

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Ministère de l'Enseignement supérieur
et de la Recherche Scientifique

UNIVERSITE KASDI MERBAH OUARGLA

Faculté des nouvelles technologies de
l'information et de
la communication Département
D'électronique et des
Télécommunications



DOMAINE : Science et Technologie

FILIERE : Télécommunication

OPTION : Systèmes des Télécommunication

Mémoire présenté pour l'obtention

Du diplôme de Master Académique

Thème

MATÉRIAUX À BANDES INTERDITES

PHOTONIQUES BIDIMENSIONNELS :

APPLICATION AU DOMAINE DES CAPTEURS

Présenté par :

TELLI Mohammed Said

Devant le jury :

M. BOULESBAA Mohammed
M. OTMANI Hamza
Mme. DAHRAOUI Nadia

MCA	Président	Université UKMO Ouargla
MCB	Encadreur	Université UKMO Ouargla
MAA	Examineur	Université UKMO Ouargla

Année Universitaire 2019/2020

Remerciement

A travers ce travail, nous tenons à remercier vivement notre promoteur Mr –Hamza OTMANI, pour l'intéressante documentation qu'il a mise à notre disposition, pour ses conseils précieux et pour toutes les commodités et aisances qu'il nous a apportées durant notre étude et réalisation de ce projet.

Nos remerciements les plus vifs s'adressent aussi aux messieurs le président et les membres de jury d'avoir accepté d'examiner et d'évaluer notre travail.

Nous exprimons également notre gratitude à tous nos enseignants qui ont collaboré à notre formation depuis notre premier cycle d'étude jusqu'à la fin de notre cycle universitaire.

Sans omettre bien sur de remercier profondément tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à réalisation du présent travail.

Et enfin, que nos chers parents et familles, et bien avant tout, trouvent ici l'expression de nos remerciements les plus sincères et les plus profonds en reconnaissance de leurs sacrifices, aides, soutien et encouragement afin de nous assurer cette formation d'ingénieur dans les meilleures conditions.

M^{ed} Said



Dédicace

Je dédie ce travail à :

➤ *Mes parents, pour leur soutien et pour leur affection sans failles. Sans vous, rien n'aurait été possible !*

➤ *Ma chère femme*

➤ *Mes chers enfants*

➤ *Mes chers frères : Miloud, Ala-eddine, Baha-eddine et Mosaab.*

➤ *Mes chères sœurs : Saida, Zoubida, Nour-Elhouda et Chaïma.*

➤ *Mes oncles et mes tentes*

et à tous les membres de ma famille, pour leur soutien moral tout au long de ce chemin dur.

➤ *Mes amis*

➤ *La mémoire de mes grands-parents Toute personne, pour m'avoir aidé de réaliser ce travail.*

SAID



Liste Des Abréviations

Δn : le contraste d'indice

ϵ : permittivité

a : La période

f : Le facteur de remplissage

E : le champ électrique

H : le champ magnétique

TM : transverse électrique, la polarisation magnétique

TE : transverse magnétique, la polarisation électrique

PhCs : Les cristaux photoniques

CP : cristal photonique

BIP : bandes interdites photoniques

PBG : Photonic Band Gap

S : Sensibilité

RI : indice de réfraction

CW : une excitation de type continue

n : L'indice de réfraction du matériau

λ : la longueur d'onde guidée

ΓK : la direction du réseau réciproque correspond à la direction des premiers voisins du réseau réel.

RIU : unité de l'indice de réfraction.

Q :facteur de qualité.

Sommaire

Chapitre I :	3
1. Introduction :	5
1. Historique sur les cristaux photoniques	5
2. Définition :	6
3. Classifications des cristaux photoniques :	6
3.1. Cristaux photoniques 1D (Unidimensionnels) :	6
3.2. Cristaux photoniques 2D :	7
a- La structure connectée :	7
b- La structure déconnectée :	8
3.3. Cristaux photoniques 3D :	8
4. Différentes mailles de cristaux photoniques bidimensionnels	9
a- Réseau carré :	9
b- Réseau triangulaire :	9
c- Réseau hexagonal :	9
5. Principales caractéristiques des cristaux photoniques	10
a- Le contraste d'indice:	10
b- La période:	10
c- Le facteur de remplissage :	10
6. Analogie électron photon	10
7. Notion de bande interdite photonique :	10
8. Défauts introduits dans les cristaux photoniques :	13
8.1. Exemple de défauts ponctuels :	13
8.2. Exemple des défauts étendus :	13
9. LES CAPTEURS	14
9.1. Définition d'un capteur	14
9.2. Paramètres caractéristiques des capteurs	15
9.2.1. Etalonnage:	15
9.2.2. Etendue de mesure (gamme de mesure):	16
9.2.3. Résolution :	16
9.2.4. Sensibilité:	16

9.3.5 Linéarité:	16
9.3.6 Limite de détection:	16
10. LES CAPTEURS PHOTONIQUES	16
10.1 Introduction	16
10.2. Capteurs à base de cristaux photoniques	17
10.3. Capteurs à bases de cristaux photoniques à 2D	28
10.4. Capteurs à bases de cristaux photoniques à 2D membranaires	21
11. Conclusion	22
Chapitre II :	23
1. Introduction :	24
2. FDTD à deux dimensions :	25
2.1 Discrétisation par la méthode des différences finies centrées :	26
2.2 Stabilité numérique :	30
3. Conditions aux limites :	33
3.1 Conditions d'absorption de type Mur	33
3.2 Conditions symétriques et antisymétriques :	33
4. Conditions d'injection d'une onde :	35
4.1 La source dure :	35
4.2 La formulation champ total / champ réfléchi :	36
4.3 Cas à deux dimensions	37
5. Conclusion :	38
Chapitre III :	39
1. Introduction :	40
2. Outil de simulation :	40
3. Structure utilisée :	41
4. Analyse des bandes interdites photoniques	41
5. Variation de la bande interdite photonique en fonction de l'indice de réfraction :	42
5.1 Pour la polarisation TE	42
5.2 Pour la polarisation TM :	45
6. Cavités en cristaux photoniques 2D :	46
6.1 Confinement de la lumière à cavité en cristal photonique 2D :	47
6.2 Variation de confinement de la lumière à cavité en fonction de la polarisation :	50
7. Variation de confinement de la lumière à cavité en fonction de l'indice de réfraction « n » :	50

7.1	Pour la polarisation TE :.....	50
7.2	Pour la polarisation TM :.....	52
8.	Variation de la transmission en fonction de l'indice de réfraction:.....	52
8.1	Pour la polarisation TE :.....	53
8.2	Pour la polarisation TM :.....	53
9.	Application dans le domaine des capteurs.....	54
9.1	Introduction :.....	54
9.2	Capteurs basés sur l'indice de réfraction :.....	55
9.3	Capteurs à base de cavité à cristal photonique :.....	55
9.4	Sensibilité de capteur:.....	56
10.	Conclusion :.....	56

Liste Des Figures

Figure 1.1: Représentation schématique de cristaux photoniques unidimensionnels (1D), Bidimensionnels (2D) et Tridimensionnels (3D).....	6
Figure 1.2: Structure périodique unidimensionnelle (Réseau de Bragg).....	7
Figure 1.3: Structure périodique 2D connectée.....	7
Figure 1. 4: Structure périodique 2D déconnectée.....	8
Figure 1.5: Structure des cristaux photoniques tridimensionnels.....	8
Figure 1.6: (a) :Exemple d'un diagramme de bandes interdites(BIP) d'une structure 2D, (b) : Les deux types de polarisation TM et TE.....	12
Figure 1.7: Exemple de défaut lacunaire (a) ; défauts de substitutions (b) et (c).....	13
Figure 1.8: Exemple de guide W1 à cristal photonique hexagonal de trous d'air sur un substrat.....	14
Figure 1. 9: Exemple des défauts dans les différents types de cavités. [3].....	14
Figure 1.10: Définition d'un capteur.....	15
Figure 1.11: Courbe d'étalonnage d'un capteur.....	15
Figure1.12:(a) Vue au microscope électronique à balayage d'une microcavité à cristal photonique intégrée entre deux guides d'ondes(b) Spectres de transmission normalisés de la microcavité montrée en (a)avec cinq différents indices de réfraction allant de $n = 1,446$ jusqu'à $n = 1,454$ [23].....	19
Figure 1.13: (a)Dispositif d'un capteur à RI basé sur un CP à2D avec un réseau triangulaire de trous d'air. La structure se compose d'un guide d'ondes1, microcavité, guide d'ondes 2, une source de lumière cohérente et un spectromètre. (b) Spectres de transmission normalisés du capteur montré en (a) avec cinq différents indices de réfraction allant de $n=1,446$ jusqu'à $n =1,450$ d'après [25].....	20
Figure 1.14: (a, b) images SEM montrant les cavités H1-r etL3 dans un cristal photonique, (c,d) modes de cavité mesurés pour l'air ($n=1,00$), eau ($n= 1,33$), et IPA ($n =1,377$) pour la cavité H1-r et cavité L3 respectivement [26].....	21
Figure 1.15: (a) Spectres de transmission calculé par FDTD-3D pour une plaque de cristal photonique formé en SiNx et émergée dans trois milieux différents: l'air (bleu), l'eau (rouge) et un mélange d'IPA-chloro forme (vert). En insert, vue schématique de la structure avec les paramètres: $r=270\text{nm}$, $a=600\text{nm}$ et $d=90\text{nm}$, respectivement, pour le rayon, le paramètre de maille et l'épaisseur de la plaque. (a) Distribution de l'intensité électromagnétique du 1er mode quand le milieu environnant est l'air [36].	22
Figure 2. 1:Point d'évaluation du calcul de la dérivée centrée.....	30

Figure 2. 2: Discrétisation spatiale du volume de calcul à l'aide de la cellule de Yee.....	31
Figure 2. 3: Discrétisation temporelle.....	31
Figure 2. 4: Algorithme de calcul des champs.....	34
Figure 2. 5: Présentation du problème.....	35
Figure 2. 6: Schéma explicatif des conditions symétriques et antisymétriques.....	37
Figure 2. 7: Plan de travail utilisé par la simulation FDTD.....	37
Figure 3. 1:plateforme de logicielle OptiFDTD.....	43
Figure 3. 2: la structure de cristal photonique bidimensionnel utilisé.....	44
Figure 3. 3: Diagramme de bande d'un réseau triangulaire, polarisation TE.....	45
Figure 3. 4:Diagramme de bande d'un réseau triangulaire, polarisation TM.....	45
Figure 3. 5:Diagramme de bande d'un réseau triangulaire avec $n= 3.4777$, polarisation TE.....	46
Figure 3. 6: Diagramme de bande d'un réseau triangulaire avec $n= 3.4577$, polarisation TE.....	46
Figure 3. 7: Diagramme de bande d'un réseau triangulaire avec $n= 3.4377$, polarisation TE.....	46
Figure 3. 8: Diagramme de bande d'un réseau triangulaire avec $n= 3.4777$, polarisation TM.....	47
Figure 3. 9: Diagramme de bande d'un réseau triangulaire avec $n= 3.4577$, polarisation TM.....	47
Figure 3. 10:Diagramme de bande d'un réseau triangulaire avec $n= 3.4377$,polarisation TM.....	47
Figure 3. 11 :Cristal photonique à base de structure hexagonal avec défauts.....	49
Figure 3. 12: Type de cavité (L2).....	49
Figure 3. 13: (a) : confinement de la lumière dans la polarisation TE, (b) : confinement de la lumière dans la polarisation TM.....	50
Figure 3. 14:Confinement de la lumière dans la polarisation TE, avec $n=3.4777$	51
Figure 3. 15:Confinement de la lumière dans la polarisation TE, avec $n=3.4577$	51
Figure 3. 16: Confinement de la lumière dans la polarisation TE, avec $n=3.4377$	51
Figure 3. 17: Confinement de la lumière dans la polarisation TM, avec $n=3.4777$	52
Figure 3. 18: Confinement de la lumière dans la polarisation TM, avec $n=3.4577$	52

Figure 3. 19: Confinement de la lumière dans la polarisation TM, avec $n=3.4377$52

Figure 3. 20: la transmission en fonction de l'indice de réfraction avec $n= 3.4777$53

Figure 3. 21: la transmission en fonction de l'indice de réfraction avec $n= 3.4577$53

Figure 3. 22: la transmission en fonction de l'indice de réfraction avec $n= 3.4377$53

Figure 3. 23: la transmission en fonction de l'indice de réfraction avec $n= 3.4777$54

Figure 3. 24: la transmission en fonction de l'indice de réfraction avec $n= 3.4577$54

Figure 3. 25: la transmission en fonction de l'indice de réfraction avec $n= 3.4377$54

Figure 3. 26:(a) Détection de surface et (b) détection homogène.....56

Figure 3. 27:Microcavité à PhC (a) réalisée en supprimant sept trous comme défaut de ligne (cavité L7) et section transversale (b).58

Figure 3.28:Impact du changement de l'indice de réfraction de l'environnement des tiges sur la longueur d'onde de résonance.59

Liste Des Tableaux

<i>Tableau 3. 1: Les valeurs de largeur de la bande interdite photonique et leur emplacement, pour chaque valeur de l'indice de réfraction avec les deux polarisations TE et TM.....</i>	<i>46</i>
<i>Tableau 3.2: Les valeurs de la transmission avec les indices de réfraction avec les deux polarisations TE et TM.....</i>	<i>53</i>
<i>Tableau 3.3: La sensibilité du capteur pour divers décalages de l'indice de réfraction du milieu entourant les tiges du dispositif</i>	<i>55</i>

Introduction Générale

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 matériaux à bandes interdites photoniques ont été définis comme des structures artificielles qui présentent une modulation périodique de la constante diélectrique dans une ou plusieurs directions. Selon le nombre de directions, ces structures sont désignées par l'appellation de cristaux photoniques à une, deux ou trois dimensions.

Parallèlement aux études technologiques visant à concevoir et optimiser les composants élémentaires de la photonique intégrée, il est indispensable de développer des outils d'aide à la conception permettant de concevoir des systèmes photoniques complexes.

Les phénomènes de détection sont basés sur la haute sensibilité des modes localisés qui apparaissent dans les spectres de transmission à travers les cristaux photoniques vis-à-vis de la variation de l'indice de réfraction de l'analyte. Des capteurs à base de cristaux photoniques à microcavités bidimensionnelles ont démontré à la fois théoriquement et expérimentalement leurs aptitudes dans la détection des différents éléments. La détection est basée sur la haute sensibilité des modes localisés (associés aux défauts) qui apparaissent à l'intérieur des bandes interdites des cristaux photoniques. D'autres auteurs ont également étudié la transmission normale à travers une plaque perforée périodiquement de trous avec la mesure du décalage fréquentiel d'une transmission spécifique dans le spectre de transmission en fonction de l'indice de réfraction.

Pour aboutir à notre but nous avons subdivisé ce travail en Trois chapitres :

Le premier chapitre : est consacré à des définitions et des concepts généraux sur les cristaux photoniques, Nous présenterons une analogie qui existe entre le photon et l'électron, ainsi nous verrons les caractéristiques principales des cristaux photoniques ensuite les différents types des cristaux photoniques (1D, 2D, et 3D) puis les diagrammes de bandes 1D et 2D, et la notion des capteurs. En effet dans ce chapitre, nous allons donner suivant les grandeurs à mesurer un aperçu sur les différents types de capteurs existant. Puis

nous allons parler sur les capteurs à cristaux photoniques ; leurs principes et leurs applications.

Le deuxième chapitre : en s'intéressant à un cristal photonique bidimensionnel, nous rappelons les différentes méthodes numériques parmi ces méthodes nous détaillerons l'outil numérique qui est le plus utilisé dans notre étude c'est la méthode (FDTD) et la méthode des ondes planes (PWM).

Le troisième chapitre : Dans ce chapitre nous proposons un nouveau type de capteur à base de cavité à cristaux phoniques bidimensionnels. Plusieurs simulations sont conçues et optimisées en utilisant la méthode DFTD-2D, et la méthode d'expansion d'onde plane (PWE) est utilisée pour déterminer la plage de fonctionnement du diagramme des bandes du dispositif.

CHAPITRE I :

GENERALITES SUR LES

CRISTAUX PHOTONIQUES

ET LES CAPTEURS

Sommaire

1.	<i>Introduction</i> :.....	5
1.	<i>Historique sur les cristaux photoniques</i>	5
2.	<i>Définition</i> :.....	6
3.	<i>Classifications des cristaux photoniques</i> :	6
3.1.	<i>Cristaux photoniques 1D (Unidimensionnels)</i> :.....	6
3.2.	<i>Cristaux photoniques 2D</i> :	7
a-	<i>La structure connectée</i> :.....	7
b-	<i>La structure déconnectée</i> :	8
3.3.	<i>Cristaux photoniques 3D</i> :	8
4.	<i>Différentes mailles de cristaux photoniques bidimensionnels</i>	9
a-	<i>Réseau carré</i> :.....	9
b-	<i>Réseau triangulaire</i> :.....	9
c-	<i>Réseau hexagonal</i> :	9
5.	<i>Principales caractéristiques des cristaux photoniques</i>	10
a-	<i>Le contraste d'indice:</i>	10
b-	<i>La période:</i>	10
c-	<i>Le facteur de remplissage</i> :	10
6.	<i>Analogie électron photon</i>	10
7.	<i>Notion de bande interdite photonique</i> :	12
8.	<i>Défauts introduits dans les cristaux photoniques</i> :	13
8.1.	<i>Exemple de défauts ponctuels</i> :.....	13
8.2.	<i>Exemple des défauts étendus</i> :	13

9. LES CAPTEURS	14
9.1. Définition d'un capteur	14
9.2. Paramètres caractéristiques des capteurs	15
9.2.1.Etalonnage:	15
9.2.2.Etendue de mesure (gamme de mesure):	16
9.2.3.Résolution :	16
9.2.4.Sensibilité:	16
9.3.5 Linéarité:	16
9.3.6 Limite de détection:	16
10. LES CAPTEURS PHOTONIQUES	16
10.1 Introduction	16
10.2. Capteurs à base de cristaux photoniques	17
10.3. Capteurs à bases de cristaux photoniques à 2D	18
10.4. Capteurs à bases de cristaux photoniques à 2D membranaires	19
11. Conclusion	22

Introduction

Ce chapitre a pour but de poser les notions de base concernant les cristaux photoniques, et des capteurs. Nous commencerons par une présentation générale des cristaux photoniques, en insistant sur la notion de bande interdite photonique, les différents types des cristaux photoniques.

1. Historique sur les cristaux photoniques

Un cristal photonique est un matériau dont la constante diélectrique varie périodiquement dans une ou plusieurs directions de l'espace. Cette définition qui peut sembler très simple, a pourtant d'importantes conséquences. En effet, si la période de modulation de la constante diélectrique est de l'ordre de la longueur d'onde de la lumière utilisée, cette modulation conduit à l'apparition d'intervalles d'énergie ayant une densité de modes électromagnétiques nulle [1]. Le terme « cristal photonique » ne fut introduit qu'en 1987 avec l'apparition de deux articles majeurs de Eli Yablonovitch et Sajeev John. Ils y prévirent la possibilité de produire des structures à deux ou trois dimensions qui posséderaient des bandes interdites. Avant 1987, les cristaux photoniques unidimensionnels, qui sont des structures périodiques composées d'un empilement multicouche similaires à un « miroir de Bragg », étaient principalement étudiés.

Une étude théorique détaillée de structures optiques unidimensionnelles a été réalisée par V.P. Bykov en 1972, qui a été le premier à examiner l'effet de bandes interdites sur l'émission spontanée provenant d'atomes et de molécules intégrées à la structure. Bykov fit aussi des hypothèses sur l'emploi de structures bi- ou tridimensionnelles. Ce concept de cristal photonique tridimensionnel fut ensuite examiné par Ohtaka en 1979, qui développa un protocole pour le calcul de structures de bandes. Toutefois, ses publications ne prirent de la valeur qu'à partir de la parution des articles de Yablonovitch et John. Après 1987, le nombre de publications concernant les cristaux photoniques commença à croître exponentiellement. Cependant, à cause de la difficulté de fabrication de ces structures pour qu'elles soient effectives dans le spectre visible, les premières études étaient soit théoriques, soit dans les micro-ondes, car les cristaux pouvaient être fabriqués plus facilement à la grandeur du centimètre. En 1991, Yablonovitch conçoit le premier cristal photonique tridimensionnel possédant une bande interdite dans les micro-ondes.

2. Définition

Le terme cristal désigne un matériau dans lequel des motifs sont répétés de manière régulière. Dans le cas de l'optique, par analogie avec les cristaux atomiques, on appelle cristal photonique, une structure dans laquelle les atomes ou molécules sont remplacés par un milieu macroscopique avec différentes constantes diélectriques. Le terme photonique est ajouté, car ce sont les photons et non les électrons qui se propagent à travers ce cristal. Les cristaux photoniques sont donc des matériaux diélectriques ou métallo diélectriques dont l'indice de réfraction varie périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde. Cette périodicité provoque une interdiction de la propagation des photons, dans une certaine gamme spectrale, que l'on nomme bande interdite photonique (BIP en français, PBG en anglais) [2].

3. Classifications des cristaux photoniques

Suivant le type de structuration, on distingue trois catégories des cristaux photoniques :

- Périodicité dans une seule direction : cristal photonique 1D ;
- Périodicité dans deux directions de l'espace : cristal photonique 2D ;
- Périodicité dans toutes les directions de l'espace : cristal photonique 3D.

La figure (1.1) représente la structure des cristaux photoniques dont la constante diélectrique (ϵ) varie d'une façon périodique dans une, deux ou trois directions de l'espace.

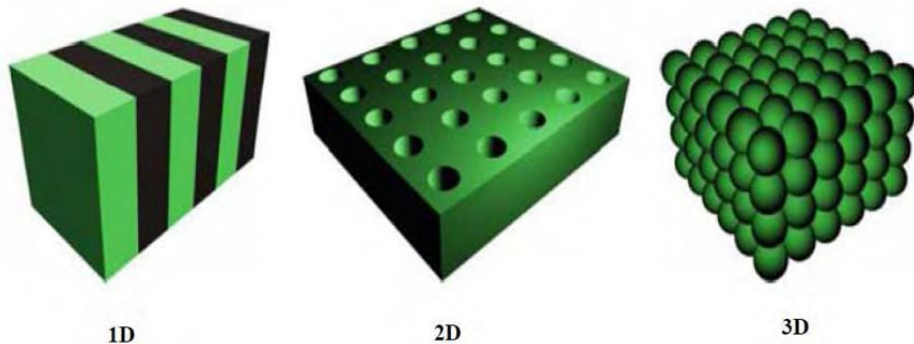


Figure 1.1: Représentation schématique de cristaux photoniques unidimensionnels (1D), Bidimensionnels (2D) et Tridimensionnels (3D).

3.1. Cristaux photoniques 1D (Unidimensionnels)

Ces structures sont couramment connues sous le nom : Réseau de Bragg. Elles sont généralement réalisées par un empilement de couches d'indice de réfraction n_1 et n_2 respectivement, les couches ont une épaisseur optique égale à $\lambda/4$, λ étant la longueur

D'onde guidée autour de laquelle le matériau doit interdire la propagation des ondes

électromagnétiques sous incidence normale. Figure (1.2).

Les réseaux de Bragg ont prouvé leur utilité dans de nombreuses applications : convertisseurs de modes pour fibres optiques, filtres sélectifs de longueur d'onde, multiplexeurs, lasers spéciaux à bande étroite [3].

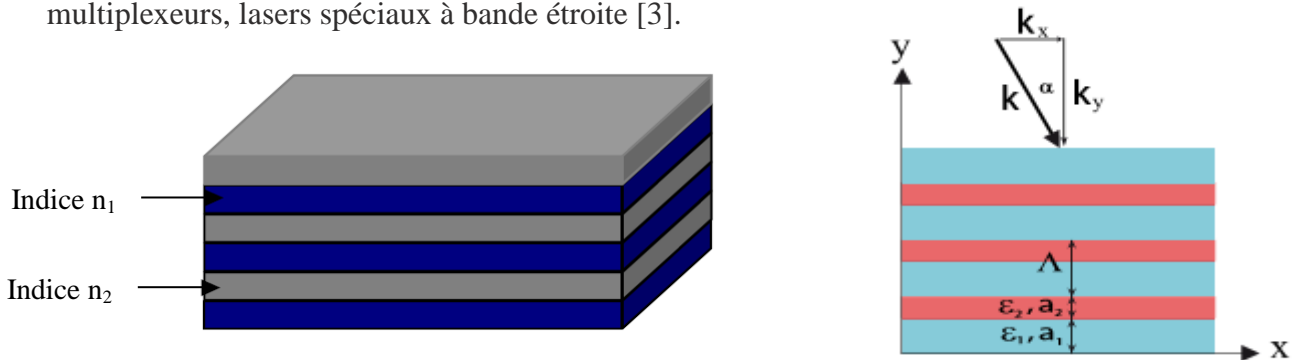


Figure 1.2: Structure périodique unidimensionnelle (Réseau de Bragg).

3.2.Cristaux photoniques 2D

Les cristaux photoniques bidimensionnels sont des structures périodiques suivant deux directions de l'espace et infinies suivant la troisième, c'est-à-dire que, l'indice optique présente une modulation bidimensionnelle (suivant deux directions de l'espace (x,y)), les cristaux photoniques à deux dimensions sont classés en deux grandes catégories : les structures dites connectées et les structures dites déconnectées.

a- La structure connectée

Les motifs élémentaires sont d'indice n_1 inférieur à l'indice n_2 . Ces structures sont généralement constituées d'un réseau périodique de trous d'air percés dans une matrice de Silicium. Figure (1.3).

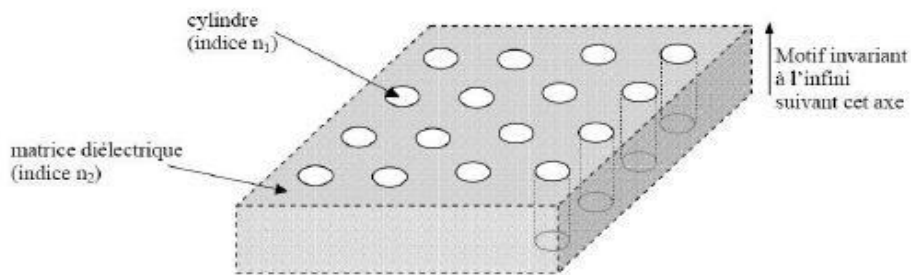


Figure 1.3: Structure périodique 2D connectée

b- La structure déconnectée

Dans cette structure, les motifs élémentaires sont d'indice n_1 supérieur à l'indice n_2 , elle est constituée de tiges diélectriques ou métalliques alignées périodiquement dans l'air ou de la mousse.

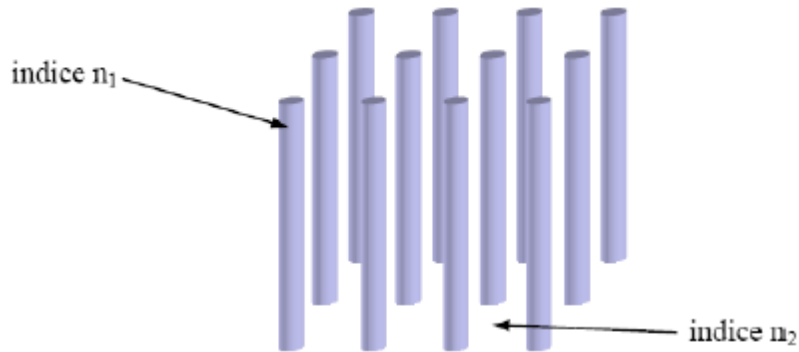


Figure 1. 4: Structure périodique 2D déconnectée

3.3.Cristaux photoniques 3D

Les configurations 3D les plus intéressantes sont basées sur la structure du Diamant [3]. Il en existe deux : la première dite: « hexagonale », elle résulte de deux angles d'observations différents du diamant, figure (1.5.a) et la deuxième dite : « en tas de bois », figure (1.5.b)

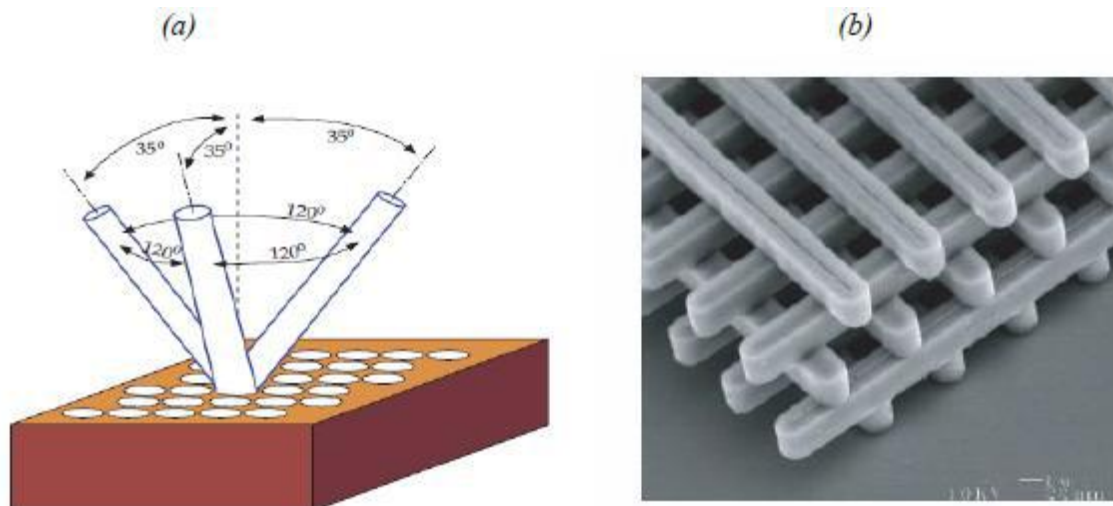


Figure 1.5: Structure des cristaux photoniques tridimensionnels.

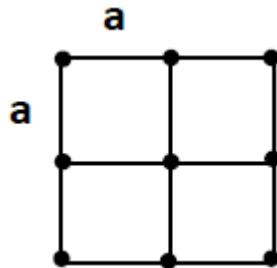
4. Différentes mailles de cristaux photoniques bidimensionnels

D'une manière générale, les cristaux photoniques bidimensionnels sont structurés suivant les réseaux semblables aux réseaux cristallins. On distingue trois familles selon la forme du réseau: Le réseau carré, le réseau triangulaire et le réseau

hexagonal.

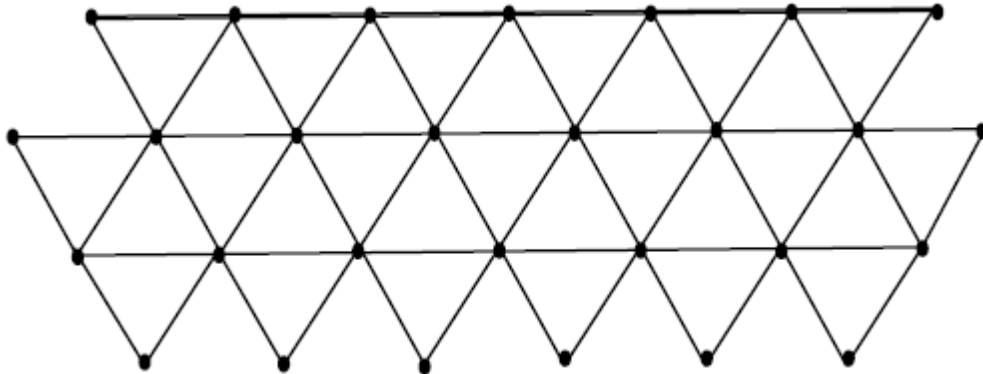
a- Réseau carré

Les nœuds du réseau sont situés sur un carré de côté « a », où « a » représenté la période du réseau.



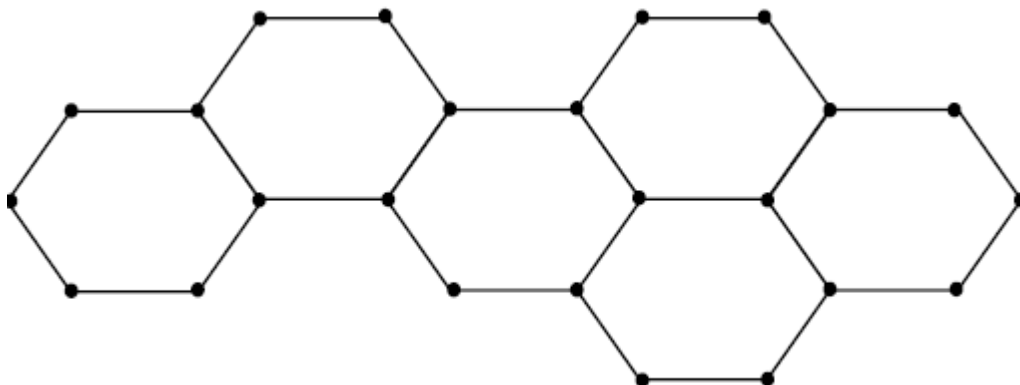
b- Réseau triangulaire

Les nœuds du réseau sont situés sur un triangle de côté « a », où a représenté le pas du réseau.



c- Réseau hexagonal

À la différence du réseau triangulaire, il s'agit d'un réseau à deux atomes par maille. Les nœuds du réseau sont situés sur un hexagone de côté « a », où « a » est le pas du réseau.



5. Principales caractéristiques des cristaux photoniques

Un cristal photonique est caractérisé par les différents matériaux qui le

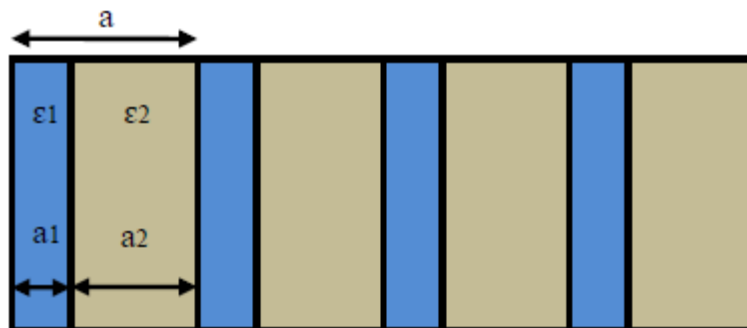
composent, le système cristallin selon lequel ces matériaux sont organisés et les volumes relatifs qu'ils occupent dans la cellule élémentaire du cristal.

a- Le contraste d'indice

Le contraste d'indice (Δn), est la différence entre les indices de réfraction des deux matériaux utilisés dans la conception du cristal à savoir n_1 et n_2 , $\Delta n = n_1 - n_2$.

b- La période

La période (a) est donnée par : $a = (a_1 + a_2)$, avec a_1 épaisseur de la couche de permittivité ϵ_1 et a_2 épaisseur de la couche de permittivité ϵ_2 , noter que l'indice de réfraction et la permittivité sont reliés par la relation : $n = \sqrt{\epsilon}$



c- Le facteur de remplissage

Pour un cristal photonique bidimensionnel planaire composé de trous d'air percés dans une matrice diélectrique, le facteur de remplissage en air f désigne le rapport entre l'aire du motif et l'aire de la cellule élémentaire du réseau considéré [2].

6. Analogie électron photon

Un cristal photonique est un matériau dont la constante diélectrique varie périodiquement dans une ou plusieurs directions de l'espace. Cette définition qui semble très simple, a pourtant d'importantes conséquences. En effet, si la période de modulation de la constante diélectrique est de l'ordre de la longueur d'onde de la lumière utilisée, cette modulation conduit à l'apparition d'intervalles d'énergie ayant une densité de modes électromagnétiques nulle, c'est-à-dire qu'aucune radiation lumineuse quel que soit sa polarisation et sa direction de propagation, ne peut s'y propager [4].

Les équations gouvernant la propagation de la lumière dans un cristal photonique sont les équations de Maxwell. Si nous considérons un matériau non magnétique ($\mu_r = 1$), sans charges ($\rho = 0$) ni courants, et de constante diélectrique réelle ($\epsilon(r)$) (le

matériau est non absorbant), les quatre équations de Maxwell s'écrivent :

$$\nabla \cdot (\epsilon(r)E(r, t)) = 0 \dots\dots\dots \text{I-1}$$

$$\nabla \cdot H(r, t) = 0 \dots\dots\dots \text{I-2}$$

$$\nabla \times E(r, t) = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} H(r, t) \dots\dots\dots \text{I-3}$$

$$\nabla \times H(r, t) = \epsilon_0 \epsilon(r) \frac{\partial}{\partial t} E(r, t) \dots\dots\dots \text{I-4}$$

On applique $\frac{\partial}{\partial t}$ à I.3 on obtient

$$\nabla \times \left(\frac{\partial E(r, t)}{\partial t} \right) = -\mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} H(r, t) \dots\dots\dots \text{I-5}$$

De I.4 on a

$$\frac{\partial E(r, t)}{\partial t} = \frac{\nabla \times H(r, t)}{\epsilon_0 \epsilon(r)} \dots\dots\dots \text{I-6}$$

En remplaçant la valeur de $\frac{\partial E(r, t)}{\partial t}$ dans I-5

$$\nabla \times \left(\frac{\nabla \times H(r, t)}{\epsilon(r)} \right) = -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} H(r, t) \dots\dots\dots \text{I-7}$$

Où $C = (\mu_0 \epsilon_0)^{-\frac{1}{2}}$ est la vitesse de la lumière dans le vide :

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\epsilon(r)} \nabla \times H(r, t) \right) = -\frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} H(r, t) \dots\dots\dots \text{I-8}$$

Si l'on cherche des solutions à cette équation sous la forme d'ondes harmoniques

$H(r, t) = H(r)e^{-i\omega t}$ On peut écrire l'équation suivante

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\epsilon(r)} \nabla \times H(r) \right) = -\frac{\omega^2}{c^2} H(r) \dots\dots\dots \text{I-9}$$

L'équation (1-9) est l'analogue formel de l'équation de Schrödinger décrivant le mouvement des électrons dans le potentiel périodique d'un cristal, $H(r)$ étant l'analogue électromagnétique de la fonction d'onde électronique, $\Psi(r)$ et $\epsilon(r)$ étant l'analogue du potentiel atomique $V(r)$

7. Notion de bande interdite photonique

La description théorique d'un cristal photonique peut se faire à l'aide d'un diagramme de bandes donnant, pour chaque valeur du vecteur d'onde pris dans la zone de Brillouin du cristal, les fréquences correspondant aux modes électromagnétiques supportés par la structure [3].

Les bandes interdites d'un CP se regroupent dans un diagramme de bandes photoniques, qui est une représentation de la fréquence possible pour l'onde électromagnétique au sein du CP en fonction de son vecteur d'onde (sa direction de propagation au sein du cristal).

La figure (1.6) montre un diagramme de bandes interdites d'un cristal photonique bidimensionnel. Noter qu'à deux dimensions, il existe deux directions (modes) de propagation différente : TE (avec le champ H est parallèle à l'axe des tiges) et TM (où E est parallèle à l'axe des tiges).

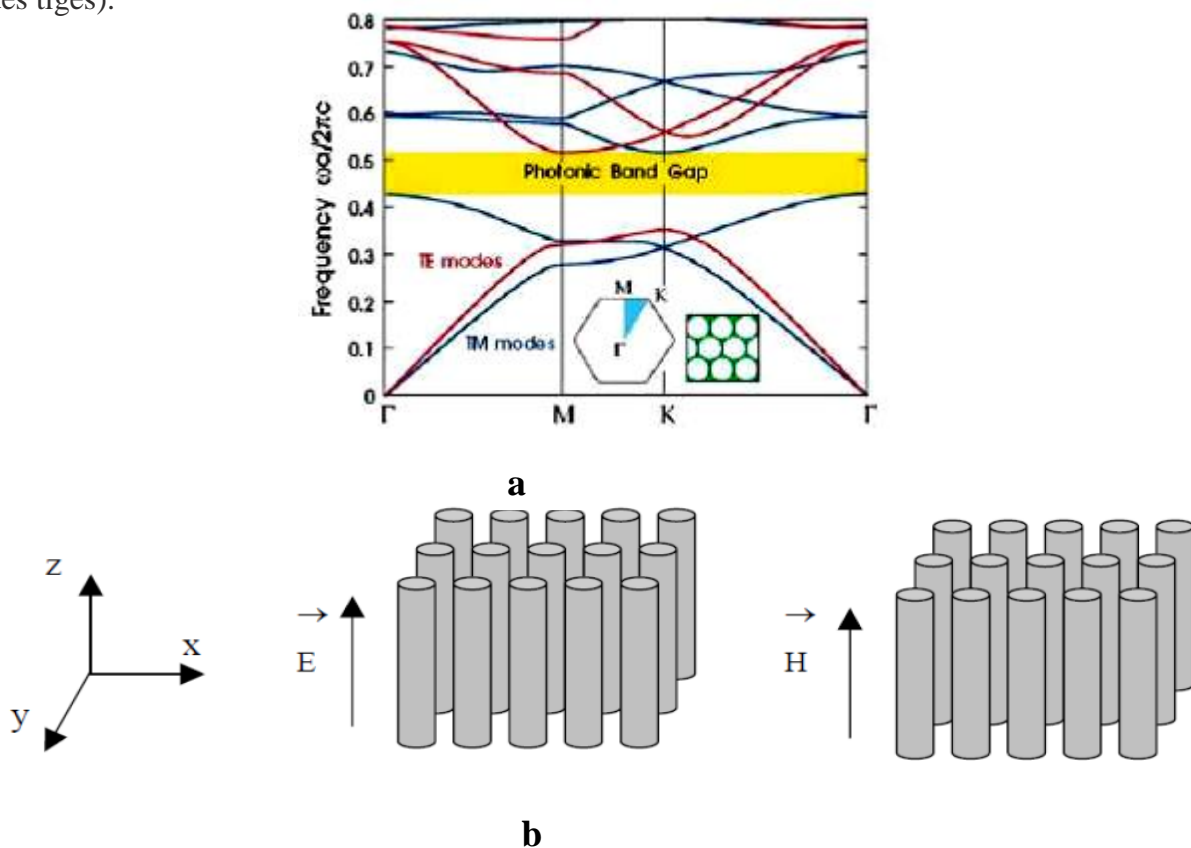


Figure 1.6: (a) :Exemple d'un diagramme de bandes interdites(BIP) d'une structure 2D, (b) : Les deux types de polarisation TM et TE.

Pour calculer les diagrammes de bandes il faut considérer pour chaque cristal, toutes les directions de propagation possibles. En physique du solide [5,2], on montre que pour certaines symétries du cristal, on peut limiter l'étude aux vecteurs d'ondes \vec{K} situés à l'intérieur d'une zone restreinte appelée zone de Brillouin irréductible. Le vecteur \vec{K} varie le long des directions de hautes symétries de cette zone qui fait partie du réseau réciproque.

8. Défauts introduits dans les cristaux photoniques

En introduisant des défauts dans la structure du cristal photonique, on interrompt la périodicité de celle-ci, la bande interdite photonique devient alors incomplète, ce qui permettra à certaines longueurs d'onde de passer à travers. Le contrôle de ces longueurs d'onde permet de concevoir plusieurs dispositifs photoniques à base de cristaux photoniques tel que les coupleurs, les modulateurs, filtres, capteurs. Il existe principalement deux types de défauts : les défauts ponctuels (cavités) et les défauts linéaires (guide d'ondes).

8.1 Exemple de défauts ponctuels

Les défauts ponctuels sont créés en modifiant les caractéristiques d'une cellule du réseau. Pour reprendre la terminologie de la physique du cristal, on peut réaliser alors des défauts lacunaires ou de substitution (Figure 1.8). Cela correspond à une microcavité à l'intérieur du cristal photonique.

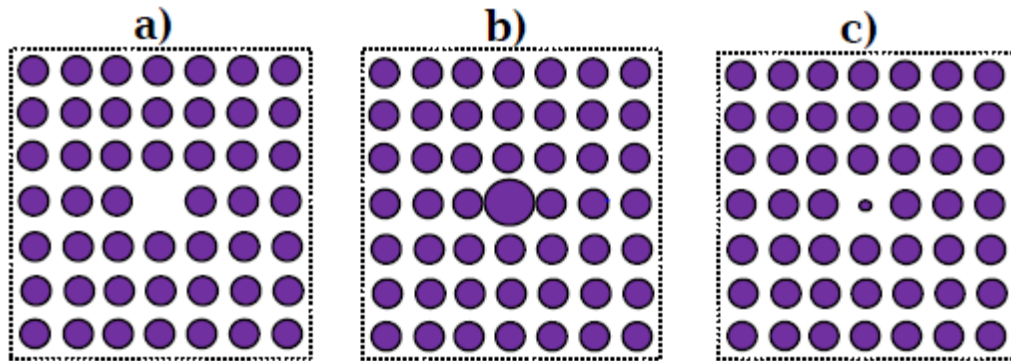


Figure 1.7: Exemple de défaut lacunaire (a) ; défauts de substitutions (b) et (c).

8.1. Exemple des défauts étendus

Parmi les défauts étendus de dimension 1,2 ou 3, il existe les défauts 1D appelés couramment (W1). La figure (1.9) montre un défaut linéaire W1 dans un cristal photonique 2D réel. Une façon de réaliser un tel guide consiste à omettre une ou plusieurs lignes de trous [6].

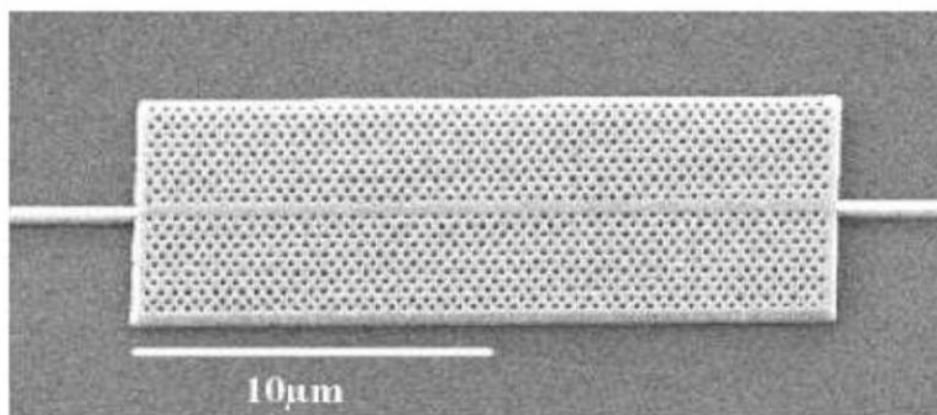


Figure 1.8: Exemple de guide W1 à cristal photonique hexagonal de trous d'air sur un substrat

En plus des défauts W1, il existe plusieurs types de cavités, elles dépendent de la forme de réseau (triangulaire, hexagonal ou carré), et du nombre de défauts (omission d'une ou plusieurs stipes). La figure (1.10) illustre ces types de défauts respectivement.

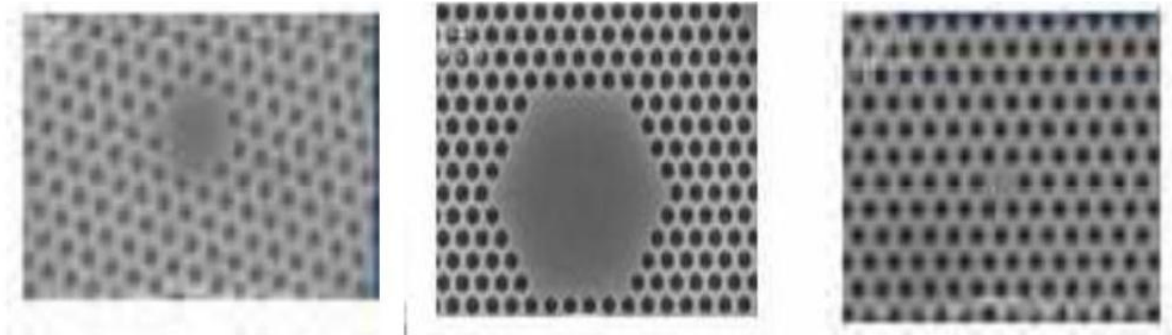


Figure 1. 9: Exemple des défauts dans les différents types de cavités. [6]

9. LES CAPTEURS

9.1. Définition d'un capteur

Un capteur est un dispositif transformant l'état d'une grandeur physique observée en une grandeur utilisable, telle qu'une tension électrique, une fréquence, une hauteur de mercure, une intensité ou la déviation d'une aiguille. On peut dire qu'un capteur est un dispositif qui, sous l'effet d'une grandeur physique que l'on souhaite connaître et caractériser, délivre une grandeur physique exploitable on parle ainsi d'un transducteur (figure 1.11). Les grandeurs d'influence sont des grandeurs extérieures qui, selon leur nature et leur importance, peuvent provoquer des perturbations sur le capteur. Parmi les principales grandeurs d'influence: La température, la pression, l'humidité, la concentration chimique, ...

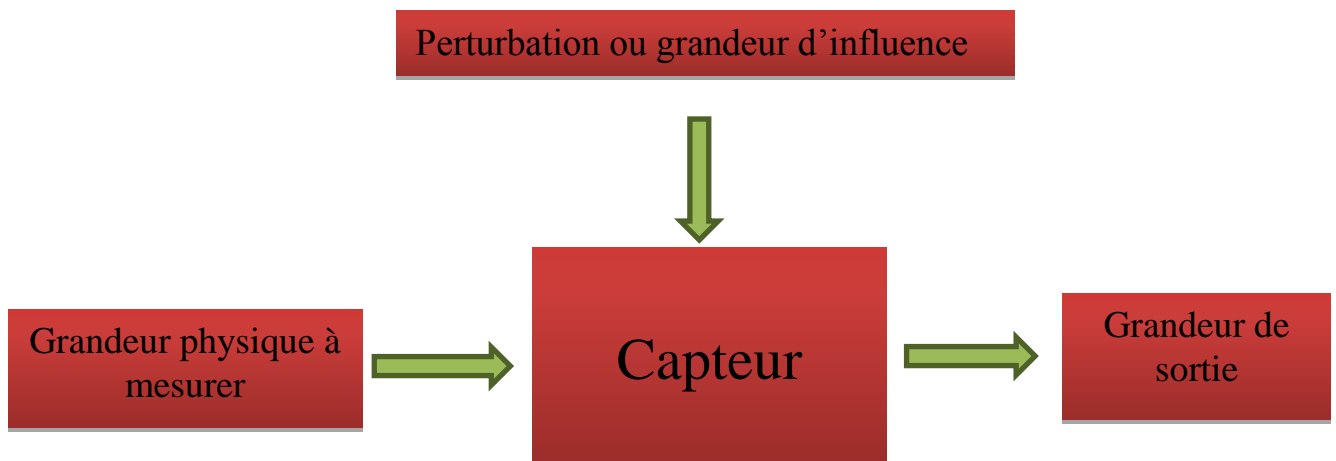


Figure 1.10: Définition d'un capteur.

9.2. Paramètres caractéristiques des capteurs

Il existe un certain nombre de caractères communs à tous les capteurs dont les plus courants sont :

9.2.1. Etalonnage

L'étalonnage permet d'ajuster et de déterminer sous forme graphique la relation entre la grandeur à mesurer (mesurande) et la grandeur de sortie (figure 1.11).

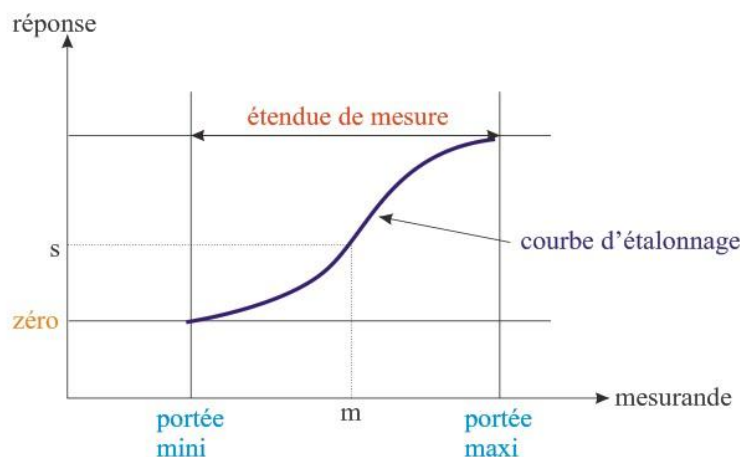


Figure 1.11: Courbe d'étalonnage d'un capteur.

9.2.2. Etendue de mesure (gamme de mesure)

C'est le domaine de variation possible de la grandeur à mesurer. Elle est définie par une valeur minimale et une valeur maximale. Ces deux valeurs extrêmes s'appellent la portée minimale et la portée maximale (voir figure 1.10).

9.2.3. Résolution

La résolution d'un capteur est la plus petite variation de la grandeur mesurée qui produit une variation perceptible de l'indication délivrée.

9.2.4. Sensibilité

La sensibilité est un paramètre exprimant la variation du signal de sortie en fonction de la variation de la mesurande.

9.2.5 Linéarité

Un capteur est dit linéaire s'il présente la même sensibilité sur toute l'étendue de sa plage d'emploi.

9.2.6 Limite de détection

C'est la plus petite valeur de la grandeur à mesurer pouvant être détectée.

10. LES CAPTEURS PHOTONIQUES

10.1 Introduction

Les deux dernières décennies ont vu naître une union très remarquable de la biologie et de la photonique. Les promesses de la bio-photonique sont immenses. Ces domaines se situent à l'interface entre l'optique, la chimie, les sciences de la vie et la médecine. La détection simple, rapide et efficace des molécules chimiques ou biologiques est devenue un enjeu important pour les secteurs de la santé, de l'environnement, de l'agriculture, ou encore de l'agro-alimentaire. Parmi les bio-capteurs actuels, ceux qui exploitent une détection optique présentent une sensibilité particulièrement élevée. Le principe de fonctionnement des capteurs optiques passifs se fonde sur les variations de leurs propriétés optiques quand l'indice de réfraction (RI, Refractive Index) de l'analyte change [7,8]. Les capteurs optiques pour les mesures d'indice de réfraction (RI) représentent un sujet de recherche d'actualité très captivant, et de nouvelles technologies sont suggérées. L'application des capteurs à indice de réfraction (RI) inclut les mesures de paramètres comme la température, l'humidité, la composition chimique, la détection d'ADN, des protéines, des cellules et des bactéries [9]. Il existe plusieurs méthodes de détection optique sans marqueurs. Parmi elles, on peut citer:

- La méthode SPR: l'utilisation de la résonance des plasmons de surface SPR à des fins de bio-détection, démontrée en 1982 par Nylander et Liedberg [10,11] pour la détection de gaz et de biomolécules. Depuis, de nombreux articles sur les capteurs basés sur le phénomène de la résonance des plasmons de surface SPR ont été publiés [12,13]. Ils sont largement utilisés pour la détection, grâce à leur bas coût et à leur grande facilité d'utilisation. Ce type de capteur biochimique est particulièrement utilisé, car il a prouvé sa capacité à fournir une réponse rapide, en temps réel, et sans utilisation de marqueurs. Ceci vient de la propriété singulière des plasmons de surface de guider la lumière le long d'une interface métal / diélectrique, et ceci précisément en fonction des propriétés du diélectrique. Plus spécifiquement, ce sont des sondes de surface dont les caractéristiques sont très sensibles au milieu diélectrique qui est en contact avec la surface du métal. Une petite variation de l'indice diélectrique de ce milieu entraîne un changement des conditions dites de « résonance ». En mesurant ce changement, il est alors possible de détecter, en temps réel, la présence des espèces chimiques et /ou bio chimiques au voisinage de la surface métallique et de réaliser ainsi des capteurs ultra-sensibles.

- L'interférométrie [14] permet de mesurer la différence de parcours optique entre deux faisceaux lumineux grâce aux franges d'interférences. Un biocapteur interférométrique révèle la présence d'analytes modifiant la phase de l'un des faisceaux. Le principe de détection, dans le cas d'un interféromètre, repose sur un changement d'indice de réfraction dû aux analytes. D'autres groupes de recherche ont également étudié des méthodes telles que la résonance colorimétrique dans une surface de réseau de diffraction [7]. Cependant, de telles méthodes exigent un faisceau d'afficheur optique avec une direction bien définie, ce qui signifie de grands faisceaux et une zone de détection relativement grande (1mm^2).

10.2. Capteurs à base de cristaux photoniques

Comme indiqué plus haut, la plasmonique de surface a trouvé un champ d'application important dans le domaine de la bio-détection. De la même manière un empilement périodique de diélectriques peut être exploité pour le phénomène de détection. Au cours de ces dernières années, il y a eu intérêt à utiliser ces cristaux photoniques pour mesurer le changement d'indice de réfraction [16-18]. En effet, la micro-structuration périodique du matériau permet de piéger les photons et de créer des résonances optiques très sensibles à la présence des molécules à détecter. Les cristaux photoniques disposent d'un large éventail de détection, les rendant applicables dans une large gamme de mesures s'étendant de l'air jusqu'aux fluides très visqueux. En 2003, J. Topo l'ancik et al. [16] ont utilisé des guides d'ondes photoniques multicanaux à base de cristaux photoniques pour la détection de fluide. Un système simple de détection de fluide basé sur la propagation de la lumière à travers des guides d'ondes de défauts linéaires dans les cristaux photoniques est démontré avec de l'isopropanol et du xylène. Le capteur à cristal photonique à deux guides d'ondes est constitué à partir d'une hétérostructure à base de GaAs. La canalisation préférentielle de lumière est commandée par la variation de l'indice de réfraction de la section de guide d'onde correspondante en raison de la présence du fluide introduit dans les régions de guidage. Dans la même année, Loncard et al. [17] ont utilisé des lasers à base de cristaux photoniques pour la réalisation d'un biocapteur par la surveillance des changements du spectre de sortie du laser du saux changements de l'indice de réfraction du matériau de sa cavité, ce qui permet la détection d'infime variation d'indice de réfraction à l'intérieur des échantillons de volumes femto-litres. D'autres types de cristaux photoniques sont utilisés comme capteurs à cause de leur haute sensibilité aux variations d'indices de réfraction, comme les fibres à cristaux photoniques, qui peuvent guider la lumière par effets de bandes interdites photoniques [19-20].

10.3. Capteurs à bases de cristaux photoniques à 2D

La recherche sur des capteurs se fondant sur la résonance optique est un domaine de recherche d'actualité. La résonance optique mène aux chutes ou aux pics dans la signature spectrale. Quand les indices de réfraction sont modifiés, la longueur d'onde des chutes ou les crêtes sont décelables. Des capteurs photoniques à base de cristaux photoniques bidimensionnels [7] ont démontré leur capacité, à la fois théoriquement et expérimentalement, à détecter des éléments biochimiques en raison du mécanisme du confinement de la lumière fournie par la bande interdite photonique [22]. Le principe de fonctionnement de ces capteurs repose sur les variations de leurs propriétés optiques lorsqu'un indice de réfraction des substances à analyser change en mesurant le décalage de la longueur d'onde de résonance dans le spectre de transmission en fonction de l'indice de réfraction du liquide.

E. Chowet al. [23] ont rapporté une démonstration expérimentale d'un capteur biochimique ultra-compact basé sur une microcavité à cristal photonique à deux dimensions (figure 1.12). La microcavité, fabriquée sur substrat SOI (silicon on insulator), est conçue pour avoir une longueur d'onde de résonance (λ) autour de $1,5\mu\text{m}$. Le spectre de transmission du capteur est mesuré avec différents indices de réfractifs ambiants allant de $n=1,0$ à $n=1,5$. Une observation du changement de longueur d'onde de résonance, pour une variation de l'indice de réfraction de $\Delta n_{\text{ambiante}} 0,002$ a été démontrée. La correspondance entre l'indice de réfraction absolu et la longueur d'onde de résonance est en bon accord avec le calcul numérique avec une précision de 4%. L'évaporation de l'eau dans un mélange de glycérole est également utilisé pour démontrer la capacité de détection résolue dans le temps, qui permet de connaître les cinétiques du processus de reconnaissance en temps.

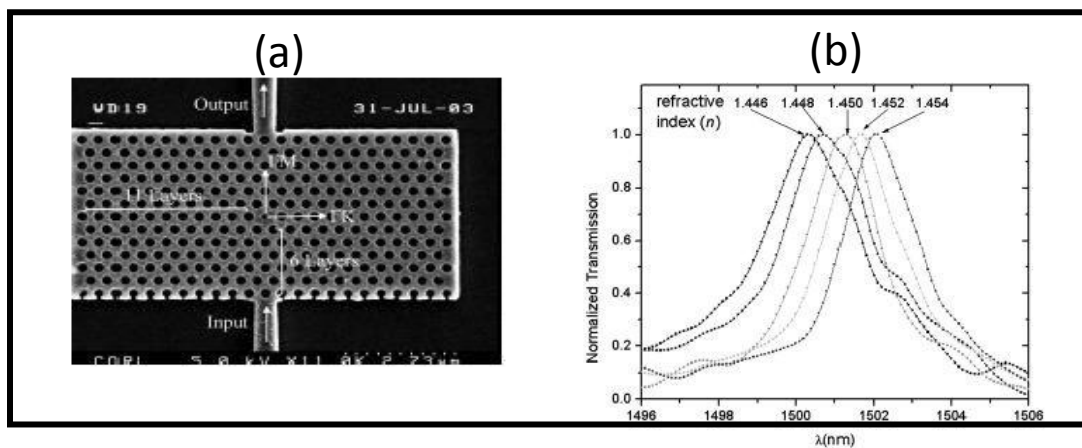


Figure 1.12: (a) Vue au microscope électronique à balayage d'une microcavité à cristal photonique intégrée entre deux guides d'ondes (b) Spectres de transmission normalisés de la microcavité montrée en (a) avec cinq différents indices de réfraction allant de $n = 1,446$ jusqu'à $n = 1,454$ [23].

Lee et al. [24] ont étudié théoriquement et expérimentalement un biocapteur ultrasensible en utilisant un cristal photonique à deux dimensions ayant une cavité centrale formée par un trou plus petit que les autres trous du cristal photonique. Le dispositif est constitué d'une plaquette de SOI (silicon on insulator) et fonctionne à proximité de la résonance, à $1,58 \mu\text{m}$. La cavité est ensuite fonctionnalisée afin de fixer des protéines spécifiques. Lorsque celles-ci s'attachent, le pic de résonance transmis est décalé vers le rouge.

Dans un autre travail, Wang et al. [25] ont proposé un nouveau capteur à indice de réfraction (RI) ultracompact. Sa technique de détection est basée sur une microcavité insérée entre deux guides d'ondes dans un cristal photonique à 2D composé de trous d'air dans un réseau rectangulaire (figure 1.13 a). La microcavité est formée en augmentant le rayon du trou central jusqu'à $0.55a$. La longueur des deux guides d'ondes est optimisée à trois trous d'air autour de la cavité pour assurer l'efficacité de la transmission avec un facteur de qualité Q élevé.

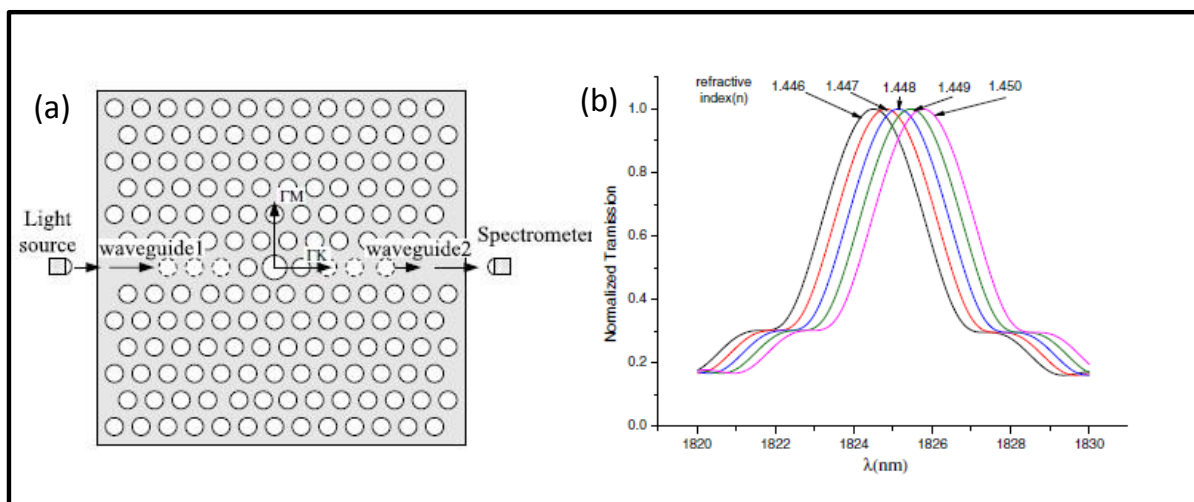


Figure 1.13: (a) Dispositif d'un capteur à RI basé sur un CP à 2D avec un réseau triangulaire de trous d'air. La structure se compose d'un guide d'ondes 1, microcavité, guide d'ondes 2, une source de lumière cohérente et un spectromètre. (b) Spectres de transmission normalisés du capteur montré en (a) avec cinq différents indices de réfraction allant de $n=1,446$ jusqu'à $n=1,450$ d'après [25].

Avec cette nouvelle structure, une meilleure résolution du RI a été obtenue, et une meilleure efficacité de transmission sur une plage de mesure de RI plus large. Les spectres de transmission du capteur avec différents indices de réfraction ambiants s'étendant de $n=1.0$ à $n=1.6$ sont calculés (figure 1.13 b). Les résultats de ces calculs prouvent qu'un changement de RI ambiant de $\Delta n=0.001$ est possible conduisant à une sensibilité du capteur ($\Delta\lambda/\Delta n$) de $330 \text{ nm}/\text{RIU}$ (pour un paramètre de maille $a=440 \text{ nm}$). Dans ces travaux, les propriétés du capteur sont analysées numériquement en utilisant la méthode des ondes planes (PWE) et la méthode

(FDTD). D'autres auteurs comme Dorfner et al.

[26] ont présenté une étude théorique et expérimentale en utilisant un cristal photonique à base de SOI en tant que capteurs à indice de réfraction. La lumière est transmise par évanescente entre deux types de défauts formés de nano-cavités (L3 et H1-r) insérés entre deux guides d'ondes W1 dans le cristal photonique (figure 1.14).

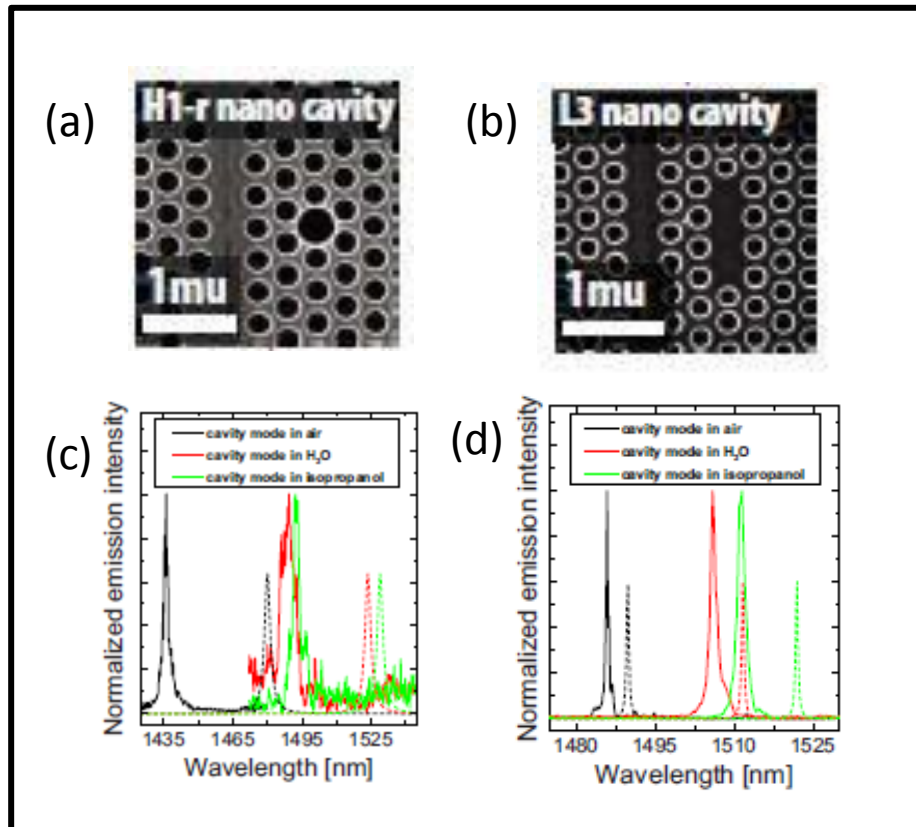


Figure 1.14: (a, b) images SEM montrant les cavités H1-r et L3 dans un cristal photonique, (c,d) modes de cavité mesurés pour l'air ($n=1,00$), eau ($n= 1,33$), et IPA ($n =1,377$) pour la cavité H1-r et cavité L3 respectivement [26].

Notons enfin que d'autres articles basés sur les guides d'ondes dans des cristaux photoniques à 2D ont été proposés dans le même but [6, 27-28].

10.4. Capteurs à bases de cristaux photoniques à 2D membranaires

Depuis le travail original d'Ebbesen, publié en 1998 [29], la transmission optique extraordinaire à travers un film métallique à motifs de trous cylindriques périodiques, a suscité beaucoup d'intérêt [7]. Dans ce cas, il est montré que la quantité de lumière qui passe à travers les N trous de la matrice est bien plus importante que N fois celle qui passe à travers un trou isolé. L'origine physique de cet effet a été largement discutée en termes de couplage entre la lumière et les plasmons de surfaces excités au voisinage des ouvertures. Des résonances

guidées dans les membranes à cristaux photoniques, pouvant se coupler à des rayonnements externes, ont suscité beaucoup d'attention [31,32]. Les aspects théoriques de ces résonances ont également été largement discutés [33-34]. Ces résonances peuvent être utilisées comme base pour de nouveaux capteurs à haute sensibilité [35-37]. Huang et al. [36] ont réussi à réaliser des capteurs nano fluide sub-longueur d'onde à cristaux photoniques en utilisant les propriétés de transmission optique extraordinaire (EOT) (figure 1.15). Dans ce système, l'écoulement de l'analyte est activé par convection à travers les nano-trous du cristal et permet la distribution des analytes dans le capteur avec une sensibilité du capteur de 510 nm/RIU.

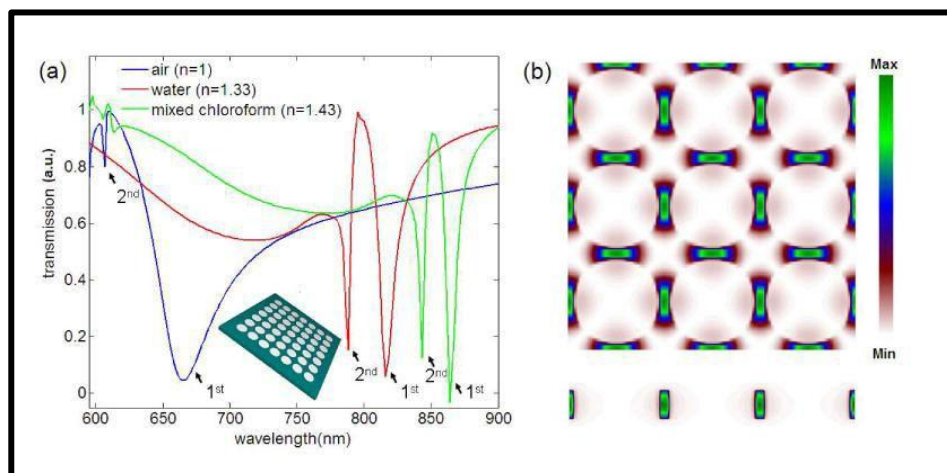


Figure 1.15: (a) Spectres de transmission calculé par FDTD-3D pour une plaque de cristal photonique formé en SiN_x et émergée dans trois milieux différents: l'air (bleu), l'eau (rouge) et un mélange d'IPA-chloroforme (vert). En insert, vue schématique de la structure avec les paramètres: $r=270\text{nm}$, $a=600\text{nm}$ et $d=90\text{nm}$, respectivement, pour le rayon, le paramètre de maille et l'épaisseur de la plaque. (b) Distribution de l'intensité électromagnétique du 1^{er} mode quand le milieu environnant est l'air [36].

Dans un autre travail, El-Behreiy

et al. [38] ont étudié théoriquement la détection de l'indice de réfraction dans un dispositif à cristal photonique formé d'un matériau à haut indice, le nitride de silicium (SiN_x , $n=2.00$). Ils ont estimé la sensibilité des modes guidés en modifiant les modalités de la détection. Le système a ainsi été étudié déposé sur un substrat ou en core suspendu, entièrement plongé dans l'eau ou recouvert d'un liquide. Dans des travaux récents Nicolaou et al. [39] ont mesuré théoriquement et expérimentalement, la sensibilité d'un capteur photonique composé d'une membrane suspendue formée de (liquide/ SiN_x /Air). Cette conception réduit la complexité de fabrication des petites structures à haut facteur de qualité. S. T. Hanic et al. [40] ont proposé une nouvelle approche pour créer des cavités avec de hauts facteurs de qualité Q dans une plaque en cristal photonique avec défaut. L'approche de détection se fait par l'infiltration

électivedestrousd'airducristalphonique.Ilsontmontréqu'enemployantcetteméthodeilspeuventc
oncevoirdesmicrocavitésàdes Q ultra-
hauts($Q=10^6$).Lescalculsnumériquesindiquentungrandnombre demodesavecunesensibilité
élevée et un bon facteur dequalité Q .

11. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons rappelé d'une façon générale les différents types de cristaux photoniques utilisés, et on a décrit spécialement la structure bidimensionnelle,Nous avons ensuite présenté quelques structures des capteurs à base de cristaux photoniques.

CHAPITRE II :

METHODE DES

DIFFERENCES FINIES

TEMPORELLES FDTD-2D

Sommaire

1.	Introduction :	24
2.	FDTD à deux dimensions :	25
2.1	Discrétisation par la méthode des différences finies centrées :	26
2.2	Stabilité numérique :	30
3.	Conditions aux limites :	33
3.1	Conditions d'absorption de type Mur	33
3.2	Conditions symétriques et antisymétriques :	33
4.	Conditions d'injection d'une onde :	35
4.1	La source dure :	36
4.2	La formulation champ total / champ réfléchi :	36
4.3	Cas à deux dimensions	37
5.	Conclusion :	38

1. Introduction

Parallèlement aux études technologiques visant à concevoir et optimiser les composants élémentaires de la photonique intégrée, il est indispensable de développer des outils d'aide à la conception permettant de concevoir des systèmes photoniques complexes.

Les contraintes portant sur la conception de systèmes (temps de simulation, en particulier) conduisent à décrire les composants élémentaires par des modèles de haut niveau, fondés, en général, sur des équations analytiques. Cette approche, appelée modélisation comportementale, est rendue difficile dans le cas de la photonique intégrée du fait de l'impossibilité d'écrire de façon simple les interactions entre les composants élémentaires.

Le comportement de la lumière dans une structure BIP de dimension finie ou infinie est régi par les équations de Maxwell. D'une manière générale, la modélisation des cristaux photoniques passe par le calcul des diagrammes de dispersion, de la réflexion et de la transmission.

Les méthodes les plus citées dans la littérature pour l'étude des cristaux photoniques sont : méthode des ondes planes (PWE), méthode des différences finies temporelles (FDTD), méthode des matrices de transfert, méthode des matrices de diffraction et méthode des modes couplés. Parmi toutes ces méthodes, les plus répandues sont la méthode des ondes planes et la méthode FDTD, qui sont utilisés dans nos simulations.

La méthode FDTD (Finite Difference Time Domain) ou la méthode des différences finies dans le domaine temporel, est une approche numérique permettant la résolution des équations de Maxwell portant sur les variables spatiales et la variable temporelle.

L'application de cette méthode aux équations de Maxwell dans l'espace libre a été introduite pour la première fois par Yee en 1966 [41]. Elle consiste à approcher les dérivées ponctuelles spatiales et temporelles qui apparaissent dans les équations de Maxwell par des différences finies centrées. Le schéma proposé par Yee permet de surmonter la difficulté due à la dépendance simultanée des champs électriques \vec{E} et du champ magnétique \vec{H} entre eux, en effet, on obtient un schéma numérique explicite permettant le calcul du champ électromagnétique dans tout le volume d'étude en fonction du temps. Les composantes des champs électriques et magnétiques sont décalées d'un demi-pas spatial et calculées de manière alternative et itérative, respectivement à des multiples pairs et impairs du demi-pas temporel.

En choisissant une excitation large bande, et après transformée de Fourier, on obtient la caractérisation large bande de la structure en une seule simulation.

Plus tard, en 1975, le schéma de Yee a été généralisé par A. Taflove [42] par l'introduction des termes de conductivité électrique et magnétique autorisant le traitement des pertes.

La méthode FDTD présente un grand nombre d'avantages :

- Tout d'abord, c'est une méthode simple : elle met en jeu, en effet, des concepts et des outils de résolutions élémentaires (équations de Maxwell, différences finies).
- Ensuite, elle permet l'obtention en une seule simulation des informations temporelles et spectrales sur une structure. Elle apporte aussi des éléments de compréhension sur l'établissement du champ électromagnétique dans la structure en offrant la possibilité d'obtenir la distribution du champ à différents temps.
- Enfin, cette méthode permet l'évaluation en fonction de temps de nombreuses autres grandeurs comme le vecteur de Poynting ou l'énergie électromagnétique stockée.

En revanche, elle peut requérir des moyens de calcul et des mémoires informatiques importants, dépendant de la taille de l'espace de travail. Pour diminuer les temps d'exécution, les espaces de travail doivent être choisis assez réduits.

Les structures étudiées seront donc assez limitées en taille (quelques dizaines de microns à $\lambda=1.55 \mu\text{m}$).

En particulier, nous allons tout d'abord examiner dans ce chapitre, les principaux points clés de la méthode FDTD : la discrétisation des équations de Maxwell [42] aux sens des différences finies centrées, le critère de stabilité, les conditions aux limites et le plan de travail utilisé par la simulation FDTD.

2. FDTD à deux dimensions

Dans un milieu anisotrope et inhomogène, la FDTD repose sur l'équation de Faraday et d'Ampère [42] :

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = - \frac{1}{\mu} \vec{\nabla} \times \vec{E} \dots \dots \dots \text{(II.1)}$$

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \vec{\nabla} \times \vec{H} \dots \dots \dots \text{(II.2)}$$

Pour passer en 2D, on considère qu'il n'y a pas de variation suivant la direction (Oz). C'est-à-dire que toutes les dérivées partielles par rapport à z sont nulles. Les deux équations (II. 1) et (II. 2) deviennent alors :

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[-\frac{\partial E_z}{\partial y} \right] \dots \dots \dots \text{(II.3)}$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_z}{\partial x} \right] \dots \dots \dots \text{(II.4)}$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right] \dots \dots \dots \text{(II.5)}$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left[\frac{\partial E_z}{\partial y} \right] \dots \dots \dots \text{(II.6)}$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left[-\frac{\partial H_z}{\partial x} \right] \dots \dots \dots \text{(II.7)}$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = -\frac{1}{\epsilon} \left[\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right] \dots \dots \dots \text{(II.8)}$$

On remarque qu'il est donc possible d'effectuer deux regroupements. En effet, le système ainsi formé par les six dernières équations se réduit en deux triplets de composantes découplés l'un de l'autre. Dans ce cas-là, chacun de ces deux triplets se réfère à un mode de polarisation TE et TM. Donc, on peut traiter d'une façon indépendante la propagation du champ électromagnétique pour les deux polarisations.

La polarisation TE (Transverse Electrique), est la polarisation où le champ \vec{E} est perpendiculaire à la direction (Oz), se définit de la manière suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left[\frac{\partial E_z}{\partial y} \right] \dots \dots \dots \text{(II.9)} \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left[-\frac{\partial H_z}{\partial x} \right] \dots \dots \dots \text{(II.10)} \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right] \dots \dots \dots \text{(II.11)} \end{array} \right.$$

La polarisation TM (Transverse Magnétique) est la polarisation où le champ \vec{H} est perpendiculaire à la direction (Oz), se définit de la manière suivante :

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[-\frac{\partial E_z}{\partial y} \right] \dots\dots\dots (II.12)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_z}{\partial x} \right] \dots\dots\dots (II.13)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = -\frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right] \dots\dots\dots (II.14)$$

2.1 Discrétisation par la méthode des différences finies centrées

Il s'agit d'une méthode de numérisation qui permet de passer de l'expression analytique d'une équation à son approximation numérique [42]. Elle s'applique à toute dérivée partielle, qu'elle soit spatiale ou temporelle, du premier ou du second ordre, d'une fonction $f(x,y,z,t)$. Son principe est donné comme suit :

Considérons une fonction f de variable x , continue et dérivable jusqu'à l'ordre n , qui peut être développé en série de Taylor de chaque côté du point x_0 , comme suit :

$$f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) = f(x_0) + \left(\frac{\Delta x}{2}\right) f'(x_0) + \frac{1}{2!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^2 f''(x_0) + \frac{1}{3!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^3 f'''(x_0) + \dots \frac{1}{n!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^n f^{(n)}(x_0) + \dots\dots\dots (II.15)$$

$$f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right) = f(x_0) - \left(\frac{\Delta x}{2}\right) f'(x_0) + \frac{1}{2!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^2 f''(x_0) - \frac{1}{3!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^3 f'''(x_0) + \dots \frac{(-1)^n}{n!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^n f^{(n)}(x_0) + \dots\dots\dots (II.16)$$

La soustraction de ces deux expressions permet d'exprimer, avec une erreur de deuxième ordre, la dérivée première de la fonction f en x_0 :

$$f'(x_0) = \frac{f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) - f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right)}{\Delta x} + \theta(\Delta x^2) \dots\dots\dots (II.17)$$

Avec : $\theta(\Delta x^2)$ représente l'erreur d'ordre 2 commise, et qui sera négligée par la suite.

On appelle approximation centrée cette approximation de la dérivée. Les résultats qu'elle offre sont plus précis en comparaison avec ceux donnés par d'autres types d'approximations dites droites ou gauches. Dont les formules (II. 18) et (II.19) sont décrites respectivement ci-dessous :

$$f'(x_0) = \frac{f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) - f(x_0)}{\Delta x} + \theta(\Delta x^2) \dots\dots\dots (II.18)$$

$$f(x_0) = \frac{f(x_0) - f(x_0 - \frac{\Delta x}{2})}{\Delta x} + \theta(\Delta x^2) \dots\dots\dots (II.19)$$

L'approximation centrée a été utilisée dans notre étude pour discrétiser les dérivées partielles, spatiales et temporelles présentes dans les équations de Maxwell.

On calcule la dérivée centrée d'une fonction (figure II. 1) au centre d'un intervalle Δ_x en se basant sur les valeurs de la fonction aux extrémités.

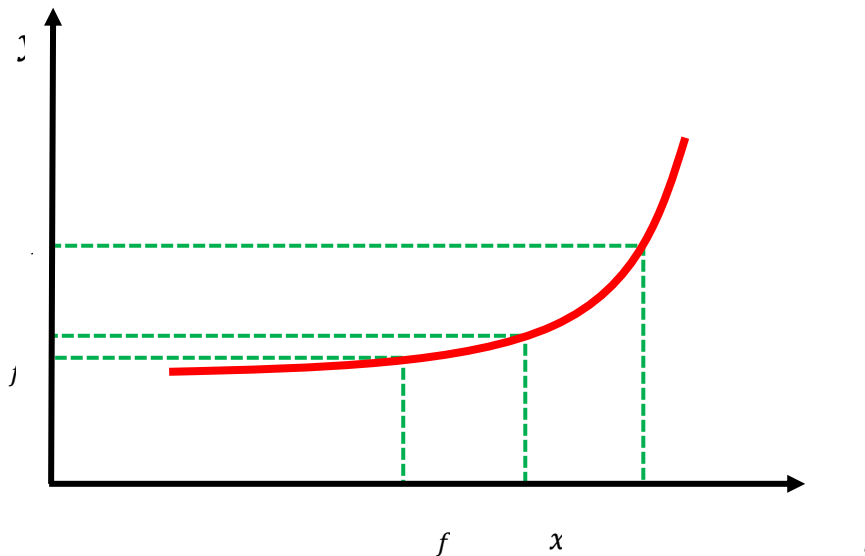


Figure 2. 1: Point d'évaluation du calcul de la dérivée centrée.

L'expression (II.17) peut être appliquée, par exemple à l'équation (II.3), pour approcher à la fois la dérivée temporelle et les dérivées spatiales, en négligeant l'erreur $\theta(\Delta x^2)$.

L'équation (II. 3) est complètement discrétisé et devient :

$$\frac{H_x(x,y,z,t+\frac{\Delta t}{2}) - H_x(x,y,z,t-\frac{\Delta t}{2})}{\Delta t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{E_Y(x,y,z+\frac{\Delta Z}{2},t) - E_Y(x,y,z-\frac{\Delta Z}{2},t)}{\Delta z} \right) \dots\dots\dots (II.20)$$

Où $\Delta x, \Delta y$ et Δz représentent les pas de maillage spatial, et Δt le pas de maillage temporel. Il apparaît que, spatialement, la composante H_x est centrée par rapport à E_z

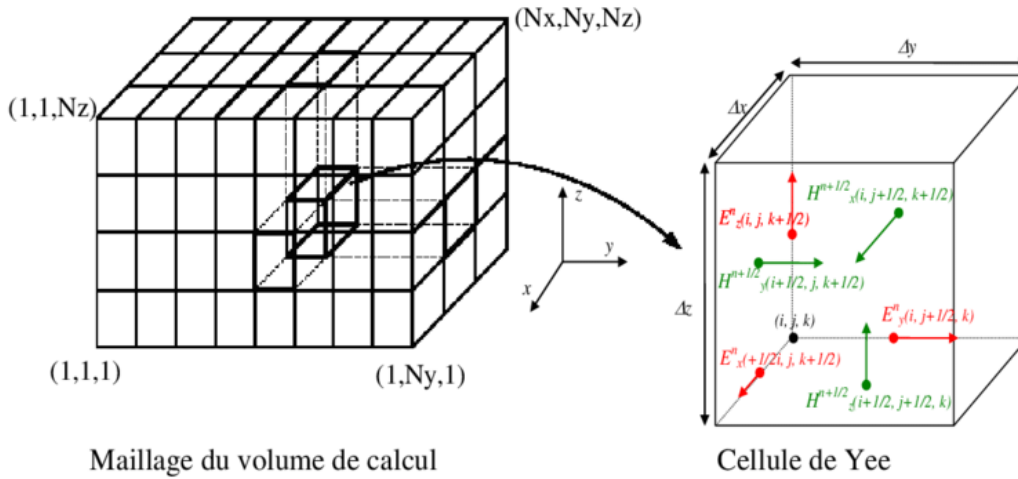


Figure 2. 2: Discretisation spatiale du volume de calcul à l'aide de la cellule de Yee.

Suivant la direction y , et centrée par rapport à E_y suivant la direction z . De même, E_y et E_z sont évaluées à un instant d'échantillonnage centré sur celui des deux composantes H_x . Il en découle le schéma de maillage spatial présenté en figure (2.2) ainsi que le maillage temporel présenté en figure (2.3).

Le volume de calcul est divisé en $N_x \times N_y \times N_z$ cellules élémentaires de dimensions $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z$ appelées cellules de Yee [42] (cube de Yee $\Delta x = \Delta y = \Delta z$), où $A^n(i, j, k)$ représente la composante de champ \vec{A} de la cellule (i, j, k) évaluée à l'instant d'échantillonnage $n \times \Delta t$.

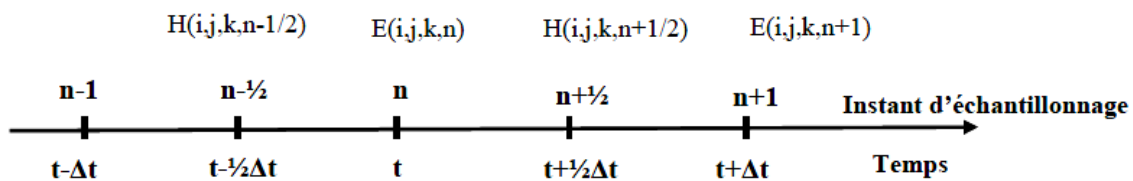


Figure 2. 3: Discretisation temporelle.

Le schéma temporel permet de calculer les composantes de champ $H^{n+\frac{1}{2}}$ à partir de $(H^{n-\frac{1}{2}}$ et E^n), et H^{n+1} à partir de $(H^{n+\frac{1}{2}}$ et E^n).

En appliquant la procédure de discrétisation spatiale et temporelle au système d'équations de Maxwell établies en (II.3 à II.8), nous obtenons le système (II.21) au (II.26) :

$$\begin{aligned}
 & H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right) \\
 & = H_x^{n-\frac{1}{2}}\left(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right) - \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{E_z^n\left(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right) - E_z^n\left(i, j, k+\frac{1}{2}\right)}{\Delta Y} - \frac{E_y^n\left(i, j+\frac{1}{2}, k+1\right) - E_y^n\left(i, j+\frac{1}{2}, k\right)}{\Delta Z} \right] \\
 & \dots\dots\dots(\text{II.21})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}\right) \\
 & = H_y^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}\right) - \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{E_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j, k+1\right) - E_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right)}{\Delta Y} - \frac{E_z^n\left(i+1, j, k+\frac{1}{2}\right) - E_z^n\left(i, j, k+\frac{1}{2}\right)}{\Delta x} \right] \\
 & \dots\dots\dots(\text{II.22})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k\right) \\
 & = H_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k\right) - \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{E_y^n\left(i+1, j+\frac{1}{2}, k\right) - E_y^n\left(i, j+\frac{1}{2}, k\right)}{\Delta x} - \right. \\
 & \left. \frac{E_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j+1, k\right) - E_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right)}{\Delta y} \right] \dots\dots\dots(\text{II.23})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & E_x^{n+1}\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right) \\
 & = E_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right) + \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k\right) - H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}, k\right)}{\Delta Y} - \right. \\
 & \left. \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}\right) - H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k-\frac{1}{2}\right)}{\Delta Z} \right] \dots\dots\dots \\
 & \dots\dots\dots(\text{II.24})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & E_y^{n+1}\left(i, j+\frac{1}{2}, k\right) \\
 & = E_y^n\left(i, j+\frac{1}{2}, k\right) + \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right) - H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}\right)}{\Delta z} - \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k\right) - H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k\right)}{\Delta x} \right] \\
 & \dots\dots\dots(\text{II.25})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & E_z^{n+1}\left(i, j, k+\frac{1}{2}\right) = E_z^n\left(i, j, k+\frac{1}{2}\right) + \frac{\Delta t}{\mu} \left[\frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}\right) - H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}\right)}{\Delta x} - \right. \\
 & \left. \frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right) - H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j-\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right)}{\Delta y} \right] \dots\dots\dots(\text{II.26})
 \end{aligned}$$

Le système d'équations (II.21) au (II. 26) permet de calculer les composantes des champs \vec{H} et \vec{E} en tout point de la structure, tout en respectant le schéma temporel.

De plus, la forme de l'algorithme impose la connaissance d'au moins une composante du champ en quatre points autour de points de calcul. Selon la cellule de Yee, les composantes magnétiques sont toujours calculées en des points situés au centre des faces de la cellule appelés noeuds magnétiques et les composantes électriques sont toujours calculées en des points situés au milieu d'une arête, appelés noeuds électriques.

Avec le schéma de discrétisation temporelle (figure 2.3), une variation de champ magnétique entraîne une variation de champ électrique, qui à son tour entraîne une variation de champ magnétique, et ainsi de suite, représentant ainsi très bien les phénomènes de propagation dans le volume de calcul. Cependant, l'algorithme FDTD est dispersif, c'est-à-dire qu'un signal se propageant dans le domaine de calcul FDTD subit des transformations (distorsion, atténuation) dues à la discrétisation. C'est pourquoi une bonne représentation numérique des phénomènes physiques ne peut être obtenue qu'après un choix judicieux des paramètres de discrétisation spatiales $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ et temporelle Δt .

2.2 Stabilité numérique

L'algorithme numérique présenté par la figure 2.4 impose une borne supérieure concernant le pas de discrétisation temporel en fonction des pas de discrétisation spatiale. Cette limite est nécessaire pour éviter toute instabilité numérique.

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y}\right)^2}} \dots \dots \dots (II.27)$$

L'étude de la stabilité numérique a montré que le pas de discrétisation temporel devait satisfaire une certaine condition pour assurer la stabilité de l'algorithme. En outre, les pas de discrétisation spatiales doivent être aussi vérifiés certaines conditions pour représenter suffisamment bien la structure à simuler.

Et avec une résolution spatiale $\Delta x = \Delta y \leq \frac{\lambda}{10 \cdot \sqrt{\epsilon_r}}$, il est possible de donner l'algorithme de calcul FDTD-2D qui se présente sous la forme indiquée à la figure (2.4) permettant d'avoir l'évolution temporelle des champs électriques et magnétiques [42]:

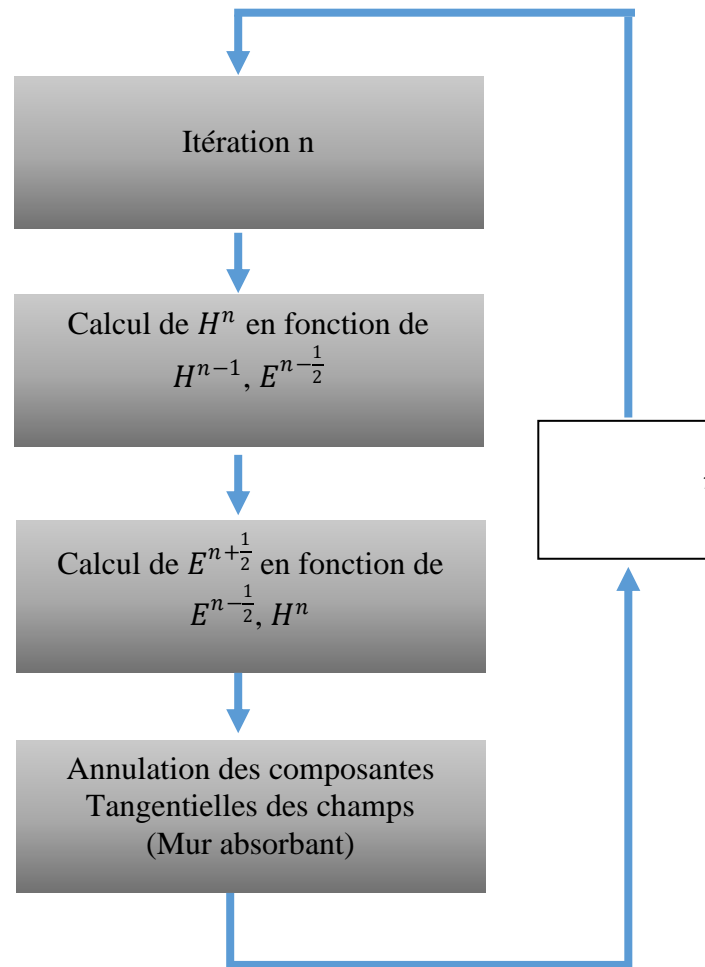


Figure 2. 4: Algorithme de calcul des champs.

Des problèmes apparaissent ainsi sur la frontière de l'espace de travail puisque la valeur des champs à l'extérieur de l'espace de travail n'est connue à aucun instant. Malheureusement, l'espace de travail est limité, on ne connaît à aucun instant cette valeur. Le bord de l'espace de travail doit donc être traité de façon différente en prenant garde de ne pas introduire des réflexions n'ayant aucune origine physique.

3. Conditions aux limites

Dans le but d'implémenter l'algorithme sur machine, il est nécessaire de restreindre le domaine « ouvert » de la résolution des équations de Maxwell à un domaine borné pour limiter la quantité de mémoire utilisée (et par conséquent le temps de calcul). Ce domaine spatial borné que nous nommerons espace de travail devra être suffisamment grand pour contenir toute la structure d'étude et des conditions aux limites simuleront son extension à l'infini [42]. Il existe 3 types de conditions aux limites : les conditions d'absorption, les conditions de symétrie et les conditions de périodicité [42]. Ce travail présente uniquement

les conditions d'absorption de type Mur [42] qui simule un domaine infini en recherchant la plus faible réflexion numérique aux interfaces, ainsi que les conditions symétriques et antisymétriques.

3.1 Conditions d'absorption de type Mur

Selon les conditions d'absorption de type Mur, il s'agit d'introduire une interface (Mur fictif) pour limiter le volume de simulation qui laisse passer toute onde électromagnétique sans aucune réflexion (Γ) (figure II. 5), et produire l'illusion d'un domaine ouvert.

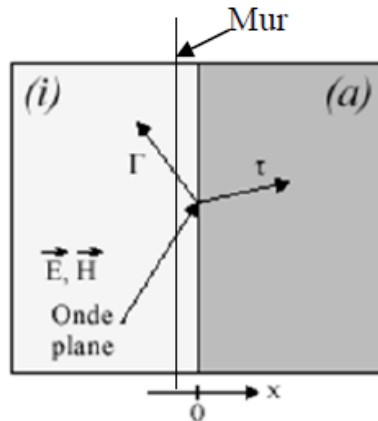


Figure 2. 5: Présentation du problème.

Dans nos simulations, nous avons utilisé des conditions de type Mur.

3.2 Conditions symétriques et antisymétriques

Pour les conditions aux limites symétriques, ça marche comme dans un miroir, le champ électrique \vec{E} , étant un vecteur, se réfléchit comme dans un miroir, c'est-à-dire que si la surface est le plan $x = 0$, on aura :

$$\begin{cases} E_x(x) = -E_x(-x) \\ E_y(x) = E_y(-x) \\ E_z(x) = E_z(-x) \end{cases} \dots\dots\dots (II.28)$$

Le champ \vec{H} est un pseudo vecteur, donc il obéit aux conditions inverses :

$$\begin{cases} H_x(x) = H_x(-x) \\ H_y(x) = -H_y(-x) \\ H_z(x) = -H_z(-x) \end{cases} \dots\dots\dots (II.29)$$

Pour les conditions aux limites antisymétriques, les règles de vecteurs et pseudo vecteurs sont inverses. C'est-à-dire que si la surface est le plan $x = 0$:

$$\begin{cases} E_x(x) = E_x(-x) \\ E_y(x) = -E_y(-x) \\ E_z(x) = -E_z(-x) \end{cases} \dots\dots\dots (II.30)$$

Le champ H est un pseudo vecteur, donc il obéit aux conditions inverses.

$$\begin{cases} H_x(x) = -H_x(-x) \\ H_y(x) = H_y(-x) \\ H_z(x) = H_z(-x) \end{cases} \dots\dots\dots (II.31)$$

En connaissant ces propriétés de symétrie, il n'est pas nécessaire de simuler le volume au total pour une structure symétrique. On peut donc diviser le volume en deux à la surface

$x = 0$ et faire une simulation que du coté $x > 0$, par exemple. Cette explication peut être illustrée par la figure II. 6 ci-dessous:

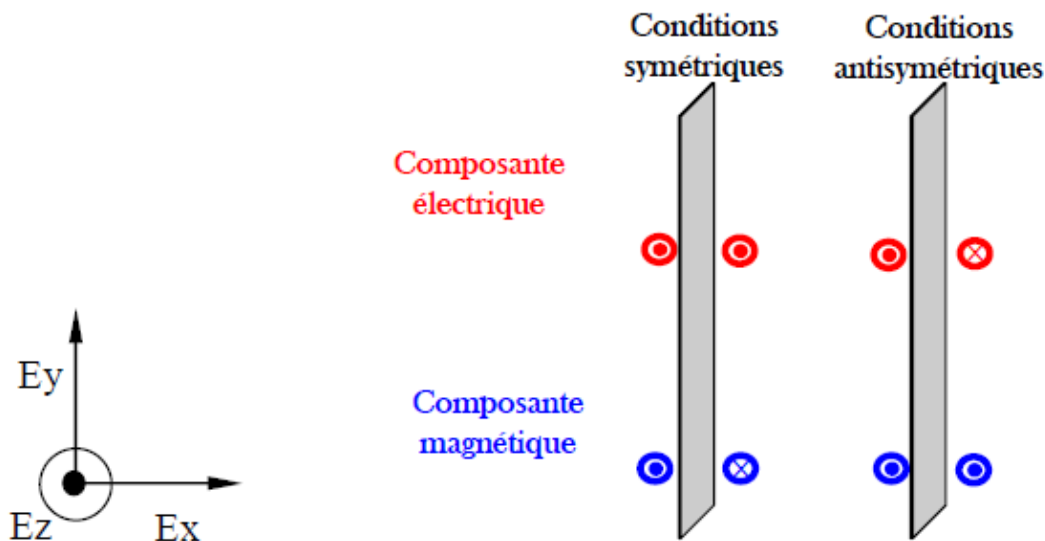


Figure 2. 6: Schéma explicatif des conditions symétriques et antisymétriques.

4. Conditions d'injection d'une onde

L'injection d'une onde électromagnétique est un point fondamental pour la simulation. En effet, parmi les nombreuses méthodes d'injection, nous pouvons retenir celle de la « Hard Source » (source dure en français) ainsi que celle de la formulation champ total / champ réfléchi. Pour que la mesure du champ soit précise et fiable, il faut que le champ soit parfaitement absorbé par le mur (absorbant PML (Perfect Matched layer),

tout en respectant certaines conditions définies par « l'approche guidée », dont le principe est illustré sur la figure 2.7.

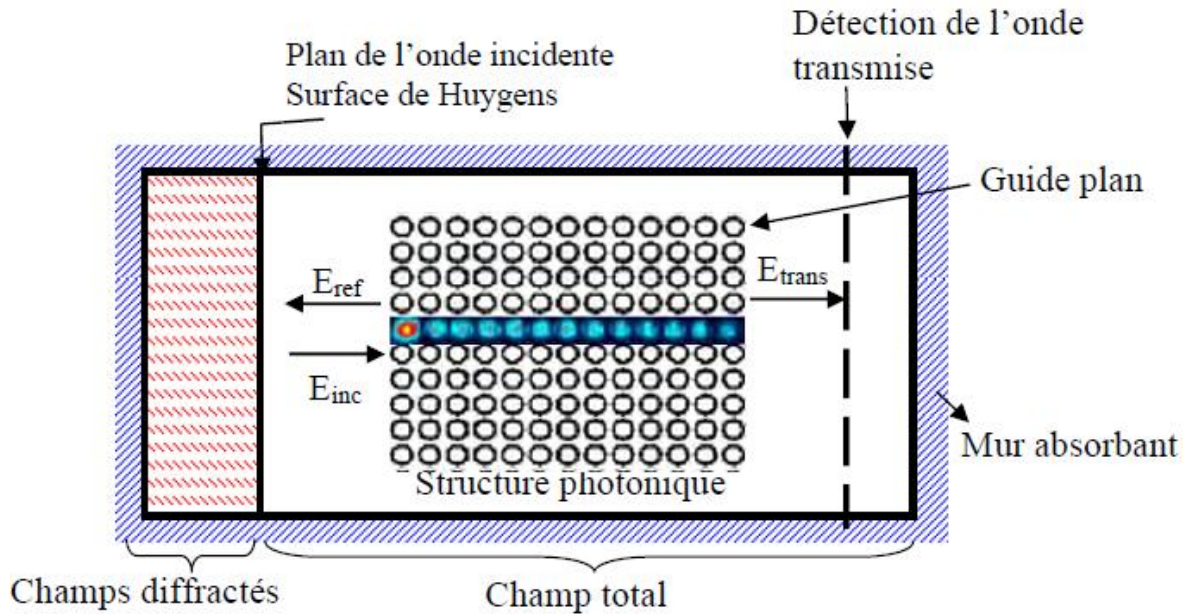


Figure 2. 7: Plan de travail utilisé par la simulation FDTD.

4.14.1 La source dure

La source dure consiste simplement à imposer une fonction temporelle à un certain nombre de composantes des champs électromagnétiques. Par exemple, une source dure sur la composante E_z pourra être implémentée au point (i_s, j_s, k_s) de la manière suivante :

$$E_z|_{i_s, j_s, k_s}^n = E_0 \sin(2\pi f_0 \Delta t) \dots\dots\dots (II.32)$$

Dans le cas d'une source sinusoïdale à la fréquence f_0 , une dépendance temporelle de type gaussienne définie par [42] :

$$E_z|_{i_s, j_s, k_s}^n = E_0 \exp\left[-\left(\frac{t-t_0}{\omega}\right)^2\right] \sin(2\pi f_0 \Delta t) \dots\dots\dots (II.33)$$

En conclusion, ce type de source est très utile pour exciter et donc de déterminer les différents modes d'une structure donnée, malheureusement le fait d'imposer le champ en un point, un plan ou une surface empêche une quelconque onde réfléchi par la structure de « Traverser » cette source. La formulation champ total / champ réfléchi permet de palier à ce problème.

4.24.2 La formulation champ total / champ réfléchi

L'approche de cette formulation est basée sur la décomposition des champs électromagnétiques et sur la linéarité des équations de Maxwell.

$$E_{tot} = E_{inc} + E_{ref} \dots\dots\dots (II.34)$$

$$H_{tot} = H_{inc} + H_{ref} \dots\dots\dots (II.35)$$

Où E_{inc} et H_{inc} représentent les valeurs champs incidents qui sont supposées connu entout point de l'espace de travail. E_{ref} et H_{ref} sont les valeurs des champs réfléchis ; Ces champs sont des inconnus du système puisqu'ils résultent de l'interaction de l'onde incidente avec la structure à simuler. Ainsi il apparaît deux régions dans notre espace de travail : la première correspond à la région où les champs totaux sont présents, la seconde correspond à une région où seulement les champs réfléchis (par la structure) sont présents. La surface séparant ces deux régions est appelée surface de Huygens.

Cette technique simule donc l'injection d'une onde incidente avec une direction privilégiée puisqu'un traitement particulier est en fait sur l'interface des deux régions et sur des composantes voisines. Si on distingue, en une dimension, deux zones, où l'on calcule dans l'une le champ total $i > i_0$ et dans l'autre le champ réfléchi $i < i_0$), l'algorithme général de Yee aura la forme :

$$E_z|_i^{n+1} = E_z|_i^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta x} \left(H_y|_{i+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_y|_{i-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right) \dots\dots\dots (II.36)$$

Pour $i > i_0$ tous les champs intervenant sont des champs totaux et pour $i < i_0$ se sont des champs diffusés. Voyons ce qu'on a en i_0 :

$$E_{z,total}|_{i_0}^{n+1} = E_{z,total}|_{i_0}^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta x} \left(H_{y,total}|_{i_0+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} - H_{y,ref}|_{i_0-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right) \dots\dots\dots (II.37)$$

Cette expression n'est pas consistante, elle est donc incorrecte. Pour la corriger, il faut faire en sorte que tous les champs soient de même type. Dans notre cas, des champs totaux. Il

suffit donc d'ajouter le terme $\frac{\Delta t}{\epsilon_0 \Delta x} \left(H_{y,inc}|_{i_0-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right)$, terme que l'on connaît par définition. La

correction permettant de rendre consistante les expressions n'a pas besoin d'être faite qu'à la frontière entre zone de champ total et réfléchi. Cette correction est notée:

$$E_{z,total} \Big|_{i_0}^{n+1} = \{E_z \Big|_{i_0}^n\} - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta x} \left(H_{y,inc} \Big|_{i_0 - \frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right) \dots \dots \dots (II.38)$$

Les formules permettant de calculer le champ sur chacune des frontières sont données ci-dessous :

4.3 Cas à deux dimensions

❖ Correction sur Ez :

➤ Frontière du bas :

$$E_{z,total} \Big|_{i,j_0}^{n+1} = \{E_z \Big|_{i,j_0}^{n+1}\} + \frac{dt}{\varepsilon_0 \Delta y} \left(H_{x,source} \Big|_{i,j_0 - \frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right) \dots \dots \dots (II.39)$$

➤ Frontière du haut :

$$E_{z,total} \Big|_{i,j_1}^{n+1} = \{E_z \Big|_{i,j_1}^{n+1}\} - \frac{dt}{\varepsilon_0 \Delta y} \left(H_{x,source} \Big|_{i,j_1 + \frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right) \dots \dots \dots (II.40)$$

➤ Frontière degouache :

$$E_{z,total} \Big|_{i_0,j}^{n+1} = \{E_z \Big|_{i_0,j}^{n+1}\} - \frac{dt}{\varepsilon_0 \Delta x} \left(H_{y,source} \Big|_{i_0 - \frac{1}{2},j}^{n+\frac{1}{2}} \right) \dots \dots \dots (II.41)$$

➤ Frontière de droite :

$$E_{z,total} \Big|_{i_1,j}^{n+1} = \{E_z \Big|_{i_1,j}^{n+1}\} + \frac{dt}{\varepsilon_0 \Delta x} \left(H_{y,source} \Big|_{i_1 + \frac{1}{2},j}^{n+\frac{1}{2}} \right) \dots \dots \dots (II.42)$$

$$H_{x,ref} \Big|_{i,j_0 - \frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} = \left\{ H_x \Big|_{i,j_0 - \frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right\} + \frac{dt}{\mu_0 \Delta y} \left(E_{z,source} \Big|_{i,j_0}^n \right) \dots \dots \dots (II.43)$$

❖ Correction sur Hx :

➤ Frontière du bas :

$$H_{x,ref} \Big|_{i,j_1 + \frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} = \left\{ H_x \Big|_{i,j_1 + \frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right\} - \frac{dt}{\mu_0 \Delta y} \left(E_{z,source} \Big|_{i,j_1}^n \right) \dots \dots \dots (II.44)$$

❖ Correction sur Hy :

➤ Frontière de gauche :

$$H_{y,ref} \Big|_{i_0-\frac{1}{2}j}^{n+\frac{1}{2}} = \left\{ H_y \Big|_{i_0+\frac{1}{2}j}^{n+\frac{1}{2}} \right\} - \frac{dt}{\mu_0 \Delta y} \left(E_{z,source} \Big|_{i_0,j}^n \right) \dots \dots \dots (II.45)$$

➤ *Frontière de droite:*

$$H_{y,ref} \Big|_{i_1+\frac{1}{2}j}^{n+\frac{1}{2}} = \left\{ H_y \Big|_{i_1+\frac{1}{2}j}^{n+\frac{1}{2}} \right\} + \frac{dt}{\mu_0 \Delta y} \left(E_{z,source} \Big|_{i_1,j}^n \right) \dots \dots \dots (II.46)$$

5. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté un outil puissant et versatile, parfaitement adapté à la conception des circuits photoniques 2D afin de déterminer les paramètres permettant de réaliser les fonctions optiques désirées. Cette modélisation, basée sur la résolution directe des équations de Maxwell permet en outre d'obtenir, en tenant compte des conditions de validité de la méthode 2D, la réponse rigoureuse de la structure étudiée. Nous avons détaillé le principe des différences finies centrées et vu comment effectuer la discrétisation spatiale et temporelle des équations de Maxwell selon la cellule de Yee. Nous avons présenté également le critère de stabilité numérique et les conditions aux limites pour implémenter l'algorithme de la FDTD-2D.

CHAPITRE III :

Résultats De Simulation

Sommaire

.1	Introduction :.....	40
.2	Outil de simulation :.....	40
.3	Structure utilisée :.....	41
.4	Analyse des bandes interdites photoniques.....	41
.5	Variation de la bande interdite photonique en fonction de l'indice de réfraction :.....	42
5.1	Pour la polarisation TE	42
5.2	Pour la polarisation TM :.....	45
.6	Cavités en cristaux photoniques 2D :.....	45
6.1	Confinement de la lumière à cavité en cristal photonique 2D :.....	46
6.2	Variation de confinement de la lumière à cavité en fonction de la polarisation :.....	47
.7	Variation de confinement de la lumière à cavité en fonction de l'indice de réfraction « n » :..	47
7.1	Pour la polarisation TE :.....	47
7.2	Pour la polarisation TM :.....	47
.8	Variation de la transmission en fonction de l'indice de réfraction :.....	50
8.1	Pour la polarisation TE :.....	50
8.2	Pour la polarisation TM :.....	51
.9	Application dans le domaine des capteurs.....	52
9.1	Introduction :.....	52
9.2	Capteurs basés sur l'indice de réfraction :.....	53
9.3	Capteurs à base de cavité à cristal photonique :.....	54
9.4	Sensibilité de capteur :.....	55
.10	Conclusion :.....	56

1. Introduction

Au cours des trois dernières décennies, les capteurs optiques pour les mesures d'indice de réfraction (RI) ont été un sujet de recherche très captivant, et jusqu'à aujourd'hui de nouvelles technologies sont proposées. L'application de capteurs RI inclut les mesures de paramètres comme la température, l'humidité, la composition chimique, la détection d'ADN, des protéines, des cellules et des bactéries. Le cristal photonique (CP) dispose d'un large éventail de détection, le rendant applicable dans une large gamme dynamique des mesures RI s'étendant de l'air jusqu'aux fluides très visqueux comme l'huile ou les polymères.

Dans ce chapitre nous proposons la conception d'un nouveau type de capteur à base de cristaux phoniques bidimensionnels. Plusieurs types de capteurs sont conçus et optimisés en utilisant la méthode DFTD-2D, et la méthode d'expansion d'onde plane (PWE) est utilisée pour déterminer la plage de fonctionnement du diagramme de bandes du dispositif.

2. Outil de simulation

L'outil de simulation que l'on a utilisé dans ce travail est le logiciel OptiFDTD (Finite-Difference Time-Domain Simulation Design) de la compagnie OptiwaveSystems Inc. [43]. Optiwave est le leader émergent dans le développement de logiciels innovants pour la conception, la simulation et l'optimisation de composants, liaisons, systèmes et réseaux pour les domaines en croissance de la photonique : la nanotechnologie, l'optoélectronique, les réseaux optiques et autres applications photoniques. OptiFDTD est un puissant environnement de CAO (Conception Assistée par Ordinateur), hautement intégré et convivial permettant la conception et la simulation de composants photoniques avancés passifs et non-linéaires. Une image de sa plateforme est montrée dans la figure 3.1.

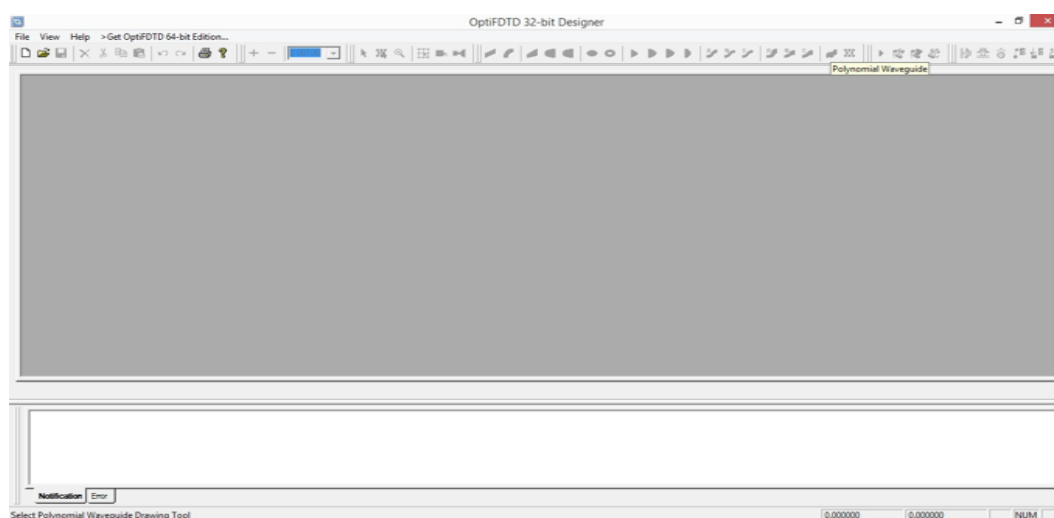


Figure 3. 1: plateforme de logiciel OptiFDTD

3. Structure utilisée

Dans nos simulations, on s'intéresse à la polarisation TE (Transverse Electric) et à la polarisation TM (Transverse Magnetic). Notre étude consiste à calculer les spectres de bandes et de transmission.

La figure 3.2 représente la structure de cristal photonique bidimensionnel utilisée. Pour le réseau triangulaire, la structure est constituée de tiges de l'indice de réfraction $n = 3.4777$ plongées dans l'air ($n = 1$), le diamètre des tiges est égal à $0.3a$.

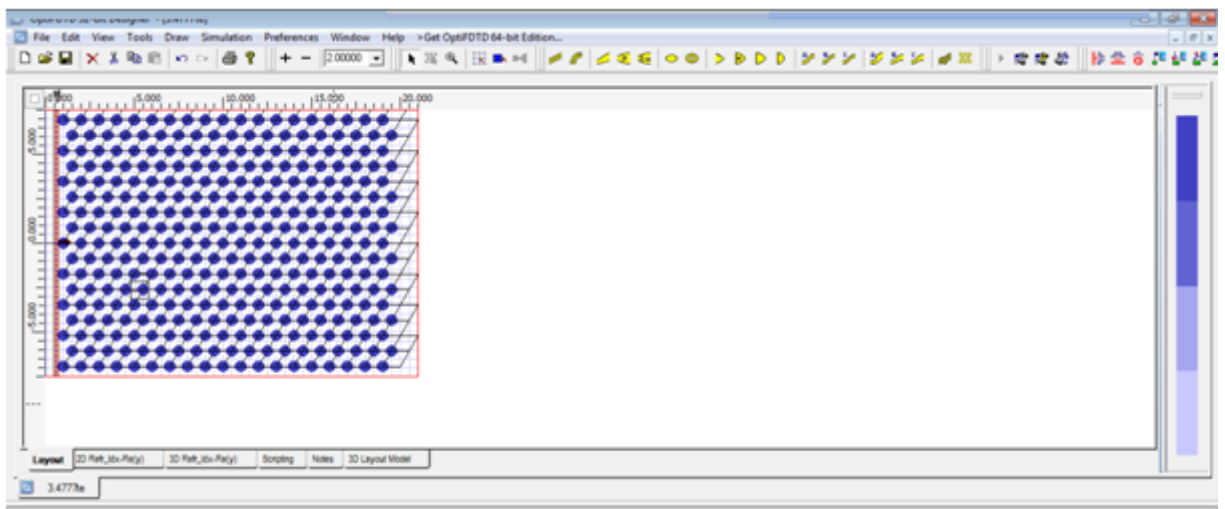


Figure 3. 2: la structure de cristal photonique bidimensionnel utilisée

4. Analyse des bandes interdites photoniques

La méthode d'expansion des ondes planes (PWE) a été utilisée pour analyser la distribution des diagrammes de bandes de la disposition de notre dispositif. Les figures (3.3) et (3.4) représentent les diagrammes de bandes pour des cristaux photoniques bidimensionnels. Pour le réseau triangulaire, la structure est constituée de tiges de l'indice de réfraction « $n = 3.4777$ » plongées dans l'air ($n = 1$), le diamètre des tiges est égal à $0.3a$. Pour le réseau triangulaire, deux larges bandes interdites photonique sont observées pour la polarisation TE, par contre, pour la polarisation TM on obtient plusieurs bandes (4 bandes) mais elles sont petites comparativement à celles de la polarisation TE.

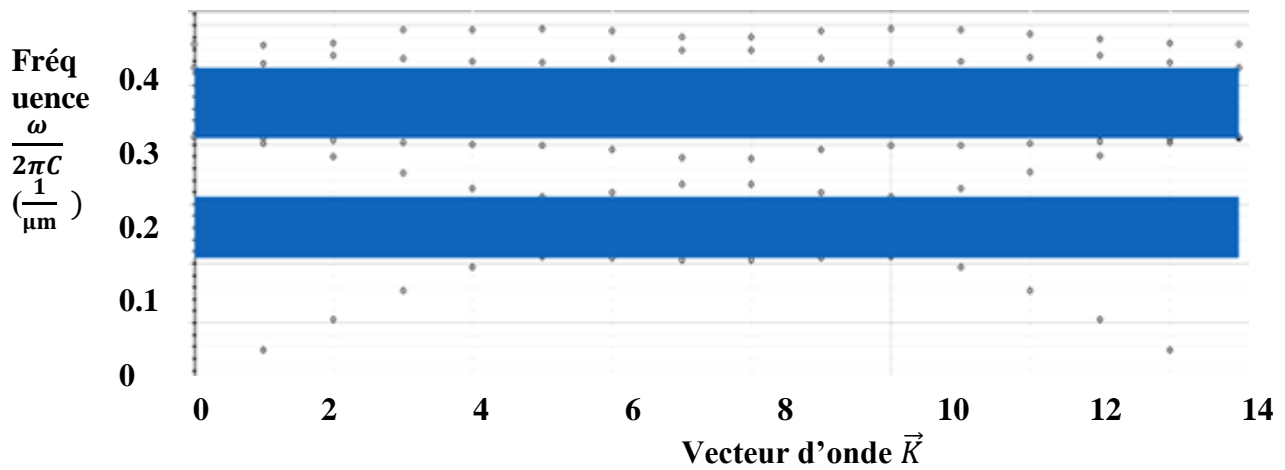


Figure 3. 3: Diagramme de bande d'un réseau triangulaire, polarisation TE

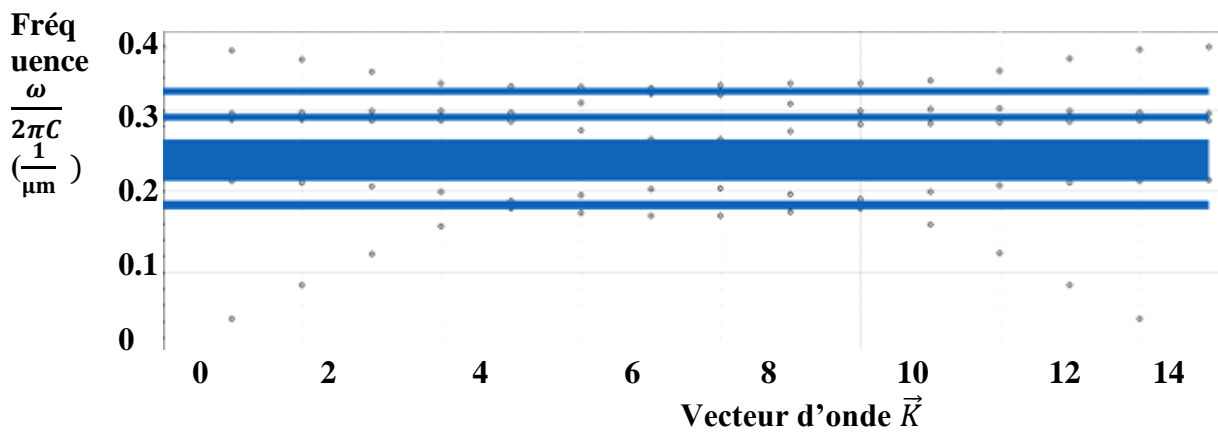


Figure 3. 4: Diagramme de bande d'un réseau triangulaire, polarisation TM

5. Variation de la bande interdite photonique en fonction de l'indice de réfraction

Afin de voir l'effet de l'indice de réfraction sur la largeur de la bande interdite photonique, on fait varier l'indice de réfraction des tiges, en commence par $n=3.4777$ (le silicium), deuxième structure à $n=3.4577$ et on termine par $n=3.4377$.

5.1 Pour la polarisation TE

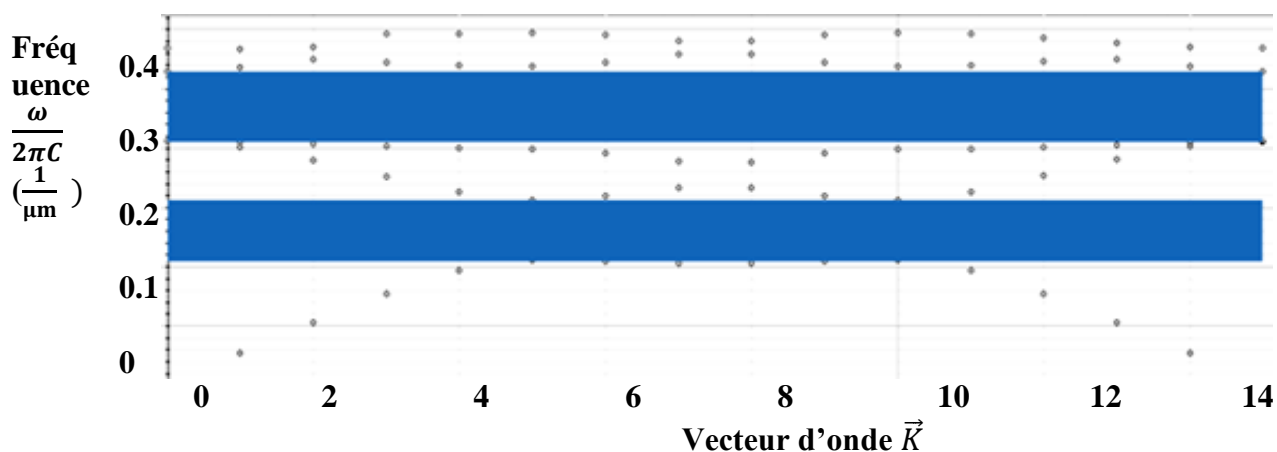


Figure 3. 5:Diagramme de bande d'un réseau triangulaire avec $n= 3.4777$, polarisation TE

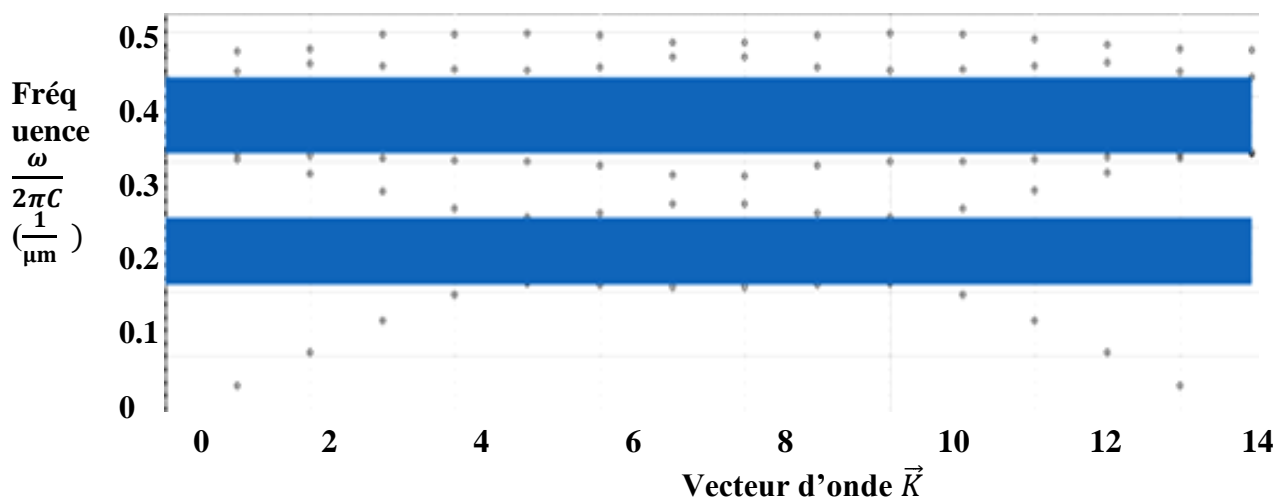


Figure 3. 6:Diagramme de bande d'un réseau triangulaire avec $n= 3.4577$, polarisation TE

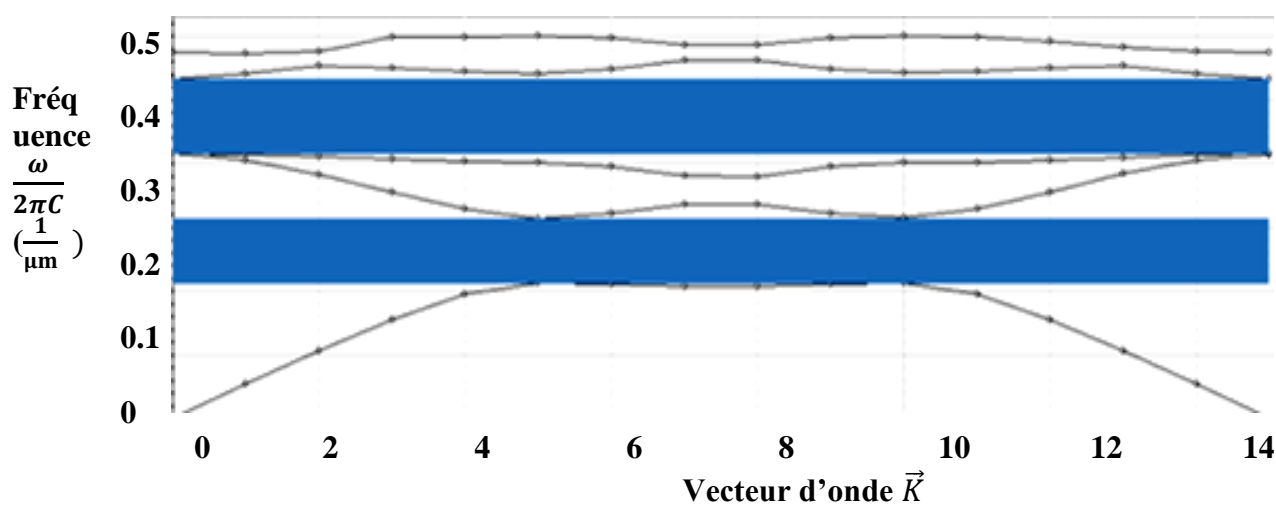


Figure 3. 7:Diagramme de bande d'un réseau triangulaire avec $n= 3.4377$, polarisation TE

5.2 Pour la polarisation TM

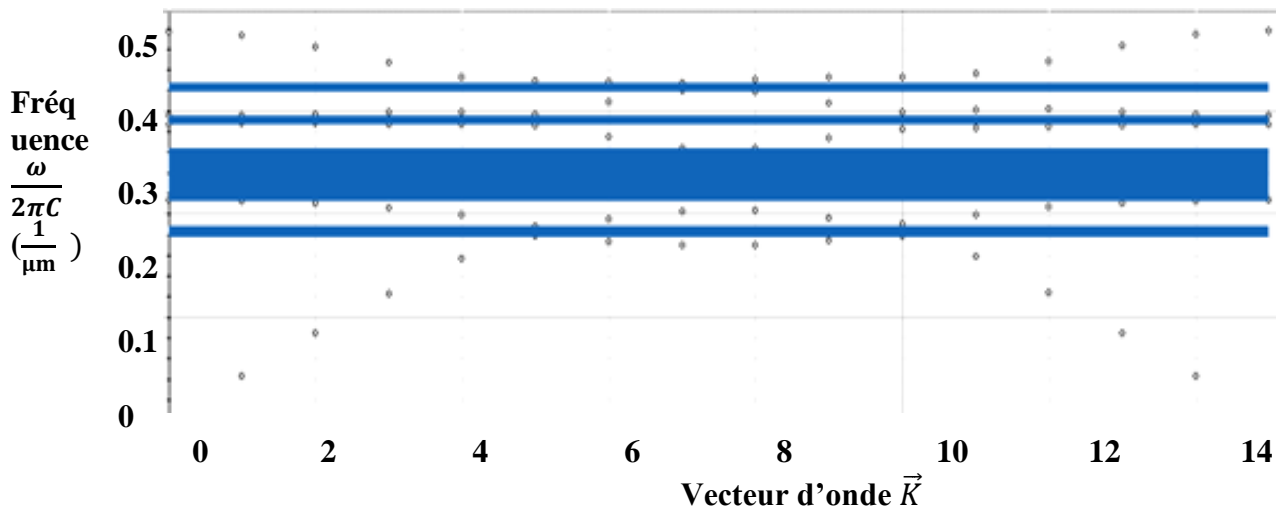


Figure 3. 8: Diagramme de bande d'un réseau triangulaire avec $n= 3.4777$, polarisation TM

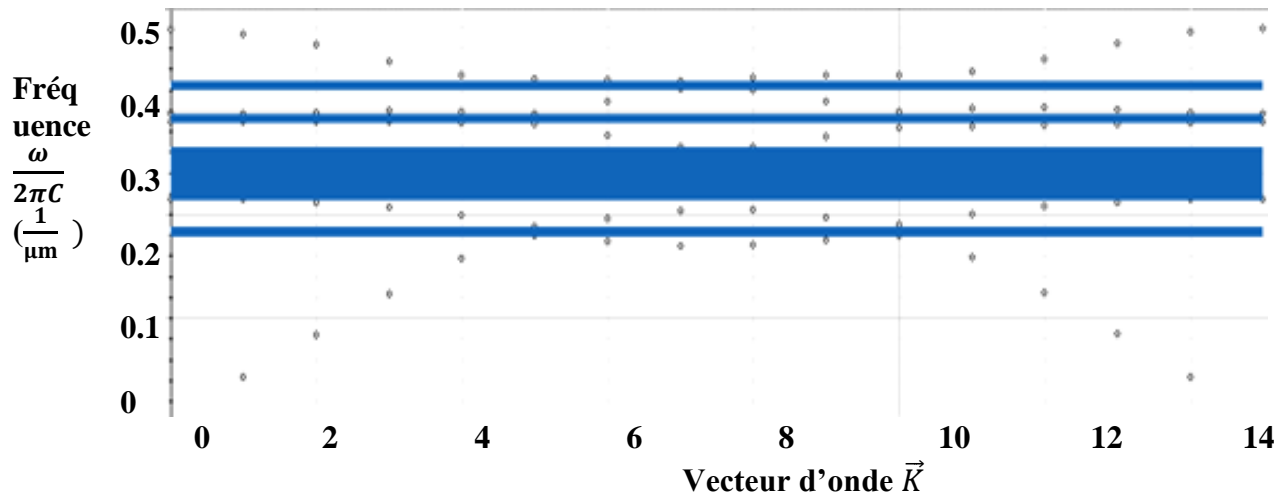


Figure 3. 9: Diagramme de bande d'un réseau triangulaire avec $n= 3.4577$, polarisation TM

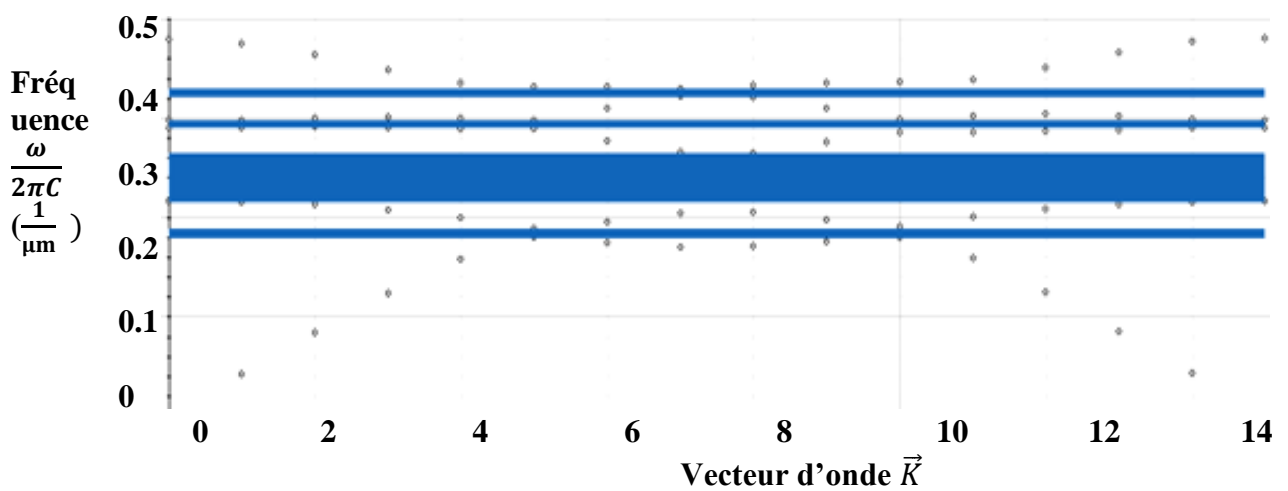


Figure 3. 10: Diagramme de bande d'un réseau triangulaire avec $n= 3.4377$, polarisation TM

Dans le tableau suivant nous présentons les valeurs de la largeur de la bande interdite photonique et leur emplacement, pour chaque valeur de l'indice de réfraction (3.4777, 3.4577 et 3.4377) avec les deux polarisations TE et TM.

	n=3.4777	n=3.4577	n=3.4377
TE	(0.210711,0.311285) gap=0.1100574 (0.4111393, 0.527728) gap=0.116335	(0.211882,0.312787) gap=0.100905 (0.413695, 0.530123) gap=0.116428	(0.213065,0.314301) gap=0.101236 (0.416022, 0.532534) gap=0.116512
TM	(0.357331,0.375765) gap=0.018434 (0.42718, 0.527192) gap=0.100012 (0.575698,0.589855) gap=0.0141566 (0.63968, 0.654516) gap=0.014836	(0.358868,0.37629) gap=0.0174228 (0.429443, 0.528678) gap=0.0992356 (0.578419,0.592523) gap=0.0141049 (0.642289, 0.656971) gap=0.014682	(0.360415,0.376819) gap=0.0164042 (0.43173, 0.53017) gap=0.0984268 (0.581161,0.594424) gap=0.0132633 (0.644909, 0.659479) gap=0.0145704

Tableau 3. 1: Les valeurs de largeur de la bande interdite photonique et leur emplacement, pour chaque valeur de l'indice de réfraction avec les deux polarisations TE et TM

Pour la polarisation TE on a 2 bandes à chaque valeur de l'indice de réfraction « n », par contre on a 4 bandes à la polarisation TM. Pour les deux polarisations on n'a pas les mêmes bandes interdites, dans la largeur des bandes on observe des bandes plus large pour la polarisation TE, tandis que pour la polarisation TM on a des bandes étroites.

Dans les deux polarisations les bandes interdites photoniques (BIP), si on diminue l'indice de réfraction « n », les bandes diminuent aussi.

6. Cavités en cristaux photoniques 2D

La création des défauts dans le cas des cristaux 2D s'effectue, soit, par une modification locale d'indice ou un changement de taille d'un motif du cristal (défaut de substitution), soit par le déplacement d'un de ces motifs (défaut interstitiel) ou l'absence de l'un des motifs (défaut lacunaire) ou encore par l'insertion d'un motif différent (dopant). La présence d'un défaut ponctuel peut conduire à l'existence de niveaux discrets d'énergies dans une bande interdite. Dans notre cas nous utiliserons les défauts lacunaires.

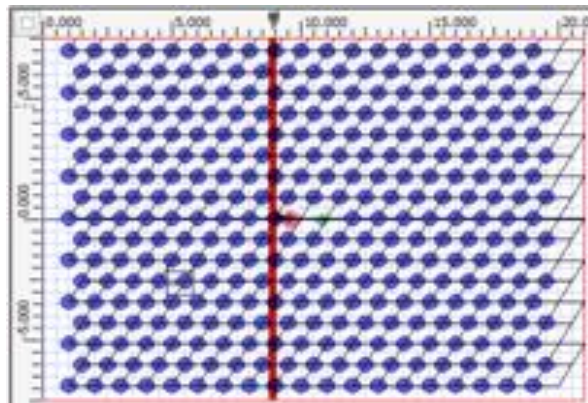


Figure 3. 11 : Cristal photonique à base de structure hexagonal avec défauts (cavité).

6.1 Confinement de la lumière à cavité en cristal photonique 2D

Une manière simple de confiner le champ dans un volume très réduit est de briser localement la périodicité du réseau par l'introduction de défauts. Les modes photoniques ainsi créés, à condition qu'ils se situent dans la bande interdite, concentrent leur énergie dans cette zone de défauts. Le cristal environnant se comporte comme un miroir et la lumière est réfléchiée par les bords du défaut. Les défauts ou microcavités les plus étudiés sont obtenus en omettant un certain nombre de trous dans le réseau périodique, notamment dans les réseaux triangulaires les microcavités de type L_n , de forme hexagonale, (n) étant le nombre de rangées manquantes par côté de l'hexagone. La taille de ces microcavités est généralement de l'ordre de quelques longueurs d'onde soit quelques microns. Dans notre cas la cavité utilisée est de type L_2 dans lequel on omet 2 trous dans le réseau périodique [44].

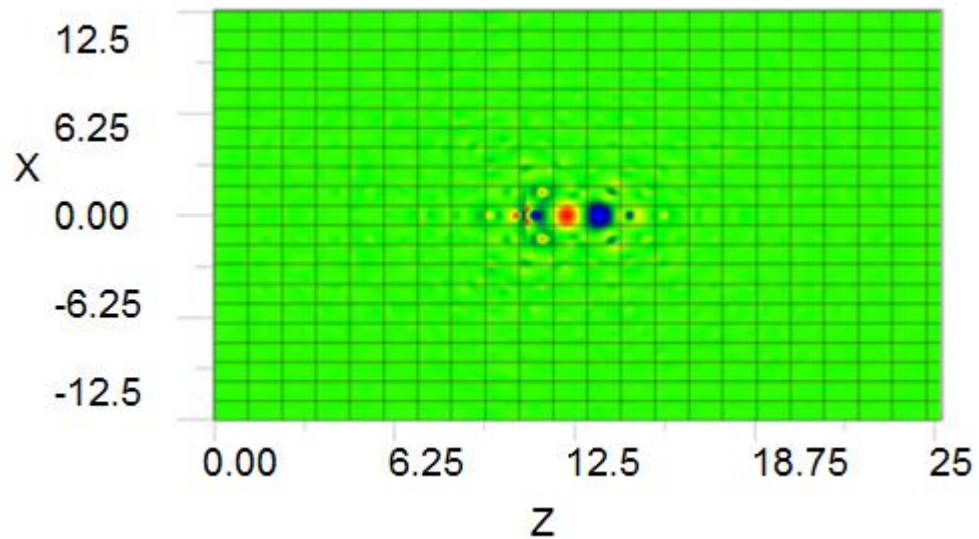


Figure 3. 12: Type de cavité (L2)

Les cavités à cristaux photoniques, qui permettent de confiner fortement la lumière, pourraient avoir beaucoup d'applications dans plusieurs domaines de la physique, incluant par exemples des interactions cohérentes électron photon, des filtres ultra étroits, des lasers à bas seuil, des puces photoniques et l'optique non-linéaire. Le critère pour ces applications demeure la réalisation des cavités avec des facteurs de qualité Q élevés et avec des volumes modaux petits.

6.2 Variation de confinement de la lumière à cavité en fonction de la polarisation :

Pour le même indice de réfraction, on trouve le résultat suivant :

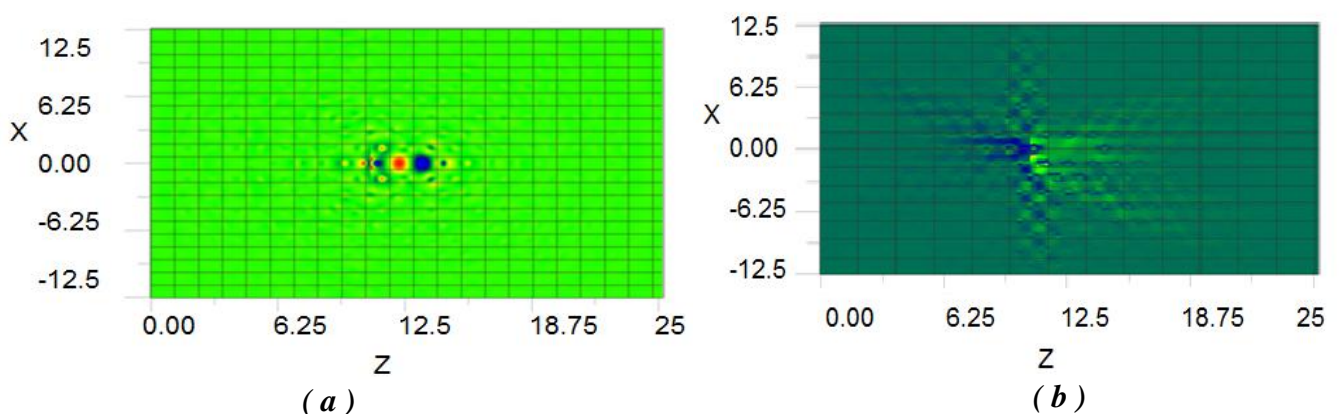


Figure 3. 13: (a) : confinement de la lumière dans la polarisation TE, (b) : confinement de la lumière dans la polarisation TM

Dans le figure 3.13 remarqué un confinement de la lumière différent, cela est dû par effet de la polarisation (TE ou TM), dans notre travail on trouve le confinement est fort dans la polarisation TE comparativement à la polarisation TM.

7. Variation de confinement de la lumière à cavité en fonction de l'indice de réfraction « n »

7.1 Pour la polarisation TE

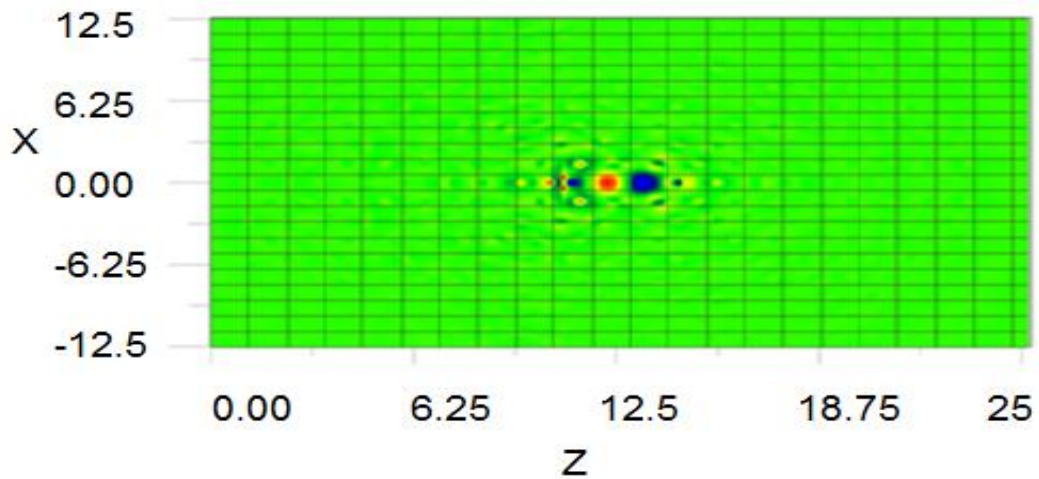


Figure 3. 14: Confinement de la lumière à cavité, avec $n=3.4777$

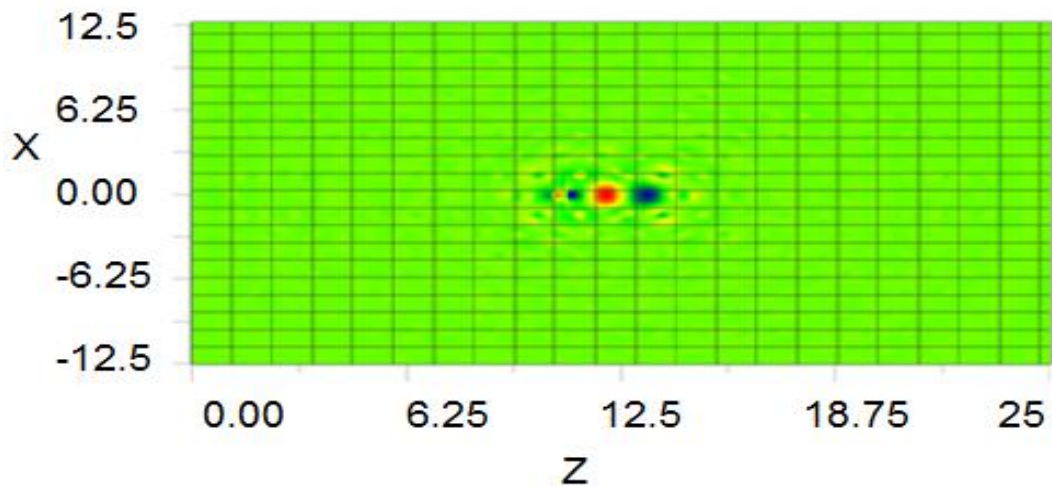


Figure 3. 15: Confinement de la lumière à cavité, avec $n=3.4577$

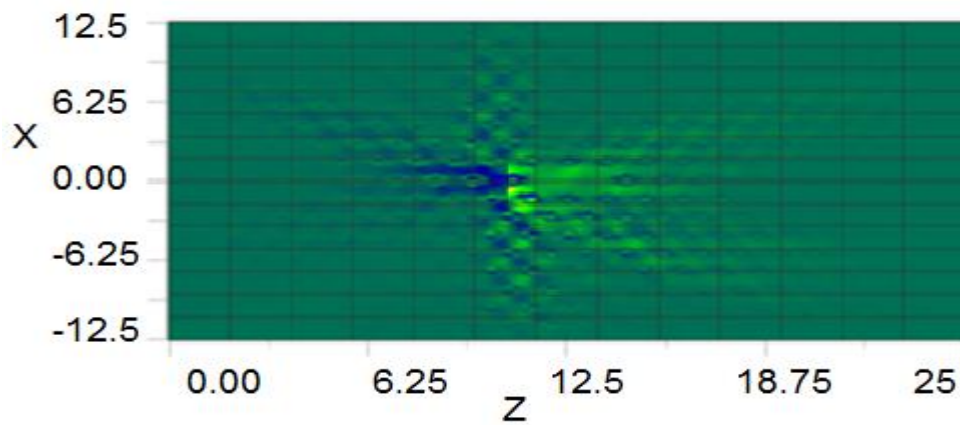


Figure 3. 16: Confinement de la lumière à cavité, avec $n=3.4377$

7.2 Pour la polarisation TM

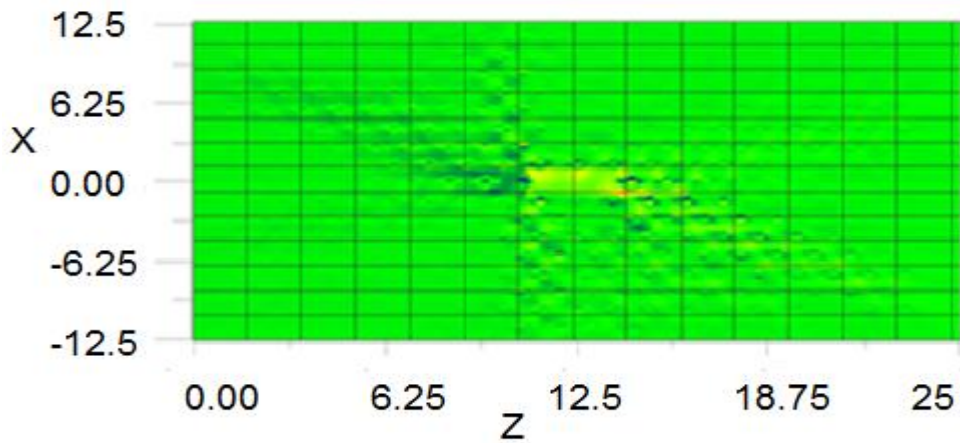


Figure 3. 17: Confinement de la lumière dans la polarisation TM, avec $n=3.4777$

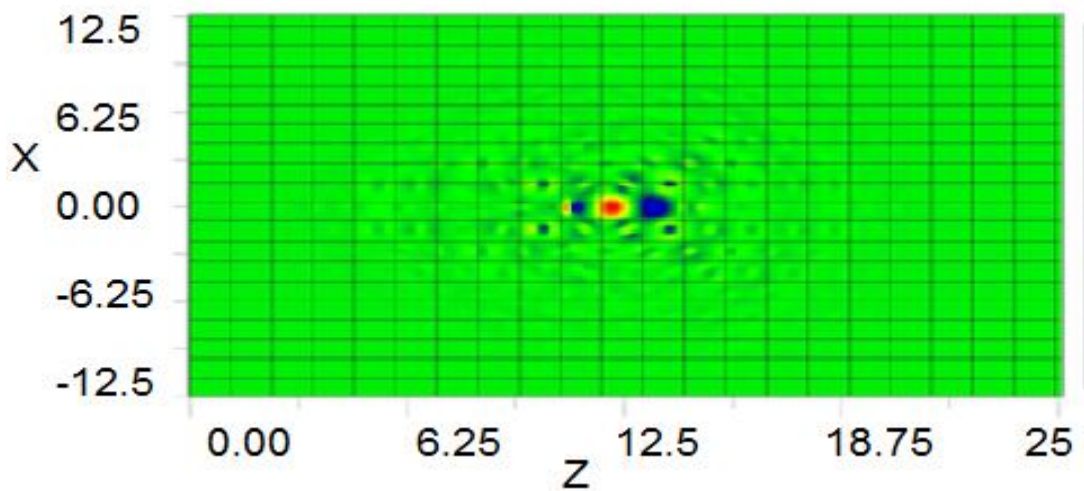


Figure 3. 18: Confinement de la lumière dans la polarisation TM, avec $n=3.4577$

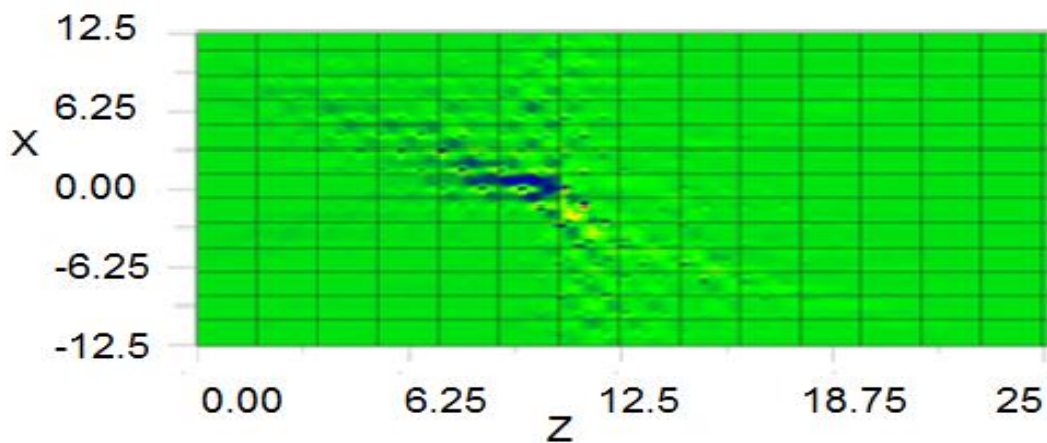


Figure 3. 19: Confinement de la lumière dans la polarisation TM, avec $n=3.4377$

D'après l'observation du confinement de la lumière pour les polarisations TE et TM, on voit que le confinement est fort pour la polarisation TE et faible pour la polarisation TM avec tous les indices de réfraction.

Par ailleurs la variation de l'indice de réfraction influe sur le confinement de la lumière dans notre cavité telle que lorsque l'indice de réfraction est grand « $n=3.4777$ », le confinement est bon mais si l'indice est diminué le confinement aussi diminue.

8. Variation de la transmission en fonction de l'indice de réfraction

8.1 Pour la polarisation TE

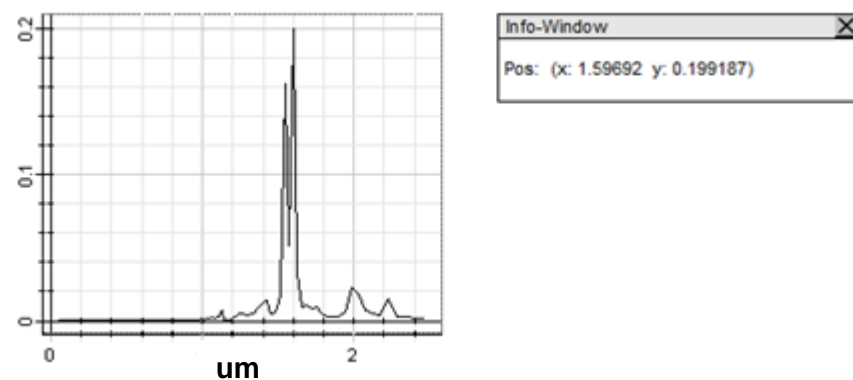


Figure 3. 20: transmission la lumière d'une cavité en fonction de l'indice de réfraction avec $n= 3.4777$

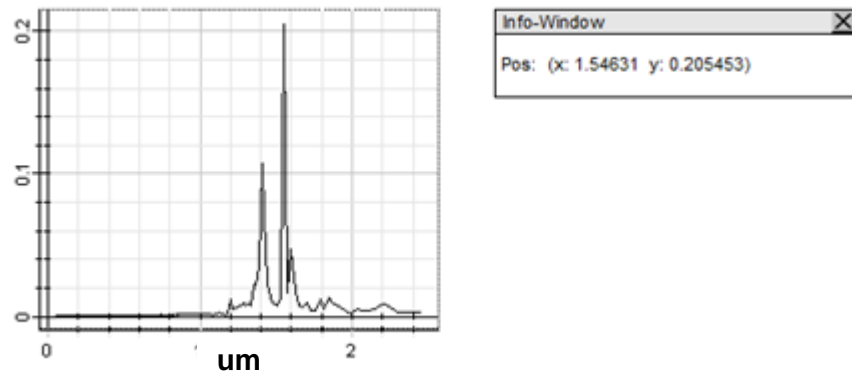


Figure 3. 21: transmission la lumière d'une cavité en fonction de l'indice de réfraction avec $n= 3.4577$

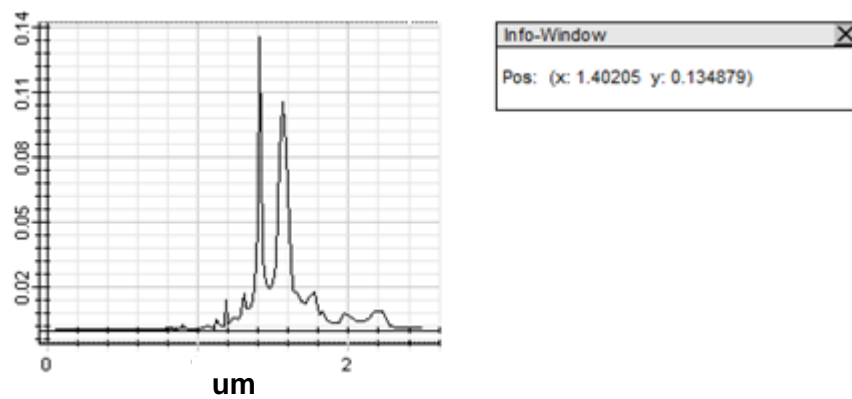


Figure 3. 22: transmission la lumière d'une cavité en fonction de l'indice de réfraction avec $n= 3.4377$

8.2 Pour la polarisation TM

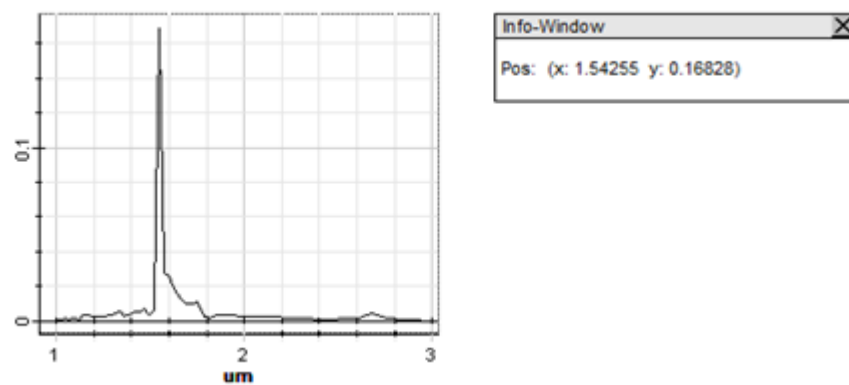


Figure 3. 23: transmission la lumière d'une cavité en fonction de l'indice de réfraction avec $n= 3.4777$

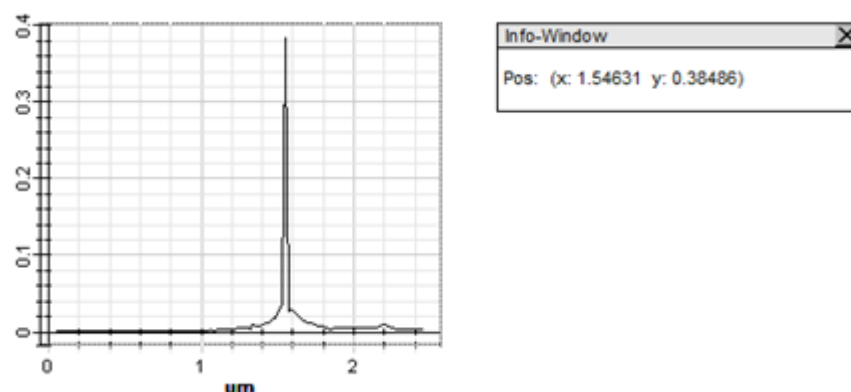


Figure 3. 24: transmission la lumière d'une cavité en fonction de l'indice de réfraction avec $n=3.4577$

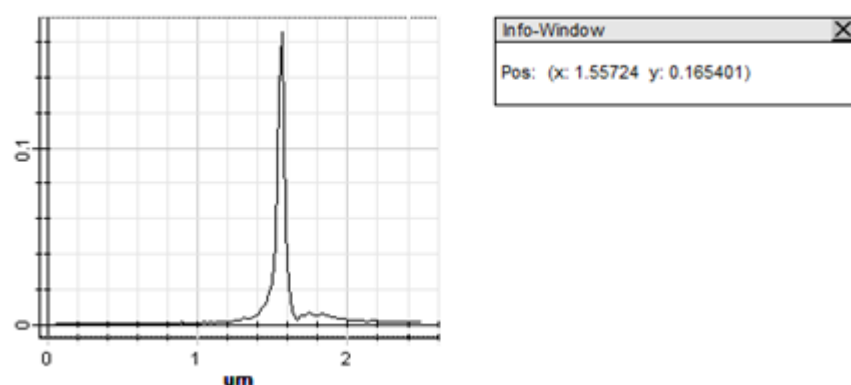


Figure 3. 25: transmission la lumière d'une cavité en fonction de l'indice de réfraction avec $n=3.4377$

Dans ces figures qui représentent les pics de transmission dans une cavité pour différents indices de réfraction et avec les deux polarisations TE et TM, pour la polarisation TE on voit deux pics de transmission dont le premier est grand par rapport au deuxième, ces deux pics montrent la forme de la cavité H₂, tel que le nombre de pics est lié avec le nombre de trous qu'on a omis par contre pour la polarisation TM on voit un seul pic.

Par ailleurs l'emplacement de ces pics varie avec la variation de l'indice de réfraction. Lorsque l'indice de réfraction diminue l'emplacement du pic va diminuer pour la polarisation TE, et l'inverse pour la polarisation TM.

Dans le tableau suivant nous présentons des valeurs de la transmission avec les indices de réfraction (3.4777, 3.4577 et 3.4377) avec les deux polarisations TE et TM.

	$n=3.4777$	$n=3.4577$	$n=3.4377$
TE	1.59692 μm	1.54631 μm	1.40205 μm
TM	1.54255 μm	1.54631 μm	1.55724 μm

Tableau 3.2: Les valeurs de la transmission avec les indices de réfraction avec les deux polarisations TE et TM

9. Application dans le domaine des capteurs

9.1 Introduction

Dans ces dernières années, les capteurs photoniques ont connu un développement massif en raison de l'augmentation de la demande d'applications de détection dans les domaines de la santé, de la défense, de la sécurité, de l'automobile, de l'aérospatiale, environnement, contrôle de la qualité des aliments, pour n'en nommer que quelques-uns.

Dans ce contexte, les cristaux photoniques (PhCs) représentent une solution intéressante pour obtenir des performances dans les applications de détection. En fait, depuis de nombreuses architectures photoniques largement étudié et utilisé dans la détection photonique (par exemple, résonateur en anneau, Plasmon de surface à base de résonance (SPR), micro disques, microsphères, cavité, pour n'en nommer que quelques-uns), les PhCs présentent un fort confinement optique de la lumière à un très petit volume, permettant la détection de produits chimiques espèces caractérisées par des dimensions nanométriques.

Des capteurs à base de PhC ont également été proposés comme capteurs de gaz dans l'infrarouge moyen (IR moyen), depuis de nombreux gaz (par exemple, CO₂, CH₄, CO) présentent des raies d'absorption dans la région de longueur d'onde IR moyenne. Autres applications rapportées dans la littérature concernent la détection de la température, de la pression, du stress et les mesures d'humidité, pour n'en nommer que quelques-uns.

9.2 Capteurs basés sur l'indice de réfraction

Les capteurs basés sur l'indice de réfraction (RI) représentent la classe la plus diffusée de capteurs à PhC. En fait, un grand nombre d'architectures avancées (par exemple, microcavités intégrées et configurations interférométriques) utilise la détection d'indice de réfraction pour la détection. Capteurs à PhC basés sur RI présents de nombreux avantages tels qu'une préparation minimale des échantillons sans marquage par fluorescence, détection en temps réel, haute sensibilité et sélectivité. En particulier, le principe de détection consiste pour mesurer les variations de RI d'une solution en vrac (par exemple, eau désionisée, $n_{\text{Eau}} = 1,33$ ou air, $n_{\text{Air}} = 1$ à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$) en raison de la présence d'analytes chimiques ou de gaz généralement caractérisés par indices de réfraction. Des applications en milieu gazeux et humide ont été étudiées pour détecter les concentrations d'espèces chimiques et biologiques. En fait, en utilisant ces capteurs, il est possible de quantifier la surface des molécules et des protéines (par exemple, streptavidine, ADN, ARNm) ou densité volumétrique. Récemment, des capteurs avancés basés sur PhC correctement conçus pour les monomolécules la détection a été démontrée pour détecter le nombre de molécules concentré en une solution complexe.

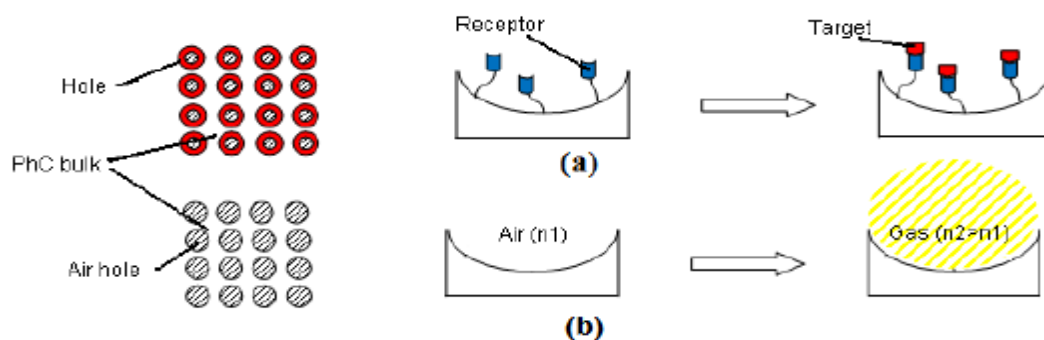


Figure 3. 26: (a) Détection de surface et (b) détection homogène [45]

Les molécules de sonde (bleu) sont déposées sur les surfaces des trous et les molécules cibles (rouges) sont capturées par des récepteurs formant une couche sur la surface du capteur.

Sur la figure 1 (a), le principe de détection de surface est esquissé. En particulier, les trous de PhC sont initialement fonctionnalisés par des molécules réceptrices correctement choisies pour adsorber sélectivement la cible d'analytes dans une solution complexe. Par conséquent, lorsque l'appareil est exposé à un produit chimique échantillon, les molécules cibles sont immobilisées par des récepteurs sur les surfaces internes des trous du capteur. La couche adsorbée caractérisée par une épaisseur t_{ad} induit un changement d'indice de réfraction localisé autour de la région du trou.

9.3 Capteurs à base de cavité à cristal photonique

En particulier, les capteurs à base de cavité à PhC peuvent être étudiés selon deux modes distincts. Le premier est le mode d'étude de la longueur d'onde et le deuxième est l'étude de l'intensité de mode. Dans la première méthode, la lecture optique consiste à surveiller la longueur d'onde du signal optique via un analyseur de spectre optique (OSA), alors que dans ce dernier, il est possible de surveiller les changements d'intensité du signal de sortie en utilisant un photodétecteur (PD). Dans ce contexte, la sensibilité à la longueur d'onde S_λ représente un paramètre fondamental pour quantifier les performances du capteur en cas de schéma d'étude de longueur d'onde. S_λ est défini selon l'Eq. $S_\lambda = \frac{\Delta\lambda}{\Delta n}$

Comme le rapport entre le décalage de la longueur d'onde de résonance ($\Delta\lambda$) induit par le changement d'indice de réfraction (Δn).

De plus, il est donné en unités de nm / RIU (indice de réfraction unité).

Sur la figure (3.27), un exemple typique de microcavité à PhC bidimensionnelle (2D) dans du silicium sur isolant (SOI) est représentée. Comme le montre la figure 3.27, les trous d'aération sont gravés uniquement dans la couche supérieure de silicium et ils peuvent être réalisés par gravure anisotrope standard. La périodicité de la structure est caractérisée par une cellule

hexagonale avec une constante de réseau $a = 515$ nm. Le rayon r des trous d'air et l'épaisseur de la couche de silicium h sont choisis pour être les rapports $r / a = 0,33$ et $h / a = 0,427$, ce qui donne $r = 170$ nm et $h = 220$ nm. Comme il est possible d'observer sur la figure (3.27), la microcavité est obtenue en supprimant sept trous d'air au centre de PhC dans la direction ΓK . Une telle microcavité est formellement indiquée comme cavité L7, en raison du nombre de trous supprimés dans la structure à PhC périodique.

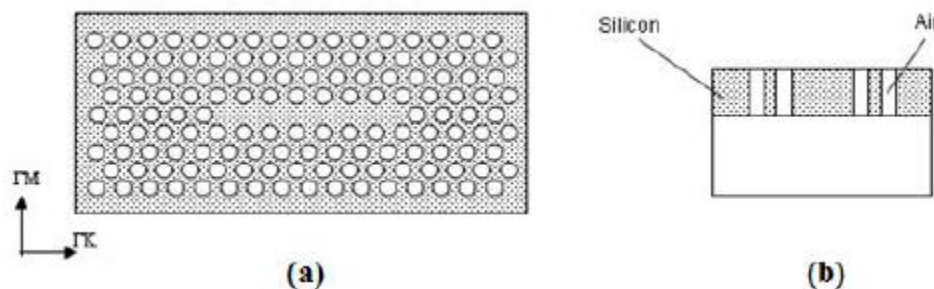


Figure 3. 27: Microcavité à PhC (a) réalisée en supprimant sept trous comme défaut de ligne (cavité L7) et section transversale (b) [45].

9.4 Sensibilité de capteur

Dans les capteurs photoniques et plasmiques, Une caractéristique importante qui caractérise les dispositifs de détection est leur sensibilité, S .

Elle est définie comme le rapport du décalage de la longueur d'onde de résonance, $\Delta\lambda$, à celui de l'indice de réfraction, ΔN . Ceci est donné par la relation : $S = \Delta\lambda / \Delta N$

Dans le travail de la référence [46], les tiges de CP étaient entourées d'air dont l'indice de réfraction est $n_o = 1$, le système indiquait une longueur d'onde de résonance $\lambda_o = 1.257$ μm , comme il ressort du spectre normalisé de la puissance transmise mesuré à la sortie, comme il est indiqué dans la figure 3.28 par le point A. Le changement de l'indice de réfraction de tiges environnantes affecte la longueur d'onde de résonance du système en la décalant vers des longueurs d'onde plus élevées, comme il est montré dans la figure 3.28 (le point B=, de λ_o à λ_1 . Ici, le décalage induit de l'indice de réfraction est ΔN .

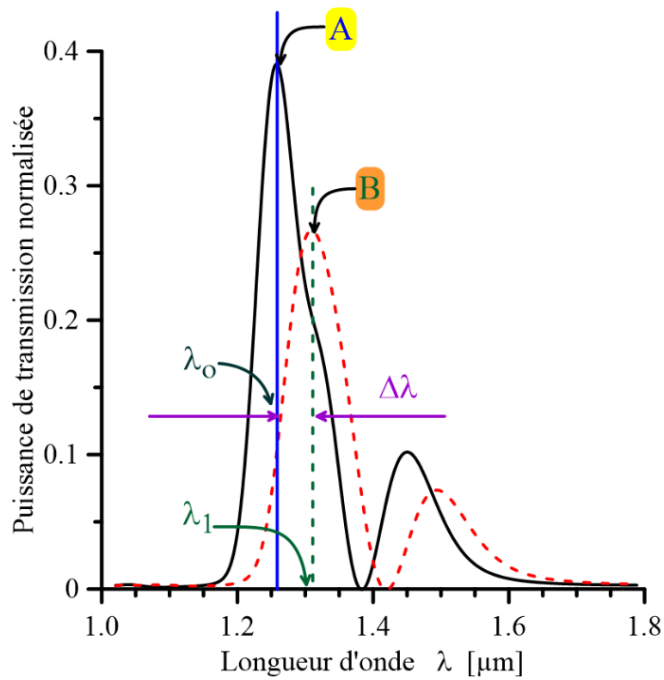


Figure 3.28: Impact du changement de l'indice de réfraction de l'environnement des tiges sur la longueur d'onde de résonance [46].

Dans notre travail le changement dans l'indice de réfraction de l'environnement entourant les tiges de silicium modifie la longueur d'onde de résonance. Les résultats de la simulation sont présentés dans le tableau suivant.

Polarisation	Δn	$\Delta \lambda$	S , [nm/RIU]
TE	0.02	50.61nm	2530,5
	0.04	194,87nm	4871,75
TM	0.02	3.76nm	188
	0.04	14,69nm	367,25

Tableau 3.3: La sensibilité du capteur pour divers décalages de l'indice de réfraction du milieu entourant les tiges du dispositif

Ce tableau représente les valeurs de la sensibilité pour les deux polarisations, pour la polarisation TE on a des valeurs de sensibilité très importantes, comparativement à la polarisation TM. Alors on conclure que la variation de l'indice de réfraction influence sur la sensibilité de la structure étudiée.

10. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié les capteurs à cristaux photoniques, pour cela nous avons travaillé sur une structure de cavité à cristal photonique, cette cavité à été créé par

l'omission de deux trous d'air dans une structure de silicium d'indice de réfraction « $n = 3.477$ », dans le but de voir l'influence de variation de l'indice de réfraction sur la longueur d'onde de résonance de notre cavité (pique de transmission) et alors pratiquement sur la sensibilité de notre capteur ,nous avons fait des simulations sur la structure de cristal photonique ,en utilisant le logiciel OptiFDTD ,on a commencé par une étude de la bande interdite photonique de notre cristal photonique afin de voir l'existence de cette bande pour différentes valeurs de l'indice de réfraction, on a trouvé des larges bandes pour la polarisation TE ,et des petites bandes pour la polarisation TM ,après on a simulé le confinement de la lumière dans notre cavité L2 pour les deux polarisations ,on remarque que le confinement est fort pour la polarisation TE comparativement à la polarisation TM, après nous avons étudié l'emplacement de pique de transmission pour différentes valeurs de l'indice de réfraction avec les deux polarisations ,les résultats obtenues nous permet de les utilisés pour mesurer la sensibilité de notre capteur, ces résultats sont très importantes notamment pour la polarisation TE.

Notre cavité à cristal photonique présenté un fort confinement optique de la lumière à un très petit volume, permettant la détection de produits chimiques espèces caractérisées par des dimensions nanométriques.

Des capteurs à base de cristal photonique ont également été proposés comme capteurs de gaz dans l'infrarouge moyen (IR moyen), depuis de nombreux gaz (par exemple, CO₂, CH₄, CO) présentent des raies d'absorption dans la région de longueur d'onde IR moyenne. Autres applications rapportées dans la littérature concernent la détection de la température, de la pression, du stress et les mesures d'humidité, pour n'en nommer que quelques-uns.

Conclusion Générale

Arrivés au terme de notre travail, nous avons mis en exergue les avantages et les intérêts qu'offrent les capteurs à cristaux photoniques. Pour cela nous avons travaillé sur une structure de cavité à cristal photonique.

Notre travail consiste en rappelle d'une façon générale les différents types de cristaux photoniques utilisés, et on a décrit spécialement la structure bidimensionnelle, Nous avons ensuite présenté quelques structures des capteurs à base de cristaux photoniques.

Nous avons détaillé le principe des différences finies centrées et vu comment effectuer la discrétisation spatiale et temporelle des équations de Maxwell selon la cellule de Yee. Nous avons présenté également le critère de stabilité numérique et les conditions aux limites pour implémenter l'algorithme de la FDTD-2D.

De même nous avons étudié l'influence de variation de l'indice de réfraction sur la longueur d'onde de résonance de notre cavité et alors pratiquement sur la sensibilité de notre capteur, nous avons fait des simulations sur la structure de cristal photonique, en utilisant le logiciel OptiFDTD .

Notre cavité à cristal photonique présente un fort confinement optique de la lumière à un très petit volume, permettant la détection de produits chimiques espèces caractérisées par des dimensions nanométriques.

Des capteurs à base de cristal photonique ont également été proposés comme capteurs de gaz dans l'infrarouge moyen (IR moyen), depuis de nombreux gaz (par exemple, CO₂, CH₄, CO) présentent des raies d'absorption dans la région de longueur d'onde IR moyenne. Autres applications rapportées dans la littérature concernent la détection de la température, de la pression, du stress et les mesures d'humidité, pour n'en nommer que quelques-uns.

Bibliographies

- [1] Benaissa Fatima «Etude et Simulation de la Propagation des Ondes Electromagnétiques dans les guides à Cristaux Photoniques-Application aux Fibres optiques» mémoire de magister, Université de Abou-Bakr belkaïd, Tlemcen, 2013.
- [2] BOUGRIOU Fiada, Etude théorique des matériaux à bandes interdites photoniques bidimensionnels: applications dans le domaine de guidage optique et la détection, thèse de doctorat, université de Constantine, 2013
- [3] Azzedine Boudrio, Optique intégrée théorie et applications, Hermes sciences.
- [4] Michael Sarrazin, (Etude de propriétés optiques liées à la transmission de cristaux photoniques bidimensionnels), Thèse de doctorat n° 903, Université de Franche-comté, 24 avrile 2002
- [5]: Jean-Michel Lourtioz, «Cristaux photoniques et gaps de photons - Aspects fondamentaux », Techniques de l'Ingénieur, AF 3 710, 07/2004
- [6] Y-N. Zhang, Y. Zhao and Q. Wang, *Multi-component gas sensing based on slotted photonic crystal waveguide with liquid infiltration*, Sensors and Actuators B 184, 179 (2013).
- [7] Samira AMOUDACHE , *cristaux phoxoniques accordables : Application au domaine des capteurs*'' UMMTO, 2015
- [8] M. G. Scullion, T. F. Krauss and A. Di Falco, *Slotted Photonic Crystal Sensors*, Sensors 13, 3675 (2013).
- [9] N. Skivesen, A. Têtu, M. Kristensen, J. Kjems, L. H. Frandsen and P. I. Borel, *Photonic-crystal waveguide biosensor*, Opt. Express 15, 3169 (2007).
- [10] C. Nylander, B. Liedberg and T. Lind, *Gas detection by means of surface Plasmon resonance*, sensors and actuators 3, 79 (1982).
- [11] B. Liedberg, C. Nylander and I. Lunström, *Surface plasmon resonance for gas detection and biosensing*, Sensors and actuators 4, 299 (1983).
- [12] A. J. Haes, S. Zou, G. C. Schatz and R. P. Van Duyne, *A Nanoscale Optical Biosensor: The Long Range Distance Dependence of the Localized Surface Plasmon Resonance of Noble Metal Nanoparticles*, J. Phys. Chem. B 108, 109 (2004).

- [13] A. Artar, A. A. Yanik and H. Altug, *Fabry–Pérot nanocavities in multilayered plasmonic crystals for enhanced biosensing*, Appl. Phys. Lett. 95, 051105 (2009).
- [14] V. S-Y. Lin, K. Motesharei, K.-P. S. Dancil, M. J. Sailor and M. R. Ghadir, *A porous silicon-based optical interferometric biosensor*, Sc 278, 840 (1997).
- [15] B. T. Cunningham, P. Li, B. Lin, J. Pepper, B. Hugh, *A plastic colorimetric resonant optical biosensor for multiparallel detection of label-free biochemical interaction*, Sens. Actuators B 81, 316 (2002).
- [16] J. Topolancik, P. Bhattacharya, J. Sabarinathan and P. C. Yu, *Fluid detection with photonic crystal-based multichannel waveguides*, Appl. Phys. Lett. 82, 1143 (2003).
- [17] M. Loncar, A. Scherer and Y. Qiu, *Photonic crystal laser sources for chemical detection*, Appl. Phys. Lett. 82, 4648 (2003).
- [18] C. Lei, H. Yi-Dong, M. Xiao-Yu, LI Fei, Z. Wei and P. Jiang-De, *Fluid Sensor Based on Transmission Dip Caused by Mini Stop-Band in Photonic Crystal Slab*, Chin. Phys. Lett. 25, 2101 (2008).
- [19] C-B Kim and C. B Su, *Measurement of the refractive index of liquids at 1.3 and 1.5 micron using a fibre optic Fresnel ratio meter*, Meas. Sci. Tech. 15, 1683 (2004).
- [20] R. Gao, Y. Jiang and S. Abdelaziz, *All-fiber magnetic field sensors based on magnetic fluid-filled photonic crystal fibers*, Opt. Lett. 38, 1539 (2013).
- [21] H. Altug and J. Vuckovic, *Polarization control and sensing with two-dimensional coupled photonic crystal microcavity arrays*, Opt. Lett. 30, 982 (2005).
- [22] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, R. D. Meade, *Photonic Crystals Molding the Flow of Light*, 2nd ed.; Princeton University Press: Princeton, NJ, USA, 2008.
- [23] E. Chow, A. Grot, L. W. Mirkarimi, M. Sigalas and G. Girolami, *Ultracompact biochemical sensor built with two-dimensional photonic crystal microcavity*, Opt. Lett. 29, 1093 (2004).
- [24] M. Lee and P. M. Fauchet, *Two-dimensional silicon photonic crystal based biosensing platform for protein detection*, Opt. Express 15, 4530 (2007).

- [25] X. Wang , Z. Xu, N. Lu, J. Zhu and G. Jin, *Ultracompact refractive index sensor based on microcavity in the sandwiched photonic crystal waveguide structure*, Opt. Comm 281, 1725 (2008).
- [26] D. F. Dorfner, T. Hürlimann, T. Zabel, L. H. Frandsen, G. Abstreiter et al. *Silicon photonic crystal nanostructures for refractive index sensing*, Appl. Phys. Lett. 93, 181103 (2008).
- [27] S. C. Buswell, V. A. Wright, J. M. Buriak, V. Van and S. Evoy, *Specific detection of proteins using photonic crystal waveguides*, Opt. Express 16, 15949 (2008).
- [28] Y. Zhao, Y-N. Zhang and Q. Wang, *High sensitivity gas sensing method based on slow light in photonic crystal waveguide*, Sensors and Actuators B 173, 28 (2012).
- [29] T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio and P. A. Wolff, *Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays*, Nature 39, 667 (1998).
- [30] C. Genet and T. W. Ebbesen, *Light in tiny hole*, Nature 445, 39 (2007).
- [31] S. Fan and J. D. Joannopoulos, *Analysis of guided resonances in photonic crystal slabs*, Phys. Rev. B 65, 235112 (2002).
- [32] K. B. Crozier, V. Lousse, O. Kilic, S. Kim, S. Fan and O. Solgaard, *Air-bridged photonic crystal slabs at visible and near-infrared wavelengths*, Phys. Rev. B 73, 115126 (2006).
- [33] S. Fan, W. Suh and J. D. Joannopoulos, *Temporal coupled-mode theory for the Fano resonance in optical resonators*, J. Opt. Soc. Am. A 20, 569 (2003).
- [34] G. Gantzounis and N. Stefanou, *Theoretical analysis of three-dimensional polaritonic photonic crystals*, Phys. Rev. B 72, 075107 (2005).
- [35] W. Suh, M. F. Yanik, O. Solgaard and S. Fan, *Displacement-sensitive photonic crystal structures based on guided resonance in photonic crystal slabs*, Appl. Phys. Lett 82, 1999 (2003).
- [36] M. Huang, A. Ali Yanik, T-Y Chang and H. Altug, *Sub-wavelength nanofluidics in photonic crystal sensors*, Opt. Express 17, 26 (2009).
- [37] J. O. Grepstad, P. Kaspar, O. Solgaard, I-R Johansen and A. S. Sudbo, *Photonic-crystal membranes for optical detection of single nano-particles, designed for biosensor application*, Opt. Express 20, 7954 (2012).
- [38] M. El Beheiry, V. Liu, S. Fan and O. Levi, *Sensitivity enhancement in photonic crystal slab biosensors*, Opt. Express 18, 22 (2010).

- [39] C. Nicolaou, W. T. Lau, R. Gad, H. Akhavan, R. Schilling and O. Levi, *Enhanced detection limit by dark mode perturbation in 2D photonic crystal slab refractive index sensors*, Opt. Express 21, 31698 (2013).
- [40] S. Tomljenovic-Hanic and C. Martijn de Sterke, *Reconfigurable, Defect-Free, Ultrahigh-Q Photonic Crystal Microcavities for Sensing*, Sensors 13, 3262 (2013).
- [41] Yee, K. S., "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media," IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 302-307, (1966).
- [42] Chu, S. T., Chaudhuri, S.K., "A finite-difference time-domain method for the design and analysis of guided-wave optical structures," Journal of Lightwave Technology, 2033-2038, (1989).
- [43] optiwave.com
- [44] Ahlem Benmerkhi, *Optimisation du confinement de la lumière dans des cavités à cristaux photoniques*, thèse de doctorat, université de Constantine, 2012.
- [45] Benedetto Troia, Antonia Paolicelli, Francesco De Leonardis and Vittorio M. N. Passaro, *Photonic Crystals for Optical Sensing: A Review*, Photonics Research Group, Italy, 2014.
- [46] BENDEMAGH Khalissa, *Etude de dimensionnement d'un coupleur à base de cristaux photoniques destiné aux systèmes de communications*, thèse de doctorat, université de Sétif, 2019.

Résumé

Dans notre projet de fin d'étude nous présentons essentiellement la bande interdite des cristaux photoniques bidimensionnels, qui engendrent une contribution dans le domaine des capteurs. En premier lieu, nous avons commencé par des généralités sur les Cristaux Photoniques. Par suite, nous avons essayé de définir les cristaux photoniques et plus précisément les cristaux bidimensionnels. Ces nouveaux matériaux peuvent interdire la propagation de la lumière dans certaines directions et pour des énergies comprises dans ce qu'on appelle la bande interdite ou bien un gap photonique. Nous avons également étudié les cristaux photoniques formés d'un réseau hexagonal afin de pouvoir les intégrer dans des systèmes optoélectroniques en tant que composants de transmission (les capteurs). Pour ce faire, nous avons utilisé une méthode qui repose sur la résolution des équations de Maxwell aux différences finies dans le domaine temporel bidimensionnel FDTD-2D, qui est bien adapté à ces structures avec des résultats de simulation ont été présentés et discutés.

Mots clés: Cristaux photoniques bidimensionnels, bande interdit, FDTD, fréquence, simulation, hexagonal, capteur, Maxwell.

ملخص

في نهاية مشروع دراستنا، قدمنا بشكل أساسي النطاق الممنوع من البلورات الضوئية ثنائية الأبعاد، والتي تولد مساهمة في مجال المستشعرات. أولاً، بدأنا بعموميات على البلورات الضوئية. لذلك، حاولنا تحديد البلورات الضوئية وبشكل أكثر دقة البلورات ثنائية الأبعاد. يمكن لهذه المواد الجديدة أن تمنع انتشار الضوء في اتجاهات معينة وللطاقات المدرجة في ما يسمى الشريط الممنوع أو الفجوة الضوئية. درسنا أيضاً البلورات الضوئية المتكونة في شبكة سداسية الشكل بحيث يمكن دمجها في الأنظمة الإلكترونية الضوئية كمكونات نقل (أجهزة استشعار). للقيام بذلك، استخدمنا طريقة تعتمد على حل معادلات ماكسويل للفرق المحدودة في المجال الزمني ثنائي الأبعاد FDTD-2D، وهو مناسب تماماً لهذه الهياكل مع عرض نتائج المحاكاة ومناقشتها.

الكلمات المفتاحية: بلورات ضوئية ثنائية الأبعاد، نطاق ممنوع، FDTD، تردد، محاكاة، سداسية، مستشعر، ماكسويل.

Abstract

In our end of study project we mainly presented the forbidden band of two-dimensional photonic crystals, which generate a contribution in the field of sensors. First, we started with generalities on Photonic Crystals. Therefore, we have tried to define photonic crystals and more precisely two-dimensional crystals. These new materials can prevent the propagation of light in certain directions and for energies included in what is called the forbidden band or a photonic gap. We have also studied photonic crystals formed in a hexagonal lattice so that they can be integrated into optoelectronic systems as transmission components (sensors). To do this, we used a method that relies on solving Maxwell's finite difference equations in the two-dimensional time domain FDTD-2D, which is well suited to these structures with simulation results, have been presented and discussed.

Keywords: Two-dimensional photonic crystals, forbidden band, FDTD, frequency, simulation, hexagonal, sensor, Maxwell