

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEINEMENT SUPERIEUR  
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE MENTOURI  
CONSTANTINE

FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR  
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

**MEMOIRE**

Présenté en vue d'obtention du diplôme de magistère

OPTION

*Composants et Microsystèmes*

THEME

*Influence des paramètres physiques sur la bande interdite  
Photonique d'un cristal photonique bidimensionnel  
à réseau hexagonal*

PRESENTE PAR

Melle Boukerzaza loubna

Devant le jury

Président : Mme T. BOUCHEMAT

Prof U. Constantine

Rapporteur : Mr M. BOUCHEMAT

Prof U. Constantine

Examineurs : Mme F. BENABDELAZIZ

Prof U. Constantine

Mr M.H.RIABI

Prof U. Constantine

2007-2008

# Remerciements

*Je tiens à remercier Monsieur M. Bouchemat, Professeur à l'Université de Constantine, pour m'avoir confié ce travail et assurer l'encadrement de cette thèse et Je suis très reconnaissante pour sa compréhension et sa disponibilité.*

*J'exprime ma vive gratitude à Madame T. Bouchemat pour avoir accepté de présider ce jury de thèse.*

*Je remercie très sincèrement : Madame F. Benabdelaziz Professeur à l'Université de Constantine, et Monsieur M. H. Riabi, Professeur à l'Université de Constantine qui m'ont fait l'honneur de juger ce travail.*

*J'associe à mes remerciements l'ensemble des membres de l'équipe du laboratoire de l'optoélectronique Pour l'ambiance du travail et la collaboration, et à mes collègues de travail pour leur soutien durant toute la période d'étude.*

*J'adresse également mes sincères remerciements à Kamel Boulelli, Fatima, Rayene, Faida, Ahlem.*

*A mon cher père*

*A ma chère mère*

*A mon frère et mes sœurs*

*A toute ma famille*

*A toute personne qui aime le savoir et défie les  
difficultés.....*

# Sommaire

Introduction générale.....	1
----------------------------	---

## Chapitre I

### Définitions et concepts sur les cristaux photoniques

Introduction.....	6
I-DEFINITIONS.....	7
I.1- Caractéristiques géométriques et physiques d'un cristal photonique.....	9
I.1.1- Le contraste d'indice $\delta$ .....	9
I.1.2 Les périodes .....	9
I.1.3- Le facteur de remplissage $f$ .....	10
II- ANALOGIE ELECTRON-PHOTON.....	10
II.1- Etude électrique.....	10
II.2- Etude électromagnétique.....	15
III- MATERIAUX A BANDE INTERDITE PHOTONIQUE (BIP).....	22
III.1 Description des matériaux périodiques.....	22
III.2 Inventaire des matériaux à BIP.....	22
III.2.1 La structure périodique unidimensionnelle.....	22
III.2.2 La structure périodique bidimensionnelle.....	23
• Le réseau carré .....	24
• Le réseau triangulaire.....	24
• Le réseau hexagonal.....	25
- La structure graphite.....	25
- La structure nitrure de Bore.....	25
III.2.3 La structure périodique tridimensionnelle.....	25
Structures "tas de bois".....	28
Opales artificiels.....	28
IV MIROIRS DE BRAGG .....	29
IV.1 Influence de l'incidence du faisceau.....	30
IV.2 La largeur et la fréquence centrale du gap.....	31
Conclusion.....	33

## Chapitre II

### Les cristaux photoniques à deux dimensions

Introduction .....	35
<b>I- LES MATERIAUX UTILISES POUR LA FABRICATION DES CRISTAUX PHOTONIQUES A DEUX DIMENSIONS.....</b>	<b>36</b>
<b>II- RESEAU DIRECT, RESEAU RECIPROQUE ET ZONE DE BRILLOUIN...37</b>	
II.1- Réseau direct.....	37
II.2- Réseau réciproque.....	38
II.3- Zone de Brillouin.....	40
Le réseau carré.....	42
Le réseau triangulaire.....	42
Le réseau hexagonal.....	43
<b>III- PROPAGATION DE LA LUMIERE DANS UN CRISTAL PHOTONIQUE A DEUX DIMENSIONS.....</b>	<b>43</b>
III.1 les méthodes numériques.....	45
III.1.1- La méthode des ondes planes .....	45
III.1.2- La méthode des différences finies FDTD.....	46
III.1.3- La méthode de l'indice effectif.....	46
<b>IV-LE DIAGRAMME DE BANDE.....</b>	<b>47</b>
IV.1- Etude électromagnétique pour un mode TM.....	47
IV.2- Etude électromagnétique pour un mode TE.....	51
Exemple d'un diagramme de bande d'un réseau hexagonal .....	54
<b>V- LA CARTE DES BANDES INTERDITES.....</b>	<b>55</b>
<b>VI- APPLICATIONS .....</b>	<b>56</b>
V.1- Les types de défauts des cristaux photoniques bidimensionnels.....	57
V.1.1- Les dimensions des motifs élémentaires.....	57
V.1.2-La distance entre motifs élémentaires .....	57
V.1.3- La valeur de la permittivité relative des motifs élémentaires.....	58
V.1.4- Les défauts par vacuité.....	58
V.2- Les applications les plus utilisées.....	58
V.2.1- Cavité résonante.....	58
V.2.2- Guides d'ondes .....	59
V.2.3- Filtres et multiplexeurs.....	60
V.2.3- Fibres optiques .....	60

Conclusion.....	62
-----------------	----

## Chapitre III

### Résultats et interprétations

Introduction.....	64
I.FAMILIARISATION AVEC FIMMWAVE-FIMMPROP.....	65
I.1- La fenêtre principale du FIMMWAVE.....	65
I.1.1- L'arbre de projets.....	66
I.2 – FIMMPROP.....	67
I.2.1- Device.....	67
I.2.2- Layout.....	68
I.2.3- FIMMPROP Scanner .....	68
I.3- Les solutionneurs .....	69
II.COMMENT PRESENTER UN CRISTAL PHOTONIQUE BIDIMENSIONNEL DANS LE FIMMWAVE-FIMMPROP.....	70
III- STRUCTURES ETUDIEES ET RESULTATS.....	73
III.1- Effet du changement de nombre de périodes verticales (colonnes).....	76
III.2- Effet de changement de périodes horizontales (lignes).....	78
III.3- Effet de changement du facteur de remplissage.....	80
III.4- Effet de changement d'indice.....	82
III.5- La carte des bandes.....	84
III.6- Les défauts.....	85
III.7- Validation.....	88
Conclusion.....	89
Conclusion générale.....	90

### Bibliographie

# **Introduction générale**

## 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.



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].

A l'origine, ils ont été proposés pour inhiber l'émission spontanée par annulation de la densité d'états dans la bande interdite photonique [3]. L'absence de modes optiques disponibles dans cette dernière a rapidement été utilisée pour réaliser des miroirs parfaits capables de réfléchir l'intégralité de l'énergie d'une onde lumineuse quel que soit son angle d'incidence [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 deux dimensions à réseau hexagonal afin de bien choisir le cristal voulu pour une application bien déterminée. Ce mémoire est divisé en trois chapitres dont :

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

Au deuxième chapitre on va s'intéresser aux cristaux photoniques à deux dimensions, aux différentes méthodes de modélisation et on va citer les applications les plus importantes de ces cristaux.

Quand au dernier chapitre il présente les résultats trouvés lors des variations de quelques paramètres physiques et leurs effets sur la bande interdite des cristaux photoniques à deux dimensions à réseau hexagonal par le moyen du simulateur FIMMWAVE-FIMMPROP. Et on termine par une validation des résultats de simulation.

# Chapitre I

# Chapitre I

## Définitions et concepts sur les cristaux photoniques

### Introduction

La course à la miniaturisation en électronique réclame des matériaux de plus en plus performants et entraîne donc la recherche vers ce domaine.

En exploitant l'analogie formelle qui existe entre l'électron et le photon, des chercheurs ont réussi à concevoir puis à réaliser des cristaux aux propriétés optiques étonnantes : les cristaux photoniques.

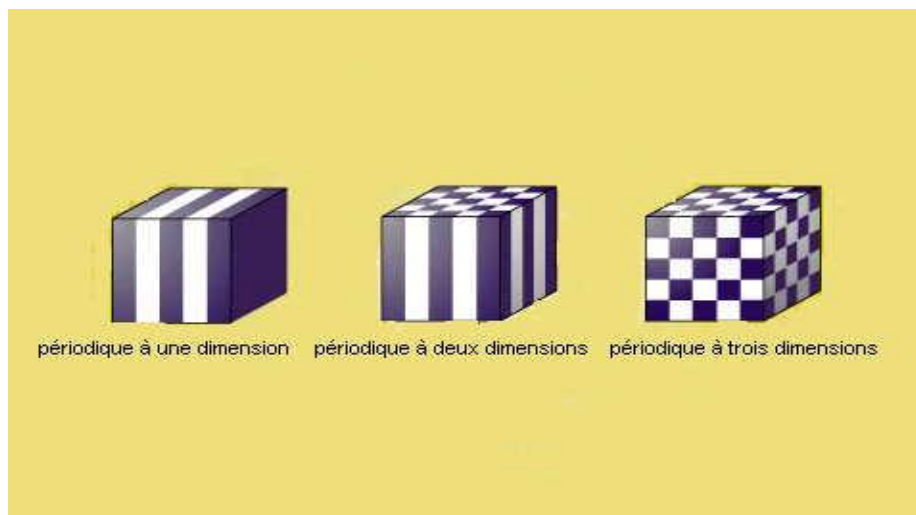
En effet ils pourraient être à la base des futurs lasers, fibres optiques ou miroirs qui n'induiraient presque pas de perte d'énergie [1]. Cela permettrait par exemple de ne plus amplifier le signal des fibres optiques, grande avancée pour les télécommunications. Mais les applications s'étendent à l'ensemble du domaine de l'optoélectronique. Les premiers cristaux photoniques ont déjà été fabriqués en laboratoire, mais il semble difficile actuellement de concilier une bonne qualité (régularité du réseau) avec une taille raisonnable [1].

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.

## I-DEFINITIONS

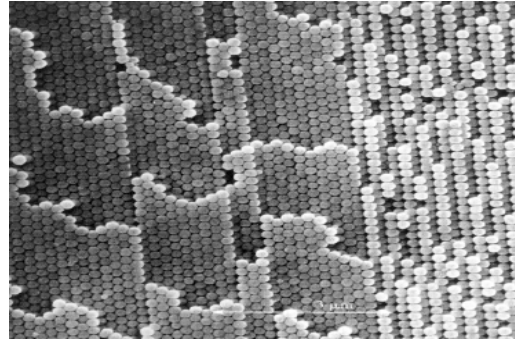
Un cristal est un arrangement atomique périodique tridimensionnel. Dans le cas d'un cristal semi-conducteur pur, les électrons de valence sont tous utilisés pour former des liaisons entre les atomes et il ne reste plus d'électrons pour la conduction. Pour créer un électron conducteur, il faut fournir de l'énergie pour briser une liaison. C'est cette énergie qui sépare la bande de valence du semi-conducteur de sa bande de conduction, définissant ainsi une gamme d'énergie inaccessible pour les électrons. Ceux dont l'énergie est comprise dans ce « gap » ne pourront pas exister dans le cristal.

Existe-t-il un matériau analogue pour les photons à ces cristaux semi-conducteurs pour les électrons ? ce n'est qu'en 1987 qu' E.Yablonovitch [2] et S.John [3] introduisent pour la première fois l'idée de bande interdite photonique (BIP) dans les cristaux photoniques. Ces cristaux sont des structures périodiques de matériaux diélectriques ou métalliques [4] qui présentent une variation périodique d'indice de réfraction de l'ordre de la longueur d'onde, interdisent la propagation des ondes lumineuses dans certaines gammes de longueurs d'onde situées à l'intérieur de la bande interdite photonique, et ceci quelque soit l'angle d'incidence. Pour ces longueurs d'onde le cristal réfléchit totalement la lumière, c'est un miroir parfait à trois dimensions. Comme l'illustre la figure I.1, cette variation périodique peut être réalisée dans une, deux ou les trois directions de l'espace.



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

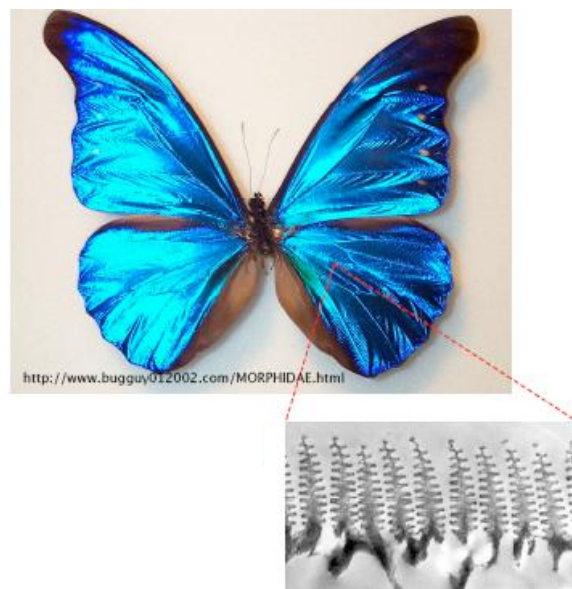
On peut rencontrer ces structures périodiques dans la nature sous forme minérale comme les opales qui sont des roches constituées de micro-billes de silice réparties selon un arrangement plus ou moins régulier (figure I.2), ou sous forme vivantes : papillon Morpheus (figure I.3), cétoines bleues, oiseaux, .... [5].



*(a) Bracelet monté d'une opale naturelle quasi-périodiques bille de silice [6]*

*(b) Image au microscope électronique d'une opale naturelle constituée d'un réseau de [5]*

*Figure I.2 : Cristal photonique naturel : opale*



*Figure I.3 : Cristal photonique naturel : papillon Morpheus [6]*

La "date de naissance" des cristaux photoniques artificiels serait donc 1987 [7], ce qui en ferait une idée assez neuve. Pourtant, les matériaux dont l'indice varie périodiquement sont

connus et utilisés depuis longtemps sous le nom de miroirs de Bragg qui sont des cristaux photoniques à une dimension [8]. C'est Lord Rayleigh en 1887 [8], le premier qui a montré que l'on pouvait ainsi produire un « gap » ou bande interdite. Mais la force de l'article de Yablonovitch était d'étendre cette idée, de faire des miroirs de Bragg un concept général en s'appuyant pour cela sur les idées développées en physique du solide. C'est en cela que Yablonovitch peut être considéré comme le "père" des cristaux photoniques.

## I.1- Caractéristiques géométriques et physiques d'un cristal photonique

Un cristal photonique est caractérisé par : 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 :

### I.1.1- Le contraste d'indice $\delta$

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

$$\delta = n_h/n_l \quad (I.1)$$

Avec :  $n_h$  : l'indice de réfraction du matériau de haut indice.

$n_l$  : l'indice de réfraction du matériau de bas indice.

### I.1.2- Les périodes

Ces paramètres géométriques, choisis selon le domaine de fréquence étudié, influent sur les caractéristiques de la bande interdite photonique. par exemple pour un cristal photonique unidimensionnel, la période  $a = (a_1 + a_2)$  avec  $a_1$  l'épaisseur de la couche de permittivité  $e_1$  et  $a_2$  l'épaisseur de la couche de permittivité  $e_2$ .

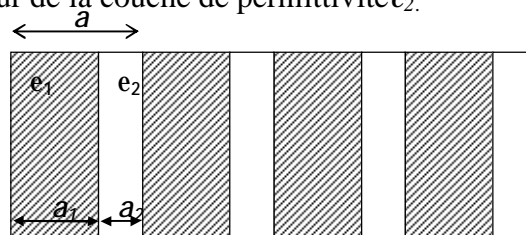


Figure I.4 : Les périodes d'un cristal photonique unidimensionnel

### I.1.3- Le facteur de remplissage $f$

Peut être comparé à la 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.

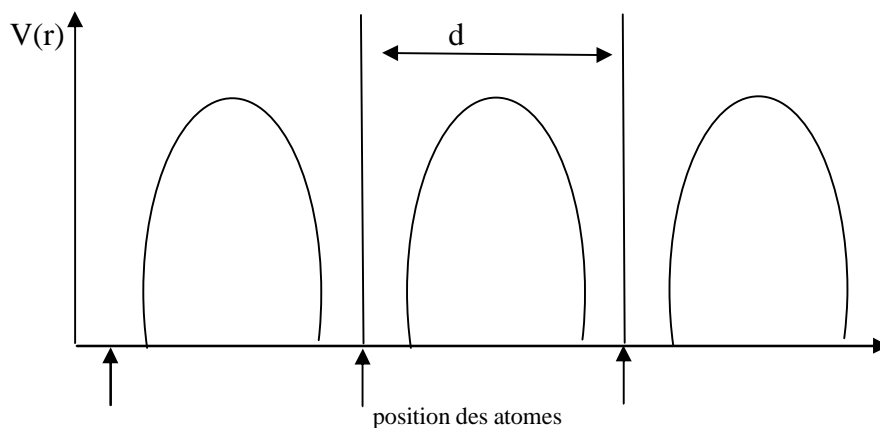
L'influence de ces différents paramètres sur le comportement d'une structure photonique peut être comprise par analogie avec un potentiel périodique induit de l'arrangement des atomes dans un semi-conducteur

## II- ANALOGIE ELECTRON-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.

### II.1- Etude électrique

Pour le cas des semi-conducteurs, il faut résoudre l'équation de Schrödinger pour déterminer la fonction d'onde de l'électron en utilisant la forme de potentiel électrique suivante :





*Figure I.5 : Potentiel électrique dans un cristal unidimensionnel*

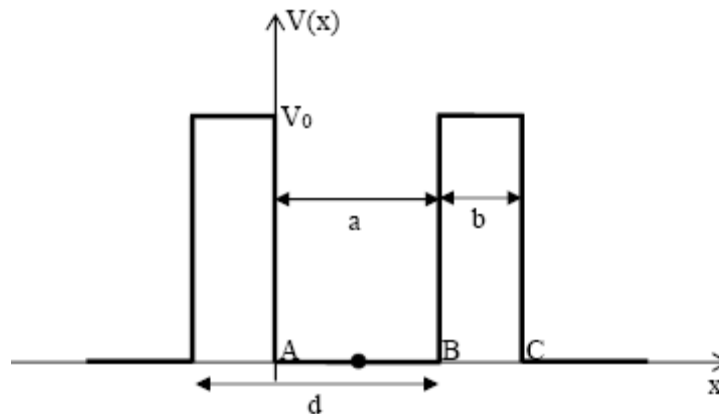
L'équation d'onde de Schrödinger s'écrit sous la forme suivante :

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

où  $m$  est la masse de l'électron et  $\hbar$  la constante de Planck divisée par  $2\pi$ .

$\Psi$  est la fonction d'onde,  $E$  est l'énergie de l'électron et  $V(x)$  représente la distribution du potentiel électrique.

Cette équation très compliquée avec ce modèle de potentiel électrique, est résolue grâce au modèle de Kronig-Penney [10,11]. Il est représenté par un puits de potentiel carré de hauteur de barrière  $V_0$  et de largeur de barrière  $b$ .



*Figure I-6 : Puits de potentiel électrique carré périodique.*

La position des atomes est au centre de chaque puits de potentiel, et pour quitter l'atome, l'électron doit lutter contre la force d'attraction représentée par la barrière de potentiel (figure I.6). Pour résoudre l'équation d'onde de Schrödinger, l'énergie totale  $E$  de la particule est supposée telle que  $0 \leq E \leq V_0$ .

Il faut alors résoudre l'équation d'onde de Schrödinger dans les deux régions suivantes :

$$A < x < B \quad V(x) = V_a = 0$$

$$B < x < C \quad V(x) = V_b = V_0$$

Puis appliquer aux fonctions d'ondes les conditions de continuité et de périodicité aux interfaces.

Sur le chemin A-B, on a  $0 < x < a$  et  $V = 0$  d'où l'équation (I.2) s'écrit :

$$\frac{\partial^2 \Psi_1(x)}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \Psi_1(x) = 0 \quad (\text{I.3})$$

Sur le chemin B-C, on a  $a < x < a + b$  et  $V = V_0$  d'où l'équation (I.2) s'écrit :

$$\frac{\partial^2 \Psi_2(x)}{\partial x^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V_0) \Psi_2(x) = 0$$

(I.4)

(avec  $E < V_0$  d'après les hypothèses)

Ainsi, la solution de l'équation (I.3) est donnée par :

$$\Psi_1(x) = A \sin(\alpha x) + B \cos(\alpha x) \quad (\text{I.5})$$

Avec  $\alpha = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}$  et la solution de (I.4) est donnée par :

$$\Psi_2(x) = C e^{-\beta x} + D e^{+\beta x} \quad (\text{I.6})$$

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

De plus,  $\Psi(x)$  est la fonction d'onde solution relative à un motif du puit de potentiel périodique. La solution générale de l'équation d'onde est une fonction de Bloch [12] qui s'écrit :

$$u(x) = \Psi(x) e^{-jkx} \quad (\text{I.7})$$

(périodique de même période que le potentiel V), où k est le vecteur d'onde de la particule qui traduit le déplacement de la particule dans le puits de potentiel périodique.

Les conditions de continuités doivent être satisfaites au point B sur les fonctions  $\Psi_1(x)$ ,  $\Psi_2(x)$  est sur leurs dérivées  $\Psi_1'(x)$ ,  $\Psi_2'(x)$  [12]. Nous obtenons ainsi :

$$\Psi_1(x = a) = \Psi_2(x = a) \quad (\text{I.8})$$

$$\Psi_1'(x = a) = \Psi_2'(x = a)$$

(I.9)

De plus, les conditions de périodicité sont appliquées. Ainsi, la fonction d'onde  $u(x)$  (relation I-7) doit être identique en  $x = A$  et en  $x = C$  et impose d'avoir :

$$u(x = 0) = u(x = a + b) \quad (\text{I.10})$$

$$u'(x = 0) = u'(x = a + b) \quad (\text{I.11})$$

Il est donc nécessaire de résoudre le système suivant :

$$\Psi_1(x = a) = \Psi_2(x = a)$$

$$\frac{\partial \Psi_1}{\partial x}(x = a) = \frac{\partial \Psi_2}{\partial x}(x = a)$$

$$u(x = 0) = u(x = a + b)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x}(x = 0) = \frac{\partial u}{\partial x}(x = a + b) \quad (\text{I.12})$$

$$\Psi_1(x) = A \sin(\alpha x) + B \cos(\alpha x)$$

$$\Psi_2(x) = C^{-\beta x} + D^{+\beta x}$$

$$u(x) = \Psi(x) e^{-j k x}$$

Afin de déterminer les coefficients A, B, C et D.

On aboutit à la condition suivante :

$$\boxed{\cos(aa)ch(bb) + \frac{b^2 - a^2}{2ab} \sin(aa)sh(bb) = \cos[k(a+b)]} \quad (\text{I.13})$$

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

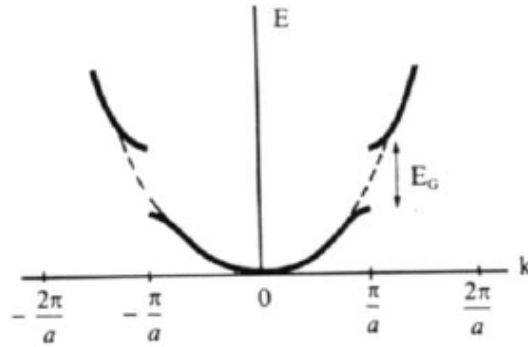


Figure I-7 : Diagramme de dispersion

Sur la figure I-7 apparaît en pointillés la parabole d'équation  $E_0(k) = \frac{\hbar^2}{2m}k^2$ . Cette parabole est obtenue dans l'équation (I-13) lorsque b tend vers zéro, c'est-à-dire quand la barrière de potentielle est transparente. Alors on considère que les électrons sont dans un volume infini. La courbe  $E(k)$  ne s'éloigne de cette parabole qu'au voisinage des valeurs  $k = n\frac{\pi}{a}$ , en créant chaque fois une bande d'énergie interdite (souvent appelée gap). Cette bande a la largeur  $E_G$  pour  $k = \mp \frac{\pi}{a}$ .

Pour analyser l'équation (I.13) en utilise la simplification de Kronig et Penney, pour cela, on suppose que la largeur  $b$  de barrière de potentiel tend vers zéro tout en gardant le produit  $bV_0$  constant.

Ainsi,  $ch(bb)$  tend vers 1,  $\frac{sh(bb)}{bb}$  tend vers 1,  $a^2b$  tend vers 0 et  $b^2b$  tend vers  $\frac{2mV_0}{\hbar^2}$ .

Dans ce cas précis, l'allure du résultat est inchangée et l'équation (I.13) est ainsi simplifiée

sous la forme :

$$\cos(aa) + \frac{mV_0 a}{\hbar^2} \frac{\sin(aa)}{aa} = \cos(ka) \quad (\text{I.14})$$

On posant  $X = aa$  et  $P = \frac{mV_0 a}{\hbar^2}$ , on obtient alors une réponse du type :

$$\cos X + P \frac{\sin X}{X} = \cos(ka) \quad (\text{I.15})$$

Avec :  $X > 0$  et  $P > 0$ .

En faisant une simple représentation graphique, en prenant une valeur arbitraire pour P (P=4), il est possible de montrer que le membre de gauche de la relation (I.15) admet des valeurs de cette fonction supérieures à 1 et inférieures à -1. Or l'équation (I.15) n'admettra des solutions que lorsque le membre de gauche sera compris entre +1 et -1.

Ce comportement met en évidence la notion de bandes interdites et de bandes permises décrites par la figure (I.8).

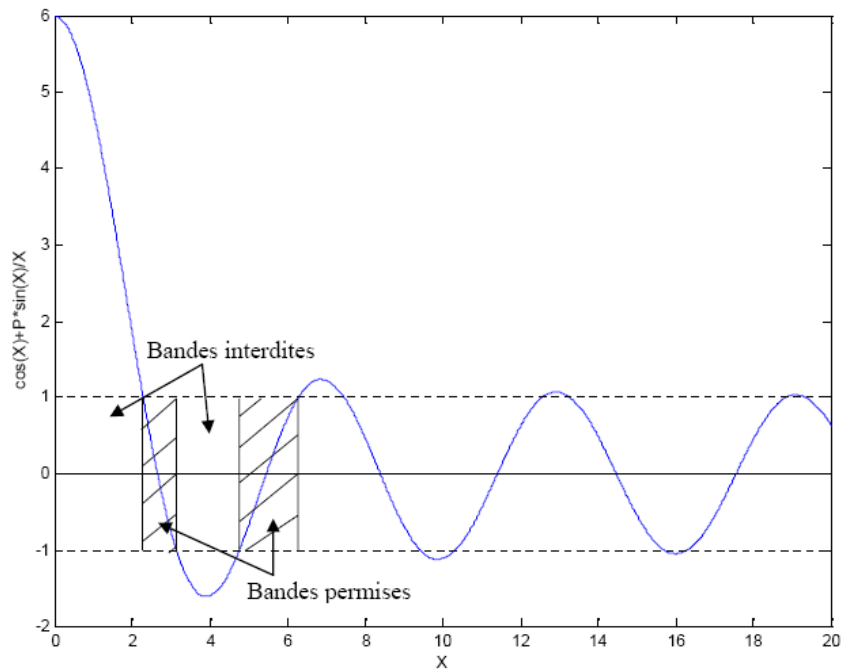


Figure I.8 : Bandes permises et bandes interdites

## II.2- Etude électromagnétique

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

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -\vec{m} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (\text{I.16})$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = \vec{e} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{I.17})$$

$$\overrightarrow{\text{div}} \vec{E} = 0 \quad (\text{I.18})$$

$$\overrightarrow{\text{div}} \vec{H} = 0 \quad (\text{I.19})$$

Pour établir l'équation de propagation du champ électrique  $E$ , nous pouvons écrire successivement :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -\vec{m} \frac{\partial}{\partial t} (\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H}) \quad (\text{I.20})$$

$$\overrightarrow{\text{grad}} \overrightarrow{\text{div}} \vec{E} - \Delta \vec{E} = -\vec{em} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (\text{I.21})$$

D'où :

$$\nabla^2 \vec{E} - \vec{em} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{I.22})$$

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

$$\vec{E}(t) = \vec{E} e^{j\omega t} \quad (\text{I.23})$$

avec  $\omega$  : pulsation

Alors la relation de propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu diélectrique

s'écrit, après simplification, de la manière suivante :

$$\nabla^2 \vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \vec{E} = 0 \quad (\text{I.24})$$

avec  $\vec{E}$  : Champ électrique

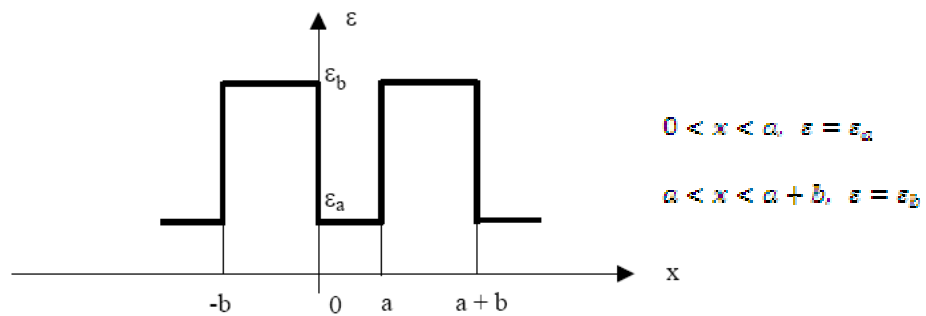
$\epsilon$  : Permittivité,  $\epsilon_r$  permittivité relative

$c$  : Célérité dans le vide

Dans un système unidimensionnel, l'équation précédente devient :

$$\nabla^2 \vec{E}(x) + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \vec{E}(x) = 0 \quad (\text{I.25})$$

Pour résoudre l'équation de propagation (I.25) on va considérer le cas d'un milieu périodique diélectrique ayant la forme suivante :



**Figure 1.9 : Distribution de la permittivité  $\epsilon$  électrique le long de la distribution  $x$  dans une modélisation 1D d'un cristal photonique.**

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

$$\nabla^2 \vec{E}(x) + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \vec{E}(x) = 0 \quad (\text{I.26})$$

La permittivité  $\varepsilon$  est périodique. La période de la distribution  $\varepsilon$  est  $(a+b)$ , on a alors  $\varepsilon(a+b) = \varepsilon$ .

La fonction d'onde est recherchée sous la forme classique d'une fonction de Bloch :

$$E(x) = u_k(x) e^{ikx} \quad (\text{I.27})$$

Où  $u_k(x)$  est une fonction périodique ayant la même période que  $\varepsilon$ , et  $k$  représente le vecteur d'onde.

De la périodicité de  $E(x)$  et  $u_k(x)$ , il résulte que dans l'intervalle égal à une période  $[-b, a]$  :

$$u_k(x+a) = u_k(x-b) \quad (\text{I.28})$$

$$\vec{E}(x+a) = \vec{E}(x-b) e^{ik(a+b)} \quad (\text{I.29})$$

$$\frac{\partial u_k(x+a)}{\partial x} = \frac{\partial u_k(x-b)}{\partial x} \quad (\text{I.30})$$

$$\frac{\partial \vec{E}_k(x+a)}{\partial x} = \frac{\partial \vec{E}_k(x-b)}{\partial x} e^{ik(a+b)} \quad (\text{I.31})$$

Dans les deux régions :

$$\text{Pour } 0 < x < a \quad \nabla^2 \vec{E}(x) + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_a \vec{E}(x) = \vec{0} \quad (\text{I.32})$$

$$\text{Pour } -b < x < 0 \quad \nabla^2 \vec{E}(x) + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_b \vec{E}(x) = \vec{0} \quad (\text{I.33})$$

Puisqu'on est dans un système unidimensionnel :

$$\text{Pour } 0 < x < a \quad E(x) = u_{k_1}(x) e^{ik_1 x} \quad (\text{I.34})$$

$$\text{Pour } -b < x < 0 \quad E(x) = u_{k_2}(x) e^{ik_2 x} \quad (\text{I.35})$$



On revient à résoudre l'équation :

$$\nabla^2 \vec{E}(x) + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \vec{E}(x) = 0 \quad (\text{I.36})$$

Dont l'équation caractéristique est :

$$r^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon = 0 \quad (\text{I.37})$$

Et donne comme solutions :

- Dans la zone d'espace où  $\epsilon(x) = \epsilon_a$ ,  $r = \mp i \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_a} = \mp i \alpha$
- Dans la zone d'espace où  $\epsilon(x) = \epsilon_b$ ,  $r = \mp i \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_b} = \mp i \beta$

Pour  $0 < x < a$ , on écrira par conséquent  $E(x)$  sous la forme :

$$E(x) = A_1 e^{i\alpha x} + A_2 e^{-i\alpha x} \quad (\text{I.38})$$

Pour  $a < x < a + b$ ,

$$E(x) = B_1 e^{i\beta x} + B_2 e^{-i\beta x} \quad (\text{I.39})$$

Avec :  $A_1, A_2, B_1, B_2$  sont des constantes d'intégration à déterminer suivant les conditions aux limites.

Auparavant, déterminons dans (I.34) et (I.35) la forme de  $u_{k_1}$ , respectivement de  $u_{k_2}$  compte tenu que pour les zones d'espace correspondantes,  $E(x)$  s'écrit également selon (I.38) et respectivement (I.39).

De l'égalité (I.34)=(I.38), il vient :

$$u_{k_1}(x) = A_1 e^{i(\alpha-k)x} + A_2 e^{-i(\alpha+k)x} \quad (\text{I.40})$$

De l'égalité (I.35)=(I.39), il ressort :

$$u_{k_2}(x) = B_1 e^{i(\beta-k)x} + B_2 e^{-i(\beta+k)x} \quad (\text{I.40})$$

à  $x = 0$  on a

- la continuité du champ électrique donc :  $u_{k_1}(x = 0) = u_{k_2}(x = 0)$  (I.41)

- La continuité du potentiel électrique donc :  $\frac{\partial \psi_{R1}}{\partial x}(x=0) = \frac{\partial \psi_{R2}}{\partial x}(x=0)$  (I.42)

Il faut ajouter les conditions de périodicité produites par les relations (I.28) et (I.30), que l'on écrira en  $x=0$ . Il vient de ces conditions :

de (I.41) :  $A_1 + A_2 = B_1 + B_2$

de (I.42) :  $iA_1(\alpha - k) - iA_2(\alpha + k) = iB_1(\beta - k) - iB_2(\beta + k)$

de (I.28) :  $A_1 e^{i(\alpha-k)a} + A_2 e^{-i(\alpha+k)a} = B_1 e^{-i(\beta-k)b} + B_2 e^{i(\beta+k)b}$

de (I.30) :  $iA_1(\alpha - k)e^{i(\alpha-k)a} - iA_2(\alpha + k)e^{-i(\alpha+k)a} = iB_1(\beta - k)e^{-i(\beta-k)b} - iB_2(\beta + k)e^{i(\beta+k)b}$

Il vient le système :

$$A_1 + A_2 - B_1 - B_2 = 0$$

$$A_1(\alpha - k) - A_2(\alpha + k) - B_1(\beta - k) + B_2(\beta + k) = 0$$

$$A_1 e^{i(\alpha-k)a} + A_2 e^{-i(\alpha+k)a} - B_1 e^{-i(\beta-k)b} - B_2 e^{i(\beta+k)b} = 0$$

$$A_1(\alpha - k) e^{i(\alpha-k)a} - A_2(\alpha + k) e^{-i(\alpha+k)a} - B_1(\beta - k) e^{-i(\beta-k)b} + B_2(\beta + k) e^{i(\beta+k)b} = 0$$

Le système n'admet de solution que si le déterminant est nul, soit :

$$\begin{vmatrix} 1 & 1 & -1 & -1 \\ (\alpha - k) & -\alpha - k & -(\beta - k) & (\beta + k) \\ e^{i(\alpha-k)a} & e^{-i(\alpha+k)a} & -e^{-i(\beta-k)b} & -e^{i(\beta+k)b} \\ (\alpha - k) e^{i(\alpha-k)a} & -(\alpha + k) e^{-i(\alpha+k)a} & -(\beta - k) e^{-i(\beta-k)b} & (\beta + k) e^{i(\beta+k)b} \end{vmatrix} = 0 \quad (I.43)$$

La résolution donne :

$$\boxed{\cos k(a+b) = \cos(\alpha a)\cos(\beta b) - \frac{\alpha^2 + \beta^2}{2\alpha\beta} \sin(\alpha a)\sin(\beta b)} \quad (1.44)$$

$$\text{Où } \alpha = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_a} \quad \text{et} \quad \beta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_b} \quad (1.45)$$

Cette équation présente la particularité de n'avoir de solution que lorsqu'elle est comprise entre -1 et +1 mais le membre de droite de l'égalité (I.44) peut être supérieur à +1 ou inférieur à -1. Dans ce cas, il n'y a pas de vecteur d'onde  $k$  qui vérifie la relation (I.44), donc aucune onde électromagnétique ne se propagera. Comme  $\alpha$  et  $\beta$  dépendent tous deux de la pulsation

$\omega$ , on parle alors de bandes de fréquences interdites ou de bande interdites photoniques (BIP).

Donc le matériau périodique unidimensionnel empêche les ondes électromagnétiques de se propager à ces fréquences considérées.

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
<b>Champ</b>	$\psi(r,t) = \psi(r)e^{j\omega t}$	$H(r,t) = H(r)e^{j\omega t}$
<b>Grandeur caractéristique</b>	$V(\vec{r})$	$\vec{e}(\vec{r})$
<b>Opérateur hermitien</b>	$H = \frac{-\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V(r)$	$\Theta = \nabla \times \left( \frac{1}{\epsilon(r)} \nabla \right) \times$
<b>Equation aux valeurs propres</b>	$H\psi = E\psi$	$\Theta H = \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 H$

Tableau 1.1 : Analogie électron- photon

Donc il existe une analogie entre les semi-conducteurs, dont la périodicité atomique interdit la propagation des électrons dans certaines bandes d'énergie, et les photons piégés dans des structures diélectriques périodiques.

Maintenant on va essayer de citer les matériaux qui ont cette propriété très importante : la bande interdite photonique.

### III- MATERIAUX A BANDE INTERDITE PHOTONIQUE (BIP)

#### III.1 Description des matériaux périodiques

Avant de répertorier les différentes sortes de matériaux à BIP, il faut donner quelques définitions importantes.

Le milieu diélectrique périodique peut s'apparenter à un milieu cristallin. Cette organisation est constituée par :

- un *réseau* périodique défini par trois vecteurs de translation  $\vec{a}$ ,  $\vec{b}$ ,  $\vec{c}$  (ou vecteurs de base) de l'espace. Ce réseau définit des nœuds. Si  $\vec{r}$  désigne la position d'un nœud de ce réseau, l'ensemble des autres nœuds est localisé par le vecteur  $\vec{r}'$  tel que :

$$\vec{r}' = \vec{r} + u.\vec{a} + v.\vec{b} + w.\vec{c}$$

Avec :  $u, v, w$  sont des entiers.

- un *motif* élémentaire vient se positionner sur chaque nœud du réseau. Ce motif peut adopter des formes ou des volumes complexes.

Cette association *motif-réseau* est une caractéristique de l'état cristallin (figure I.10).

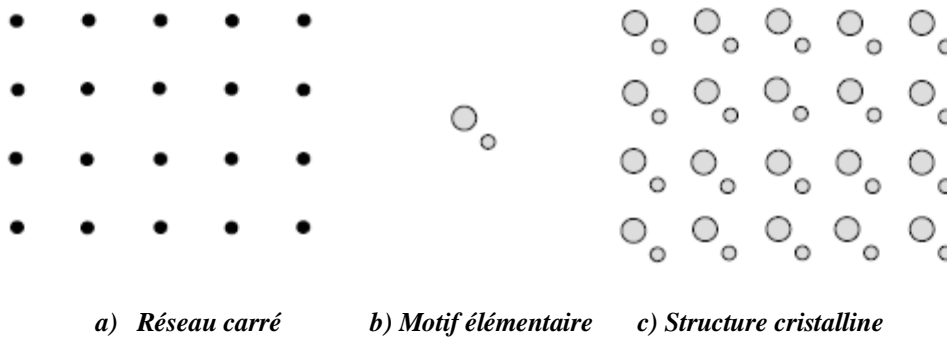


Figure I.10 : Structure cristalline formée d'un réseau et d'un motif élémentaire

Après avoir défini la structure cristalline, les matériaux à une, deux et trois dimensions vont être présentés.

## III.2- Inventaire des matériaux à BIP

### III.2.1- La 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  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$  et d'épaisseur  $\lambda_g/4$ , ou  $\lambda_g$  représente la longueur d'onde guidée dans le matériau (figure I.11).

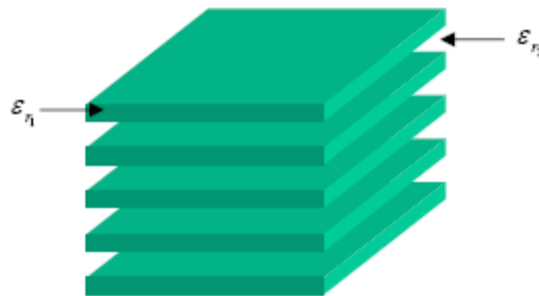
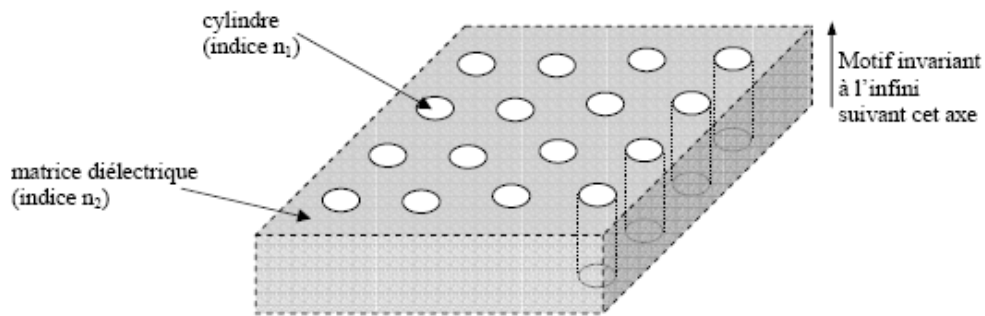


Figure I.11 : Structure périodique unidimensionnelle

### III.2.2- La structure périodique bidimensionnelle

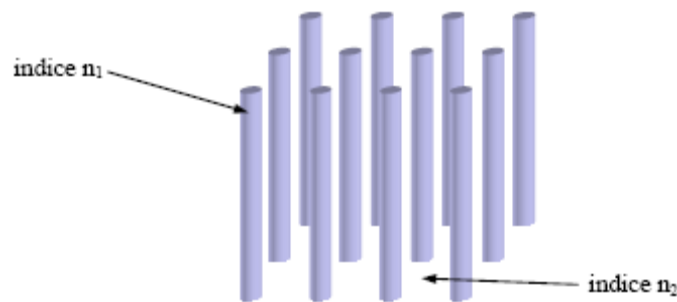
Les structures périodiques bidimensionnelles [14,15] sont périodiques suivant deux directions de l'espace et infinies suivant la troisième. Il existe deux types de ces structures :

- Les structures dites « connectées » (figure I-12) : les motifs élémentaires sont d'indice  $n_1$  inférieur à l'indice  $n_2$  de la matrice diélectrique.



*Figure I.12 : Structure périodique 2D connectée*

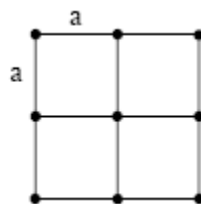
- Structures dites « déconnectées » (figure I-13) : les motifs élémentaires sont d'indice  $n_1$  supérieur à l'indice  $n_2$  de l'espace inter motifs. Elles sont constituées de tiges diélectriques ou métalliques alignées périodiquement dans l'air ou de la mousse [16].



*Figure I-13 : Structure périodique 2D déconnectée*

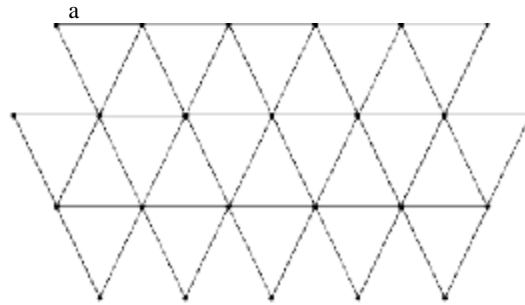
Les réseaux périodiques à deux dimensions se regroupent principalement suivant trois familles :

- **Le réseau carré** : Les nœuds du réseau sont situés sur un carré de côté "a" (figure I.14).



*Figure I.14 : Réseau carré*

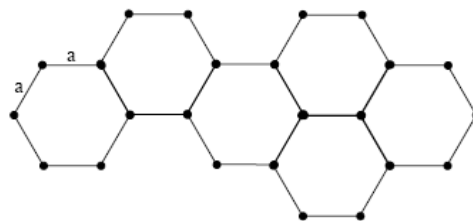
- **Le réseau triangulaire** : Chaque nœud du réseau est espacé de son proche voisin d'une même distance "a" (figure I.15).



*Figure I.15 : Réseau triangulaire*

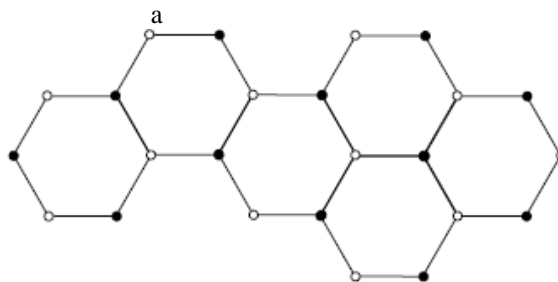
- **Le réseau hexagonal** [17]:

- **La structure graphite**: Dans cette structure tous les nœuds sont identiques et espacés de "a", elle est similaire à la structure cristalline du graphite (figure I.16).



*Figure I.16 : Structure graphite*

- **La structure nitrure de Bore**: Si un nœud diffère de son suivant par sa nature ou sa dimension, on obtient ainsi la structure cristalline du Nitrure de Bore (figure I.17).



*Figure I.17 : Structure Nitrure de Bore*

### III.2.3- La structure périodique tridimensionnelle

Dans la première moitié du XIX<sup>ème</sup> siècle, Auguste Bravais a établi un classement des différentes familles de cristaux. Il a montré que les cristaux peuvent se répartir en 7 types de mailles (7 systèmes cristallins) et 14 types de réseaux (figure I.19) [18]. Ceux-ci sont à la base des structures périodiques tridimensionnelles (tableau I-2).

Géométrie du cristal	Distances	Angles	Nature des réseaux
Cubique	$a = b = c$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	P, F, I
Tétragonal (Quadratique)	$a = b \neq c$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	P, I
Orthorhombique	$a \neq b \neq c$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	P, F, I, C
Hexagonal	$a = b \neq c$	$\alpha = \beta = 90^\circ, \gamma = 120^\circ$	P
Trigonal (Rhomboédrique)	$a = b = c$	$\alpha = \beta = \gamma$ différents de $90^\circ$	P
Monoclinique	$a \neq b \neq c$	$\alpha = \gamma = 90^\circ \neq \beta$	P, C
Triclinique	$a \neq b \neq c$	$\alpha, \beta, \gamma$ différents	P

*Tableau I-2 : 14 types de réseaux tridimensionnels*

Sachant que la convention adoptée pour décrire les réseaux cristallins consiste à choisir les distances  $a$ ,  $b$  et  $c$  selon les axes  $x$ ,  $y$  et  $z$ . Les angles  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  étant définis dans le plan perpendiculaire à l'axe par rapport à l'axe auquel on les fait correspondre :  $a$  donc  $x$  pour  $\alpha$ ,  $b$  donc  $y$  pour  $\beta$ ,  $c$  donc  $z$  pour  $\gamma$ .



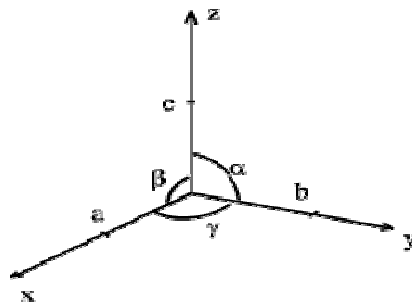


Figure I.18 : Axes et angles

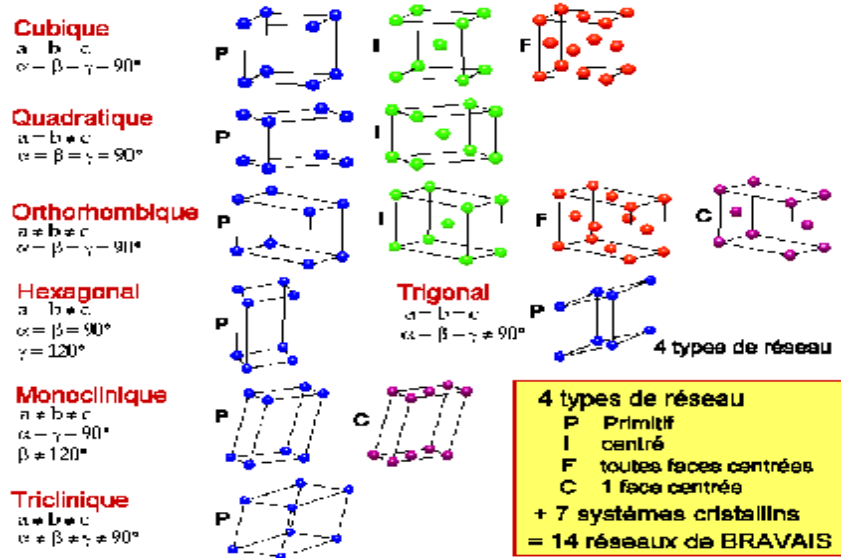
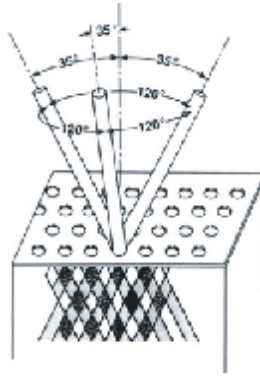


Figure I.19 : Les 14 mailles de Bravais

Les réseaux cubiques (simple, centré et faces centrées) sont les plus utilisés mais les autres réseaux n'ont pas fait, pour l'instant, l'objet de beaucoup d'études [19].

Les cristaux photoniques tridimensionnels ont attiré de nombreux efforts de recherche. Le premier cristal photonique tridimensionnel a été fabriqué sous forme de sphères de silicium arrangées sur une structure diamant [20].

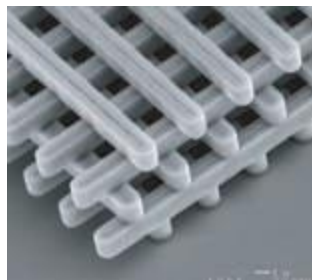
En 1993 E. Yablonovitch fabriquait un cristal photonique en perçant des trous dans un bloc de plexiglas selon trois angles azimutaux. Ce cristal photonique s'appelle d'après son inventeur "la Yablonovite" (figure 1.20) [20]. Avec ce cristal photonique, le concept de la bande interdite photonique a été démontré expérimentalement pour la première fois.



*Figure I.20 : La Yablonovite: les trous de ce cristal ont été percés dans un bloc de plexiglas et forment un réseau fcc [24 ].*

De nombreuses méthodes de fabrication des cristaux photoniques tridimensionnels ont été proposées. Les deux suivantes ont attiré le plus d'efforts de recherche:

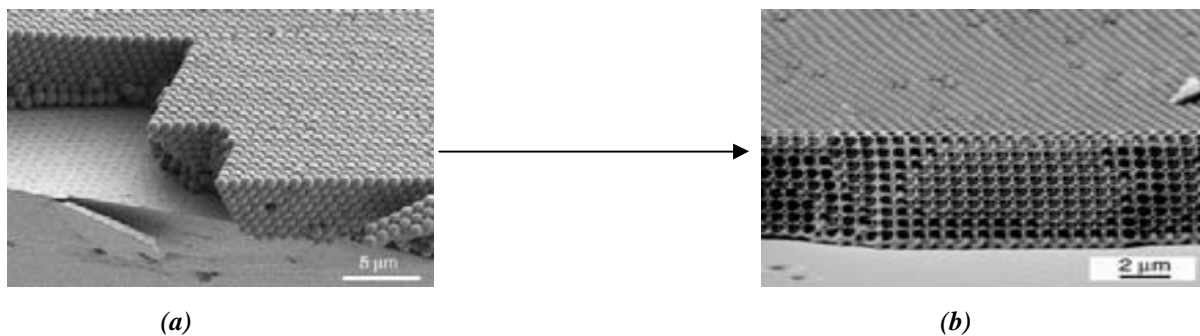
**Structures "tas de bois":** La structure périodique de ces cristaux photoniques tridimensionnels est bâtie en déposant par couches successives des rubans de silicium polycristallin dans des tranchées de silice. Cette fabrication, très longue, se fait plan sur plan. Après avoir construit la structure, la silice est retirée pour obtenir un cristal photonique tridimensionnel Si/air dont le contraste d'indice est suffisant pour ouvrir une bande d'énergie interdite omnidirectionnelle [21] (figure I.21).



*Figure I.21 : Image MEB (Microscopie Electronique à Balayage) d'un cristal photonique du type tas de bois [21]*

**Opales artificiels:** 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 [22].

Le nombre important de défauts dans les premières opales a été fortement réduit grâce à des techniques de croissance auto-organisées proposées par Y.A. Vlasov [23] (figure I.22 (a)). La plupart de ces cristaux colloïdaux ne présentent pas de bandes d'énergie interdites, à cause du faible contraste d'indice. Cependant, ces structures servent d'empreinte pour la réalisation d'opales inverses figure (I.22 (b)), à partir de l'infiltration d'un matériau de haut indice. Les sphères initiales sont ensuite dissoutes pour aboutir à la structure finale de sphères d'air dans une matrice de haut indice.



*Figure I.22 : (a) : Les sphères de silicium sont assemblées directement sur le wafer de Si pour former l'opale, (b) : La structure opale est infiltrée avec du silicium puis les sphères de SiO<sub>2</sub> sont enlevées par gravure mouillée (opale inverse) [23].*

Après avoir vu les différentes familles des cristaux photoniques, on passera aux propriétés d'une de ces familles : les cristaux photoniques unidimensionnels ou miroirs de Bragg.

#### **IV- MIROIRS 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 I.23, 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  $\pi$  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. Dans le cas particulier où les deux couches de chaque alternance ont la même épaisseur optique  $\lambda/4$ , on observe que les ondes réfléchies par toutes les interfaces (1), (2), (3) (4)... sont en phase.

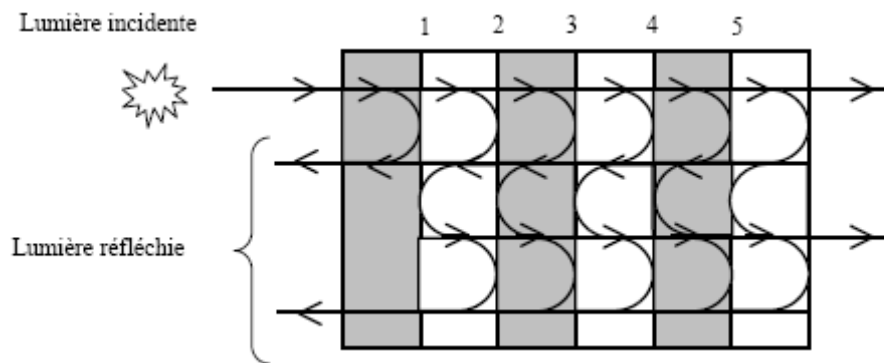


Figure I.23 : Représentation schématique de l'interférence des ondes réfléchies par chaque dioptré

#### IV.1- Influence de l'incidence du faisceau

A incidence normale, aucune onde de Bloch à  $\omega_0$  (centre de la bande interdite) ne se propage dans la structure. Cependant, un faisceau ayant un angle d'incidence  $\varphi$  possède un chemin optique plus grand entre chaque interface. L'onde voit une période de  $a \cos \varphi$  au lieu de  $a$  (figure I.24). 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.

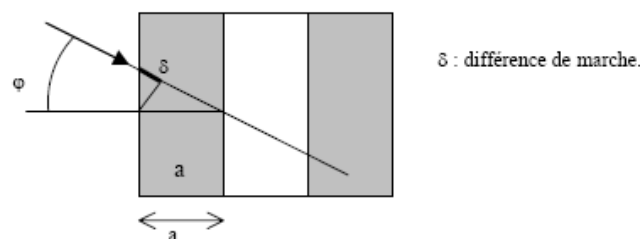


Figure I.24 : Influence de l'incidence du faisceau

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  $\omega_0$  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  $\varphi_{crit}$ , la différence d'énergie  $\Delta\omega$  est supérieure à la largeur de la bande

interdite donc les ondes de Bloch à  $\omega_0$  peuvent à nouveau se propager à travers la structure. Le cône d'angle au sommet de  $\varphi_{BIP}$ , est l'ouverture angulaire de la bande interdite unidimensionnelle : à l'intérieur de ce cône, aucune onde de Bloch ne peut se propager à  $\omega_0$  [25] (figure I.25).

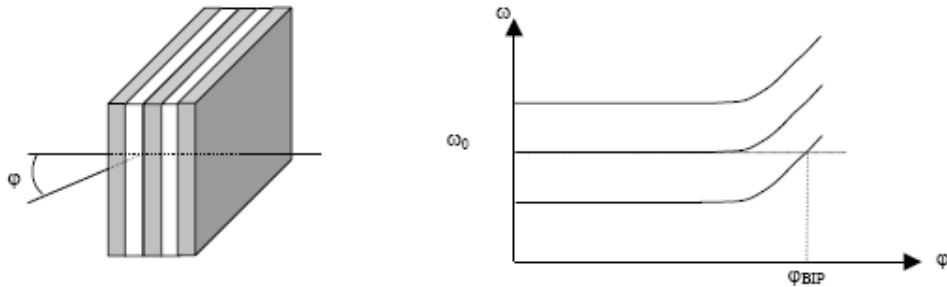


Figure I.25 : (a) Propagation à incidence oblique  $\varphi$  à travers une structure 1D  
Evolution de la bande interdite en fonction de l'angle  $\varphi$  d'incidence

## IV.2- La largeur et la fréquence centrale du gap

- La largeur du gap dépend du contraste d'indice des deux milieux : lorsque ce contraste est faible, la largeur du gap est faible (figure I.26 (a)) et lorsqu'il est élevé, elle augmente considérablement (figure 1.26 (b)) [25].

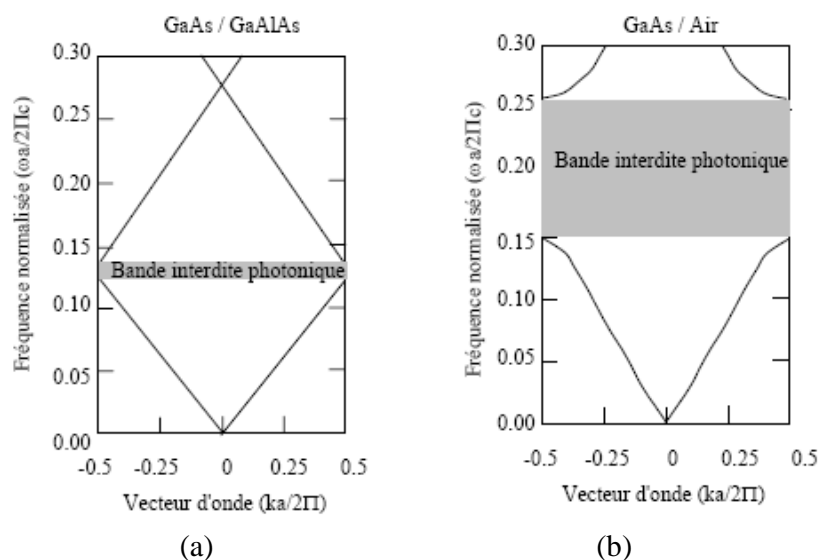
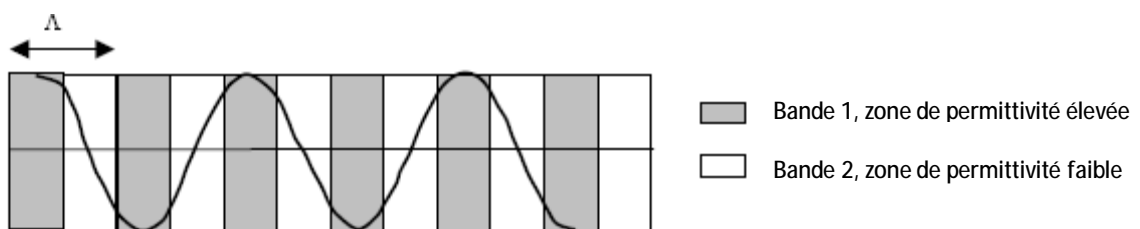


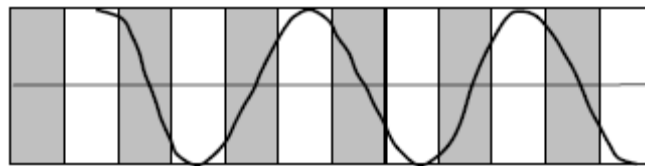
Figure I.26 : Structures de bandes photoniques pour des réseaux de Bragg de pas «  $a$  »  
avec : (a) des couches de permittivité  $\epsilon = 13$  et  $12$  et (b) de permittivité  $\epsilon = 13$  et  $1$

- La fréquence centrale du gap dépend de la localisation de l'onde dans le réseau. En

effet, il y a deux localisations possibles d'une onde stationnaire dans un réseau unidimensionnel : le champ électrique a son maximum d'énergie soit dans les zones de permittivité élevée, soit dans les zones de permittivité faible (figure I.27 (a) et I.27 (b)). Les modes ayant une fréquence basse concentrent leur énergie dans les régions de permittivité élevée. Si le champ électrique a son maximum d'amplitude dans les zones de permittivité élevée, les modes concentrent leur énergie dans la bande 1, donc la fréquence centrale du gap augmente [25] (figure 1.27).



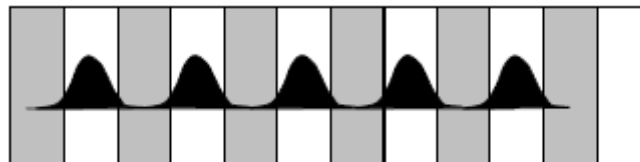
(a) Champ électrique pour un mode situé dans bande 1



(b) Champ électrique pour un mode situé dans la bande 2

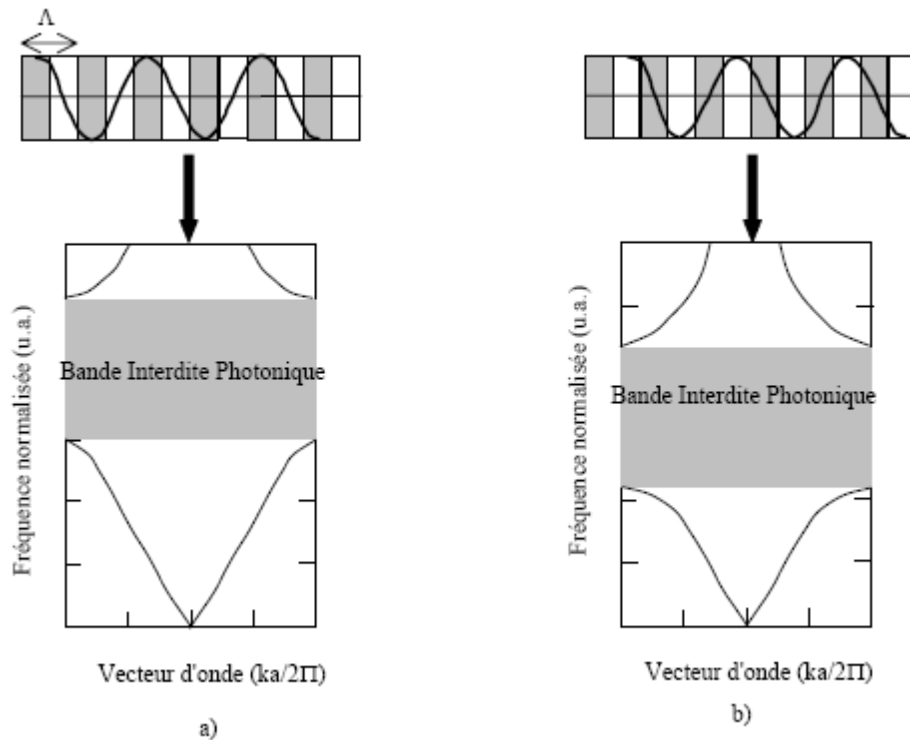


(c) Energie locale du champ électrique dans la bande 1



(d) Energie du champ électrique dans la bande 2

**Figure 1.27 : Illustration des modes associés à la première structure de bande photonique de la figure 1.23. Le réseau est de période « a ». (a) Champ électrique dans la bande 1, le maximum d'amplitude dans les zones de permittivité élevée; (b) Champ électrique dans la bande 2 : le maximum d'amplitude dans les zones de permittivité faible; (c) Energie locale de la bande 1, concentrée dans les zones de permittivité élevée; (d) Energie locale de la bande 2, concentrée dans les zones de permittivité faible.**



**Figure 1.28 :** Représentation schématique du décalage de la fréquence centrale en fonction de la localisation du champ électrique dans le réseau. (a) le champ électrique a son maximum d'amplitude dans les zones de permittivité élevée. (b) le champ électrique a son maximum d'amplitude dans les zones de permittivité faible.

## Conclusion

Dans ce chapitre on a défini et mis des concepts généraux sur les cristaux photoniques. Après les définitions et l'historique, on a montré l'analogie entre l'équation de Schrödinger et l'équation de propagation des ondes électromagnétiques, un exemple de cette analogie c'est le cristal photonique qui, à l'instar des cristaux usuels se présentent sous la forme d'une distribution périodique d'atomes, le cristal photonique se présente sous la forme d'une alternance périodique de matériaux d'indices optiques différents. Grâce à eux, on peut permettre d'interdire la propagation de la lumière pour certaines longueurs d'onde.

Ensuite on a présenté les différentes familles des structures à bande interdite photonique bidimensionnelles et tridimensionnelles et à la fin, on a étudié la diffraction de la lumière et les propriétés d'un miroir de Bragg, qui est le cas le plus simple d'un cristal photonique.

# Chapitre II



## Chapitre II

### Les cristaux photoniques à deux dimensions

#### Introduction

Un grand nombre d'applications des cristaux photoniques se situe dans le domaine de l'optique, donc pour des longueurs d'ondes voisines du micron. Pour un contrôle omnidirectionnel de la lumière, les cristaux photoniques tridimensionnels semblent sans conteste les mieux adaptés. Cependant, leur réalisation technologique est particulièrement ardue à cette échelle. Certes les progrès de fabrication ont permis la confection de ce genre de structures même pour des longueurs d'onde du proche infrarouge [26], mais la technique utilisée est particulièrement lourde.

Les opales, qui sont des structures auto-organisées de billes de silice, semblent très prometteuses [27]. Cependant, des problèmes d'homogénéité à grande échelle sont rencontrés. Dans tous les cas, la difficulté de fabrication et le contrôle délicat des défauts limitent pour l'instant le nombre des applications envisageables pour les structures tridimensionnelles.

En revanche, les cristaux bidimensionnels sont plus faciles à réaliser dans le domaine des longueurs d'onde du proche infrarouge et même du visible. Les outils de fabrication déjà bien rodés issus de la microélectronique nous permettent de réaliser des structures planaires avec des tailles submicroniques à partir de semi-conducteurs type III-V ou silicium [28]. Nous allons voir que les opportunités offertes par les cristaux bidimensionnels permettent de réaliser de nombreuses fonctions optiques.

Pour mieux expliciter cette idée on va citer les matériaux les plus utilisés pour la fabrication des cristaux photoniques à deux dimensions.

## **1- LES MATERIAUX UTILISES POUR LA FABRICATION DES CRISTAUX PHOTONIQUES A DEUX DIMENSIONS**

La fabrication des cristaux photoniques nécessite des matériaux transparents dans les domaines du visible ou du proche infrarouge et de permittivité diélectrique élevée. Les semi-conducteurs sont donc très bien adaptés pour cet usage. Dans la pratique, on peut alors en distinguer deux familles :

Les plus utilisés sont les semi-conducteurs III-V. Ils ont un gap électronique direct, ce qui leur procure de bonnes propriétés optiques. Les puits et boîtes quantiques ont un très bon rendement dans ces matériaux, même à température ambiante. Dans les structures actives (émetteurs de lumière), ce sont presque exclusivement ces semi-conducteurs qui sont utilisés, Cependant, ils le sont aussi pour des dispositifs passifs. Le principal inconvénient reste leur coût financier, même si des efforts de recherche sont entrepris afin de reporter ces matériaux sur un substrat silicium [29].

A l'inverse, la filière des semi-conducteurs IV-IV est bien moins coûteuse et technologiquement mieux maîtrisée car elle bénéficie directement des progrès de la microélectronique. Cependant, ces matériaux sont à priori peu propices à la fabrication de dispositifs actifs du fait de leur gap indirect qui leur procure des propriétés médiocres d'émission de lumière. Toutefois, les boîtes et puits quantiques d'alliages SiGe sont prometteurs [30] et des progrès récents sur l'émission du silicium à température ambiante rendent les semi-conducteurs IV-IV de plus en plus attractifs.

Essayant maintenant de montrer quelques caractéristiques des principaux réseaux des cristaux photoniques bidimensionnels.

## II- RESEAU DIRECT, RESEAU RECIPROQUE ET ZONE DE BRILLOUIN

### II.1- Réseau direct

Considérons la structure périodique à deux dimensions représentée sur la figure II-1. Elle est formée de motifs identiques, disposés à égales distances les uns des autres sur les intersections formées par des parallèles aux droites  $\Delta_1$  et  $\Delta_2$  faisant entre elles un angle  $\theta$ . Ces droites forment ainsi le réseau de la structure considérée qui est invariante par translation suivant la direction orthogonale au plan du réseau (Oxy).

Ce réseau est caractérisé par ses vecteurs de base  $\vec{d}_1$  et  $\vec{d}_2$  formant le réseau direct.

Un nœud du réseau constituera l'origine O de notre repère. Les normes de  $\vec{d}_1$  et  $\vec{d}_2$  sont égales à la longueur  $d_1$  entre deux nœuds consécutifs (appartenant à une même parallèle à la droite  $\Delta_1$ ), et à la longueur  $d_2$  entre deux nœuds consécutifs (appartenant à une même parallèle à la droite  $\Delta_2$ ). Les longueurs  $d_1$  et  $d_2$  peuvent ne pas être identiques.

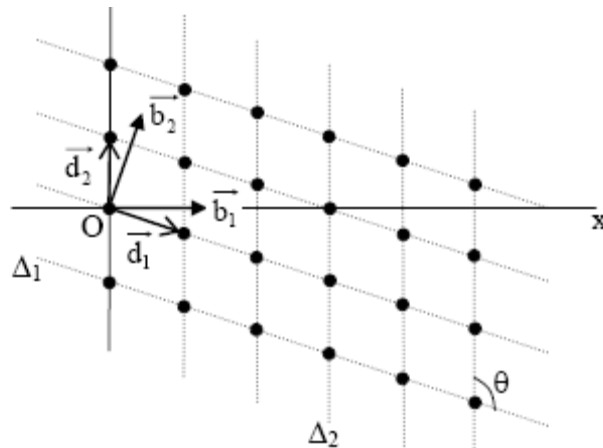


Figure II-1 : Structure périodique 2D, vecteurs de base des réseaux direct et réciproque

Tout nœud du réseau peut être défini et repéré par un vecteur  $\vec{r}_{i_1, i_2}$  ayant pour origine l'origine du réseau et pour extrémité le nœud considéré, ce vecteur a pour expression :

$$\vec{r}_{i_1, i_2} = l_1 \vec{d}_1 + l_2 \vec{d}_2 \quad (\text{II.1})$$

Avec  $(l_1, l_2) \in \mathbb{N}^2$

Tout l'espace direct peut être segmenté en mailles élémentaires. La maille élémentaire est obtenue grâce à la surface représentée par les vecteurs de base  $\vec{d}_1$  et  $\vec{d}_2$  ayant leurs origines en un même nœud.

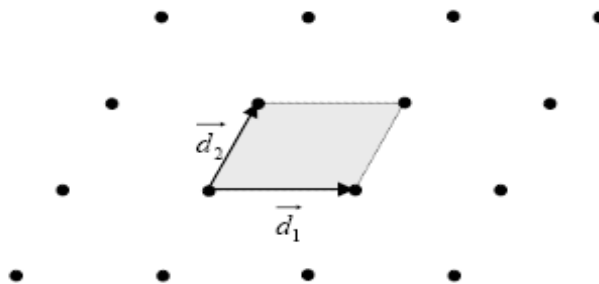


Figure II.2 : Maille élémentaire du réseau direct

## II.2- Réseau réciproque

A tout réseau direct, on peut faire correspondre un réseau réciproque ayant un système de base constitué par deux vecteurs  $\vec{b}_1$  et  $\vec{b}_2$  définis par le produit scalaire suivant :

$$(\vec{b}_i \cdot \vec{d}_k) = \delta_{ik} \quad \begin{cases} i = 1, 2 \\ k = 1, 2 \end{cases} \quad (\text{II.2})$$

Avec  $\delta_{ik}$  représentant le symbole de Kronecker.

$$\delta_{ik} = \begin{cases} 0 & \text{si } i \neq k \\ 1 & \text{si } i = k \end{cases}$$

Il est possible d'expliquer l'emploi du terme « réseau réciproque », par un calcul

simple, en prenant deux axes de coordonnées rectangulaires Ox et Oy ayant comme origine l'origine O du réseau, alors les vecteurs  $\overline{d_1}$  et  $\overline{d_2}$  peuvent être définis sous forme matricielle par :

$$D = \begin{bmatrix} d_{1x} & d_{1y} \\ d_{2x} & d_{2y} \end{bmatrix} \quad (\text{II.3})$$

De même, le système de base du réseau réciproque peut être défini par la matrice :

$$B = \begin{bmatrix} b_{1x} & b_{1y} \\ b_{2x} & b_{2y} \end{bmatrix} \quad (\text{II.3})$$

Les indices des éléments de cette dernière devant être les transposés de ceux des éléments de la matrice D, puisque si  $\overline{d_1}$  et  $\overline{d_2}$  sont considérés comme des vecteurs lignes,  $\overline{b_1}$  et  $\overline{b_2}$  doivent être considérés comme des vecteurs colonnes en raison de la manière dont ils ont été définis par la relation (II.2). Il apparaît alors immédiatement que les matrices D et B sont inverses, et on a alors :

$$DB = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = I_d \quad (\text{II.4})$$

Avec  $I_d$  représentant la matrice unité.

Ainsi,

$$B = D^{-1} \quad (\text{II.5})$$

Telle est l'origine du terme réseau réciproque.

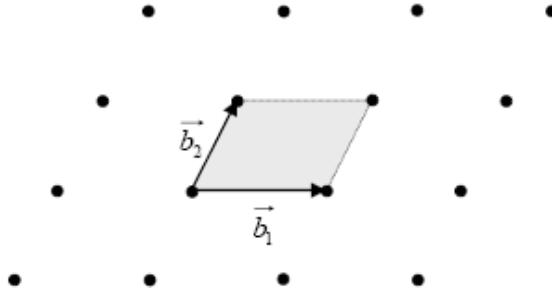


Figure II.3 : Maille élémentaire d'un réseau réciproque

### II.3- Zone de Brillouin

Nous allons maintenant définir une notion de zones dans le réseau réciproque. Nous allons montrer que, grâce au réseau réciproque, la fréquence est une fonction périodique du nombre d'ondes.

Considérons une onde plane se propageant dans un milieu à deux dimensions défini dans un repère orthonormé (Oxy). Elle sera de la forme :

$$\Psi = A e^{j(\omega t - 2\pi(\vec{a} \cdot \vec{r}))} = A e^{j(\omega t - 2\pi a_1 x - 2\pi a_2 y)} \quad (\text{II.6})$$

où  $\vec{r} = \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}$  désigne une position dans le réseau direct et  $\vec{a} = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}$  définit la direction de propagation, c'est un vecteur du réseau réciproque. La grandeur de  $\|\vec{a}\|$  est inversement proportionnelle à la longueur d'onde ( $\|\vec{a}\| = \frac{1}{\lambda}$ ).

Dans une structure cristalline, intéressons nous à la fonction  $\Psi$  en chaque nœud du réseau direct, c'est-à-dire aux points définis par le vecteur  $\vec{r}_{l_1, l_2} = l_1 \vec{d}_1 + l_2 \vec{d}_2$ . Ainsi, comme  $l_1$  et  $l_2$  sont des entiers, nous aurons :

$$2\pi(\vec{a} \cdot \vec{r}_{l_1, l_2}) = 2\pi(\vec{a} l_1 \vec{d}_1) + 2\pi(\vec{a} l_2 \vec{d}_2) = l_1 k_1 + l_2 k_2 \quad (\text{II.7})$$

$$\text{Avec } k_1 = 2\pi(\vec{a} \cdot \vec{d}_1) \text{ et } k_2 = 2\pi(\vec{a} \cdot \vec{d}_2), \quad (k_1, k_2) \in \mathbb{R}^2$$

L'expression (II.6) prend alors la forme :

$$\Psi = A e^{j(\omega t - k_1 l_1 - k_2 l_2)} \quad (\text{II.8})$$

Si on s'intéresse à présent à un autre vecteur du réseau réciproque :

$$\vec{a}' = \vec{a} + m_1 \vec{b}_1 + m_2 \vec{b}_2 \quad (\text{II.9})$$

$\vec{a}'$  définit alors une direction de propagation différente de  $\vec{a}$ .

Alors on peut écrire :

$$\Psi' = A e^{j(\omega t - 2\pi(\vec{a}' \cdot \vec{r}))} = A e^{j(\omega t - k_1 l_1 - k_2 l_2 + (m_1 + m_2)2\pi)} = \Psi \quad (\text{II.10})$$

Ce résultat montre que la fréquence des ondes dans un réseau à deux dimensions est une fonction périodique du vecteur  $\vec{a}$  dans le réseau réciproque rapporté aux vecteurs  $\vec{b}_1$  et  $\vec{b}_2$ . Nous pouvons mettre en évidence que la plus petite aire issue de ces vecteurs  $\vec{a}$  est une zone fondamentale qui s'appelle la première zone de Brillouin.

Pour construire cette zone, nous plaçons au centre de la cellule l'origine O du réseau réciproque. Nous traçons un nombre suffisant de vecteurs joignant l'origine aux nœuds voisins de ce même réseau. Nous construisons ensuite les médiatrices de ces vecteurs. La plus petite aire interceptée par ces médiatrices est la première zone de Brillouin. La figure II-4 en donne un exemple.

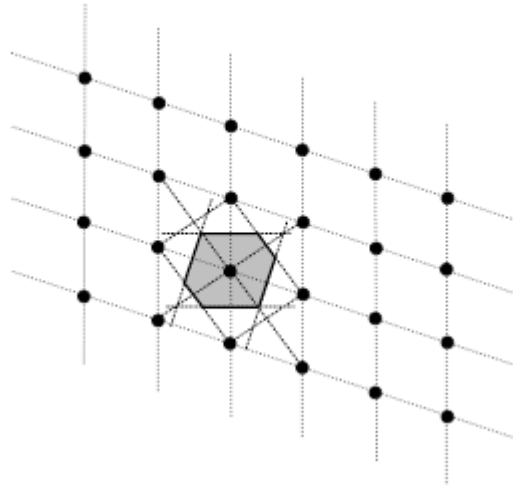


Figure II.4 : Construction de la première zone de Brillouin définie dans le réseau réciproque

Maintenant on va mettre chaque réseau avec son réseau réciproque :

### Le réseau carré

La maille primitive est un carré de côté « a ». Ce réseau est très sensible à l'angle d'incidence des ondes électromagnétiques. Sa zone de Brillouin est un triangle isocèle [28].

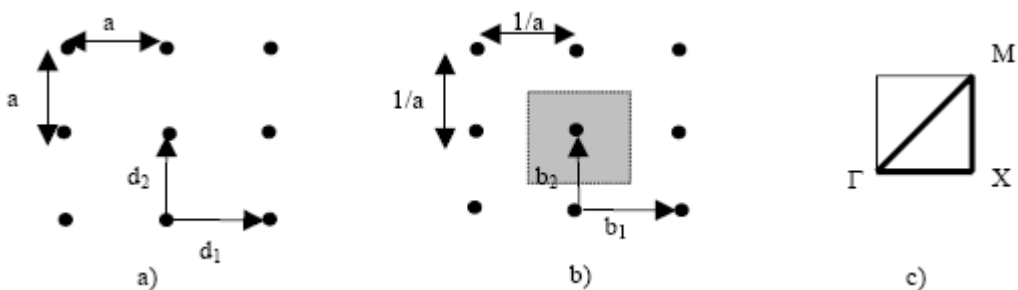


Figure II.5 : Représentation a) d'un réseau carré b) de son réseau réciproque et c) de sa zone de Brillouin

### Le réseau triangulaire

La maille primitive est un triangle équilatéral de côté « a » et la zone de Brillouin est un Hexagone [28].



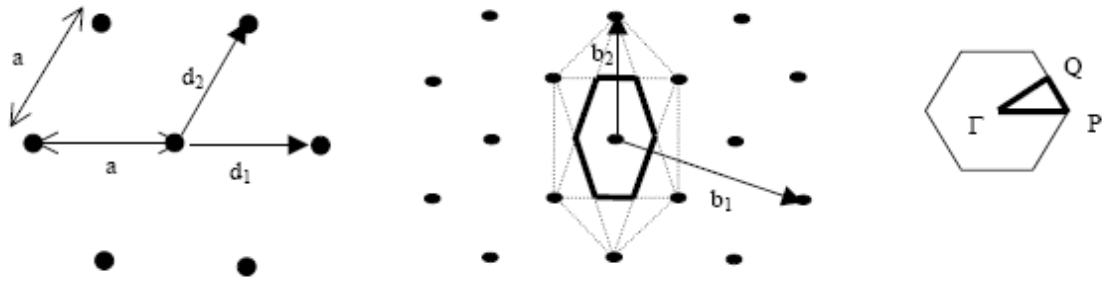


Figure II.6 : Représentation a) d'un réseau triangulaire b) de son réseau réciproque c) et de sa zone de Brillouin

### Le réseau hexagonal

En ôtant quelques motifs au réseau précédent, un réseau hexagonal peut être obtenu, compromis entre les contraintes technologiques et les propriétés des réseaux triangulaires [28].

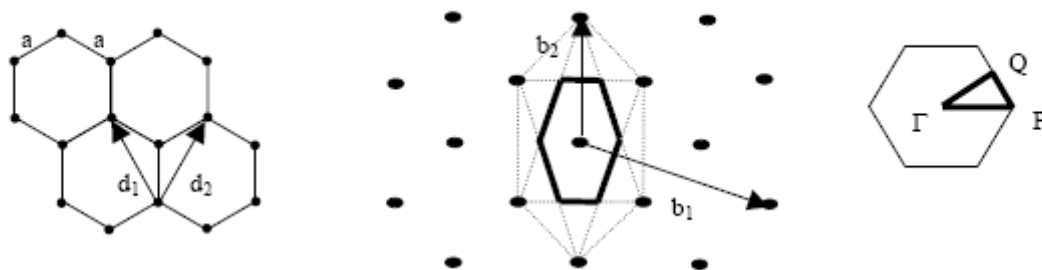


Figure II.7 : Représentation a) d'un réseau hexagonal b) de son réseau réciproque c) et de sa zone De Brillouin

## III- PROPAGATION DE LA LUMIERE DANS UN CRISTAL PHOTONIQUE A DEUX DIMENSIONS

Les phénomènes électromagnétiques sont régis par les quatre équations de Maxwell. Dans un milieu linéaire, isotrope, sans pertes, de permittivité relative  $\epsilon(\vec{r})$ , avec  $\epsilon(\vec{r})$  nombre réel car le milieu est non absorbant), non magnétique (i.e. la perméabilité magnétique relative est égale à 1), et en l'absence de charges et courants, elles se réduisent aux équations suivantes :

$$\vec{\nabla} \left( \epsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t) \right) = 0 \quad (\text{II.9})$$

$$\vec{\nabla} \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad (\text{II.10})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r}, t) = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (\text{II.11})$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \epsilon(\vec{r}) \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (\text{II.13})$$

où  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  et  $\vec{H}(\vec{r}, t)$  désignent respectivement les champs électriques et magnétiques, où  $\epsilon_0$  et  $\mu_0$  représentent la permittivité électrique et la perméabilité magnétique du vide, et 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. Ainsi, si  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  est solution du problème de distribution d'indice  $\epsilon(\vec{r})$  à la fréquence  $\omega$ , alors  $\vec{E}(\vec{r}'/s)$  est solution du problème de distribution d'indice  $\epsilon(\vec{r}'/s)$  à la fréquence  $\omega$ .

Autrement dit, le même comportement physique est observé si l'on change simultanément la longueur d'onde et les dimensions du système dans les mêmes proportions. (C'est pourquoi il est commode, pour étudier les cristaux photoniques, d'introduire une fréquence normalisée  $u = a/\lambda$ , avec  $a$  une longueur caractéristique du cristal et  $\lambda$  la longueur d'onde). C'est ce que nous appellerons la loi d'échelle.

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 :

$$\vec{\nabla} \left( \frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \vec{H}(\vec{r}, t) \right) + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{II.14})$$

$$\frac{1}{\epsilon(\vec{r}, t)} \vec{\nabla} \left( \vec{\nabla} \vec{E}(\vec{r}, t) \right) + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{II.15})$$

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  $\lambda = 2\pi c / \omega$  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  $k^2 = n^2 \omega^2 / c^2$  ( $c$  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  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  et  $\vec{H}(\vec{r}, t)$  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 :

$$\vec{\nabla} \left( \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \vec{H}(\vec{r}) \right) - \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) = 0 \quad (\text{II.16})$$

$$\vec{\nabla} \left( \vec{\nabla} \vec{E}(\vec{r}) \right) - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (\text{II.17})$$

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...

### III.1 les méthodes numériques

#### III.1.1- La 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. Cette technique est basée sur la décomposition des champs électromagnétiques en une superposition d'ondes planes. 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.

La méthode des ondes planes 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.

### **III.1.2- La méthode des différences finies FDTD**

La méthode FDTD (Finite Difference Time Domain) est particulièrement intéressante pour connaître la réponse spectrale d'un système non nécessairement périodique et pour calculer les distributions de champ dans des structures de dimensions finies.

Elle ne nécessite aucune hypothèse de départ sur la forme possible des solutions ou des ondes se propageant dans la structure, ce qui la rend indépendante de la géométrie du système à modéliser.

Elle est basée sur la discrétisation temporelle et spatiale des équations de Maxwell en remplaçant les dérivées partielles par leur développement de Taylor à l'ordre 2, c'est-à-dire par des différences finies.

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 [31].

### **III.1.3- La 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.

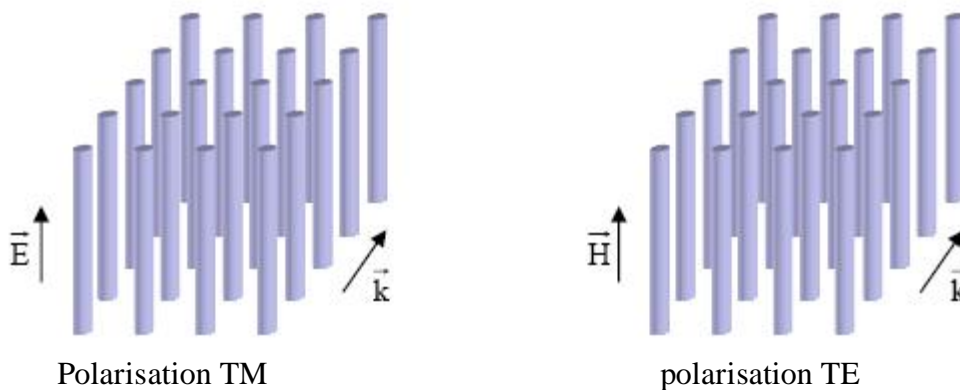
Cette méthode est moins gourmande en capacité de calcul et de stockage et permet ainsi d'appréhender de nombreux phénomènes de manière tout à fait convenable [32].

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.

## IV-LE DIAGRAMME DE BANDE

Si on prend comme exemple un cristal photonique à deux dimensions avec des tiges, le calcul du diagramme de bande de ce cristal nous renseigne sur les propriétés (la position et la largeur) des bandes interdites photoniques pour chaque polarisation.

- La polarisation TE lorsque le champ magnétique est parallèle à l'axe des tiges.
- La polarisation TM lorsque le champ électrique est parallèle à l'axe des tiges.



*Figure II.8 : Polarisations possible dans une structure à bande interdite photonique: TM et TE*

Maintenant on va montrer comment obtenir le diagramme de bande pour chaque polarisation.

### IV.1- Etude électromagnétique pour un mode TM

On considère une onde polarisée TM se propageant dans un plan (O,x,y) ayant comme champ électrique en un point  $\vec{r} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}$  de la forme :

$$E_Z(\vec{r}) = E_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{-j\vec{k}\vec{r}} \quad (\text{II.18})$$

L'équation (II.18) peut aussi s'écrire :

$$E_Z(x, y) = E_{k_x, k_y}(x, y) e^{-j(k_x x + k_y y)} \quad (\text{II.19})$$

où  $k_x$  et  $k_y$  sont les composantes suivant  $x$  et  $y$  du vecteur d'onde  $k$ .

Pour une onde se propageant dans le matériau à bip (bande interdite photonique), étant donnée la relation (II.19) et la condition de Bloch, l'amplitude complexe  $E_{k_x, k_y}(x, y)$ , est une fonction périodique du plan.

Ainsi, si  $\vec{b}_1$  et  $\vec{b}_2$  constituent les vecteurs de base du réseau réciproque, on définit la famille  $\vec{G}$  des vecteurs d'onde dans ce même réseau par :

$$\vec{G}_{h_1 h_2} = 2\pi \vec{h}$$

$$\vec{h} = h_1 \vec{b}_1 + h_2 \vec{b}_2$$

$$\vec{G}_{h_1 h_2} = 2\pi h_1 \vec{b}_1 + 2\pi h_2 \vec{b}_2 \quad (\text{II.20})$$

Avec  $(h_1, h_2) \in \mathbb{N}^2$

Ainsi toutes les fonctions spatialement périodiques du réseau plan sont décomposées en série de Fourier spatiale :

• Amplitude complexe de l'onde plane :

$$E_{k_x, k_y}(x, y) = \sum_{h_1} \sum_{h_2} \frac{E_{\vec{k}}}{G_{h_1 h_2}} e^{j\vec{G}_{h_1 h_2} \vec{r}} \quad (\text{II.21})$$

Avec

$$\begin{aligned}\vec{G}_{h_1 h_2} &= h_1 2\pi \vec{b}_1 + h_2 2\pi \vec{b}_2 \\ &= G_{x h_1 h_2} \vec{i} + G_{y h_1 h_2} \vec{j}\end{aligned}\quad (\text{II.22})$$

où  $h_1$  et  $h_2$  sont deux entiers, et  $\vec{i}$  et  $\vec{j}$  sont les vecteurs de base du plan (0,x,y).

Cette décomposition est appelée « décomposition en ondes planes ».

• Distribution périodique de la permittivité :

$$\varepsilon(x,y) = \sum_{h_1} \sum_{h_2} \varepsilon_{\vec{G}_{h_1 h_2}} e^{j\vec{G}_{h_1 h_2} \vec{r}} + \varepsilon_f \quad (\text{II.23})$$

Avec

$$\varepsilon_{\vec{G}_{h_1 h_2}} = \frac{1}{S_d} \int_x \int_y [\varepsilon(x,y) - \varepsilon_f] e^{-j\vec{G}_{h_1 h_2} \vec{r}} \partial x \partial y \quad (\text{II.24})$$

Où  $S_d$  représente l'aire de la cellule du réseau direct et  $\varepsilon_f$  est la permittivité du milieu diélectrique.

Cette décomposition est appliquée à chaque composante de champs et à la distribution de la permittivité pour résoudre le problème électromagnétique de la propagation des ondes dans les milieux périodiques.

Les relations de : Maxwell-Ampère

$$\overline{\text{rot}} \vec{H} = j\omega \varepsilon \vec{E} \quad (\text{II.25})$$

et de Maxwell-Faraday

$$\overline{\text{rot}} \vec{E} = -j\omega \mu_0 \vec{H} \quad (\text{II.26})$$

nous permettent d'écrire que

$$\overline{\text{rot}}(\overline{\text{rot}}\vec{E}) = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon(x, y) \vec{E} \quad (\text{II.27})$$

où  $\varepsilon_0$  est la permittivité du vide et  $\mu_0$  est la perméabilité du vide.

Or nous avons les relations suivantes :

$$\overline{\text{rot}}(\overline{\text{rot}}\vec{E}) = \overline{\text{grad}}(\text{div}\vec{E}) - \Delta\vec{E} \quad (\text{II.28})$$

et l'équation de la divergence du champ  $\vec{E}$

$$\text{div}\vec{E} = 0 \quad (\text{II.29})$$

Alors il est possible d'écrire que :

$$-\Delta\vec{E} = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r(x, y) \vec{E} \quad (\text{II.30})$$

Avec  $\frac{1}{c^2} = \varepsilon_0 \mu_0$  (c : célérité du vide).

Nous pouvons alors écrire l'équation d'Helmholtz pour une onde polarisée TM dans le repère orthogonal (O,x,y) sous la forme :

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + \frac{\omega^2}{c^2} [\varepsilon(x, y) - \varepsilon_f] E_z = -\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_f E_z \quad (\text{II.31})$$

En décomposant en onde plane (comme indiqué dans le début du paragraphe) les



termes de gauche et de droite de l'égalité (II.31) et après simplification (suppression de la double somme en  $h_1 h_2$  ainsi que l'exponentielle [33]), on obtient :

$$\left( \left| G_{x h_2 h_2} + k_x \right|^2 + \left| G_{y h_2 h_2} + k_y \right|^2 \right) E_{\vec{G}_{h_2 h_2}}^{k_x k_y} \frac{e^{\vec{G} \cdot \vec{r}}}{\omega^2} = \sum_{h_1} \sum_{h_2} \left| \varepsilon_f \delta_{h_1 h_1'} \delta_{h_2 h_2'} + \varepsilon \vec{G}_{(h_1 - h_1')(h_2 - h_2')} E_{\vec{G}_{h_1' h_2'}}^{k_x k_y} \right| \quad (\text{II.32})$$

Avec  $\delta_{h_i h_i'} = \begin{cases} 0 & \text{si } h_i \neq h_i' \\ 1 & \text{si } h_i = h_i' \end{cases}$

Sous forme matricielle, cette relation devient :

$$\frac{e^{\vec{G} \cdot \vec{r}}}{\omega^2} (I_{\vec{G}}) \left( E_{\vec{G}_{h_2 h_2}} \right) = \left( \frac{\varepsilon_f \delta_{h_2 h_2'} \delta_{h_2 h_2'} + \varepsilon \vec{G}_{(h_2 - h_2')(h_2 h_2')}}{\left| G_{x h_2 h_2} + k_x \right|^2 + \left| G_{y h_2 h_2} + k_y \right|^2} \right) \left( E_{\vec{G}_{h_2' h_2'}} \right) \quad (\text{II.33})$$

On met  $A = \left( \frac{\varepsilon_f \delta_{h_2 h_2'} \delta_{h_2 h_2'} + \varepsilon \vec{G}_{(h_2 - h_2')(h_2 h_2')}}{\left| G_{x h_2 h_2} + k_x \right|^2 + \left| G_{y h_2 h_2} + k_y \right|^2} \right)$  (II.34)

Ce résultat nous permet d'obtenir les fréquences autorisées à se propager dans le cristal photonique en réalisant une recherche de valeurs propres de la matrice A.

Le diagramme de bande sera obtenu en faisant balayer au vecteur phaseur  $(k_x, k_y)$  l'ensemble des directions de l'espace et en résolvant (II.33) pour chaque couple  $(k_x, k_y)$ .

## IV.2- Etude électromagnétique pour un mode TE

En considérant une onde polarisée TE se propageant dans un plan (O,x,y) et d'après

les relations de Maxwell (II.26) et (II.27), nous pouvons écrire :

$$\overrightarrow{\text{rot}}\vec{H} = j\omega\varepsilon_0\varepsilon(x,y)\vec{E} \quad (\text{II.35})$$

$$\overrightarrow{\text{rot}}\left(\frac{1}{\varepsilon(x,y)}\overrightarrow{\text{rot}}\vec{H}\right) = j\omega\varepsilon_0\overrightarrow{\text{rot}}\vec{E} = \omega^2\varepsilon_0\mu_0\vec{H} \quad (\text{II.36})$$

D'où 
$$\overrightarrow{\text{rot}}\left(\frac{1}{\varepsilon(x,y)}\overrightarrow{\text{rot}}\vec{H}\right) = \frac{\omega^2}{c^2}\vec{H} \quad (\text{II.37})$$

Avec  $\frac{1}{c^2} = \varepsilon_0\mu_0$

En posant  $f(x,y) = \frac{1}{\varepsilon(x,y)}$ , on a :

$$\overrightarrow{\text{rot}}[f(x,y)\overrightarrow{\text{rot}}\vec{H}] = f(x,y)\overrightarrow{\text{rot}}(\overrightarrow{\text{rot}}\vec{H}) + \overrightarrow{\text{grad}}(f(x,y)) \wedge \overrightarrow{\text{rot}}\vec{H} \quad (\text{II.38})$$

Or nous avons les relations suivantes :

$$\left. \begin{array}{l} \overrightarrow{\text{rot}}(\overrightarrow{\text{rot}}\vec{H}) = \overrightarrow{\text{grad}}(\text{div}\vec{H}) - \nabla^2\vec{H} \\ \text{div}\vec{H} = 0 \Rightarrow \overrightarrow{\text{grad}}(\text{div}\vec{H}) = 0 \\ \nabla^2\vec{H} = \Delta\vec{H} \end{array} \right\} \text{ donc } \overrightarrow{\text{rot}}(\overrightarrow{\text{rot}}\vec{H}) = -\Delta\vec{H} \quad (\text{II.39})$$

D'où la relation (II.38) devient :

$$-f(x,y)\Delta\vec{H} + \overrightarrow{\text{grad}}[f(x,y)] \wedge \overrightarrow{\text{rot}}\vec{H} = \frac{\omega^2}{c^2}\vec{H} \quad (\text{II.40})$$

En prenant chaque terme de l'équation (II.40), nous pouvons les développer en série de Fourier. Nous considérons toujours comme base de développement les vecteurs  $\vec{b}_1$  et  $\vec{b}_2$  du réseau réciproque.

Le champ H est défini suivant une seule composante, alors  $\vec{H} = H_z \vec{u}$ , il vient :

$$-f(x, y) \Delta \vec{H} = \sum_{\tilde{n}_1} \sum_{\tilde{n}_2} \left[ \sum_{\tilde{n}'_1} \sum_{\tilde{n}'_2} f \tilde{G}_{(\tilde{n}_1, \tilde{n}'_1), (\tilde{n}_2, \tilde{n}'_2)} H^{k_x k_y} \tilde{G}_{\tilde{n}'_1, \tilde{n}'_2} \left( \left| G_{x, \tilde{n}'_1, \tilde{n}'_2} + k_x \right|^2 + \left| G_{y, \tilde{n}'_1, \tilde{n}'_2} + k_y \right|^2 \right) \right] e^{j[(G_{x, \tilde{n}_1, \tilde{n}_2} + k_x)x + (G_{y, \tilde{n}_1, \tilde{n}_2} + k_y)y]} \quad (\text{II.41})$$

$$\begin{aligned} & \overrightarrow{\text{grad}} f(x, y) \wedge \overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = \\ & \sum_{\tilde{n}_1} \sum_{\tilde{n}_2} \left[ \sum_{\tilde{n}'_1} \sum_{\tilde{n}'_2} f \tilde{G}_{(\tilde{n}_1, \tilde{n}'_1), (\tilde{n}_2, \tilde{n}'_2)} H^{k_x k_y} \left( (G_{x, \tilde{n}'_1, \tilde{n}'_2} + k_x) \tilde{G}_{x, (\tilde{n}_1, \tilde{n}'_1), (\tilde{n}_2, \tilde{n}'_2)} + (G_{y, \tilde{n}'_1, \tilde{n}'_2} + k_y) \tilde{G}_{y, (\tilde{n}_1, \tilde{n}'_1), (\tilde{n}_2, \tilde{n}'_2)} \right) \right] e^{j[(G_{x, \tilde{n}_1, \tilde{n}_2} + k_x)x + (G_{y, \tilde{n}_1, \tilde{n}_2} + k_y)y]} \end{aligned} \quad (\text{II.42})$$

$$\frac{\omega^2}{c^2} \vec{H} = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\tilde{n}_1} \sum_{\tilde{n}_2} H^{k_x k_y} \tilde{G}_{\tilde{n}_1, \tilde{n}_2} e^{j[(G_{x, \tilde{n}_1, \tilde{n}_2} + k_x)x + (G_{y, \tilde{n}_1, \tilde{n}_2} + k_y)y]} \quad (\text{II.43})$$

La relation (II.40) se simplifie en utilisant les équations (II.41), (II.42) et (II.43), et en supprimant la double somme sur  $h_1$  et  $h_2$  ainsi que l'exponentielle dans chaque membre de l'équation (II.40).

Nous obtenons alors sous forme matricielle :

$$\frac{\omega^2}{c^2} (I_d) \left( H_{\vec{G}_{h_1 h_2}}^{k_x k_y} \right) = f \vec{\epsilon}_{(h_1-h_1')(h_2-h_2')} \left( k_x^2 + k_x G_{x(h_1-h_1')(h_2-h_2')} + G_{x h_1 h_2} G_{x h_1' h_2'} + k_y^2 + k_y G_{y(h_1-h_1')(h_2-h_2')} + G_{y h_1 h_2} G_{y h_1' h_2'} \right) \left( H_{\vec{G}_{h_1' h_2'}}^{k_x k_y} \right) \quad (\text{II.44})$$

Donc on peut l'écrire sous la forme :

$$\frac{\omega^2}{c^2} (I_d) \left( H_{\vec{G}_{h_1 h_2}}^{k_x k_y} \right) = B \left( H_{\vec{G}_{h_1' h_2'}}^{k_x k_y} \right) \quad (\text{II.45})$$

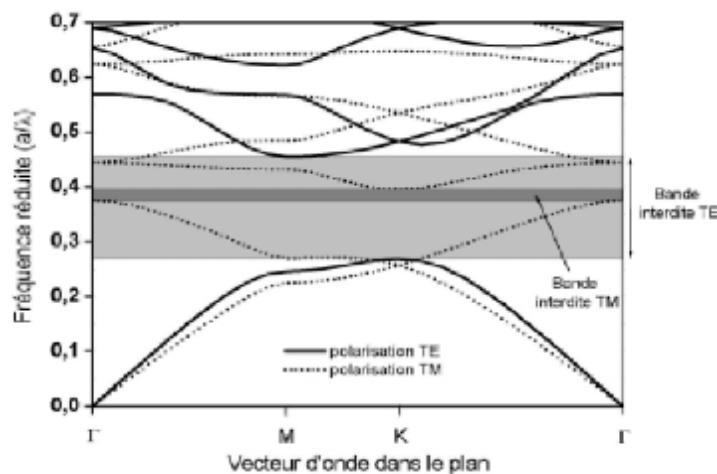
Une recherche de valeurs propres dans la matrice B de l'équation (II.45) nous donne les valeurs  $\frac{\omega^2}{c^2}$  possibles. Elles correspondent aux fréquences autorisées à se propager dans le matériau photonique pour un couple  $(k_x, k_y)$  donné.

### Exemple d'un diagramme de bande d'un réseau hexagonal

Un exemple de diagramme de bande pour un cristal photonique hexagonal de trous d'air dans une matrice diélectrique est rapporté à la Figure II.9, dans le cas où  $r/a = 0,43$  et  $\epsilon_1 = 12$  ( $r$  étant le rayon des trous,  $a$  le paramètre de maille du cristal et  $\epsilon_1$  la constante diélectrique de la matrice de haut indice).

Le calcul est fait en utilisant la méthode des ondes planes. L'énergie des bandes est exprimée en fonction du facteur sans dimension  $u = a/\lambda$ . Pour la polarisation TE, une large bande interdite apparaît autour de la valeur  $u = 0,36$ .

Par contre, seul un gap réduit est observé pour la polarisation TM dans ce cas. En effet, un gap TE est facilement accessible avec une structure dont la matrice de haut indice est connectée (comme c'est le cas ici) et, à l'inverse, une structure dont c'est le matériau de bas indice qui est connecté (des piliers de semi-conducteur dans l'air par exemple) est plus favorable à l'ouverture d'un gap TM [28].



*Figure II.10 : Diagramme de bande d'un cristal photonique hexagonal de trous d'air dans une matrice diélectrique ( $\epsilon_1 = 12$ ) pour un facteur de remplissage en air de 63 % ( $r/a = 0,43$ ). Les bandes TE sont en traits pleins et les bandes TM en pointillés [28].*

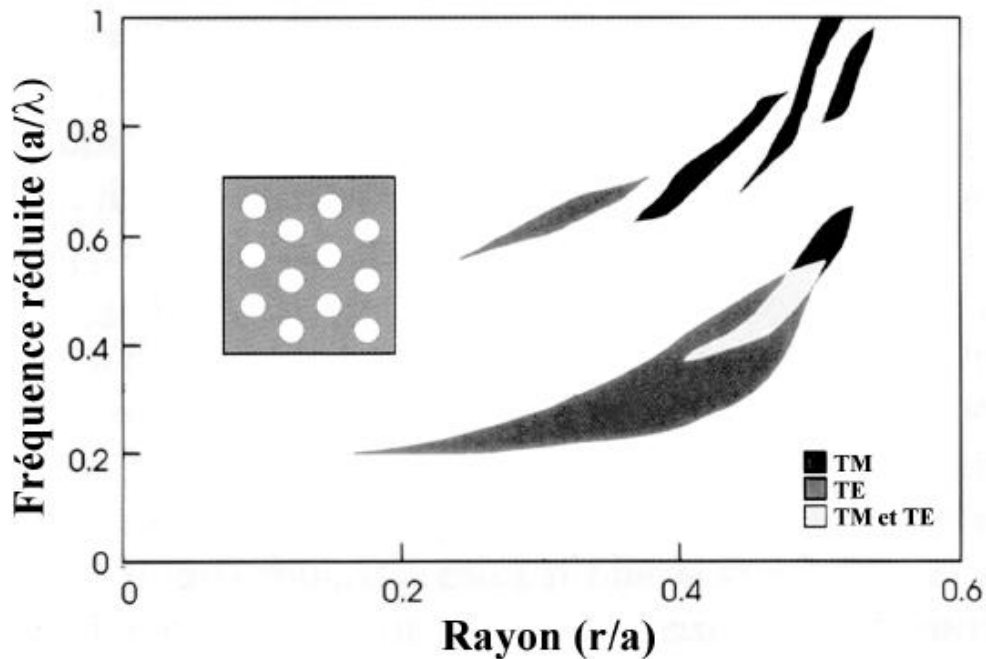
## V- LA CARTE DES BANDES INTERDITES

Le calcul du diagramme de bande vu précédemment nous renseigne, entre autres, sur les propriétés (la position et la largeur) des bandes interdites photoniques pour chaque polarisation.

Cependant, deux paramètres peuvent encore être ajustés afin de jouer sur celles-ci :  $n_1$  l'indice de la matrice et le facteur de remplissage en air (ou le rapport  $r/a$ ). Pour un matériau donné (donc pour un indice de la matrice donné), il est intéressant de connaître l'influence du facteur  $r/a$  sur la position et la largeur des gaps photoniques : c'est la carte des bandes interdites.

Un exemple est donné Figure II.10 dans le cas d'une matrice de constante diélectrique  $\epsilon_1 = 11,4$ . Pour de faibles facteurs de remplissage en air, il n'y a pas de bande

interdite. Il faut atteindre  $r/a = 0,2$  pour voir apparaître la bande interdite TE [28].



*Figure II.10 : Diagramme des bandes interdites pour les deux polarisations dans le cas d'un cristal photonique hexagonal de trous d'air dans une matrice de constante diélectrique  $\epsilon_1=11,4$ . Le recouvrement entre les deux polarisations ne se fait que pour des valeurs élevées de  $r/a$  [28].*

Cette carte des bandes interdites est très pratique pour décider des paramètres du cristal photonique en vue d'une application.

## VI- APPLICATIONS

Nous distinguerons deux types d'utilisations des cristaux photoniques :

- Celles qui utilisent le cristal photonique à des longueurs d'onde dans le gap.
- Celles qui font appel à une propriété plus particulière du diagramme de bandes du cristal.

La majorité des applications des cristaux photoniques repose sur leur bande interdite photonique. Dans certains cas, afin de disposer d'une fréquence permise à l'intérieur de cette bande, il est nécessaire d'introduire des défauts dans la structure périodique. 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.

En pratique, les défauts ponctuels permettent de faire des micro-résonateurs et les défauts linéaires réalisent des guides d'onde. L'utilisation de ces défauts dans une bande interdite complète assure un confinement omnidirectionnel parfait de la lumière.

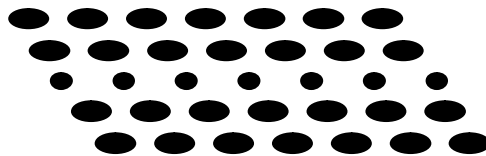
## V.1- Les types de défauts des cristaux photoniques bidimensionnels

Dans une structure périodique à deux dimensions, il est possible de créer des ruptures sur la périodicité diélectrique selon deux types :

- Les mono défauts où les défauts ponctuels consistent à créer un défaut dans un seul et même endroit.
- Les multi défauts, où les défauts linéaires se répètent dans plusieurs et différents endroits à l'intérieur de la structure.

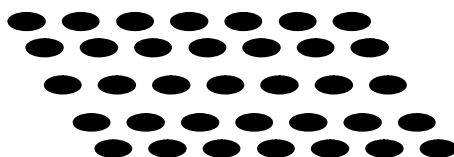
Donc on peut créer des défauts en changeant :

### V.1.1- Les dimensions des motifs élémentaires



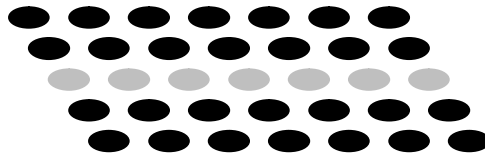
*Figure II.11: Défaut de dimensions des motifs élémentaires*

### V.1.2- La distance entre motifs élémentaires



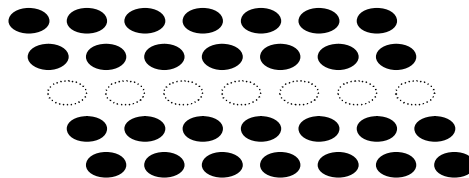
*Figure II-12: Défaut de distance entre motifs élémentaires*

### V.1.3- La valeur de la permittivité relative des motifs élémentaires



*Figure II-13 : Défaut sur la permittivité relative*

### V.1.4- Les défauts par vacuité



*Figure II-14 : Défaut par vacuité*

## V.2- Les applications les plus utilisées

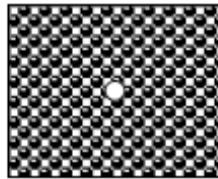
### V.2.1- Cavité résonante

La présence de défauts dans un cristal permet l'existence de modes localisés dans une bande de fréquence très étroite. Par exemple, si un défaut est introduit dans un réseau triangulaire de trous et si l'on excite un mode avec une fréquence appartenant à la bande interdite photonique du réseau, la lumière ne pourra pas "s'échapper" (figure II.15). Elle sera piégée par les murs parfaits de réflexion. Bien sûr, la structure ne confiner la lumière que dans le plan de périodicité. Pour l'empêcher de fuir dans la troisième direction, on pourra placer la structure entre deux plans métalliques [25].

Un défaut dans un cristal photonique peut donc servir de cavité résonante puisqu'il piège la lumière dans une bande de fréquence très étroite. Une simple modification d'une des



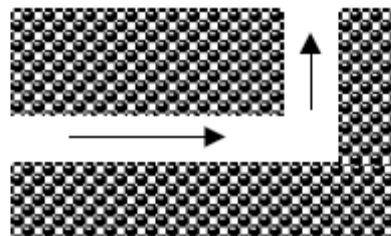
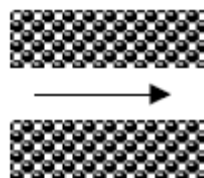
propriétés du matériau (par application d'un champ électrique par exemple) permettra de « libérer » la lumière.



*Figure II.15: Cavity résonante*

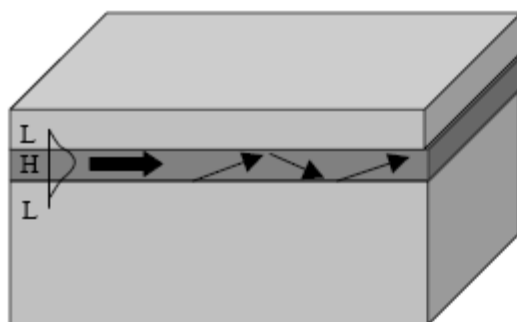
### V.2.2- Guides d'ondes

On peut utiliser des défauts pour piéger la lumière dans des cristaux photoniques mais on peut également guider la lumière. Des défauts sont alignés dans un cristal photonique (figure II.16 a). La lumière qui se propage dans le "couloir " de défauts, avec une fréquence appartenant à la bande interdite photonique du cristal est confinée et peut être acheminée le long de ce couloir de défauts. On pourra ainsi insérer des courbures dans le guide d'ondes sans introduire des pertes importantes (figure II. 16 b) [25].

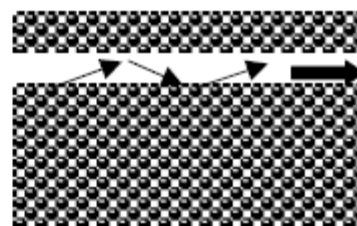


*Figure II.16 : a) Guide d'onde*

*b) Guide d'onde à courbures extrêmes*



a)



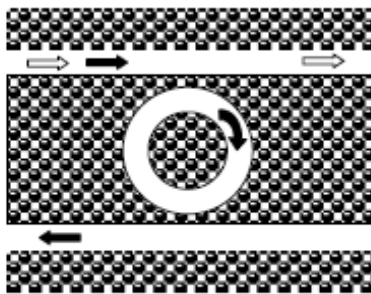
b)

*Figure II.17 : a) Guide réfractif : modèles de rayons en zig-zag avec réflexions totales et ondes évanescentes b) guidage par bande interdite photonique*

### V.2.3- Filtres et multiplexeurs

Une fonction particulièrement importante d'optique intégrée pourrait être réalisée avec des cristaux photoniques : le multiplexage en longueur d'onde (WDM, Wavelength Division Multiplexing).

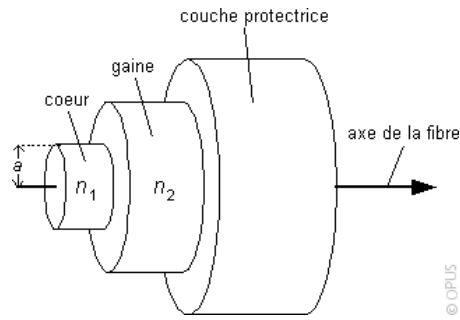
Le but est d'insérer ou d'extraire des longueurs d'onde bien précises dans un flux de données. Ce dispositif peut être réalisé en utilisant la sélectivité d'une cavité résonante couplée par recouvrement des ondes évanescentes à des guides d'onde. Une première proposition théorique fut donnée par Fan et al. en 1998 [28]. Depuis, plusieurs réalisations ont montré la possibilité du couplage d'une cavité avec un guide [28]. Par exemple, une réalisation de Chutinan [28], dont un schéma est rapporté à la figure II.18, permet l'extraction hors du plan ou l'insertion dans un guide d'une longueur d'onde précise (WDM mono-canal). Le facteur de qualité mesuré du mode résonnant est dans ce cas de 400 et l'on peut espérer une efficacité de couplage de 50 % entre la cavité et le guide. Ce type de dispositif est appelé un filtre « Add-Drop ».



*Figure II.18: Représentation d'un filtre add / drop*

### V.2.3- 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.

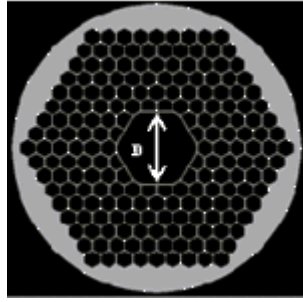


**Figure II.19: Fibre optique classique.**

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 [34].

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 [34].



*Figure II.20: Exemple de section transverse de fibre creuse air-silice. Les trous d'air sont représentés en noir, la silice est en gris.*

## Conclusion

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

Ces méthodes nous donnent des informations pour tracer le diagramme de bande, outil très pratique pour déterminer les bandes de fréquences permises et interdites, calculer la distribution des champs électrique et magnétique et la densité d'état.

En introduisant des défauts dans la structure d'un cristal photonique, de nombreuses applications peuvent être réalisées telles que : le contrôle de l'émission spontanée dans les dispositifs, les guides d'ondes rectilignes et à fort rayon de courbure, les filtres, les microcavités à grand facteur de qualité et la fibre optique.

# Chapitre III

## **Chapitre III**

### **Résultats et interprétations**

#### **Introduction**

Dés les premiers travaux sur les cristaux photoniques après la publication de Yablonovitch en 1987 [1], et vu la complexité de la fabrication qui rendent coûteuses en temps et en argent les études expérimentales, le développement des méthodes de modélisation optiques reste donc primordial pour l'étude de ces structures.

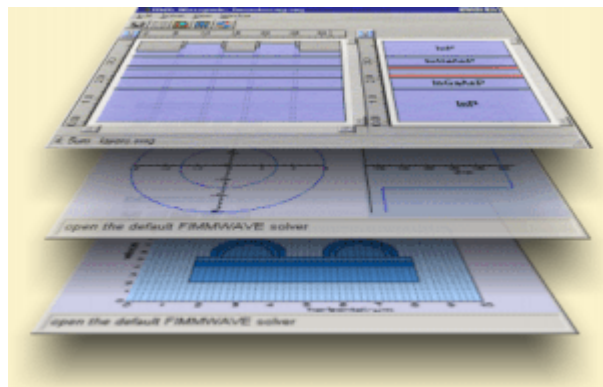
On a vu dans le chapitre précédant quelques méthodes de modélisation, comme la méthode FDTD, la méthode des ondes planes et la matrice de transfert, de plus il existe des simulateurs qui ont été conçus pour faciliter cette tâche comme le f2p, le MIT Photonic-Bands et le FIMMWAVE-FIMMPROP.

Dans ce chapitre on va étudier les variations de la bande interdite photonique d'un cristal photonique bidimensionnel à réseau hexagonal, en utilisant le simulateur FIMMWAVE-FIMMPROP qui va nous aider à comprendre le comportement du cristal photonique face aux variations de quelques paramètres physiques, comme le nombre de périodes, l'indice de réfraction et le facteur de remplissage, puis on va voir deux exemples de défauts dans ce cristal, et à la fin on valide nos résultats.

## I.FAMILIARISATION AVEC FIMMWAVE-FIMMPROP

Pour faciliter la modélisation de la propagation d'onde dans les différents composants tels que les guides d'onde, les fibres optiques,...etc. Photon Design a conçu un simulateur appelé FIMMWAVE-FIMMPROP pour modéliser une grande variété de structure de guides d'onde en utilisant un formalisme vectoriel.

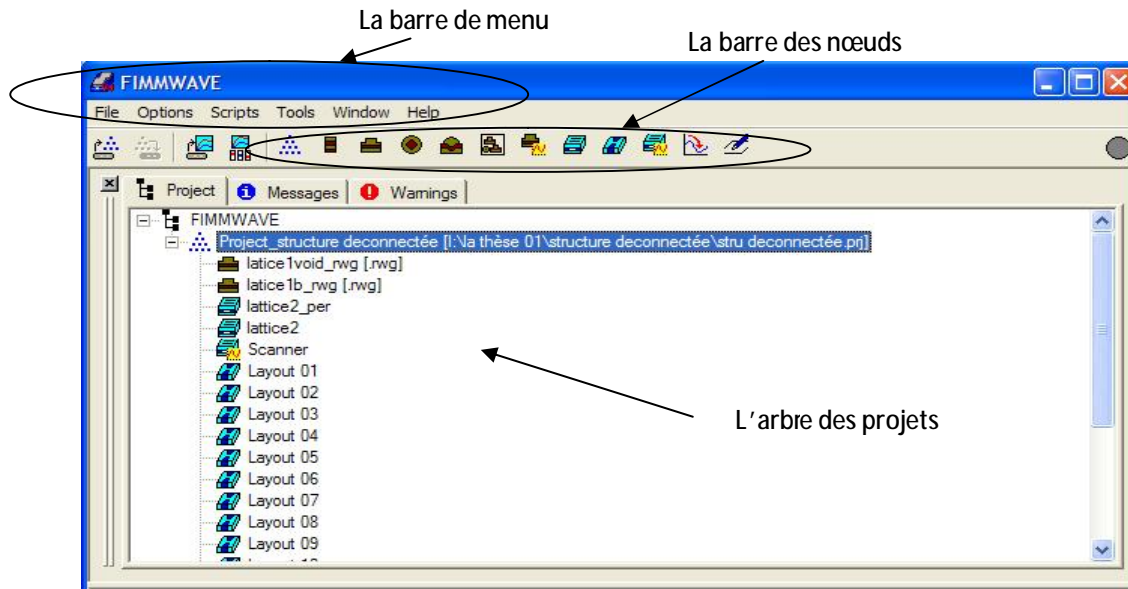
Dans FIMMWAVE, il existe plusieurs modules intégrés, chaque module assure une fonction bien précise, parmi ces modules se trouve FIMMPROP. Ce dernier assure la modélisation de la propagation d'onde dans les structures ou FIMMWAVE est capable à les faire, comme les guides d'ondes et les fibres optiques. Il est complètement bidirectionnel, permet aussi une inspection visuelle des champs propagés. Il est très efficace pour les structures périodiques.



*Figure III.1 : Photon design*

### I.1- La fenêtre principale du FIMMWAVE

La figure ci-dessous montre la fenêtre principale du FIMMWAVE, dans cette fenêtre se trouve la barre de menu, la barre des nœuds (projets) et l'arbre de projets.

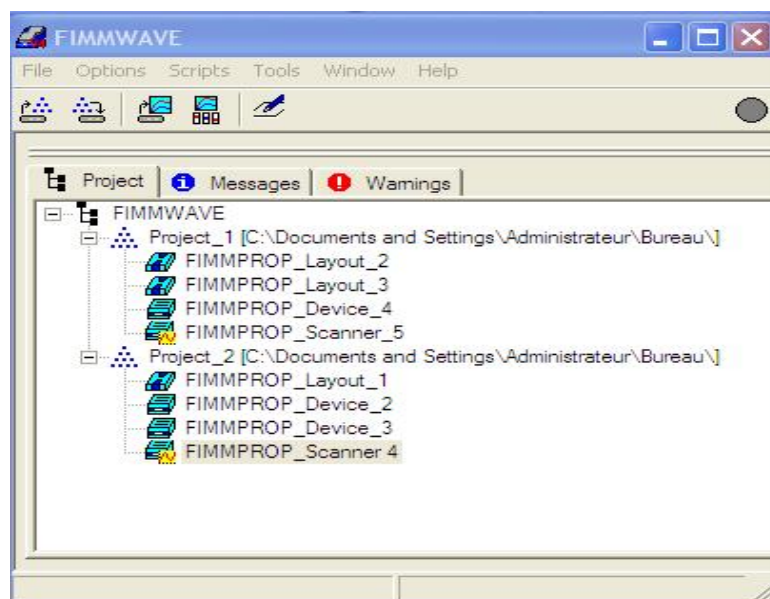


*Figure III 2 : La fenêtre principale de FIMMWAVE*

Pour mieux comprendre on va détailler l'arbre de projets comme suit :

### **I.1.1- L'arbre de projets**

Il assure la gestion des projets construits dans FIMMWAVE qui sont appelés aussi les nœuds, un projet peut rassembler plusieurs nœuds. La figure ci-dessous présente un arbre de projets.



*Figure III-3 : L'arbre des projets*



## I.2 - FIMMPROP

FIMMPROP est un module intégré dans FIMMWAVE, il permet de modéliser la propagation d'onde dans des différentes structures en une, deux et trois dimensions. Il est complètement bidirectionnel, et il nous permet de définir le type d'onde d'entrée, la polarisation, l'angle d'incidence,...etc.

Dans ce qui suit, nous allons présenter uniquement les nœuds jugés utiles dans notre travail tel que *Device*, *Layout* et *FIMMPROP Scanner*.

### I.2.1- Device

Ce type de nœuds est constitué d'un ensemble de sections couplées entre elles, chaque section est invariante dans la troisième direction. Vous pouvez avoir autant de sections que vous désirez et aussi vous pouvez insérer un nœud de type *Device* dans un autre, ce qui permet de créer des structures périodiques.

Les éléments essentiels de *Device* sont : L'élément, la section et les joints. Un élément est un ensemble de deux sections ou plus jointées entre elles. Les joints contiennent toutes les informations qui permettent de définir l'interface entre les sections.

La figure ci-dessous présente la fenêtre de *Device*.

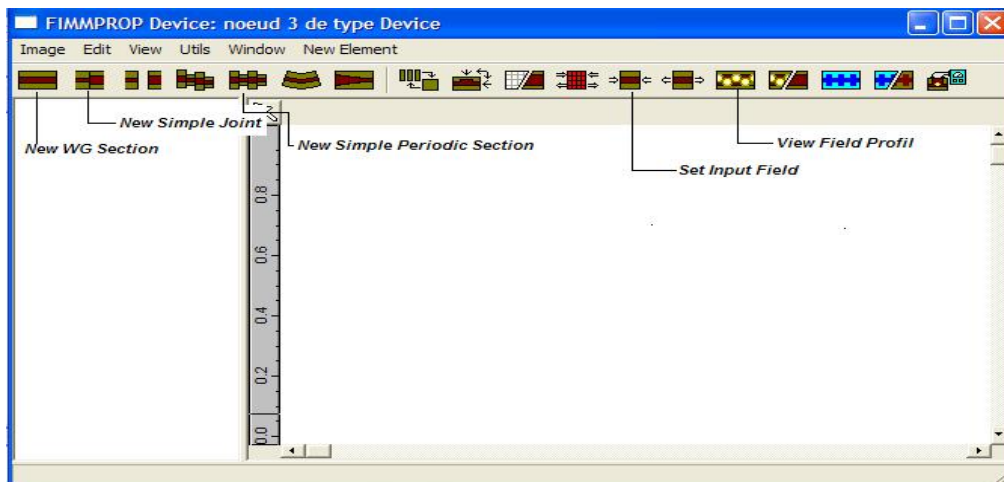


Figure III-4 : La fenêtre du nœud de type *Device*

## I.2.2- Layout

Ce type de nœud permet de créer des structures en deux dimensions, il nous offre la possibilité d'insérer des formes rectangulaires, elliptiques et polynomiales dans notre structure. Il faut noter qu'un nœud de type *Layout* peut être inséré dans un autre nœud de type *Device*. La figure ci-dessous présente la fenêtre de *Layout*.

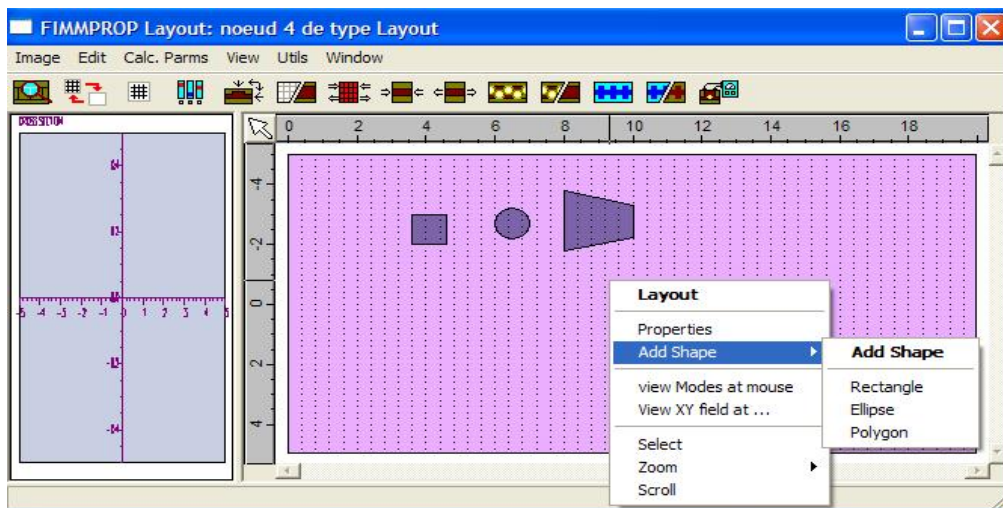


Figure III-5 : La fenêtre du nœud de type *Layout*

## I.2.3- FIMMPROP Scanner

Dans le scanner de FIMMPROP, on est obligé d'insérer deux nœuds de type *Device* ou *Layout*, une représente le point de départ et l'autre (*Replicate*) le point d'arrivée. Dans la structure *Replicate* on ajuste le paramètre qu'on veut changer. On peut avoir plusieurs résultats à la fin de cette opération, ce qui nous intéresse le plus est la puissance totale. Ce résultat va dépendre de l'entrée choisie, si par exemple on sélectionne à l'entrée *LHS mode* ou *RHS mode*, FIMMPROP va prendre en compte ces valeurs pour définir l'entrée. Par contre, si on sélectionne *device input*, le scanner va considérer à l'entrée les paramètres définis dans la boîte de dialogue *input field profile* des nœuds *Device* ou *Layout* [34].

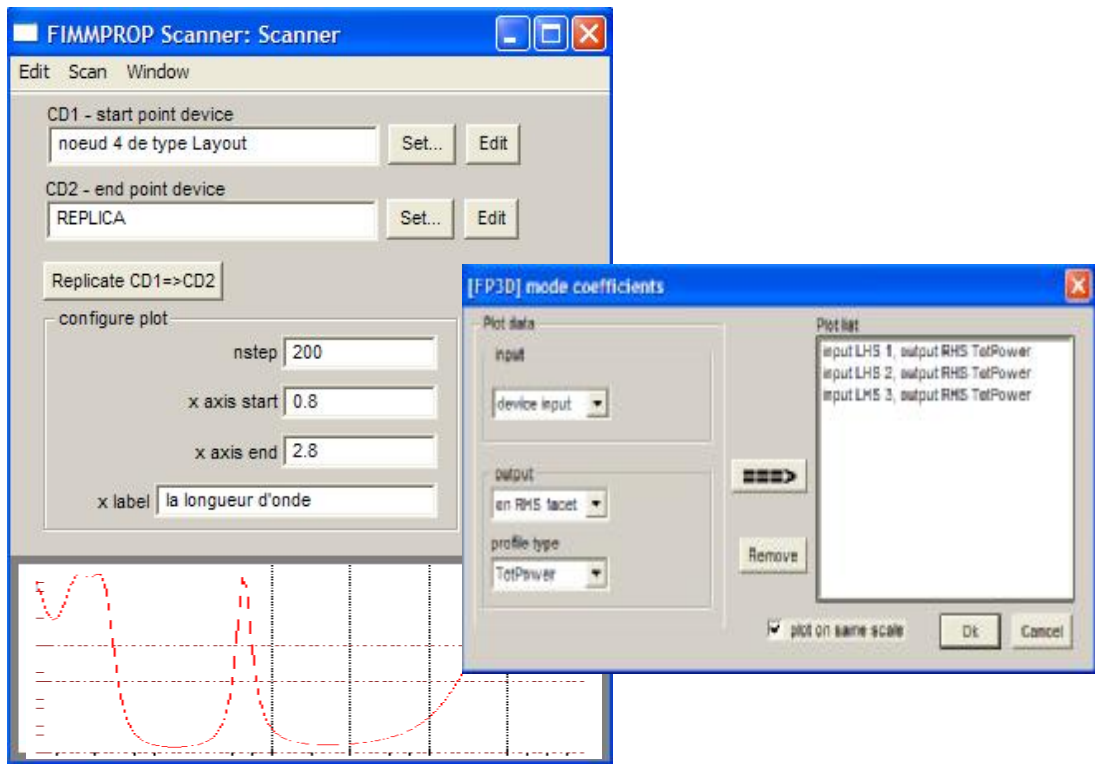


Figure III-6 : La fenêtre du Scanner de FIMMPROP.

### I.3- Les solveurs

Il existe plusieurs solveurs dans FIMMWAVE, chacun d'eux fonctionne suffisamment sous certaines conditions. Parmi ces solveurs il y a le solveur d'indice effectif (*The effective index solver*). Ce solveur utilise l'approximation très connue appelée l'approximation de l'indice effectif qui permet de considérer le champ comme suit :

$$F(x, y) = A(x).B(y)$$

Il est très rapide et très efficace dans le cas de faible indice de réfraction [34].

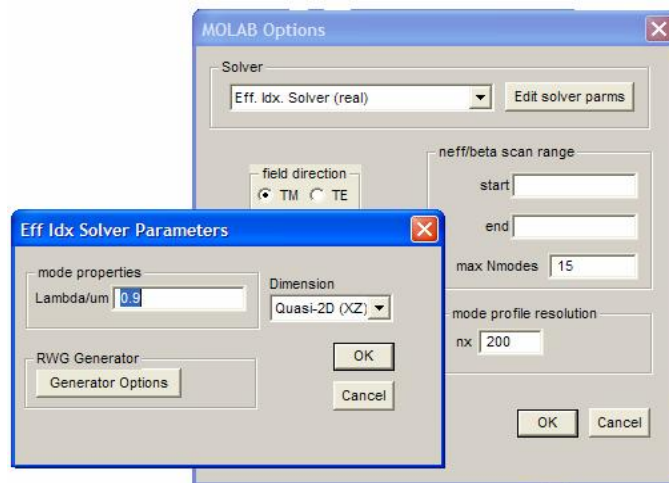


Figure III-7 : La fenêtre du solveur effective index

## II.COMMENT PRESENTER UN CRISTAL PHOTONIQUE BIDIMENSIONNEL DANS LE FIMMWAVE-FIMMPROP

On veut présenter un cristal photonique bidimensionnel (CP2D) à réseau hexagonal, constitué d'une matrice de trous gravés dans un diélectrique d'indice de réfraction « n », avec « a » le paramètre de maille et « r » le rayon des trous.

Pour le définir dans le simulateur on passe par les étapes suivantes

- 1- Ouvrir un nouveau projet dans l'arbre des projets comme suit:

Nouveau projet



Figure III-8 : Ouvrir un nouveau projet

## 2- Ouvrir le layout

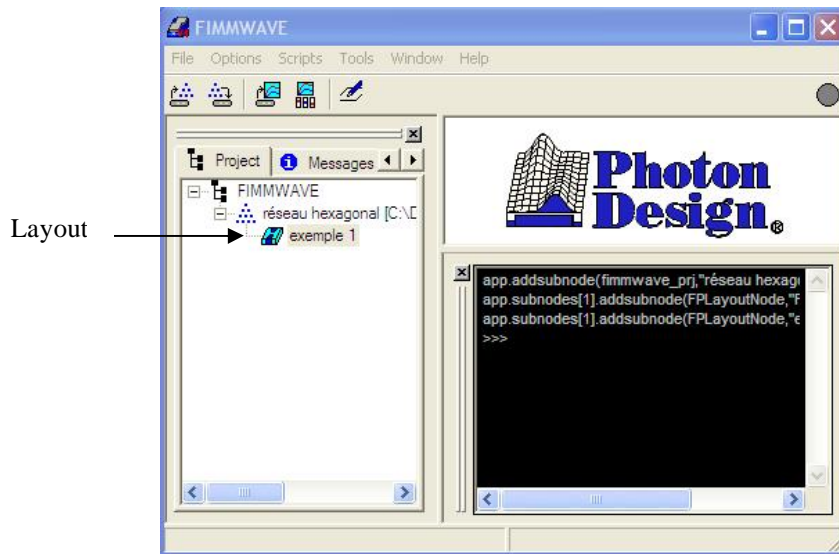


Figure III-9 : Ouvrir le Layout

## 3- Définir les dimensions du substrat et l'indice de réfraction avec :

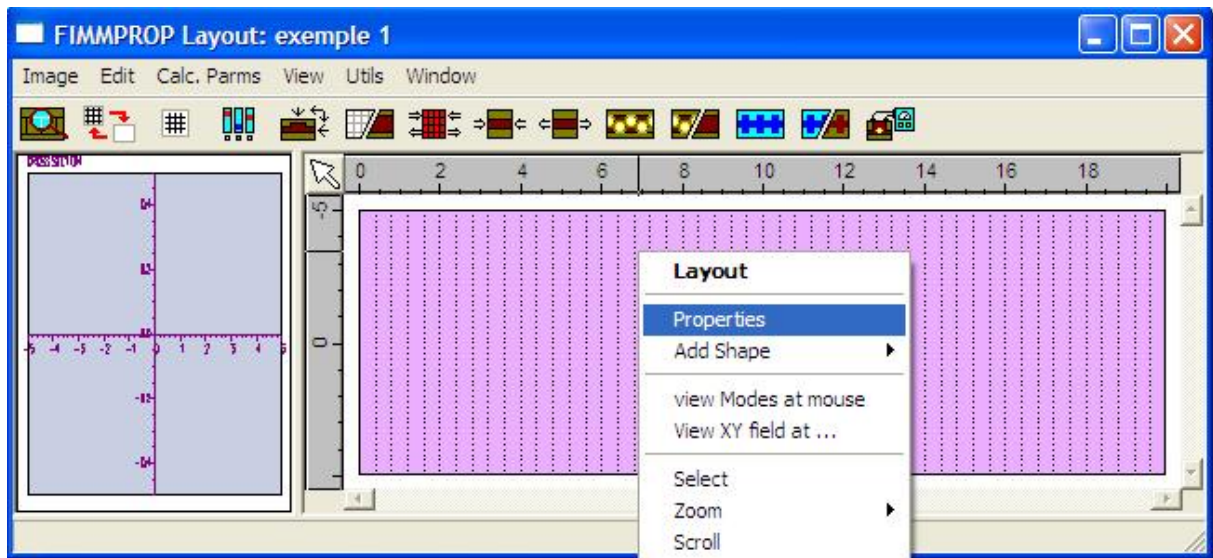


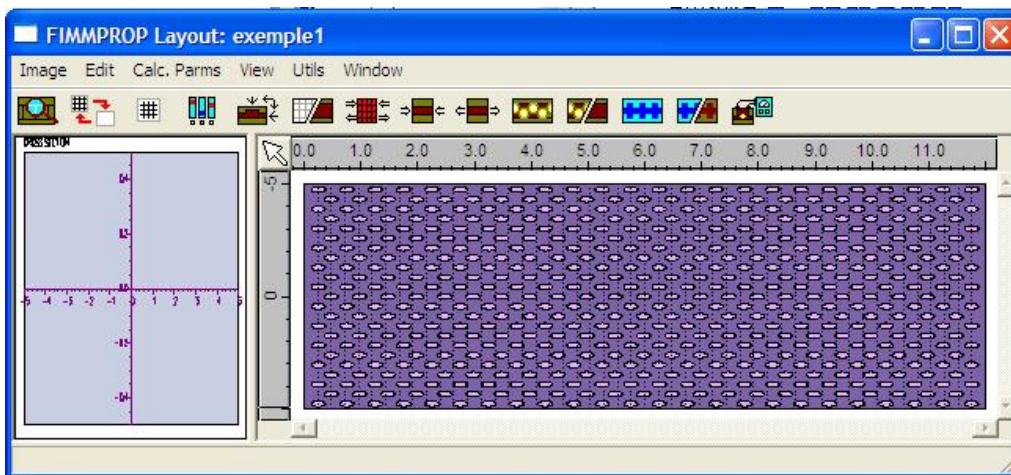
Figure III-10 : Définir les propriétés du Layout

## 4- Définir la forme des trous, leurs dimensions et l'indice de réfraction



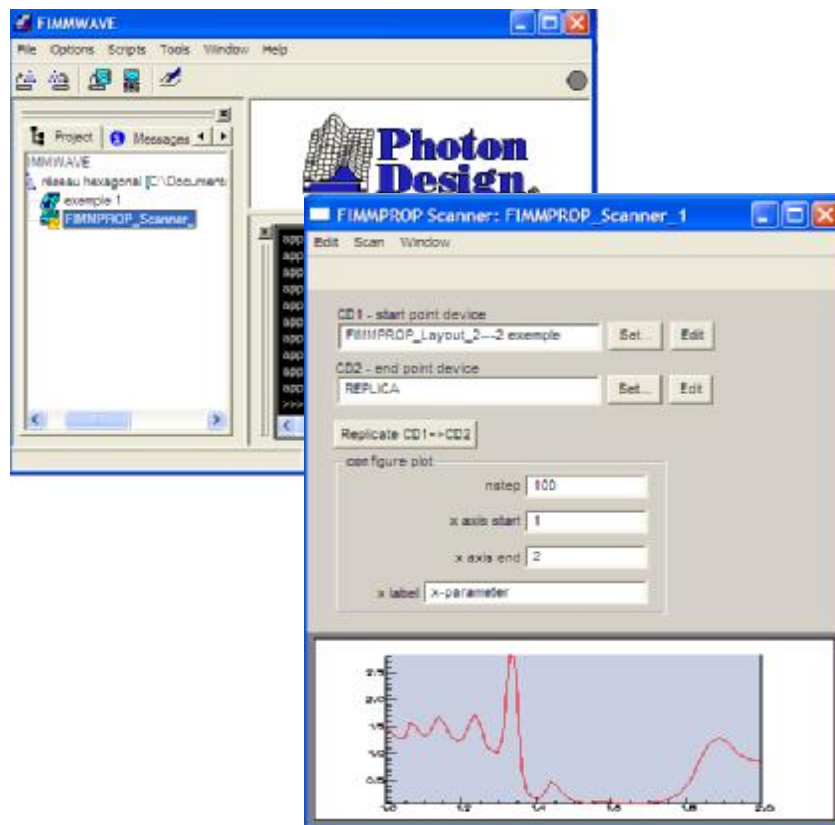
*Figure III-11 : Définir les propriétés des trous.*

- 5- Après qu'on termine la disposition des trous dans notre cristal photonique on aura la figure suivante :



*Figure III-12 : La structure finie.*

- 6- La dernière étape sera le scanner qui va nous donner le graphe du facteur de transmission en fonction de la longueur d'onde.



*Figure III-13 : La fenêtre du scanner.*

### III. STRUCTURES ETUDIEES ET RESULTATS

Pour étudier les variations de la bande interdite photonique d'un CP2D à réseau hexagonal on va modéliser plusieurs structures, dont la première sera un CP2D à réseau hexagonal de trous d'air de constante diélectrique ( $\epsilon_1 = 1$ ), avec un paramètre de maille

$a = 500$  nm, et un diamètre de trous  $2r = 250$  nm, plongés dans une matrice de Niobate de lithium d'indice de réfraction  $n = 2.141$  (donc de constante diélectrique  $\epsilon_2 = 4.583$ ).

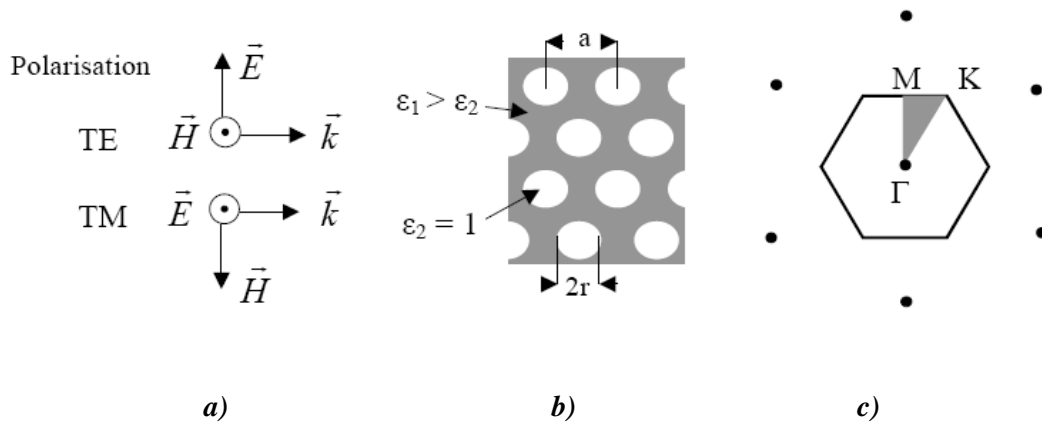


Figure III-14 :a) Les deux polarisations TE et TM, b) Les paramètres du cristal : le paramètre de maille :  $a=500\text{nm}$ , le diamètre des trous :  $2r = 250 \text{ nm}$ , la constante diélectrique de l'air  $\epsilon_1=1$ , la constante diélectrique du Niobate de lithium :  $\epsilon_2= 4,583$ , c) Le réseau réciproque du réseau hexagonal.

Pour cette étude, on va éclairer le cristal photonique par une onde plane en incidence normale et en polarisation TE et TM, et calculer la bande interdite à partir de 1% de transmission.

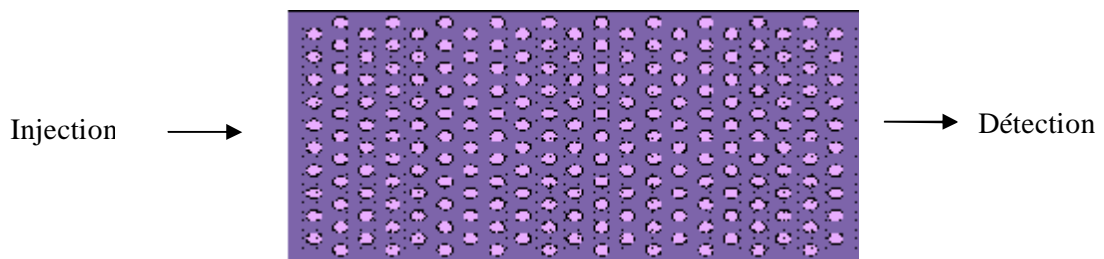
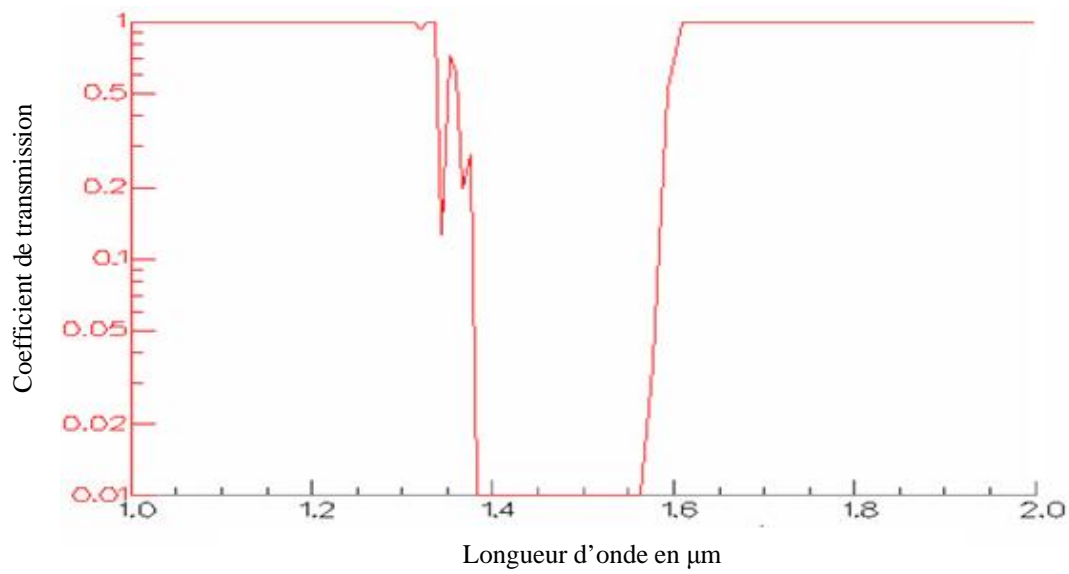


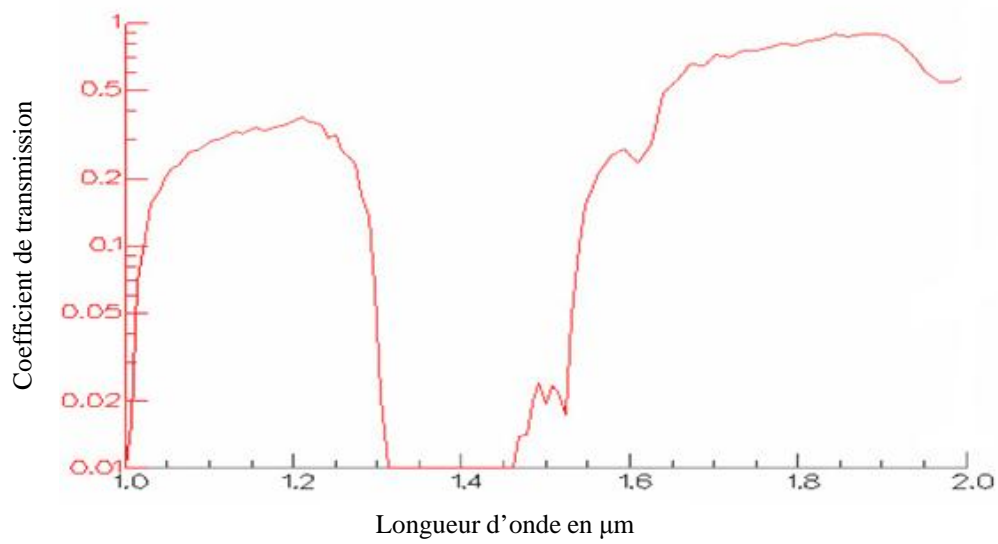
Figure III-15: La présentation de la structure dans FIMMWAVE

Et les coefficients de transmission sont présentés dans les figures suivantes





**Figure III.16 :** Coefficient de transmission d'un CP2D a réseau hexagonal de période  $a=500\text{nm}$  constitué de trous d'air de diamètre  $2r=250\text{ nm}$  gravés dans une matrice diélectrique de  $n=2.141$  en polarisation TE.



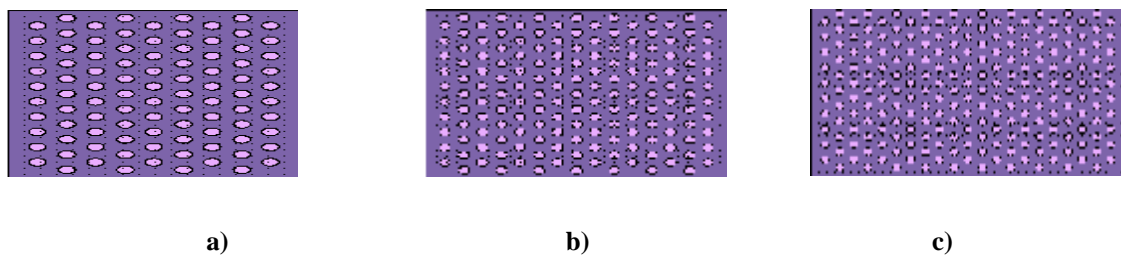
**Figure III.17:** Coefficient de transmission d'un CP2D a réseau hexagonal de période  $a=500\text{nm}$  constitué de trous d'air de diamètre  $2r=250\text{ nm}$  gravés dans une matrice diélectrique de  $n=2.141$  en polarisation TM.

Les Figures III-16 et III-17, représentent le coefficient de transmission en fonction de la longueur d'onde, en polarisation TE et TM respectivement. On observe clairement l'apparition d'une bande interdite qui se situe pour la polarisation TE entre  $1.39\mu\text{m}$  et  $1.56\mu\text{m}$  donc elle est d'une largeur de  $0.17\mu\text{m}$ . Pour la polarisation TM elle est entre  $1.31\mu\text{m}$  et  $1.46\mu\text{m}$  donc d'une largeur de  $0.15\mu\text{m}$ . Puisqu'on a des trous d'air, on constate que la bande interdite photonique en mode TE est plus large que celle pour la polarisation TM.

La position de cette bande interdite photonique peut être sensiblement translatée par variation des paramètres géométriques de la structure ainsi que de l'indice du substrat. Afin de voir l'influence de ces paramètres, nous avons modélisé différentes structures par FIMMWAVE-FIMMPROP et calculé la variation de la bande interdite en changeant à chaque fois un des paramètres du cristal photonique.

### III.1- Effet du changement de nombre de périodes verticales (colonnes)

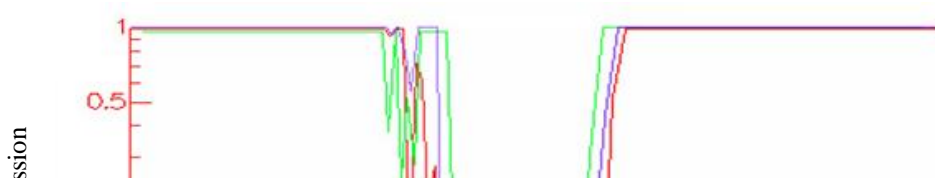
Pour voir l'effet du changement des périodes verticales sur la position de la bande interdite photonique du cristal, on va fixer tous les paramètres de la structure précédente et changer uniquement le nombre de colonnes de trous. On a tracé la bande interdite pour 3 structures de 9, 15 et 21 colonnes de trous respectivement, pour les deux polarisations TE et TM.

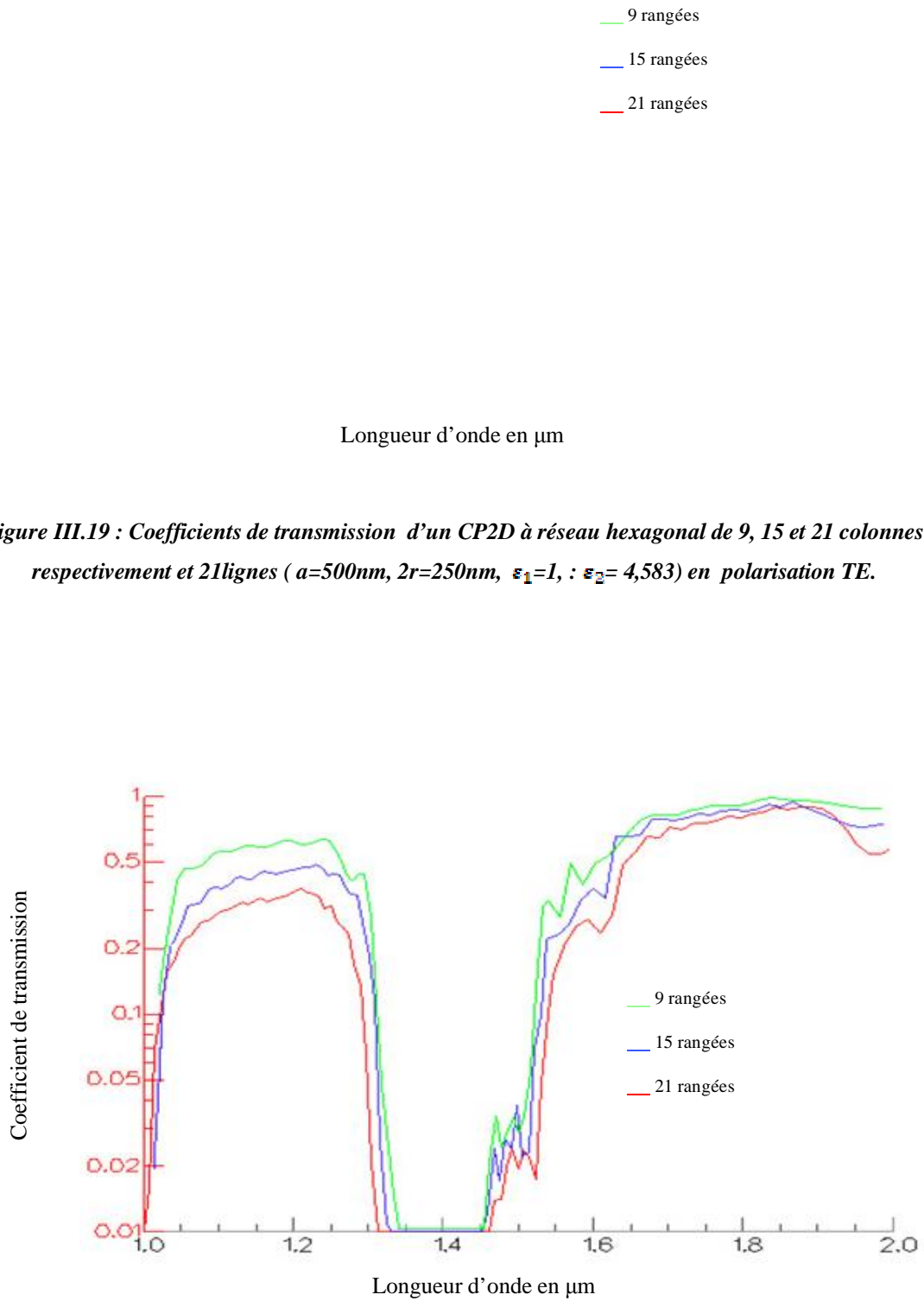


*Figure III.18 : Les trois structures étudiées*

*a) 9 colonnes de trous, b) 15 colonnes de trous, c) 21 colonnes de trous*

Les résultats sont dans les figures suivantes :





**Figure III.20 : Coefficients de transmission d'un CP2D à réseau hexagonal de 9, 15 et 21 colonnes respectivement et 21lignes ( $a=500\text{nm}$ ,  $2r=250\text{nm}$ ,  $\epsilon_1=1$ ,  $\epsilon_2=4,583$ ) en polarisation TM.**

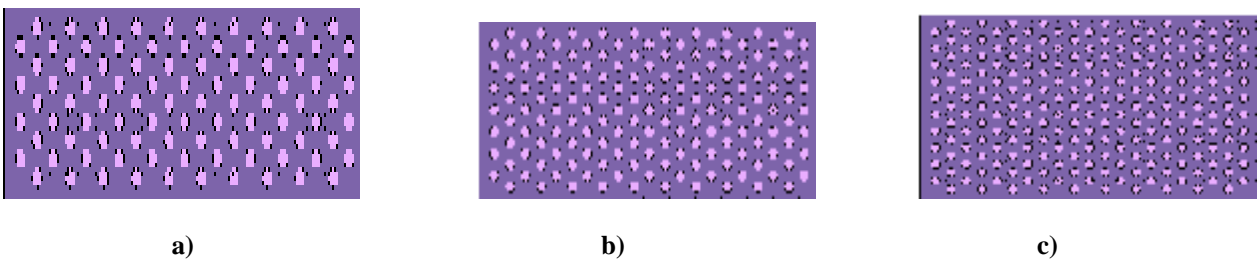
Pour la polarisation TE, on voit l'ouverture d'une bande interdite photonique pour les trois structures, cette bande a une largeur de  $0.8 \mu\text{m}$  pour la structure de 9 rangées, et lorsqu'on a augmenté le nombre à 21 rangées, on constate qu'elle est devenue  $0.17 \mu\text{m}$ .

Pour la polarisation TM, on remarque aussi l'apparition de la bande interdite photonique pour les trois structures, elle avait une largeur de  $0.11 \mu\text{m}$  pour 9 périodes et elle est devenue  $0.15 \mu\text{m}$  pour 21 périodes.

Dans les deux cas de polarisations on note l'ouverture de la bande interdite photonique pour les trois structures, et en augmentant le nombre de périodes verticales, la bande interdite s'élargit dans les deux côtés (vers les basses longueurs d'onde et les hautes longueurs d'onde).

### III.2- Effet de changement de périodes horizontales (lignes)

Maintenant on va fixer le nombre de colonnes à 21 colonnes et on va tracer le coefficient de transmission pour trois structures qui ont respectivement 9, 15 et 21 lignes, pour les deux polarisations TE et TM.



*Figure III.21 : les trois structures présentées pour l'étude du changement des périodes horizontales*

*a) 9 lignes de trous, b) 15 lignes de trous, c) 21 lignes de trous.*

Les coefficients de transmission sont présentés dans les figures suivantes :

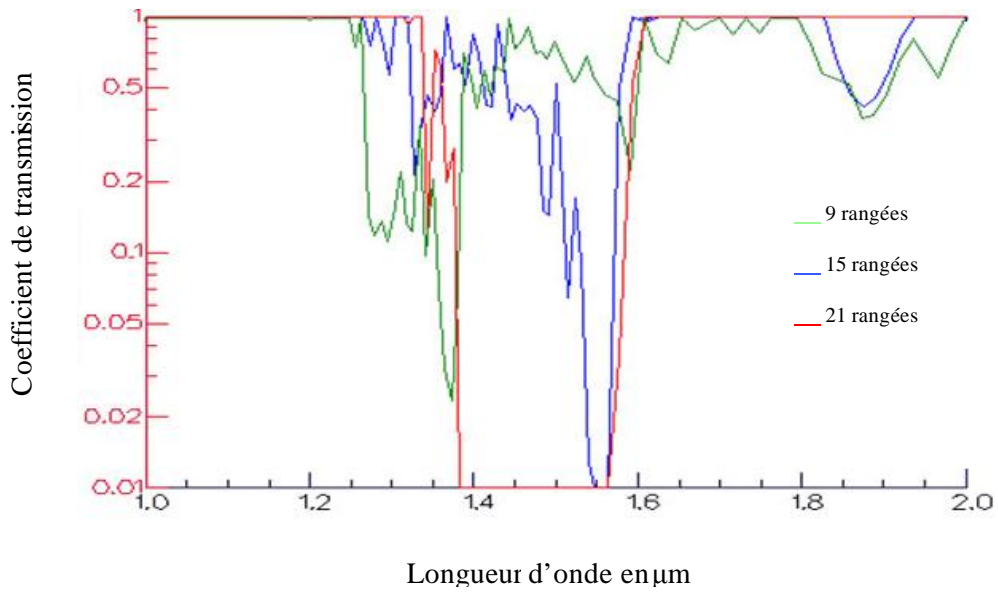


Figure III.22 : Coefficients de transmission d'un CP2D à réseau hexagonal de 9, 15 et 21 lignes respectivement et 21 colonnes ( $a=500\text{nm}$ ,  $2r=250\text{nm}$ ,  $\epsilon_1=1$ ,  $\epsilon_2=4,583$ ) en polarisation TE.

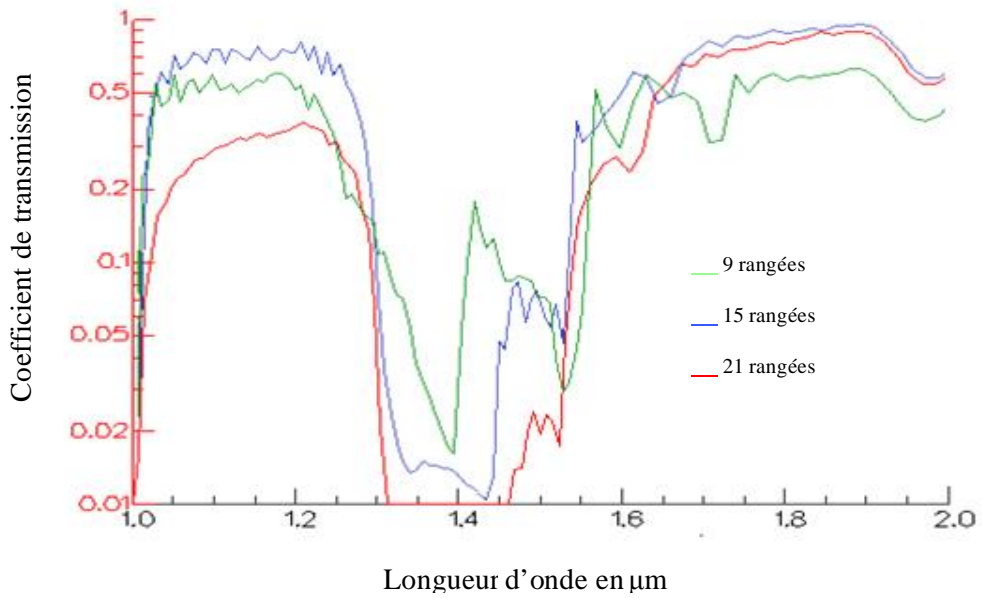


Figure III.23 : Coefficients de transmission d'un CP2D à réseau hexagonal de 9, 15 et 21 lignes respectivement et 21 colonnes ( $a=500\text{nm}$ ,  $2r=250\text{nm}$ ,  $\epsilon_1=1$ ,  $\epsilon_2=4,583$ ) en polarisation TM.

Pour la polarisation TE, on note que le coefficient de transmission n'a pas atteint la valeur de 1% pour la structure de 9 lignes, donc il n'y a pas de bande interdite photonique pour cette structure, lorsqu'on a augmenté le nombre à 15 lignes, on observe l'existence d'une bande interdite étroite de 0.02  $\mu\text{m}$ , cette bande s'élargit à 0.17  $\mu\text{m}$  pour 21 lignes. Pour la polarisation TM, la bande interdite photonique n'est apparue que pour la structure de 21 lignes, avec une largeur de 0.15  $\mu\text{m}$ .

On constate que la bande interdite photonique est très sensible aux variations des périodes horizontales, le fait de passer de 15 à 21 lignes en polarisation TE, la bande interdite photonique s'est élargit de 0.15  $\mu\text{m}$ . L'existence d'une bande interdite photonique dépend du nombre minimal des périodes : pour la polarisation TE, il faut au moins avoir 15 lignes de trous et pour la polarisation TM, on doit avoir 21 lignes de trous.

### III.3- Effet de changement du facteur de remplissage

Le facteur de remplissage pour un réseau bidimensionnel est le rapport entre la section du motif et l'aire de la maille élémentaire du réseau direct [9], dans le cas d'un réseau hexagonal, le facteur de remplissage s'écrit comme suit :

$$f = \frac{4\pi r^2}{3\sqrt{3}a^2} \quad (\text{III.1})$$

Avec : a : le paramètre de maille r : le rayon des trous

Pour voir son influence sur la bande interdite on considère la structure de base où le diamètre des trous est  $2r = 250 \text{ nm}$  puis on le varie pour les valeurs 300nm et 350 nm, Ce qui correspond aux valeurs du facteur de remplissage  $f = 15\%$ ,  $21\%$  et  $29\%$  respectivement (tout en gardant le paramètre de maille « a » fixe).

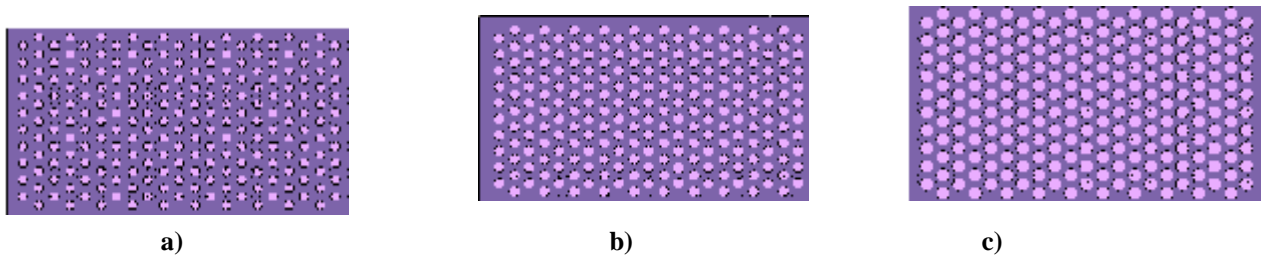
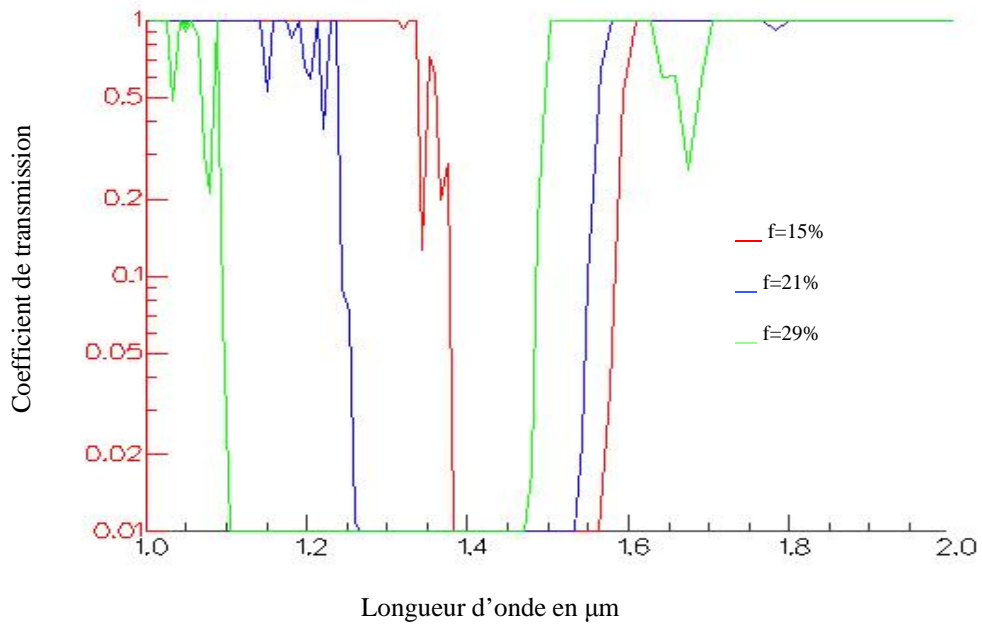


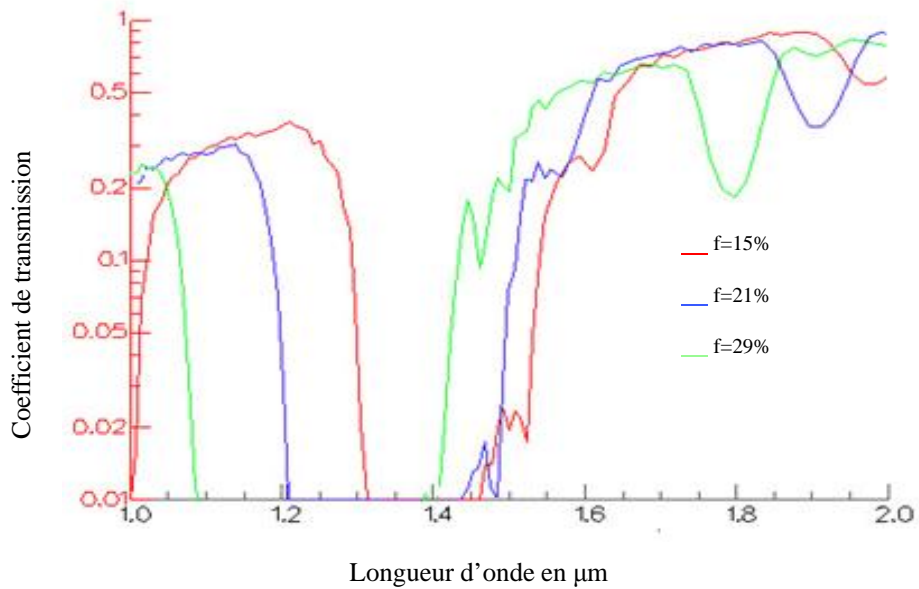
Figure III.24 : Les structures étudiées pour l'étude de l'influence du facteur de remplissage

a)  $f = 15\%$ , b)  $f = 21\%$ , c)  $f = 29\%$

On a obtenu les graphes suivants



**Figure III.25 :** Coefficients de transmission d'un CP2D a réseau hexagonal de facteur de remplissage  $f=15\%$ ,  $21\%$  et  $29\%$  respectivement (21colonnes et 21lignes,  $\epsilon_1=1$ ,  $\epsilon_2= 4,583$ ) en polarisation TE



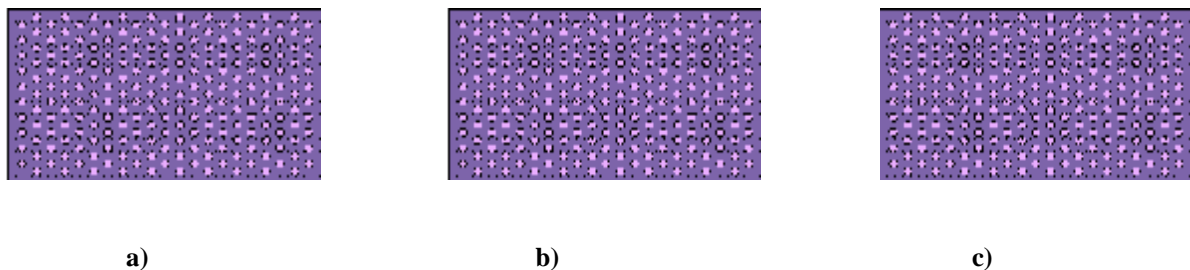
**Figure III.26 :** Coefficients de transmission d'un CP2D a réseau hexagonal de facteur de remplissage  $f=15\%$ ,  $21\%$  et  $29\%$  respectivement (21colonnes et 21lignes,  $\epsilon_1=1$ ,  $\epsilon_2= 4,583$ ) en polarisation TM

Pour la polarisation TE, quand on a passé d'un facteur de remplissage de 15% à 29%, la bande interdite s'est élargie de  $0.2 \mu\text{m}$  (pour 15% elle avait  $0.17 \mu\text{m}$  de largeur et pour 29%,  $0.37 \mu\text{m}$  de largeur), et pour la même augmentation du facteur de remplissage, on note quelle s'est élargit de  $0.17 \mu\text{m}$  pour la polarisation TM ( $0.15 \mu\text{m}$  pour 15% et  $0.32 \mu\text{m}$  pour 29%).

Donc pour les deux polarisations, l'augmentation du facteur de remplissage engendre un élargissement important de la bande interdite et un décalage vers les basses longueurs d'onde.

### III.4- Effet de changement d'indice

Après avoir vu l'influence des paramètres géométriques sur la bande interdite photonique, il est intéressant aussi d'étudier l'influence de la variation de l'indice de réfraction « n » sur cette dernière. Pour cela on va calculer le coefficient de transmission pour trois structures ayant les indices 2.141, 2.171 et 2.201 respectivement.



*Figure III.27 : Les trois structures pour l'étude de l'influence de l'indice de réfraction*

a)  $n=2.141$ , b)  $n=2.171$ , c)  $n=2.201$

Les coefficients de transmission sont présentés comme suit :



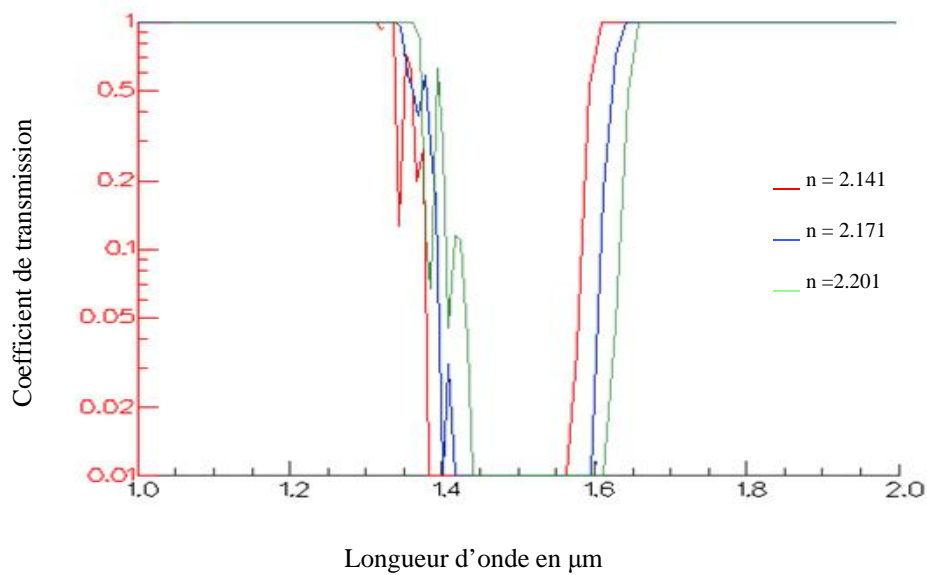


Figure III.28 : Coefficients de transmission d'un CP2D a réseau hexagonal d'indice de réfraction  $n=2.141$ ,  $2.171$  et  $2.201$  respectivement ( $f=15\%$ ,  $21$  colonnes et  $21$  lignes,  $\epsilon_1=1$ ) en polarisation TE.

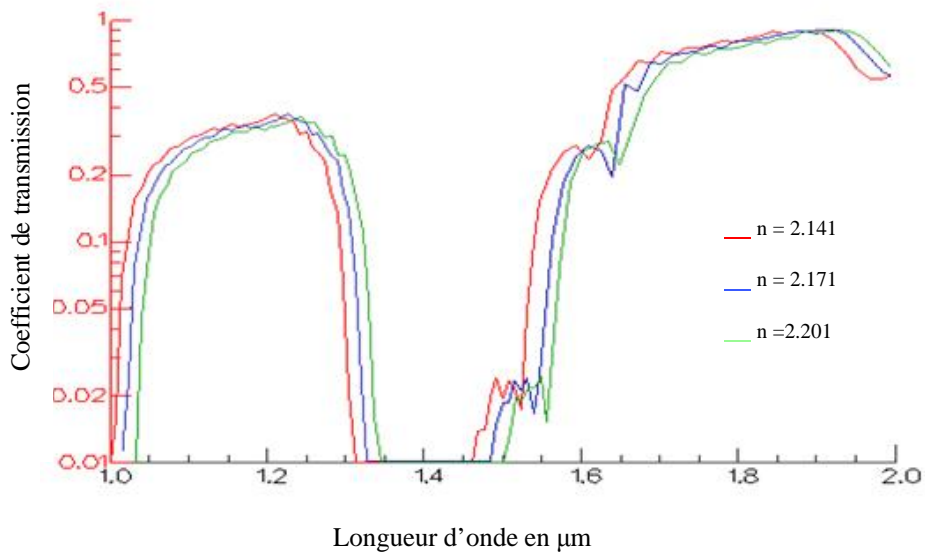


Figure III.29 : Coefficients de transmission d'un CP2D a réseau hexagonal d'indice de réfraction  $n=2.141$ ,  $2.171$  et  $2.201$  respectivement ( $f=15\%$ ,  $21$  colonnes et  $21$  lignes,  $\epsilon_1=1$ ) en polarisation TM.

Pour les deux polarisations on constate qu'en augmentant l'indice de réfraction d'une valeur  $\Delta n$ , la bande interdite photonique se déplace vers les hautes longueurs d'onde et elle garde la même largeur : pour la polarisation TE la bande interdite photonique a une largeur de  $0.17 \mu\text{m}$ , et une largeur de  $0.15 \mu\text{m}$  pour la bande TM, avec un déplacement vers les hautes longueurs d'onde.

### III.5- La carte des bandes

La carte des bandes d'un cristal photonique montre la position et la largeur de la bande interdite pour les deux polarisations TE et TM en fonction du facteur de remplissage.

La figure III.30 nous donne le tracé de la carte des bandes de notre structure de base (CP2D à réseau hexagonal avec  $f=15\%$ ,  $\epsilon_1=1$  et  $\epsilon_2=4,583$ ).

Pour de faibles facteurs de remplissage en air, il n'y a pas de bande interdite. Il faut atteindre  $r/a = 0,25$  pour voir apparaître le début de la bande interdite TE.

Pour la polarisation TE, une large bande interdite apparaît par rapport à la bande observé pour la polarisation TM.

Pour  $r/a = 0,4$  jusqu'à  $r/a = 0,45$  et de  $r/a = 0,7$  jusqu'à  $r/a = 0,9$  on a un recouvrement complet des gaps pour les deux polarisations, donc une bande interdite complète.

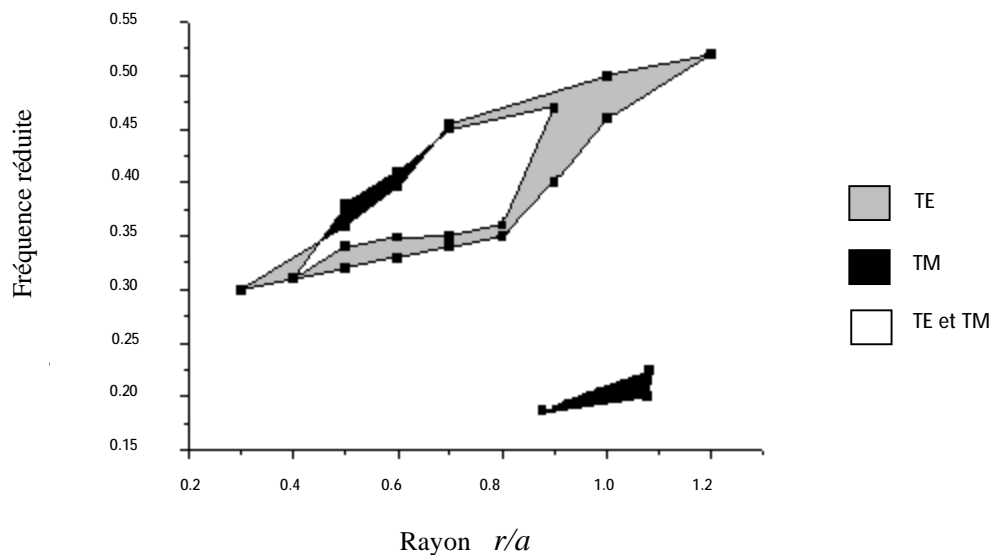


Figure III.30 : Carte des bandes pour les deux polarisations dans le cas d'un cristal photonique hexagonal de trous d'air dans une matrice de constante diélectrique  $\epsilon = 4,583$ .

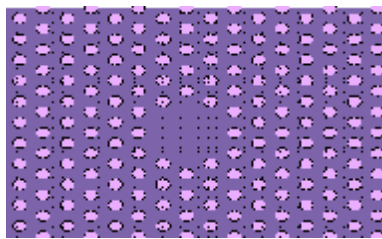
Cette carte des bandes interdites est très pratique pour décider les paramètres du cristal photonique en vue d'une application bien déterminée.

### III.6- Les défauts

On a vu dans le chapitre II que parmi les applications les plus utilisées des cristaux photoniques : les cavités et les guides.

Les cavités hexagonales sont réalisées en omettant la gravure de trous du cristal photonique dans un hexagone. Elles sont communément appelées « cavité Hx » avec x le nombre de trous omis par cotés de l'hexagone.

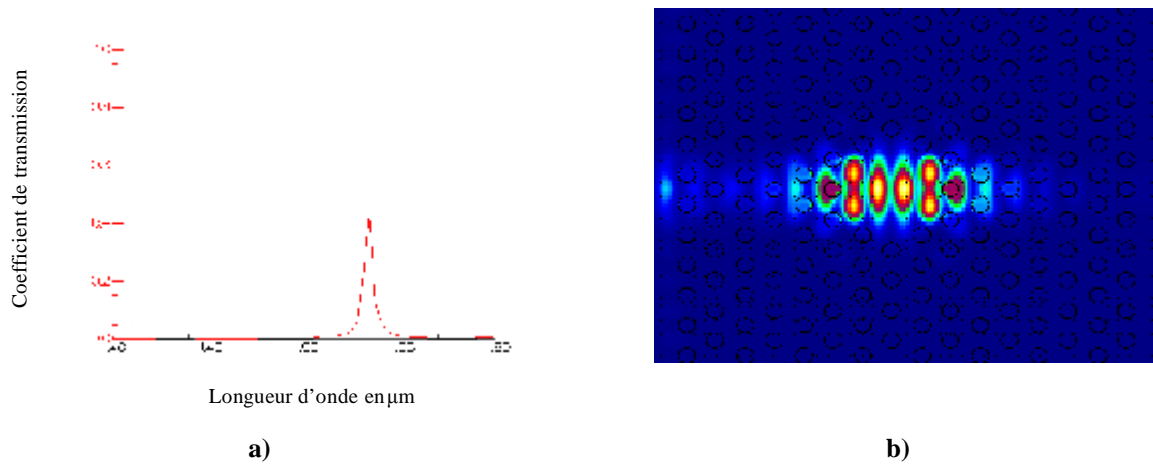
Pour réaliser une telle cavité on va utiliser un cristal photonique à réseau hexagonal de facteur de remplissage 15%,  $\epsilon_1=1$  et  $\epsilon_2= 4,583$ . Au centre du cristal photonique en enlève 2 trous par coté pour avoir une cavité H2, comme c'est présenté dans la figure ci-dessous :



*Figure III. 31 : Cavité hexagonale H2 dans un cristal photonique à réseau hexagonal de facteur de remplissage 15%,  $\epsilon_1=1$  et  $\epsilon_2= 4,583$*

On note l'apparition d'une raie qui présente la position d'un mode résonant pour une longueur d'onde qui était interdite avant d'enlever les trous, pour cette longueur d'onde  $\lambda = 1.535 \mu\text{m}$  le taux de transmission est 43%.

Maintenant on va injecter cette longueur d'onde et voir l'intensité du champ.

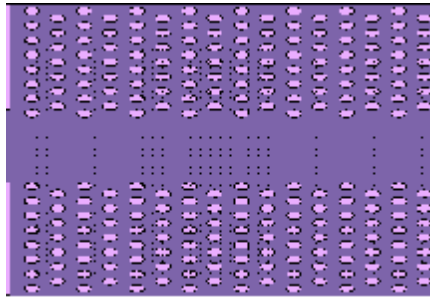


**Figure III.32 a) Le coefficient de transmission d une cavité hexagonale H2 dans un cristal photonique à réseau hexagonal de facteur de remplissage 15%,  $\epsilon_1=1$  et  $\epsilon_2= 4,583$**   
**b) l'intensité du champ pour  $\lambda =1.535 \mu m$**

Dans ce cas, l'objectif visé est le confinement de la lumière dans une cavité. Les défauts ponctuels entièrement entourés par le cristal photonique, ont permis à des fréquences comprises dans la bande interdite de se pénétrer et se confiner, le cristal photonique avec ces défauts se comporte comme un miroir quasi-parfait.

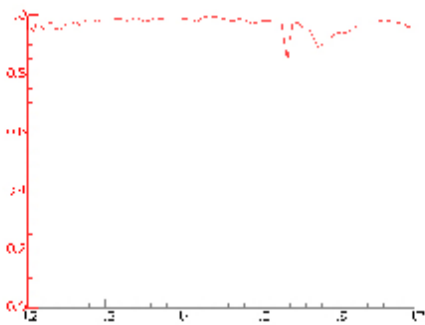
Quand on parle de cavités optiques, l'application qui vient immédiatement à l'esprit est la mise au point de lasers. Il suffit d'insérer un matériau actif à l'intérieur de la cavité pour obtenir un microlaser.

La deuxième application sera un guide linéaire, on sait que le guidage de la lumière par des défauts linéaires dans les cristaux photoniques bidimensionnels constitue actuellement un des domaines les plus étudiés des cristaux photoniques. Dans cette partie, on va s'intéresser au guidage le long d'un défaut réalisé dans un cristal hexagonal de trous d'air avec  $f= 35\%$ ,  $\epsilon_1=1$  et  $\epsilon_2= 4,583$ , lorsque 3 lignes de trous sont omises. Un tel guide est couramment appelé un guide W3.

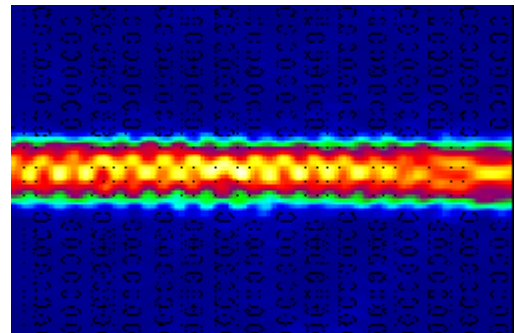


**Figure III.33 : Guide linéaire W3 dans un cristal photonique à réseau hexagonal de facteur de remplissage 35%,  $\epsilon_1=1$  et  $\epsilon_2= 4,583$ .**

On va prendre une longueur d'onde  $\lambda=1.64 \mu\text{m}$  qui appartient à la bande interdite et on va l'injecter dans le guide.



**b)**



**a)**

**Figure III.34: a) le coefficient de transmission d'un un guide linéaire dans un cristal photonique à réseau hexagonal de facteur de remplissage 35%,  $\epsilon_1=1$  et  $\epsilon_2= 4,583$ .**

**b) L'intensité du champ pour une longueur d'onde  $\lambda=1.64 \mu\text{m}$**

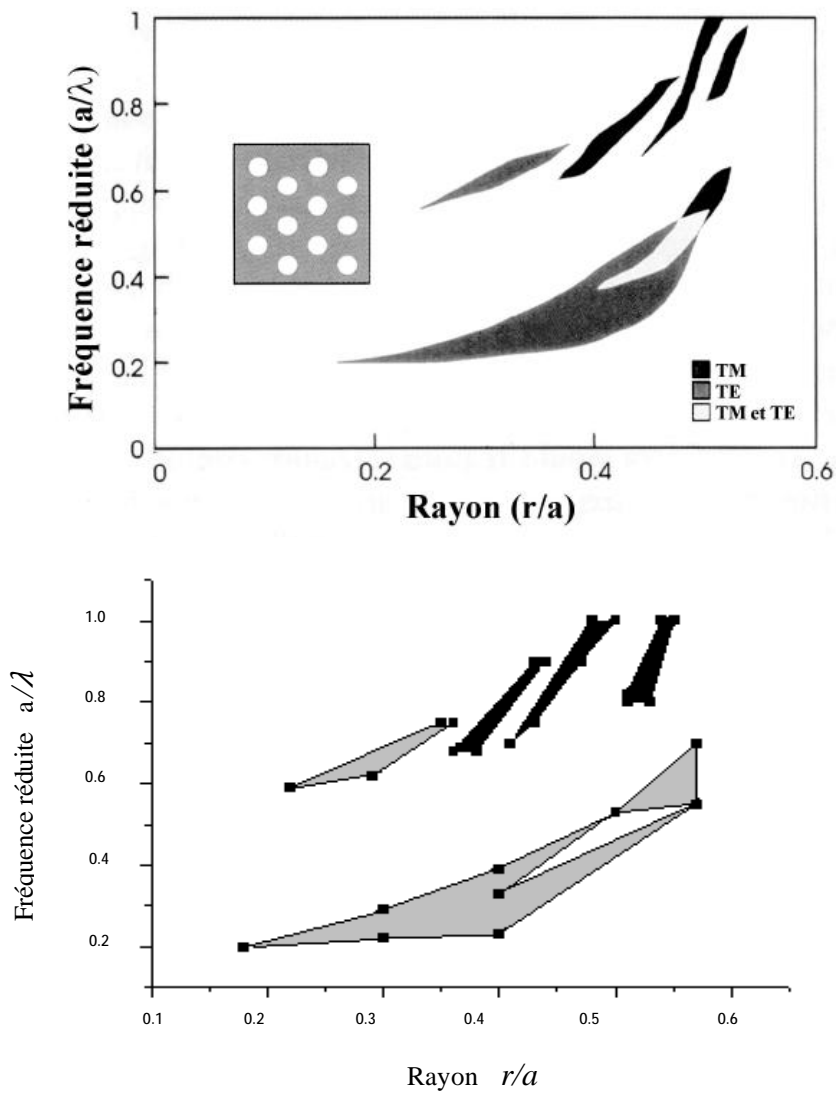
On voit clairement l'intensité du champ et le confinement dans la partie vide des trous qui constitue le guide linéaire, et l'absence du champ dans le reste du cristal.

Ici, le défaut n'est plus ponctuel : c'est trois lignes de trous qui ont été omises, formant un défaut linéique. 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.

Il est important de souligner le fait que le mécanisme de guidage est complètement différent de celui existant dans les guides optiques classiques, puisque ce n'est pas la réflexion totale due à la différence d'indice de réfraction qui assure le guidage, mais l'existence d'une bande interdite.

### III.7- Validation

Pour valider nos résultats, on considère un cristal photonique hexagonal de trous d'air dans une matrice de constante diélectrique  $\epsilon_1 = 11,4$  [28]. Sa carte de bandes interdites, pour les deux polarisations, est représenté sur la ci-dessous



b)

*Figure III.32 : Carte des bandes pour les deux polarisations dans le cas d'un cristal photonique hexagonal de trous d'air dans une matrice de constante diélectrique  $\epsilon_1 = 11,4$ .  
a) par FDTD (source [28])      b) par FIMMWAVE-FIMMPROP*

Pour de faibles facteurs de remplissage en air, il n'y a pas de bande interdite. Il faut atteindre  $r/a = 0,2$  pour voir apparaître la bande interdite TE, et c'est seulement pour un rayon de trous important (lorsque leur diamètre vaut 90 % de la période environ) que l'on a un recouvrement des gaps pour les deux polarisations, donc une bande interdite complète.

La figure III.32 a) présente la carte des bandes calculée par FDTD, et la figure III.32 b) présente le calcul par FIMMWAVE-FIMMPROP (nos résultats). On note un bon accord entre les deux courbes.

## **Conclusion**

Dans ce chapitre, on a étudié l'influence de la variation de quelques paramètres physiques d'un cristal photonique bidimensionnel à réseau hexagonal, sur la bande interdite photonique.

On a vu que par un choix convenable de ces paramètres, il est possible de faire apparaître cette bande interdite dans le spectre de transmission. La position et la largeur de cette bande interdite peuvent être sensiblement changées par variation du nombre de périodes, du facteur de remplissage et de l'indice du substrat.

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

# **Conclusion générale**



## Conclusion générale

Ce travail a pour objectif l'étude de l'influence de quelques paramètres physiques sur la bande interdite photonique d'un cristal photonique bidimensionnel de trous d'air d'un réseau hexagonal en utilisant le simulateur FIMMWAVE-FIMMPROP.

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

- L'augmentation des périodes verticales élargit la bande interdite photonique dans les deux sens des longueurs d'onde (les hautes et les basses).
- L'augmentation des périodes horizontales après une certaine valeur critique conduit à un élargissement important de la bande interdite photonique.
- L'augmentation du facteur de remplissage fait élargir la bande interdite photonique avec un déplacement vers les basses longueurs d'onde.
- L'augmentation  $\Delta n$  de l'indice de réfraction déplace la bande interdite photonique vers les hautes longueurs d'onde en gardant la même largeur

Après cette étude, on a tracé la carte de bande de notre structure hexagonale, puis on a simulé deux applications des cristaux photoniques : cavité hexagonale H2 et guide linéaire W1, et on a vu la lumière piégée dans la cavité, et la propagation le long du guide linéaire, pour des longueurs d'onde qui ont été comprises dans la bande interdite avant d'introduire les défauts de la lumière appropriée.

Par ailleurs, on a validé nos résultats avec une carte de bande calculée par la méthode FDTD et on a trouvé un bon accord.

Cette étude est très importante, elle permet d'éviter un piétinement inutile dans la gravure de plusieurs structures, avec ses résultats on cible les caractéristiques adéquates correspondant aux conditions optimales du fonctionnement voulu du cristal photonique.

Ainsi que des applications des cristaux photoniques repose sur leur bande interdite photonique. Afin de disposer d'une fréquence permise à l'intérieur de cette bande, il est nécessaire d'introduire des défauts dans la structure périodique. 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. En pratique, les défauts ponctuels permettent de faire des micro-résonateurs et les défauts linéaires réalisent des guides d'onde.

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

## Bibliographie

- [1] Benoit LOMBARDET « Etude et réalisation des cristaux photoniques pour l'optique intégrée », Thèse de doctorat en sciences n 3254 , Ecole polytechnique fédérale de Lausanne (2005).
- [2] E. Yablonovitch ; « Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics » Phys. Rev. Lett , vol.58,no. 20, pp. 2059-2062,1978.
- [3] S John, « Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices », Phys . Rev. Lett ; vol.58,pp. 2486,1978.
- [4] Delphine NEEL, “ Etude en champs proche optique de guides a cristaux photoniques sur SOI”, Thèse de doctorat en sciences, Ecole central de Lion, 2006.
- [5] Christophe SAUVAN, « Etude de la propagation et du confinement de la lumière dans des nanostructures », Thèse de doctorat en sciences, Université de Paris XI Orsay, 13 octobre 2005.
- [6] [http://fr.wikipedia.org/wiki/cristal\\_photonique](http://fr.wikipedia.org/wiki/cristal_photonique)
- [7] E. Yablonovitch « Photonic band-gap crystals » J. Physics Condens. Matter 5,p. 2443-2460, printed in the UK, 1993.
- [8] Davy GERARD, “Etude en champs proche et en champs lointain de composant périodiquement nanostructures: cristaux photoniques et tamis à photons”, Thèse de doctorat en sciences, Université de Bourgogne, 09 juillet 2004.
- [9] D. Felbacq, E. Centeno, « Theory of diffraction for 2D photonic crystals with a boundary » Optics communication, 199 (2001) 39-45, November 2001.
- [10] C. Kittel “ Physique de l'état solide” Dunod, 7 édition, Paris 1998.
- [11] F.F.Y. Wang « Introduction to solid state electronics » North-Holland Publishing Company- Amsterdam-New York-Oxford, 1980.
- [12] J.M.ZIMAN “Principals of the theory of solids” University press of Cambridge (1965).
- [13] M. Jouguet “Onde électromagnétiques- 1 propagation libre” Dunod, Paris 1973.
- [14] H. ROUSSEL, V.VIGNERAS, W. TABBARA , J.P PARNEIX « Etude théorique et expérimentale de structures à Bande Photonique Interdite bidimensionnelle » JNM 99, Arcachon, 5-7 Mai 1999.
- [15] 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.
- [16] 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.

- [17] D.CASSAGNE, C. JOUANIN , D. BERTHO « Hexagonal photonic and gap structures » Physical Review B, Vol. 53, March 1996, pp.7134-7141.
- [18] <http://www.univ.lemans.fr/enseignements/chimie/01/deug/sem2/bravais.html>
- [19] F.DEMONTOUX, V.VIGNERAS « Multidiffusion des ondes électromagnétiques dans les structures BIP. Etude paramétrique de réseaux tridimensionnels »JNM 2003, Lille,21-23 Mai 2003.
- [20] K.M. Ho, Chan C.T and C.M Soukoulis. Physical Review Letters 65(25) , 3152 (1990).
- [21] S.Y . Lin , J.G Fleming, B,k Hetherington, B.K. Smith, R. Biswas, K.M. Ho, M.M Sigalas, W.Zubrycki, S.R Kurtz, and J. Bur. Nature 394(5479), 604- 606 (1998).
- [22] J.D. Joannopoulos. Nature 414(6861), 257-258 (2001).
- [23] Y.A Vlasov, X-Z. Bo, J.C Strum, and Norris D.J Nature 414 (6861), 289-293, (2001).
- [24] E. Yablonovitch, T.J Gmitter, and K.M Leung. Physical Review Letters. 67(17) ,2295-2298(1991).
- [25] Sandrine MASSY, “Contribution à la réalisation de fonctions optiques à base de cristaux photoniques sur LiNbO3 », Thèse de doctorat en sciences 4, Université de Limoges.2004.
- [26] S. Y. Lin et J.G Fleming, A three dimensional optical photonic crystal, IEEE Journal of Lightwave Technology 17, p.1994.
- [27] H.Miguez, C.Lopez, F.Meseguer, A.Blanco, L.Vasquez, R.Mayoral, M.Ocana, V.Fornés et A. Mifsud, Photonic crystal properties of packed submicrometric SiO2 spheres, Applied Physics Letters 71, p.1148 (1997).
- [28] Marc ZELSMAN, “ Cristaux photoniques en silicium sur isolant pour le guidage, le filtrage, l’émission et l’extraction de la lumière », Thèse de doctorat en sciences, Université Joseph Fourier-Grenoble 1 Novembre 2003.
- [29] C. Monat, C.Seassal, X. Letartre, P.Regreny ,M.Gendry,P.Rojo-Romeo,P. Viktrovitch, M. Le Vassor d’Yerville, D Cassagne, J.P.Albert, E. Jallaguier , S Pocar et B. Aspar, Two dimensional hexagonal shaped microcavities formed in a two-dimensional photonic crystal on an Inp membrane. Journal of applied Physics 93, p. 23 (2003).
- [30] S. David, Etude de composants à cristaux photoniques dans la filière Silicium pour les longueurs d’ondes des télécommunications optiques, Thèse de doctorat Université Paris XI (2003).
- [31] Yohan DESIERES, « Conception et études optiques de composants micro photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bande interdite de photon », Thèse de doctorat en sciences n 01-0081, L’institut national des sciences appliquées de Lyon, Décembre 2001.
- [32] Regis Orobtschouk, Modelisation et étude de composants pour l’optique intergée Siliscium sur isolant (SIMOX à  $\lambda=1.3\mu\text{m}$  ), Thèse de doctorat Université Paris Sud Orsay (1996).
- [33] Yanick MERLE, « Etude de la dispersion électronique dans les materiaux périodiques diélectriques bidimensionnels » , Thèse de doctorat en sciences n 47-2003, Université de Limoges,Novembre2003.

## ملخص

البلورات الضوئية هي عبارة عن مركبات يكون فيها مؤشر العازل الكهربائي متغيرا بصفة دورية في اتجاه واحد أو أكثر في الفضاء. هذه الدورية تنتج أثرا على الأمواج الكهرومغناطيسية مشابهها لأثر دورية الكمون على الإلكترونات في البلورات حيث تظهر بعض العصابات المانعة الضوئية التي تمنع مرور بعض أمواج الأطوال. هذه الخاصية تجعل البلورات الضوئية مهمة من أجل استعمالها في عدة تطبيقات في علم الضوئيات المدمجة. هذا العمل يدرس تأثير بعض العوامل الفيزيائية على العصابة المانعة الضوئية للبلورات الضوئية ذات البعدين المتكونة من تقوب هوائية متوضعة على شكل شبكة سداسية للاستقطابين الكهربائي و المغناطيسي باستعمال البرنامج fimmwave- fimmprop.

لما زدنا عدد الأدوار العمودية لاحظنا أن العصابة المانعة الضوئية ازدادت عرضا. بالنسبة لعدد الأدوار الأفقية لاحظنا اتساعا مهما للعصابة المانعة الضوئية عند زيادة عدد هذه الأدوار و كذلك وجود قيمة حرجة لها إذا قل عدد هذه الأدوار عن هذا العدد نلاحظ عدم ظهور العصابة المانعة الضوئية أصلا. الزيادة في عامل الامتلاء زادت أيضا في عرض العصابة المانعة الضوئية و الانتقال كان في اتجاه أطوال الأمواج الصغيرة بالمقارنة مع طول الموجة المركزية. لاحظنا أيضا انتقال العصابة المانعة الضوئية عند الزيادة الطفيفة في عامل الانكسار لكن هذه المرة في اتجاه أطوال الأمواج الكبيرة بالمقارنة مع طول الموجة المركزية. مع احتفاظها بنفس العرض. بعد هذه الدراسة رسمنا خريطة العصابات للتركيبية الرئيسية التي درسناها ثم عملنا على خلق أخطاء في التركيبية على شكل فجوة و موجه لرؤية كيفية انتقال الأمواج الضوئية من خلالها في الأخير قمنا بمصادقة النتائج ووجدنا اتفاقا جيدا.

## Abstract

The photonic crystals are structures whose dielectric index varies periodically according to one or more directions of space, this periodic area products on the propagation of an electromagnetic wave a similar effect to that periodic potential on the electrons in the crystals. Forbidden Energy bands for the electromagnetic field appear prohibiting the propagation of the light for certain wavelengths. These properties return photonic crystals interesting for many applications in optics integrated.

This work studies the influence of certain physical parameters on the forbidden photonic band of a two-dimensional photonic crystal of air holes with hexagonal network for the two polarizations by using the simulator fimmwave fimmprop

When we increased the number of vertical periods it was seen that forbidden band widens.

The increase in the factor of filling also makes widen the photonic forbidden band with a shift towards the low wavelengths compared to the central wavelength.

Therefore we saw the same width and the displacement of the photonic band for a little increase of the refraction index but to the high wavelengths.

After this study we traced the chart of band of our hexagonal structure, then we have created a cavity and a guide in this structure and we saw the propagation of the suitable light.

At the end we validated our results and we found a good agreement.

## Résumé

Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice diélectrique varie périodiquement selon une ou plusieurs directions de l'espace. Ce milieu périodique produit sur la propagation d'une onde électromagnétique, un effet analogue à celui du potentiel périodique sur les électrons dans les cristaux. Des bandes d'énergie interdites pour le champ électromagnétique apparaissent, interdisant la propagation de la lumière pour certaines longueurs d'onde. Ces propriétés rendent les cristaux photoniques intéressants pour de nombreuses applications dans l'optique intégrée.

Ce travail étudie l'influence de certains paramètres physiques sur la bande interdite photoniques d'un cristal photonique bidimensionnel de trous d'air à réseau hexagonal pour les deux polarisations TE et TM en utilisant le simulateur FIMMWAVE-FIMMPROP.

La bande interdite photonique s'élargit :

- en augmentant le nombre de période verticale dans les deux sens des longueurs d'onde.
- en augmentant le nombre de période horizontale.
- en augmentant le facteur de remplissage vers les basses longueurs d'onde.

Le déplacement de la bande interdite photonique pour une augmentation  $\Delta n$  de l'indice de réfraction vers les hautes longueurs d'onde, est obtenu, tout en gardant la même largeur de la BIP.

Après cette étude on a étudié la carte de bande de notre structure hexagonale, puis on a simulé une cavité et un guide dans des structures hexagonales et on a observé la propagation de la lumière appropriée.

Enfin, nous avons validé nos résultats de simulation qui sont en accord avec ceux de la littérature.