.34$) sont maintenus fixes à savoir $f=10$, $l_1 = 150$ nm, l'épaisseur l_2 du deuxième milieu (GaAs, $n_2 = 3.46$) varie de 50 à 250 nm. Les spectres de réflexion de PC 1D avec les différentes épaisseurs dans la gamme 400-2500 nm sont représentés sur la figure 30.

a. Premier cas : $l_1=150$ et $l_2=50$

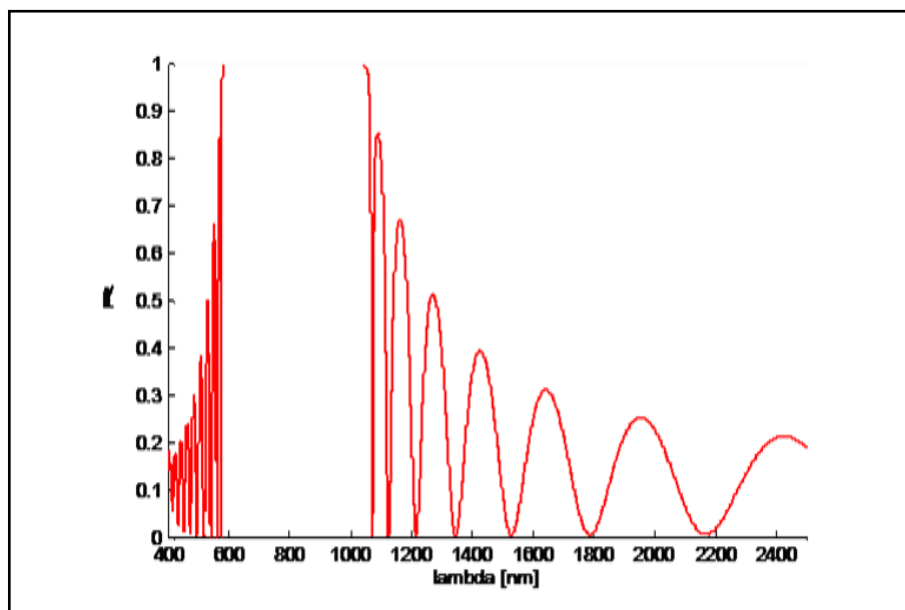


Figure 32. Simulation des coefficients de réflexion du réseau de Bragg avec (l_1 l'épaisseur de la couche (1) >> l'épaisseur de la couche (2))

b. Deuxième cas : $l_1=150$ et $l_2=100$

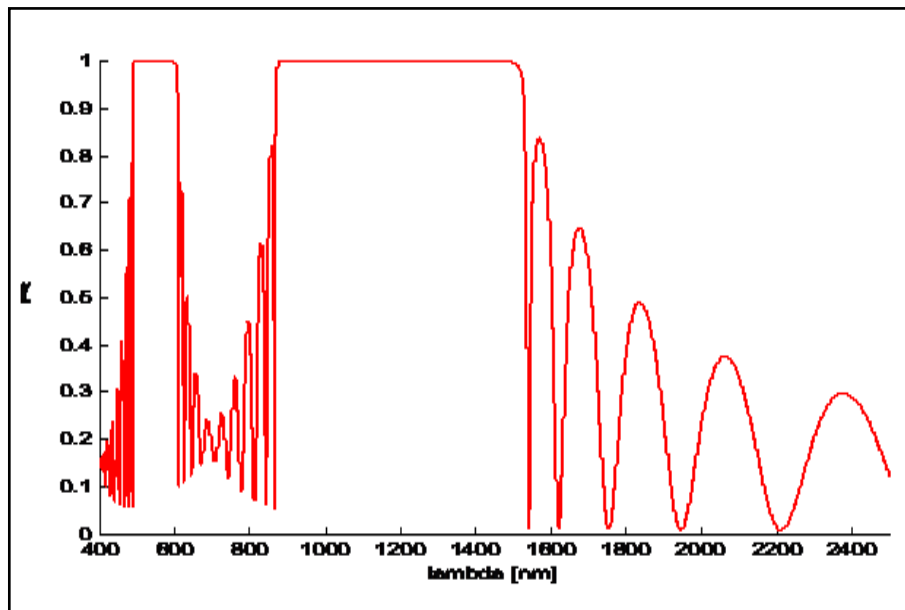


Figure 33. Simulation des coefficients de réflexion du réseau de Bragg avec (l_1 l'épaisseur de la couche (1) > l'épaisseur de la couche (2))

c. Troisième cas : $l_1=150$ et $l_2=150$

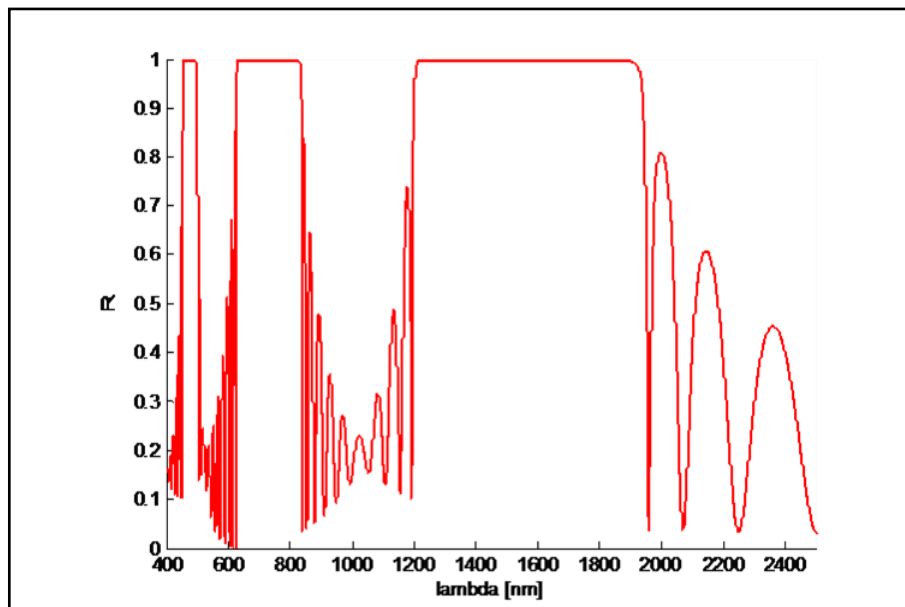


Figure 34. Simulation des coefficients de réflexion du réseau de Bragg avec (l_1 l'épaisseur de la couche (1) = l'épaisseur de la couche (2))

d. Quatrième cas : $l_1=150$ et $l_2=200$

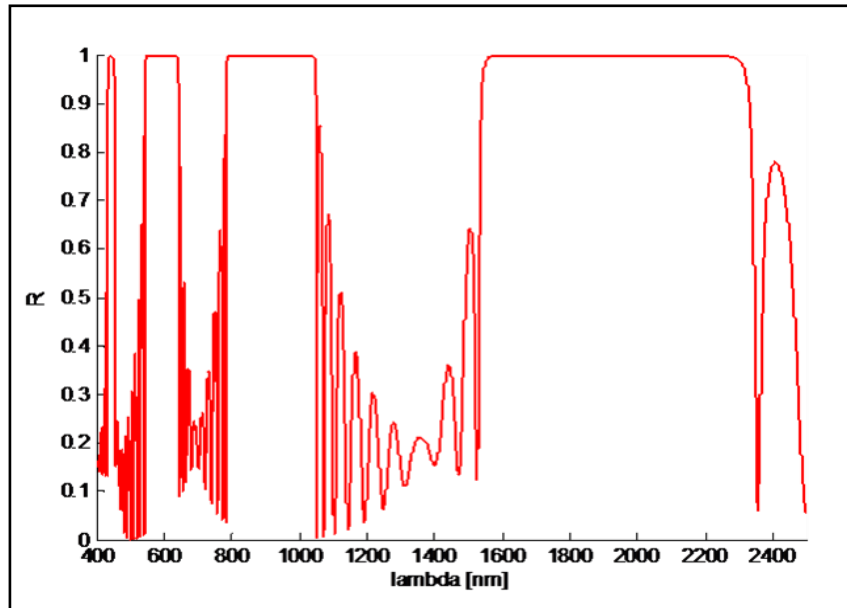


Figure 35. Simulation des coefficients de réflexion du réseau de Bragg avec (l_1 épaisseur de la couche (1) < épaisseur de la couche (2))

e. Cinquième cas : $l_1=150$ et $l_2=250$

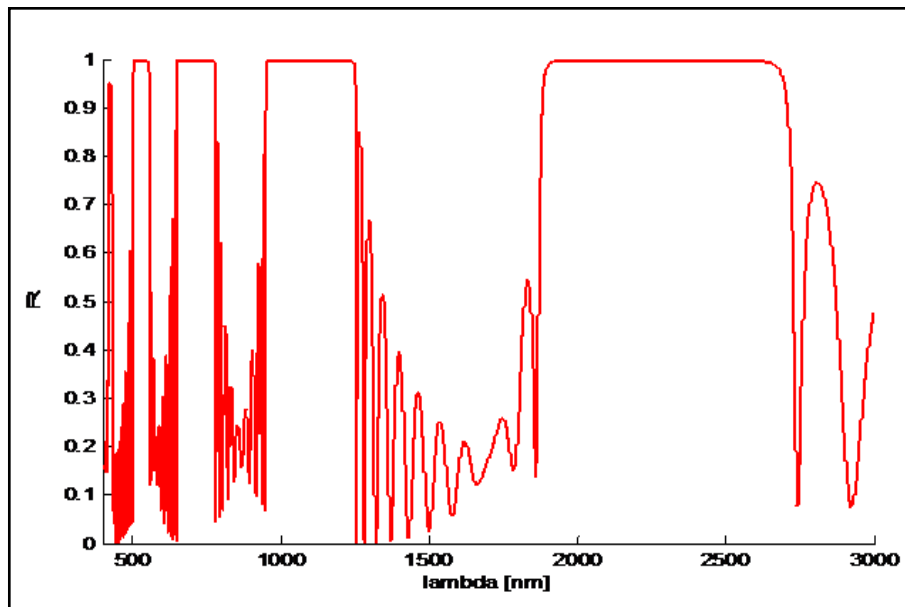


Figure 36. Simulation des coefficients de réflexion du réseau de Bragg avec (l_1 épaisseur de la couche (1) << épaisseur de la couche (2))

Commentaires:

On observe clairement qu'avec l'augmentation progressive de l'épaisseur b , le nombre de BIP augmente, et la BIP dans la longueur d'onde 600-1100 nm se déplace vers les plus grandes longueurs d'ondes.

3.4 Conclusion

Nous avons démontré que la méthode de la matrice de transfert est une méthode mathématique très utile et simple pour la simulation de multicouches. Un programme basé sur cette méthode a été développé, il calcule les spectres de réflexion, de transmission et d'absorption. Nous avons étudié l'effet des paramètres opto-géométrique de la cellule élémentaire constituant le réseau périodique sur le comportement optique des structures multicouches. Les paramètres qui peuvent être ajustés par l'utilisateur sont l'indice de réfraction, l'épaisseur des couches, le nombre de périodes, l'angle d'incidence et l'état de polarisation d'onde. Les résultats obtenus sont en bon accord avec ceux reportés dans la littérature. Ces paramètres influent généralement sur la largeur et la position de la bande interdite, ainsi que sur la densité du spectre de transmission et le nombre de bandes interdites dans une gamme spectrale donnée.

Conclusion Générale

Dans le cadre de ce travail, nous nous sommes intéressés essentiellement à l'étude théorique des cristaux photoniques et le développement d'un programme informatique de simulation, basé sur la méthode de la matrice de transfert, pour analyser ces structures.

Dans un premier temps, nous nous sommes focalisés sur l'étude théorique des matériaux à bande interdite photonique en exploitant l'analogie formelle qui existe entre les équations de Maxwell régissant la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu diélectrique et l'équation de Schrödinger vient de la périodicité géométrique du cristal atomique.

Ensuite, nous avons présenté les fondements théoriques de la méthode de la matrice de transfert utilisée généralement pour la modélisation de la propagation des ondes électromagnétiques dans les cristaux photoniques unidimensionnel. Nous avons démontré que la méthode de la matrice de transfert est une méthode mathématique très utile et simple pour la simulation des multicouches. Nous avons formalisé cette méthode et implémenté un algorithme pour modéliser les cristaux photoniques et connaître le comportement de la lumière (ou généralement les ondes électromagnétiques) dans ces structures périodiques.

Notre travail s'intéresse essentiellement à l'influence de quelques paramètres physiques sur la bande interdite photonique d'un cristal photonique unidimensionnel en utilisant le simulateur MATLAB.

Les caractéristiques de la bande interdite photonique (position et largeur) sont très sensibles aux variations des paramètres géométriques du cristal photonique ainsi que de l'indice de réfraction tels que :

- L'augmentation Δn de l'indice de réfraction fait élargir la bande interdite photonique avec un déplacement vers les hautes longueurs d'onde.
- L'augmentation des périodes n'influe pas sur la largeur de la bande interdite photonique mais le rend plus sélectif (devient plus marquée et sa largeur diminue).
- L'augmentation de l'épaisseur des couches fait augmenter le nombre de BIP et leurs positions se déplacent vers les plus grandes longueurs d'ondes.

Ces résultats sont très utiles pour choisir la plage de fréquence voulue pour exploiter ce cristal photonique : télécommunication, micro-ondes... etc.

Références Bibliographiques

- [1] L. Benoit, ***Etude et réalisation des cristaux photoniques pour l'optique intégrée***, thèse de doctorat en sciences, 2005.
- [2] E. Yablonovitch, ***Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics***, Phys. Rev. Lett, 1978.
- [3] S. John, ***Strong localization of photos in certain disordered dielectric superlattices***, Phys. Rev. Lett, vol. 58, 1978.
- [4] C. Tannoudji, et al, ***Mécanique quantique***, Tome I, HErmann, Paris, 1973.
- [5] K. BOULELLI, ***Simulation des effets géométriques des cristaux photoniques bidimensionnels***, Thèse Magister, 2007.
- [6] E. Yablonovitch, T.J. Gmitter, et K.M. Leung, ***Photonic band structure : the face centered-cubic case employing onon-spherical atoms***, Physical Review Letters, 1991.
- [7] H. ABRI BADAOU, ***Etude ET Conception des Micro-composants à Base des Cristaux Photonique Bidimensionnels***, Thèse de Doctorat, 2012
- [8] S. MASSAOUDI, ***Etude théorique et expérimental des matériaux à bandes interdites photonique bidimensionnels en micro-onde: application à l'ultra-réfraction***, Thèse de Doctorat, 2005.
- [9] F. BOUGRIOU, ***Étude des guides d'ondes à cristaux photoniques bidimensionnels***, Thèse Magister, 2008.
- [10] L. Jean-Michel, ***Cristaux photoniques et « gap » de photons –Aspects fondamentaux***, Technique de l'Ingénieur, 2004.
- [11] L. BOUKERZAZA, ***Influence des paramètres physiques sur la bande interdite Photonique d'un cristal photonique bidimensionnel à réseau hexagonal***, Thèse Magister, 2008.

- [12] H. ROUSSEL, V. VIGNERAS, W. TABBARA, J.P PARNEIX, ***Étude théorique et expérimentale de structures à Bande Photonique Interdite bidimensionnelle***, JNM 99, Arcachon, 5-7 Mai 1999.
- [13] G.TAYEB, D. MAYSTRE, ***Rigorous theoretical study of finite size tow dimensional photonic crystal doped by microcavities***, J. Opt.Soc. Am. A 14, p. 3323- 3332, 1997.
- [14] V. VIGNERAS, H. ROUSSEL, J.P PARNEIX, W. TABBARA, ***Modélisation et mesure de la réponse électromagnétique de structures BIP bidimensionnelles***, JNM 2001, Poitiers, 16-18 mai 2001.
- [15] A. SAIDANI, ***Application des méthodes stochastiques pour l'optimisation des filtres passe-bande a base des cristaux photoniques***, Thèse Magister université ,2014.
- [16] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, R.D. Meade, and J. N. Winn, ***Photonic Crystals: Molding the Flow of Light***, 2ième Edn Princeton, NJ: Princeton Univ. Press, (2008).
- [17] A.F. DAHMANI, ***Optimisation des filtres sélectifs à base des cristaux photoniques unidimensionnels par une approche hybride***, Thèse Master, 2017.
- [18] J.B. Pendry and A. MacKinnon, ***Calculation of Photon Dispersion Relation***, Physical Review Letters, Vol. 69, pp. 2772-2775, (1992).
- [19] D. Yohan, ***Conception et études optiques de composants micro photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bande interdite de photon***, Thèse de doctorat Décembre 2001.
- [20] O. Regis, ***Modélisation et étude de composants pour l'optique intégrée Silicium sur isolant (SIMOX à $\lambda=1.3\mu\text{m}$)***, Thèse de doctorat, (1996).
- [21] 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 $1,55\mu\text{m}$*** , Thèse Doctorat, 2010.