



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR  
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE FRERES MENTOURI CONSTANTINE 1  
FACULTE DES SCIENCES DE LA TECHNOLOGIE  
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE



N° d'ordre :201/DS/2018

Série :15/Elec/2018

## *Thèse*

En vue de l'obtention du diplôme de  
**Doctorat en Sciences**  
Spécialité : Electronique  
Option : Electronique

Présenté par :

**AMMARI Merzoug**

*Étude de microcavités à base de cristaux photoniques :  
Application aux capteurs RI à haute sensibilité*

Soutenue le : 08 / 11 / 2018

*Devant le jury composé de :*

Président :	Mr. M. BENSLAMA	Prof. Univ. Constantine 1
Rapporteur :	Mme. F. HOBAR	Prof. Univ. Constantine 1
Examineurs :	Mr. A. HOCINI	Prof. Univ. M. Boudiaf Msila
	Mr. S. MOUETSI	MCA. Univ. Oum El Bouaghi

## **Remerciements**

*Ce travail de thèse a été effectué au sein du Laboratoire Microsystèmes et Instrumentation (L.M.I), Département d'Electronique de l'université de Constantine1, sous la direction scientifique du Professeur **HOBAR Farida**.*

*Tout d'abord, j'adresse mes profonds remerciements à Madame **HOBAR Farida** Professeur au département d'électronique et rectrice de l'université d'Oum El Bouaghi, pour avoir proposé et dirigé ce travail efficacement.*

*Je remercie les membres du jury d'avoir accepté de se pencher sur mes travaux; et en premier lieu je cite Monsieur **BENSLAMA Malek** Professeur au département d'électronique qui m'a fait l'honneur d'accepter la présidence du jury de cette thèse. Je lui exprime toute ma gratitude pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail.*

*Je suis reconnaissant à Monsieur **HOCINI Abdesselam**, Professeur à l'université Mohamed Boudiaf Msila de m'avoir honoré de sa présence en tant que membre de jury. Je le remercie très respectueusement d'avoir accepté de juger ce travail.*

*Je remercie également, Monsieur **MOUETSI Souheil**, Maitre de conférences à l'université d'Oum El Bouaghi de bien vouloir être membre du jury et examiner cette thèse.*

*J'exprime ma gratitude envers Monsieur **BOUCHEMAT Mohamed** ainsi qu'à Madame **BOUCHEMAT Touraya**, Professeurs au département d'électronique, pour leur aide et leurs encouragements.*

*J'associe à mes remerciements l'ensemble des membres de l'équipe du laboratoire pour l'ambiance du travail et la collaboration et notamment aux Professeurs **MANSOUR Farida** et **REBIAI Saida**, Mademoiselle **BENMERKHI Ahlem** et Monsieur **LEBBAL Mohamed Redha**.*

*Nos remerciements vont également à tous ceux qui nous ont aidé de près ou de loin ainsi que tous les collègues et travailleurs du département.*

# SOMMAIRE

<b>Introduction générale</b> .....	7
Références de l'introduction générale.....	8

## **Chapitre I :Généralités sur les cristaux photoniques**

I-1 Introduction.....	10
I-2 Les cristaux photoniques.....	10
I-2.1 Définition.....	10
I-2.2 Analogie électron photon.....	11
.	
I-3 Les différents Types de cristaux photoniques.....	12
I-3.1 Structure unidimensionnelle (1D) : le miroir de Bragg.....	12
I-3.2 Structure bidimensionnelle (2D).....	14
I-3.3 Structure tridimensionnelle (3D).....	15
.	
I-4 Différentes familles de cristaux photoniques bidimensionnels.....	16
I-4.1 Types de réseau.....	16
a) Réseau carré.....	16
b) Réseau triangulaire.....	16
c) Réseau hexagonal.....	16
I-4.2 Contraste d'indice .....	17
I-4.3 Facteur de remplissage.....	18
I-4.4 Diagramme de bandes.....	18
I-4.5 Carte des bandes interdites.....	20
.	
I-5 Matériaux BIP à défaut.....	21
I-5.1 Principe de base.....	21
I-5.2 Nature des défauts.....	21
I-5.3 Cristal avec défauts.....	23
a) Les défauts ponctuels.....	23
b) Les défauts étendus.....	24
I-5.4 Cavité à cristaux photoniques.....	25
a) Cavité carrée.....	25
b) Cavités hexagonales.....	26
c) Cavités linéiques.....	26
I-5.5 Guides d'ondes dans les cristaux photoniques.....	27
I-5.6 Couplage guide-cavité.....	28

I-6 Conclusion.....	29
Références.....	29

## **Chapitre II : Capteurs- Généralité et caractéristiques fondamentales**

II-1 Introduction.....	32
II-2 Généralités sur les capteurs.....	33
II-2.1 Définition.....	33
II-2.2 Les différents types de capteurs.....	34
II-2.2.1 Capteurs actifs.....	34
II-2.2.2 Capteurs passifs.....	34
II-3 Structure d'un capteur.....	35
II-3.1 Le corps d'épreuve.....	36
II-3.2 Transducteur.....	36
II-3.3 Le boîtier.....	36
II-4 Caractéristiques des capteurs .....	36
II-4.1 Etalonnage.....	36
II-4.2 Rapidité - Temps de réponse.....	37
II-4.3 Résolution (Précision).....	38
II-4.4 Fidélité.....	38
II-4.5 Justesse.....	38
II-4.6 Sélectivité.....	39
II-4.7 Sensibilité (S).....	39
II-4.8 Limite de détection.....	39
II.5 Capteurs optiques .....	40
II.6 Capteurs à cristaux photoniques .....	41
II.6.1 Capteurs d'indice de réfraction (RI) à base de CPs.....	41

II.6.1.1 Capteurs RI à base de microcavités résonantes à CPs .....	43
II.6.1.2 Capteurs RI à base de guides d'ondes à CPs .....	45
II-6.2 Capteur à gaz à base de CPs.....	46
II-6.3 Les capteurs mécaniques.....	48
II-7 Conclusion.....	50
Références.....	50

### **Chapitre III : Méthodes de simulations numériques**

III-1 Introduction.....	53
III-2 Simulateur Fullwave.....	53
III-2.1 Méthode des différences finies dans le domaine temporel FDTD.....	54
III-2.1.1 Avantages .....	55
III-2.1.2 Limitations.....	56
III-2.1.3 FDTD à deux dimensions .....	57
III-2.1.3.1 Equations de Maxwell dans l'espace cartésien.....	57
III-2.1.3.2 Algorithme de Yee.....	58
a) Principe des différences finies centrées.....	59
b) Discrétisation par la méthode des différences finies centrées.....	61
c) Conditions de stabilité numérique et convergence.....	63
III-2.2 Mise en œuvre de FullWave FDTD.....	64
III-2.2.1 Paramètres physiques.....	64
III-2.2.2 Paramètres numériques.....	67
III-3 Simulateur Bandsolve.....	69
III-3.1 La méthode des ondes planes.....	69
III-3.2 Structure de bandes d'un cristal photonique avec défaut.....	72
III-3.3 Exemple de calcul.....	73
III-4 Conclusion.....	74
Références.....	75

## **Chapitre IV : Résultats et interprétations**

IV-1 Introduction.....	77
IV-2 Description de la structure étudiée.....	78
IV-3 Etude des filtres à cristaux photoniques.....	80
IV-3.1 Etude de la cavité $H_0$ .....	80
IV-3.2 Influence des paramètres géométriques sur les caractéristiques du filtre.....	82
IV-4 Optimisation des paramètres de la structure du capteur.....	84
IV-4.1 Influence du nombre et du rayon de trous autour de la cavité.....	84
IV-4.2 Influence de la taille des trous des deux côtés du guide.....	88
IV-5 Comparaison du capteur RI proposé avec différents designs à CPs .....	89
IV-6 Conclusion.....	89
<b>Références.....</b>	<b>90</b>
Conclusion Générale.....	92
Résumé français.....	94
Résumé Anglais.....	95
Résumé Arabe.....	96

INTRODUCTION

GÉNÉRALE

# Introduction générale

Les cristaux photoniques (CPs) sont des matériaux qui possèdent une variation périodique de l'indice de réfraction (RI) et qui font l'objet d'un grand intérêt dans la communauté des sciences des matériaux [1,2]. En raison de la périodicité des matériaux diélectriques, les matériaux des CPs possèdent des bandes photoniques qui interdisent la propagation de certaines longueurs d'ondes dans le matériau [3]. Suivant les variations de l'indice de réfraction et de la période dans l'espace, les CPs peuvent être classés en tant qu'unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D) et tridimensionnels (3D). Ces derniers ont été intensivement exploités en tant que guides, cavités, fibres optiques, dispositifs photovoltaïques et miroirs de Bragg [1-2-4-5].

Ces dernières années, divers dispositifs à base de cristaux photoniques ont été conçus et fabriqués tels que les multiplexeurs / démultiplexeurs, filtres, capteurs, etc... Les capteurs optiques basés sur un principe photonique présentent également un large éventail d'applications dans le domaine médical, la défense, la sécurité, l'automobile, l'aérospatiale, l'environnement et le contrôle de la qualité des aliments [6-7].

Les cristaux photoniques unidimensionnels ont été étudiés pour une variété d'applications de détection à indice de réfraction. Nous présentons quelques exemples des plus récents et des plus importants. Une nouvelle conception basée sur un cristal photonique 2D avec une structure triangulaire a été exploitée pour la détection optofluidique avec une sensibilité de 636 nm/RIU (réfractive index unit) [8]. Une cavité en cristal photonique 2D a été étudiée pour la détection de l'indice de réfraction des solutions d'eau et d'éthanol [9]. Un autre modèle de biocapteur basé sur des guides, incorporés avec des microcavités a conduit à une sensibilité de 425 nm/RIU avec une limite de détection de 0,001 RIU [10].

Dans cette thèse, nous proposons un nouveau principe de conception de capteurs à indice de réfraction à base de cristal photonique à deux dimensions, présentant simultanément une transmission et une sensibilité élevées. Ce capteur est constitué de deux coupleurs, un guide d'ondes et une microcavité obtenue en modifiant le rayon d'un trou d'air au centre de la structure du cristal photonique. Nous avons utilisé les logiciels de simulation BandSOLVE et FullWAVE développés par RSoft, basés sur la méthode des ondes planes (PWE) et la Méthode temporelle des différences finies (FDTD), respectivement.

Ce mémoire de thèse s'organise en quatre chapitres :

Le premier est consacré à l'énumération des différents cristaux photoniques. L'analogie entre l'équation de Schrödinger et les équations de Maxwell est exposée. Afin de mieux appréhender les cristaux photoniques bidimensionnels CPs-2D qui font l'objet de notre étude, nous présentons les différentes propriétés de ces structures.

Le deuxième chapitre est dédié à des généralités sur les capteurs et les biocapteurs, leur principe de fonctionnement ainsi que quelques applications des biocapteurs dans le domaine de la nanotechnologie.

Le troisième chapitre est consacré à la présentation des méthodes numériques utilisées, plus particulièrement la méthode des ondes planes (PWE), et celle des différences finies dans le domaine temporel (FDTD). Nous présentons par la suite les logiciels RSoft (FullWAVE et BandSOLVE), utilisés pour la modélisation des structures à cristaux photoniques qui sont exploités dans ce travail.

Dans le dernier chapitre sont présentés les résultats de simulation des capteurs à indice de réfraction à base de cristaux photoniques et leurs interprétations. Ces structures proposées sont essentiellement à base de système de couplage guide-cavité. L'objectif principal de notre travail demeure le renforcement du confinement de la lumière au sein de cette cavité.

Enfin, nous achevons ce manuscrit par une conclusion générale résumant les principaux résultats obtenus.

## Références de l'Introduction générale

- [1] S.John, Why trap light?. *Nat. Mater*, 11, 997–999, 2012.
- [2] E. Yablonovitch, In the limelight. *Nat. Mater*, 11, 1000–1001, 2012.
- [3] Q.Yan, L.Wang, X.S. Zhao, *Adv. Funct. Mater*, 17, 3695–3706, . 2007.
- [4] C.Paquet, E. Kumacheva, *Mater. Today* 11, 48–56. 2008.
- [5] Y.Zhao, Z. Xie, H. Gu, C. Zhu, Z. Gu, *Chem. Soc. Rev.* 41, 3297–3317. 2012.
- [6] J.D. Joannopoulos, *Photonic Crystals Molding the Flow of Light*, Second Edition, Princeton University of press, 2008.
- [7] T. Yasuhide , *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, no. 22, November 15, 2014.
- [8] F.Bougriou, , T.Bouchemat, M.Bouchemat, , and N. Paraire, *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, 62, 11201– 11205, 2013.
- [9] Y. Liu, and H. W. M. Salemink, *Opt. Express*, 20, 19912–19920, 2012.
- [10] A. Harhouz, A. Hocini, *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, Vol. 29, No. 5, 659–667, 2015.

# CHAPITRE I

## **Généralités sur les cristaux photoniques**

# Chapitre I

## Généralités sur les cristaux photoniques

### I-1 Introduction

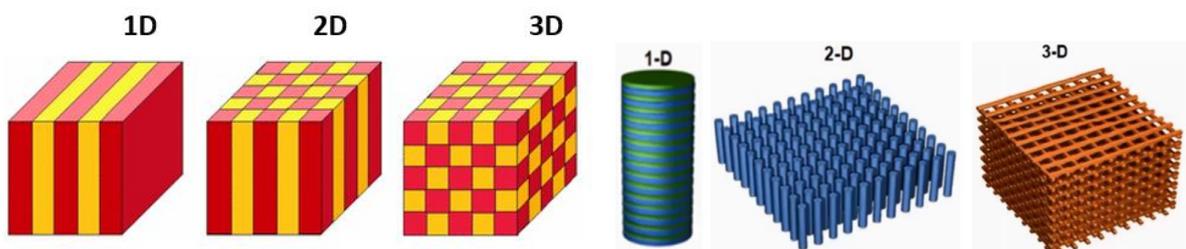
Depuis des décennies, une communauté de chercheurs rassemblant opticiens, physiciens et chimistes s'est fixé l'objectif ambitieux de réaliser un matériau qui serait, pour les photons, l'analogue de ce qu'est un cristal semi-conducteur pour les électrons. Cette nouvelle classe de matériaux a suscité un très vif intérêt dans le monde de la recherche et ceci dans plusieurs secteurs de la physique et de la chimie. Il s'agit des structures périodiques diélectriques ou métalliques, rencontrées sous les appellations « cristaux photoniques (CPs)» ou « matériaux à bande interdite photonique (BIP) (en anglais Photonic Band Gap PBG)», qui présentent des états photoniques structurés en bandes interdites et passantes.

Les CPs sont des systèmes très prometteurs pour des applications dans le domaine des ondes électromagnétiques, et pour de réelles réalisations en micro-ondes, en optoélectronique et en télécommunications optiques. Plusieurs travaux [1-5] ont été réalisés sur les semi-conducteurs profitant des avancées technologiques en microélectronique. L'objectif de ce chapitre est de présenter les concepts de base liés aux cristaux photoniques.

### I-2 Les cristaux photoniques

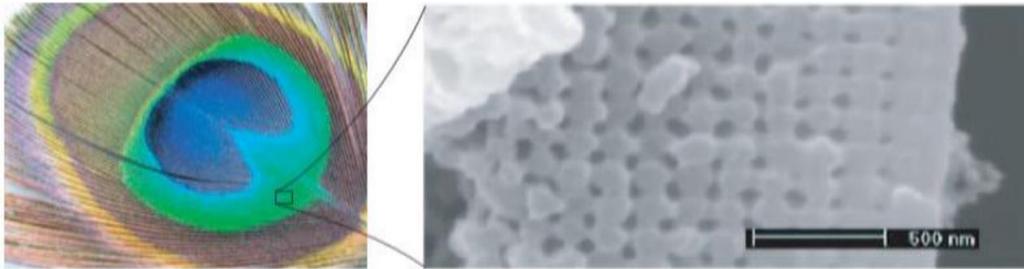
#### I-2.1 Définition

Les cristaux photoniques sont des matériaux dont la constante diélectrique est modulée de façon périodique. La périodicité peut être unidimensionnelle (miroir de Bragg), bidimensionnelle ou encore tridimensionnelle (figure I-1) [6]. La bande interdite photonique s'ouvre dans une ou plusieurs directions de l'espace.



**Figure I-1** : Les différentes classes de cristaux photoniques : 1D, 2D et 3D

Les cristaux photoniques existent dans la nature à l'état minéral et biologique. Les opales sont des minéraux composés d'arrangements de sphères de silice hydratée. Leurs feux résultent de la diffraction de la lumière due à leur structure de cristal photonique tridimensionnel. L'origine de la coloration de nombreuses espèces animales et végétales provient aussi de motifs périodiques. La coloration bleue des ailes de papillons morpho et des feuilles de certaines variétés de Sélaginelle en sont des exemples [6]. Les couleurs bleu, vert, jaune et marron des plumes de paons proviennent de la diffraction par des cristaux photoniques 2D à nombre et longueur de maille variables (figure I-2) [7].



**Figure I-2 :** Plume de paon. L'encadré de droite est une image prise au microscope électronique à balayage (MEB) de la coupe d'une barbule verte. La structure de cristal photonique 2D est composée de piliers de mélanine liés par de la kératine ainsi que de trous d'air.

Actuellement les CPs sont la source de nombreuses expériences en optique telles que l'inhibition de l'émission spontanée, les miroirs omnidirectionnels à haute réflectivité ainsi que des cavités optiques de grande facteur de qualité ( $Q$ ) et des guides d'ondes à faibles pertes ou encore des propriétés originales de réfraction de la lumière telles que la réfraction négative. Les CPs permettent le contrôle et la manipulation de la lumière en vue d'applications aux télécommunications et capteurs optiques. Les CPs à deux dimensions (2D) ont en effet atteint le niveau de maturité nécessaire quant à d'éventuelles applications. La fabrication de CPs à trois dimensions (3D) est encore au stade de la recherche, alors que ces cristaux existent déjà dans la nature (les opales, les ailes des papillons, etc...).

## I-2.2 Analogie électron photon

L'analogie électron-photon découle de la similitude entre l'équation de Schrödinger, régissant la propagation des électrons dans un matériau caractérisé par un potentiel périodique, et les équations de Maxwell utilisées pour décrire la propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau caractérisé par sa constante diélectrique périodique " $\epsilon$ ".

L'équation de Schrödinger décrivant le mouvement des électrons dans un potentiel périodique  $V(r)$  s'écrit sous la forme :

$$\nabla^2 \psi(r) + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V(r)) \psi(r) = 0 \quad (\text{I-1})$$

$\Psi(r)$  : Fonction d'onde.                       $E$  : Energie de l'électron.                       $V(r)$  : Potentiel atomique.

$\hbar$  : Constante de Planck divisée par  $2\pi$ .

$m$  : masse de l'électron.

$r$  : Vecteur position.

L'équation de propagation d'une onde électromagnétique monochromatique s'écrit de la manière suivante :

$$\nabla^2 \vec{E}(r) + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r(r) \cdot \vec{E}(r) = \vec{0} \quad (\text{I-2})$$

$E$  : champ électrique.

$\epsilon_r$  : Permittivité relative.

$c$  : célérité dans le vide.

Une comparaison entre les deux équations (I-1) et (I-2) montre bien que la permittivité diélectrique relative  $\epsilon_r(r)$  joue, dans l'équation de propagation, un rôle analogue au potentiel  $V(r)$  dans l'équation de Schrödinger. Il est donc intuitif qu'une variation périodique de  $\epsilon_r(r)$  pourra conduire à l'apparition de bandes d'énergies interdites pour les photons de la même façon que le potentiel périodique cristallin conduit à l'apparition de bandes interdites électroniques.

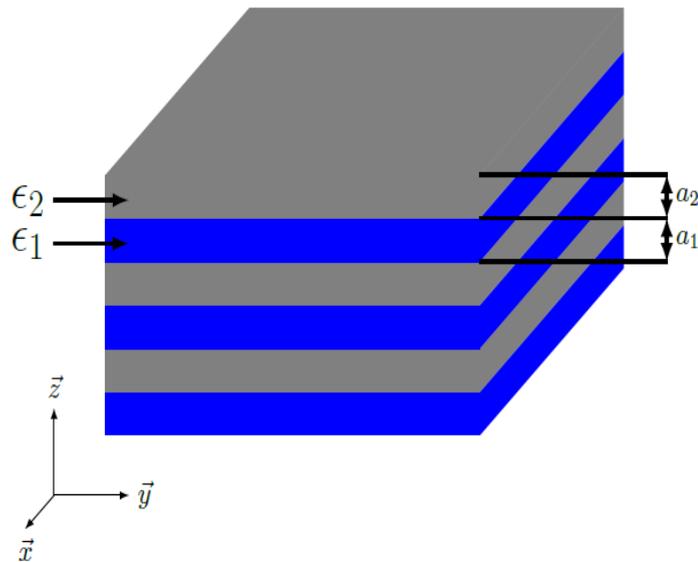
Toutefois, une différence essentielle est due à la nature de l'équation d'onde, scalaire dans le cas des électrons et vectorielle dans le cas des photons.

### **I-3 Les différents types de cristaux photoniques**

#### **I-3.1 Structure unidimensionnelle (1D) : le miroir de Bragg**

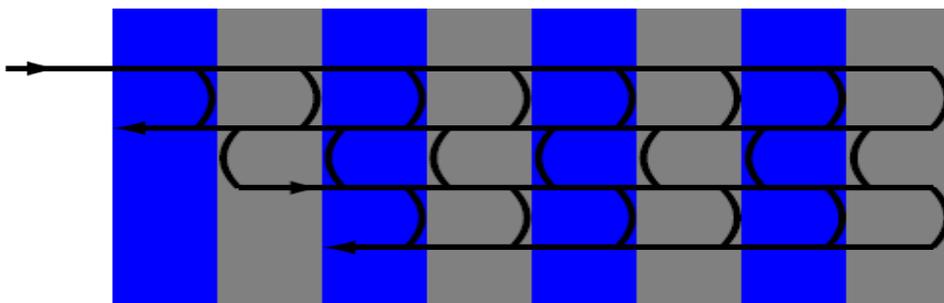
Remontons à l'année 1887, c'est à cette époque que les toutes premières études portant sur un matériau diélectrique présentant une périodicité suivant une direction ont été menées. En effet, au cours de cette année, Lord Rayleigh a décrit le comportement des ondes dans un film

multicouche pour lequel l'indice de réfraction alternait d'une couche à l'autre [9]. Ce type de structure, appelé réseau de Bragg, est représenté sur la figure 1-3. Il s'agit donc de ce que l'on appelle un cristal photonique unidimensionnel [9] car il se caractérise par une alternance, suivant une seule et unique direction de l'espace, de deux milieux diélectriques dont les constantes diélectriques  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$  sont différentes.



**Figure I-3** : Schéma d'un miroir de Bragg constitué d'un empilement de couches d'épaisseurs  $a_1$  et  $a_2$  de permittivités  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$  ( $\epsilon_1 > \epsilon_2$ ) différentes.

Ainsi, lorsqu'une onde incidente se propage au sein d'un de ces deux milieux et arrive à l'interface entre ces derniers, une partie de cette lumière est réfléchiée. Cette réflexion s'accompagne d'un changement de phase de  $\pi$  si l'onde va d'un milieu de faible indice vers un milieu de fort indice. L'autre partie est transmise au deuxième milieu au sein duquel elle va se propager. L'opération que nous venons de décrire se répète pour chaque couche constitutive du miroir de Bragg comme le montre la figure I-4.



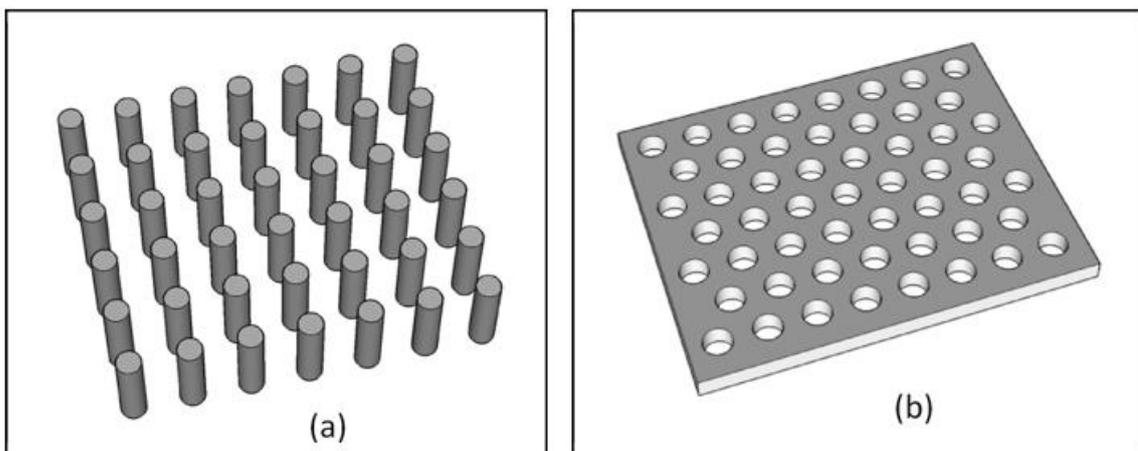
**Figure I-4** : Mise en évidence du phénomène d'interférences multiples au sein d'un miroir de Bragg.

Les cristaux photoniques unidimensionnels sont donc les structures les plus anciennes qui ont été étudiées. Ces dernières servent surtout de miroirs diélectriques (par exemple pour les lasers) ou encore de fibre optique. Au cours de l'année 1972, V.P. Bykov [10] a mené une étude théorique détaillée de structures optiques unidimensionnelles. Plus précisément, il 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. En conclusion de cette étude, il a également formulé des hypothèses sur l'emploi de structures bidimensionnelles et tridimensionnelles que nous abordons dans la partie suivante [11].

### I-3.2 Structure bidimensionnelle (2D)

Les structures à périodicité bidimensionnelle représentent des cristaux photoniques (CP-2D) dont la permittivité diélectrique est périodique suivant deux directions de l'espace et homogène dans la troisième, définissant alors un plan de périodicité [12].

Ce type de cristal est généralement formé par un réseau régulier de trous d'air cylindriques dans un milieu diélectrique de fort indice (structure dite connectée) (figure I-5(b)), ou par un réseau de micro-piliers cylindriques ou tiges diélectriques ou métalliques alignées cycliquement dans de l'air ou de la mousse (structure dite déconnectée) (figure I-5(a)). La forme cylindrique est imposée par les contraintes de fabrication liées à la taille des motifs (environ 100 nm) [13].

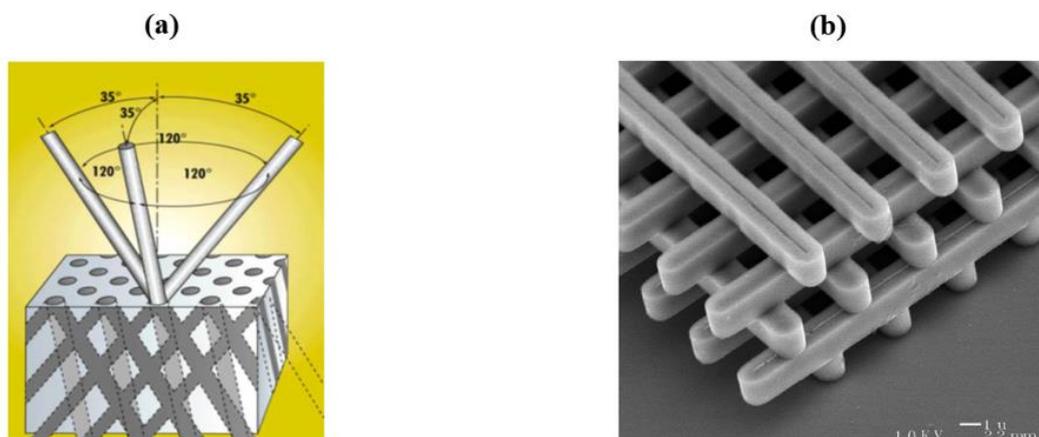


**Figure I-5** : Représentation schématique d'un CP-2D (a) structure déconnectée, (b) structure connectée

### I-3.3 Structure tridimensionnel 3D

Les cristaux photoniques 3D sont des matériaux ayant une constante diélectrique périodique dans les trois directions de l'espace. Parmi les CPs 3D offrant la possibilité d'obtenir une bande interdite omnidirectionnelle, de nombreuses méthodes de fabrication des cristaux photoniques tridimensionnels ont été proposées, on peut citer la structure Yablonovite, la structure tas de bois et la structure opales.

- La Yablonovite [14] est un des premiers cristaux photoniques tridimensionnels fabriqués. Elle a été réalisée en 1993 par E. Yablonovitch en perçant des trous selon trois angles azimutaux séparés de  $120^\circ$ , et faisant un angle de  $35^\circ$  par rapport à la normale (figure I-6(a)). Cette structure permet d'obtenir une maille cubique à faces centrées avec des motifs non sphériques.
- La structure tas de bois est une structure à bande interdite complète simple à réaliser [15]. Elle est obtenue en déposant par couches successives des rubans de silicium polycristallin dans des tranchées de silice. Après avoir bâti la structure, la silice est gravée pour obtenir un cristal photonique 3D de silicium dans de l'air [18] (figure I-6(b)).
- Des opales sont obtenues chimiquement par auto-organisation. La première opale a été obtenue par sédimentation de sphères de silice en solution : par sédimentation, ces sphères s'arrangent selon un réseau cubique à faces centrées [16].



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

## I-4 Différentes familles de cristaux photoniques bidimensionnels

### I-4.1 Types de réseau

On distingue 3 principales familles de matériaux à bande interdite photonique (BIP) bidimensionnelle selon la forme du réseau périodique à deux dimensions :

#### a) Réseau carré

Dans ce type de réseau les nœuds sont situés sur un carré de côté " $a$ " (figure I-7).

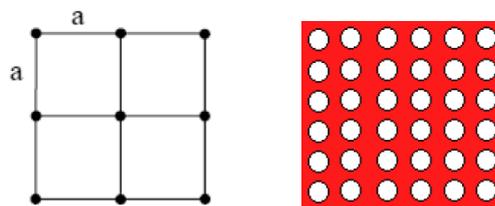


Figure I-7 : Réseau carré.

#### b) Réseau triangulaire

Pour ce réseau les nœuds sont espacés d'une même distance " $a$ " (figure I-8).

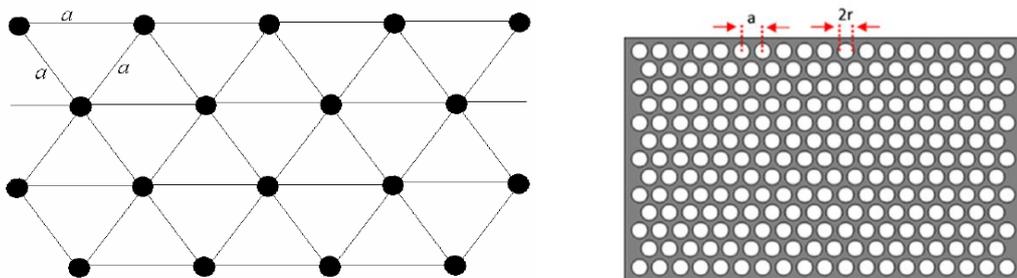


Figure I-8 : Réseau triangulaire.

#### c) Réseau hexagonal

Ce réseau correspond à deux types de structures :

##### ➤ La structure graphite

Sur un réseau hexagonal, si tous les nœuds sont identiques et espacés de " $a$ " alors on appelle cette structure "graphite" car elle est similaire à la structure cristalline du graphite (figure I-9)

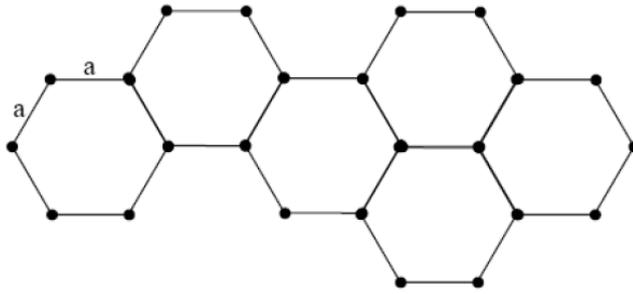


Figure I-9 : Structure graphite.

### ➤ La structure nitrure de Bore

Si un nœud diffère de son suivant par sa nature ou sa dimension, on obtient ainsi la structure cristalline du Nitrure de Bore (figure I-10).

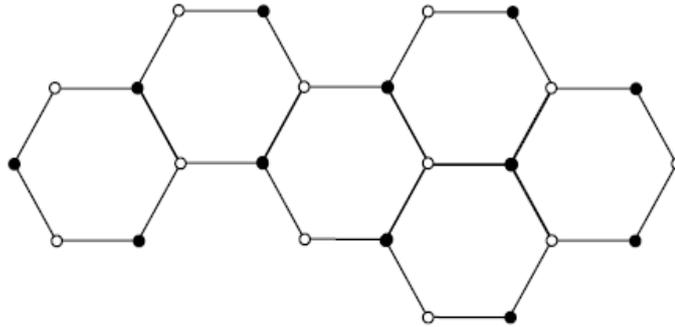


Figure I-10 : Structure Nitrure de Bore.

## I-4.2 Contraste d'indice

Le rapport entre l'indice de réfraction de la matrice diélectrique et l'indice de réfraction des motifs constituant le réseau, s'appelle le contraste d'indice [8]. Pour une structure unidimensionnelle, le contraste d'indice est donné par :

$$\delta = \frac{n_H}{n_L} \quad (1-3)$$

$n_H$  : l'indice de réfraction de la couche diélectrique de haut indice.

$n_L$  : l'indice de réfraction de la couche diélectrique de bas indice.

Pour une structure bidimensionnelle (2D), le contraste d'indice est la différence entre les indices du milieu et des motifs.

### I-4.3 Facteur de remplissage

Le facteur de remplissage pour un réseau bidimensionnel désigne le rapport entre l'aire du motif et l'aire de la cellule élémentaire du réseau.

$$f = \frac{A_{\text{motif}}}{A_{\text{maille élémentaire}}}$$

Dans le cas de motifs circulaires (trous) de rayon "r" l'aire du motif est :  $A = \pi.r^2$

- Pour le réseau triangulaire l'aire de la cellule élémentaire est : [17-18]

$$A_c = \frac{\sqrt{3}}{2} a^2 \quad (\text{où "a" est le paramètre de maille}).$$

Le facteur de remplissage est alors :

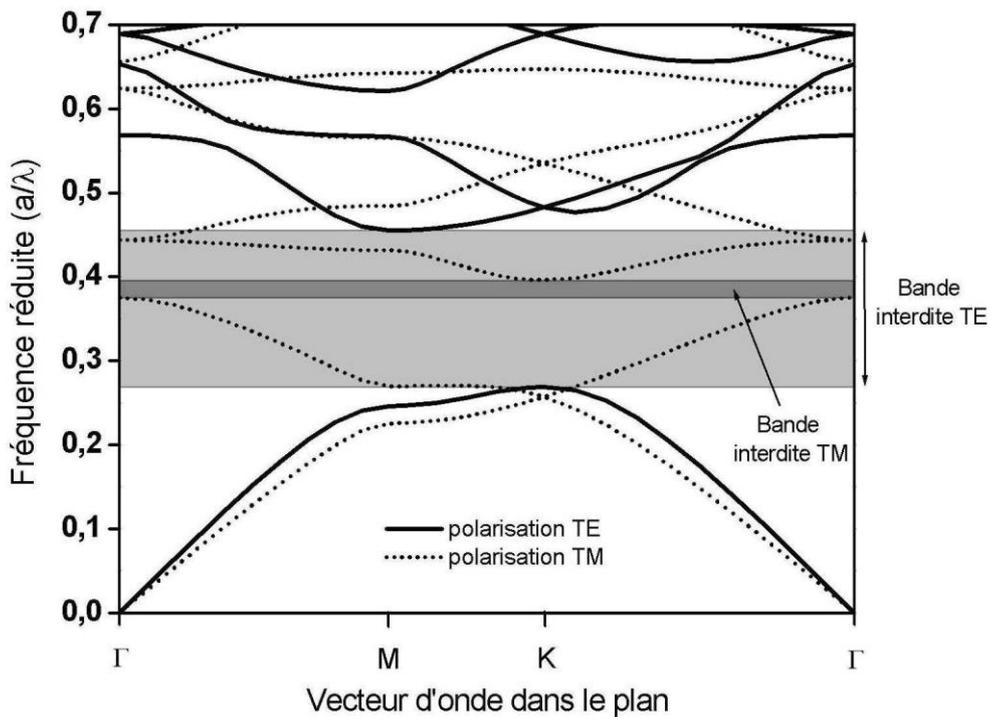
$$f_{\text{Triangulaire}} = \frac{A}{A_c} = \frac{\pi.r^2}{\frac{\sqrt{3}}{2} a^2} = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{r}{a}\right)^2 \quad (\text{I-4})$$

- Pour le réseau carré l'aire de la cellule élémentaire est :  $A_c = a^2$ . Le facteur de remplissage est alors :

$$f_{\text{Carré}} = \pi \left(\frac{r}{a}\right)^2 \quad (\text{I-5})$$

### I-4.4 Diagramme de bandes

Dans le cas d'un réseau triangulaire de trous d'air dans une matrice de diélectrique ( $\epsilon = 12$ ) et pour un rapport  $r/a = 0.4$  avec "r" le rayon des trous et "a" la période du réseau, le diagramme de bandes se représente de la manière suivante (figure I-11) :

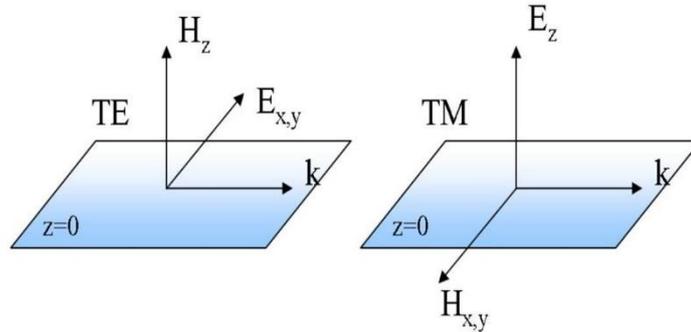


**Figure I-11** : Diagramme de bandes d'un cristal photonique bidimensionnel triangulaire. Les bandes en traits pleins correspondent aux modes propres ayant une polarisation Transverse Électrique, les bandes en pointillés aux modes propres ayant une polarisation Transverse Magnétique. Une large bande interdite photonique est visible pour la polarisation TE et une plus réduite pour la polarisation TM [8].

Le diagramme de bande ou diagramme de dispersion est une représentation graphique d'ensemble de courbes où chacune schématise la relation de dispersion  $\omega(k)$  liant la pulsation au vecteur d'onde  $k$ . Ce diagramme est la caractéristique principale d'un cristal photonique car il permet de donner des informations sur la propagation de l'onde électromagnétique dans la structure. Le diagramme est représenté en unités réduites. En effet, la loi d'échelle permet de transposer les propriétés des cristaux photoniques à tous les domaines de fréquences pourvu que la période ( $a$ ) et la longueur d'onde ( $\lambda$ ) soient modifiées dans les mêmes proportions.

Pour interpréter le diagramme de bande, il convient tout d'abord de prendre en compte l'influence de la polarisation de la lumière. En effet selon que l'on considère la polarisation Transverse Electric (TE) ou Transverse Magnétique (TM) (voir figure I-12) les bandes énergétiques permises ou interdites seront différentes. On peut par exemple montrer qu'une structure constituée d'un réseau triangulaire de cylindres de permittivité élevée plongé dans une matrice de permittivité plus faible conduit à l'apparition d'une large bande interdite photonique pour la polarisation TM. Lorsque les bandes interdites photoniques pour les polarisations TE et

TM se recouvrent, on parle alors de bande interdite complète (ou absolue). Un cristal photonique peut également présenter une bande interdite dans une des directions du réseau mais pas dans les autres.

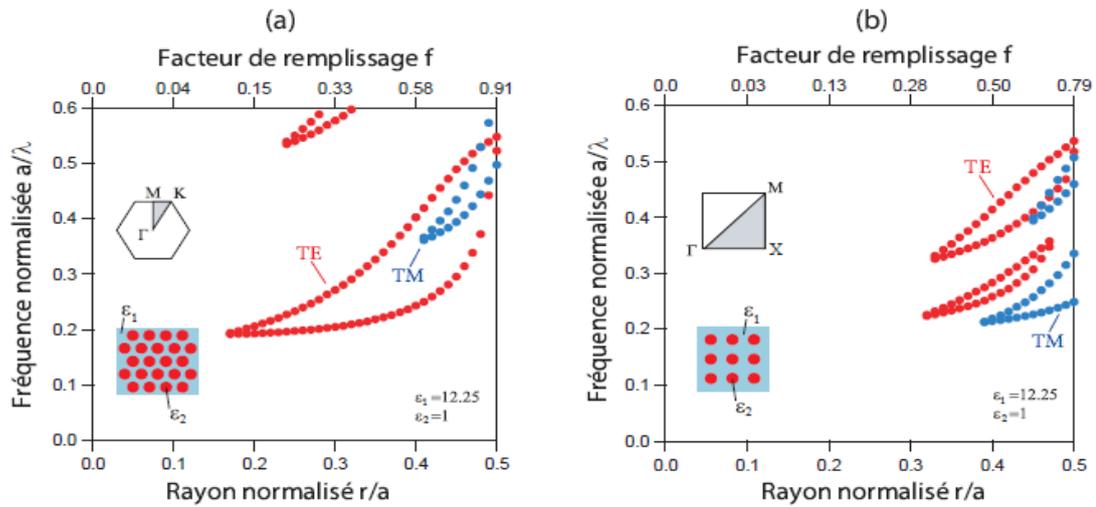


**Figure I-12** : Décomposition du champ électromagnétique dans ses deux polarisations Transverse Électrique (TE) et Transverse Magnétique (TM).

Dans la plupart des cas l'intérêt d'un cristal photonique provient de sa capacité à interdire la propagation de la lumière. Il est donc hautement désirable de travailler avec un cristal qui présente la bande interdite la plus complète possible.

### I-4.5 Carte des bandes interdites

Les cartes de bandes interdites représentent les bords de bandes interdites pour un réseau donné en fonction du facteur de remplissage  $f$  (figure I-13). Elles donnent un aperçu des possibilités de confinement de la lumière. Pour un réseau hexagonal de trous d'air dans du silicium, une bande interdite s'ouvre pour  $f = 0.10$  en polarisation TE et  $f = 0.61$  en polarisation TM. Pour le réseau carré, les bandes interdites s'ouvrent pour  $f = 0.32$  en polarisation TE et  $f = 0.48$  en polarisation TM. Les régions de bande interdite absolue correspondent aux intersections des bandes interdites TE et TM. La plus large bande interdite pour les modes TE est obtenue par le réseau hexagonal. De plus, la BIP apparaît pour des facteurs de remplissages plus faibles que ceux du réseau carré. Le réseau hexagonal est par conséquent souvent préféré pour confiner la lumière. On peut remarquer que les bords de bandes interdites augmentent avec le facteur de remplissage pour les matériaux à faible indice [19].



**Figure I-13** : Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ( $\epsilon=12.25$ ). (a) réseau hexagonal. (b) réseau carre. [19].

## I-5 Matériaux BIP à défaut

### I-5.1 Principe de base

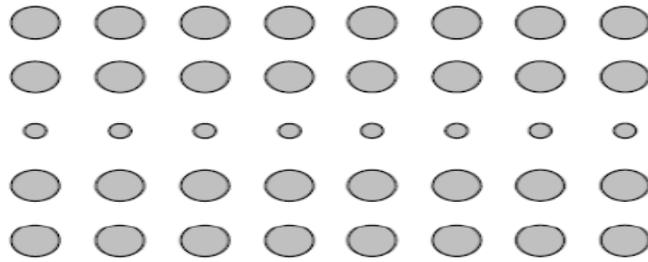
Dans un cristal photonique, la création d'un défaut est causée par la rupture de la périodicité diélectrique ( $\epsilon$ ). Cette rupture va engendrer l'ouverture d'une bande de fréquence autorisée à l'intérieur de la bande interdite photonique. La largeur et la position de cette bande autorisée sont gérées par les caractéristiques du défaut [20].

### I-5.2 Nature des défauts

#### ❖ Dimensions des motifs élémentaires

Pour rompre la périodicité d'une structure BIP, on peut modifier la taille du motif élémentaire qui compose le cristal photonique (figure I-14) [20].

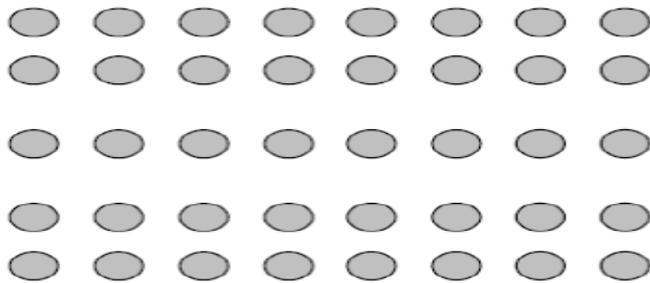
Sur cette figure les dimensions des motifs élémentaires de la troisième rangée ont été réduites.



**Figure I-14** : Défaut de dimension du motif élémentaire.

❖ **Distance entre motifs élémentaires**

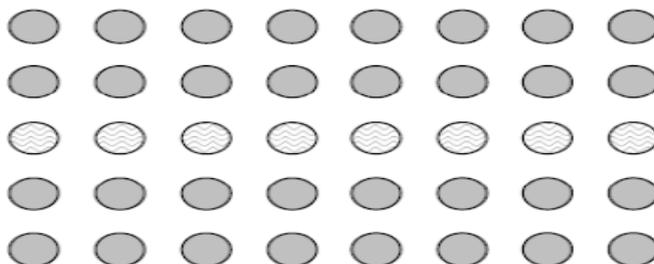
On peut aussi jouer sur l'espace qui existe entre les motifs élémentaires des réseaux cristallins. Sur la figure I-15 [20], l'écart entre la deuxième et la troisième rangée et l'écart entre la troisième et la quatrième rangée ont été augmentés pour former le défaut.



**Figure 1-15** : Défaut de distance entre motifs élémentaires.

❖ **Valeur de la permittivité relative des motifs élémentaires**

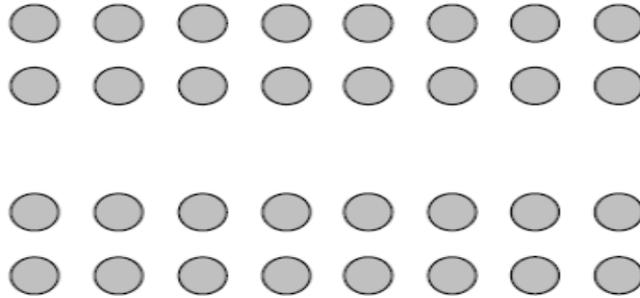
Il est possible de modifier localement la nature du matériau et plus concrètement en agissant sur la valeur de la permittivité relative [20]. Sur la figure I-16, la permittivité des motifs élémentaires de la rangée du milieu a été changée.



**Figure I-16** : Défaut sur la permittivité relative  $\epsilon$ .

### ❖ Défaut par vacuité

Le défaut par vacuité correspond à l'élimination de motifs élémentaires qui se trouvent remplacés par la permittivité du substrat (figure I-17) [20].



**Figure I-17** : Défaut par vacuité (c'est le défaut le plus utilisé).

Les motifs élémentaires de la rangée du milieu ont été enlevés. On réalise ainsi aisément une très grande variété de défauts concevables donnant lieu à toutes sortes d'applications potentielles.

Les deux défauts fréquemment réalisés sont :

- L'omission localisée de trous, grâce à laquelle on obtient des microcavités résonantes.
- La suppression d'une ou plusieurs rangées de trous engendrant des corridors de lumière [20]

### **I-5.3 Cristal avec défauts**

Les cristaux photoniques ne permettront de réaliser de véritables fonctions optiques et de contrôler les flux de lumière que l'on y introduit des défauts.

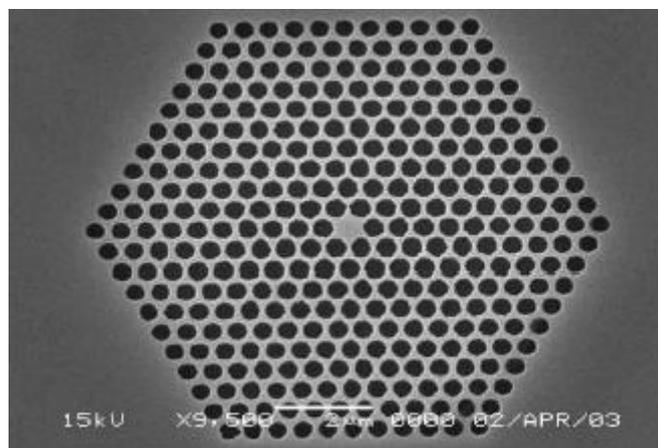
Comme pour les cristaux solides, il existe deux principaux types de défauts : les défauts ponctuels et les défauts étendus. Les premiers, associés à une rupture locale de périodicité, se traduisent par la présence de modes électromagnétiques à des fréquences discrètes, analogues aux défauts électroniques. Les seconds, que l'on peut considérer comme analogues aux dislocations, peuvent donner lieu à des bandes permises de propagation, là où se trouve une bande interdite dans le cristal idéal [21].

#### **a) Les défauts ponctuels**

Considérons un cristal photonique bidimensionnel ; il est en général constitué d'un réseau de trous percés dans un matériau diélectrique, ou de tiges de diélectrique dans l'air. Dans un

cas comme dans l'autre, considérons un défaut localisé : un emplacement où le trou n'est pas percé, ou bien il n'y a pas de tige (figure I-18).

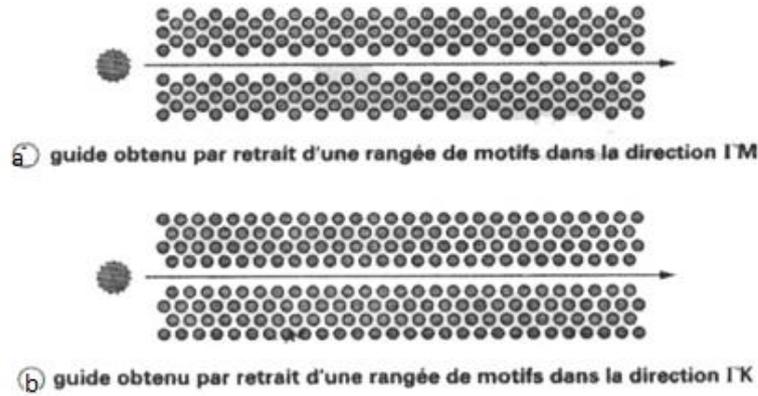
Plus généralement, on peut faire varier le rayon de la tige ou du trou en question pour faire varier continûment la perturbation qu'on introduit. Si on injecte dans ce défaut un mode électromagnétique dont l'énergie est dans la bande interdite du cristal photonique, il se retrouve complètement confiné, vu qu'il est entouré d'un matériau réfléchissant à cette longueur d'onde. En fait, le problème physique est décrit par une cavité ; seuls certains modes y sont donc autorisés. Les fréquences de ces modes dépendent du défaut, mais en faisant varier le rayon du défaut, on peut atteindre n'importe quelle fréquence située dans la bande interdite [21].



**Figure I-17** : Exemple de cavité H1 [22].

## **b) Les défauts étendus**

Un défaut étendu peut toujours être vu comme un ensemble de défauts ponctuels couplés, il peut sembler plus naturel de créer un tel défaut en retirant (ou en modifiant) directement une ou plusieurs rangées de motifs du cristal photonique. Deux exemples sont rapportés sur la figure I-20 dans le cas d'un cristal 2D hexagonal. Le premier exemple (figure I-19(a)) représente un défaut obtenu en retirant une rangée de motifs dans la direction  $\Gamma M$ . Le deuxième exemple (figure I-19(b)) correspond à un défaut obtenu en retirant une rangée de motifs dans la direction  $\Gamma K$ . On observe que les géométries des deux défauts sont très différentes. Les propriétés optiques de ces deux défauts seront, elles aussi, très différentes [23].



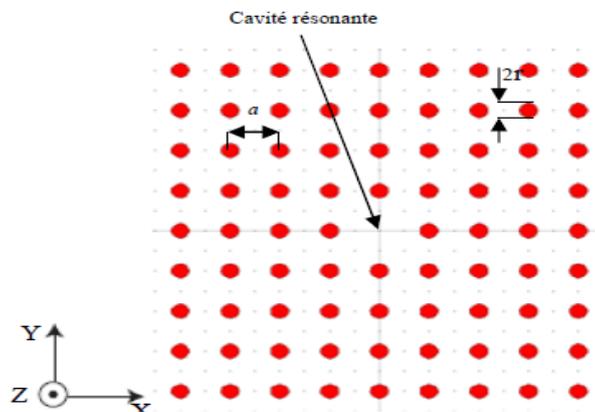
**Figure I-19** : Guides d'ondes dans un cristal photonique hexagonal [21].

### I-5.4 Cavité à cristaux photoniques

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 deux types de défauts ; les défauts lacunaires et les défauts de substitution.

#### a) Cavité carrée

La création d'une cavité carrée de type  $S_1$  dans un réseau bidimensionnel carré se fait par l'omission d'une tige diélectrique au centre du cristal, comme la montre la figure I-20.

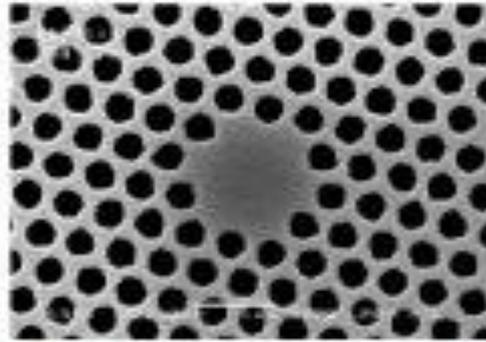


**Figure I-20** : Schéma d'une cavité  $S_1$  à CP-2D.

## b) Cavités hexagonales

Dans un cristal triangulaire, les cavités hexagonales, dont les côtés sont les rangées denses, constituent une série de cavités canoniques. Il est commode de les nommer par le nombre de périodes le long de chaque côté. Ainsi, un seul trou manquant correspondra à  $H_1$ , sept trous manquants à  $H_2$  etc... [22]. Les cavités hexagonales ( $H_n$ ) dans un CP à périodicité triangulaire, qui seront les plus largement étudiées, consistent à supprimer plusieurs trous suivant un hexagone de  $n$  trous. Les facteurs de qualité initialement prédits par les simulations 2D de ces cavités (supérieurs à 10000) n'ont pas été obtenus expérimentalement à cause des pertes par diffraction dans la troisième direction (non prise en compte dans les calculs 2D). Les facteurs de qualité réellement mesurés vont plutôt de la centaine pour une  $H_1$  à quelques milliers pour des cavités plus grandes (de type  $H_5$  ou plus). Ces valeurs sont systématiquement plus faibles que les valeurs calculées, même en 3D, du fait des fluctuations structurales lors de la fabrication.

La figure I-21 représente une image au microscope électronique à balayage de la cavité  $H_2$ .

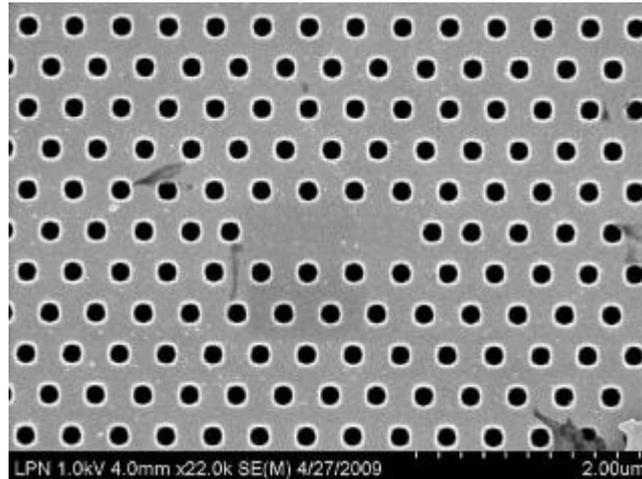


**Figure I-21** : Images MEB des cavités de type  $H_2$  fabriquées dans la salle blanche de l'IEF [24].

## c) Cavités linéiques

La cavité linéique considérée est en fait un guide d'onde à cristaux photoniques à une rangée manquante fermé aux deux extrémités par deux miroirs à cristaux photoniques. Le mode de la cavité est donc principalement formé par les allers-retours du mode de Bloch fondamental du guide entre les deux miroirs, exactement comme dans une cavité Fabry-Pérot classique.

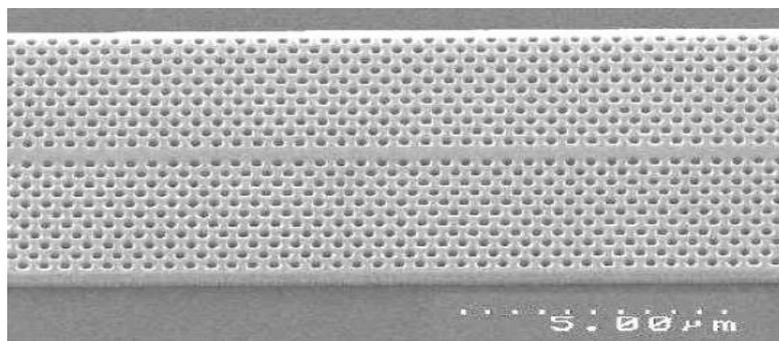
La cavité de type  $L_n$  est une cavité linéique qui est réalisée par omission de  $n$  trous dans la direction  $\Gamma K$ . L'image au microscope électronique à balayage (MEB) (figure I-22) est un exemple de ce type de cavités c'est la cavité  $L_3$ . Elle a été fabriquée dans la salle blanche de l'IEF par M. El Kurdi,



**Figure I-22** : Images MEB des cavités de type L3 formé par l’omission de trois trous dans la direction  $\Gamma K$  du cristal photonique, fabriquées dans la salle blanche de l’IEF [24].

### I-5.5 Guides d’ondes dans les cristaux photoniques

L’idée des guides d’ondes est apparue en 1994 sous l’impulsion de Joannopoulos, Meade et al. [25], mais les premières réalisations ont été effectuées cinq ou six ans plus tard [8]. Ici, le défaut est une ligne de trous qui a été omise, formant un défaut linéique (figure I-23). La lumière ne pouvant pénétrer au sein du cristal photonique, elle est contrainte de se propager le long du défaut : on a ainsi réalisé un guide. Ce guide est appelé guide W1, car il est formé par l’omission de la gravure d’une ligne de trous. Les guides formés de l’omission de deux lignes de trous sont appelés W2, ceux de trois rangées de trous W3, etc...



**Figure I-23** : Exemple du guide d’onde mono-rangée réalisé dans un cristal photonique hexagonal de trous d’air sur un substrat de silicium sur isolant [8].

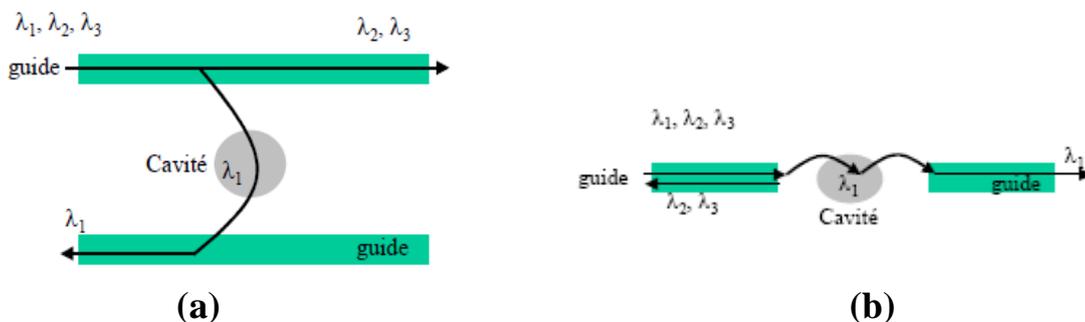
En fait, il existe une grande variété de guides à cristal photonique. Notons, par exemple, que les cristaux photoniques 2D constitués de réseaux de trous sont généralement préférés aux réseaux de tiges diélectriques déconnectées, non seulement parce qu'ils permettent d'aboutir à une bande interdite complète, mais aussi et surtout parce que les pertes par diffraction hors du plan de propagation y sont moins importantes. Or, dans le cas de réseaux de trous, la façon la plus naturelle de créer un guide optique consiste à obturer les trous d'une ou plusieurs rangées. Dans ce cas, le cœur du guide se retrouve avec un indice moyen plus élevé que celui des régions environnantes. On peut donc aboutir à une situation hybride où l'on a simultanément un guidage réfractif et un guidage par bande interdite photonique.

### I-5.6 Couplage guide-cavité

Les guides à cristaux photoniques représentent une voie naturelle pour coupler les cavités à des circuits optiques planaires, c'est le problème auquel se livrent nombreuses équipes en espérant trouver un système capable d'insérer et d'extraire sélectivement une longueur d'onde. Le couplage d'un guide et d'une cavité à CPs est notamment l'un des schémas privilégiés, plusieurs voies de couplage sont envisageables :

Une première voie consiste à juxtaposer la cavité parallèlement au guide pour aboutir à une interaction latérale des modes de la cavité et à une interaction latérale des modes du guide. Ces modes vont se diriger vers le second guide également juxtaposé à la cavité, ce type de couplage est appelé couplage latéral (figure I-24(a)).

La deuxième voie, désigné par le couplage frontal consiste à réaliser le couplage par l'extrémité du guide en introduisant la cavité sur l'axe du guide, à quelques motifs de son extrémité, la plupart des longueurs d'ondes guidées seront réfléchies à cette extrémité, sauf quelque unes qui seront couplées à la cavité (figure I-24(b)).



**Figure I-24** : dispositifs de couplage associant guide et cavité, (a) couplage latéral, (b) couplage frontal [26]

## I-6 Conclusion

À l'issue de ce premier chapitre nous avons présenté les cristaux photoniques et nous avons montré l'intérêt de leur utilisation pour l'optique guidée. Ces matériaux, dont la constante diélectrique varie périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde, ont la particularité de présenter des bandes interdites photoniques qui interdisent la propagation de la lumière dans la structure. L'utilisation de cet effet de bande interdite ouvre la voie à la réalisation de nombreuses fonctions optiques telles que le guidage ou le filtrage de la lumière. Les cristaux photoniques les plus couramment utilisés sont les cristaux bidimensionnels, gravés dans un guide plan. En choisissant correctement les paramètres géométriques du cristal, il est possible de réaliser un guidage de lumière efficace en minimisant les pertes dans la direction verticale. Ces cristaux utilisés en géométrie guide d'onde permettent une intégration aisée avec les composants optiques classiques, en particulier les guides d'ondes diélectriques. On peut ainsi fabriquer de véritables circuits photoniques. Dans un tel cadre, les points d'étude les plus importants vont être l'évaluation des pertes dans les cristaux photoniques ainsi que l'étude du couplage avec les guides diélectriques.

## Références du chapitre I

- [1] S. David, "Etude de composants à cristaux photoniques dans la filière silicium pour les longueurs d'ondes des télécommunications optiques," Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2003.
- [2] A. Talneau, P. Lalanne, M. Agio, and C.M. Soukoulis, "Low-reflection photonic-crystal taper for efficient coupling between guide sections of arbitrary widths" *Optics Letters*, Vol. 27, p. 1522–1524, 2002.
- [3] M. Qiu et B. Jaskorzynska, "Design of a channel drop filter in a two- dimensional triangular photonic crystal," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83, p. 1074, 2003.
- [4] Y. Akahane, M. Mochizuki, T. Asano, Y. Tanaka et S. Noda, "Design of a channel drop filter by using a donor-type cavity with high-quality factor in a two-dimensional photonic crystal slab," *App. Phys. Lett.* , vol.82, N°9, p.1341-1343, 2003.
- [5] J. C. Knight, J. Arriaga, T. A. Birks, Member, IEEE, A. Ortigosa-Blanch, W. J.Wadsworth, and P. St. J. Russell, "Anomalous Dispersion in Photonic Crystal Fiber," *IEEE, Photonics Technology Letters*, Vol. 12, N° 7, p.807-809, 2000.
- [6] Yohan Desieres, « Conception et études optique de composants micro photoniques sur les matériaux III-V base de structures à bande interdite de photon », Thèse de doctorat n°1-0081, L'institut national des sciences appliquées de Lyon, Décembre 2001.
- [7] Michael SARRAZIN, « Etude de propriétés optiques liées à la transmission de cristaux photoniques bidimensionnels », Thèse de doctorat n° 903, Université de Franche-comté, 24 avril 2002.
- [8] M. Zelsmann, "Nano-structures à base de cristaux photoniques en silicium sur isolant pour les circuits intégrés photoniques et l'émission de lumière," Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble 1, 2003.
- [9] S. Fan, P.R. Villeneuve, et P.R. Joannopoulos, "Channel drop filters in photoniccrystals," *Optics. Express*, vol. 3, p. 4-11, 1998.
- [10] V.P. Bykov. Spontaneous emission in a periodic structure. *J. Exp. Theor. Phys.*, 35 :269, 1972.
- [11] Delphine Neel, "Etude en champ proche optique de guides a cristaux photoniques sur SOI," these

- doctorat, Institut national des sciences appliquées de Lyon, 2006.
- [12] L. Ferrier, "micro-nanostructures à base de cristaux photonique pour le contrôle 3D de la lumière," thèse de doctorat, Institut des nanotechnologies de Lyon (CNRS UMR 5270).
- [13] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter et K. M. Leung, "Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, n° 17, p. 2295–2298, 1991.
- [14] E. Yablonovitch, "Photonic band-gap structures," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol.10, N°2, p. 283-295, 1993.
- [15] Y. Merle, « Etude de la dispersion électronique dans les matériaux périodiques diélectriques bidimensionnels », Thèse de doctorat n°47-2003, Université de Limoges, Novembre 2003.
- [16] J.D. Joannopoulos, "Photonics: Self-assembly lights up," *Nature*, vol. 414, pp. 257–258, 2001.
- [17] B. Lombardet, "Étude et réalisation des cristaux photoniques pour l'optique intégrée," Thèse de doctorat n°3254, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 2005.
- [18] D. Felbacq, E. Centeno, "Theory of diffraction for 2D photonic crystals with a boundary," *Optics communications*, vol.199, p. 39-45, 2001.
- [19] K.S. Yee « Numerical solution of initial boundary value problems in solving Maxwell's equations in isotropic media », *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, 1966.
- [20] J-P. Berenger, « A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves », *Journal*
- [21] J-M. Lourtioz, « Cristaux photoniques et « gaps » de photons - Aspects fondamentaux », *Techniques de l'Ingénieur*, AF 3 710, 2004.
- [22] A. Boudissa, " Conception des filtres optiques à base de cristaux photoniques pour application dans les routeurs optiques dans les réseaux de télécommunications optiques, thèse Doctorat, université Mentouri Constantine, 2013.
- [23] F. Bougriou, "Etude des guides d'ondes à cristaux photoniques bidimensionnels, Université Mentouri, Constantine, 2008.
- [24] M. El Kurdi, X. Checoury, S. David, T. P. Ngo, N. Zerounian, P. Boucaud, O. Kermarrec, Y. Campidelli, and D. Bensahel "Quality factor of Si-based photonic crystal L3 nanocavities probed with an internal source" *Optics Express* Vol. 16, Issue 12, pp. 8780-8791.
- [25] R. D. Meade, A. Deventyi, J. D. Joannopoulos, O. L. Alerhand, D. A. Smith et K. Kash, « Novel applications of photonic band gap materials: Low loss bends and Q cavities », *Journal of applied physics*, vol. 75, p. 4753, 1994.
- [26] Davy GERARD, « Etude en champ proche et en champ lointain de composants périodiquement nanostructurés: cristaux photoniques et tamis à photons », Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, 09 juillet 2004.

# CHAPITRE II

## **Capteurs : Généralités et caractéristiques fondamentales**

## Chapitre II

### Capteurs : Généralités et caractéristiques fondamentales

#### II-1 Introduction

Depuis quelques années, les capteurs optiques ont connu un réel développement en raison de l'augmentation du nombre d'applications de détection dans des domaines aussi variés que multiples tels que la santé, la défense, la sécurité, le contrôle qualité pour n'en citer que quelques-uns. Le développement et l'intégration des technologies de silicium sur isolant (SOI) compatible CMOS dans les circuits photoniques, optiques et micro fluidiques, a permis d'améliorer de manière significative les performances de détection en termes de sensibilité, de détection limite et de multiplexage de détection.

Les progrès réalisés en photonique, tant sur la compréhension des phénomènes physiques que sur la maîtrise des procédés de fabrication, ont contribué à améliorer grandement les capacités de détection des capteurs, notamment dans les domaines de l'interaction lumière-analyte, de la miniaturisation des appareils, du multiplexage, de la conception et de l'intégration fluidiques. De meilleures sensibilités et de limites de détection ont ainsi pu être obtenues, pour des temps de détection plus courts, avec une maniabilité plus simple et des coûts de revient par mesure plus faibles.

Récemment, plusieurs travaux de recherches s'intéressent aux cristaux photoniques en tant qu'éléments de détection en raison de leur structure de bande et du confinement de la lumière. L'application des cristaux photoniques en tant que capteurs constitue un domaine de recherche qui semble être très prometteur en raison de leur extrême miniaturisation (0.1 mm<sup>2</sup> de surface de détection), de leur haute sensibilité spectrale et de la possibilité de les intégrer aux MEMS (Micro-Electro-Mechanical-Systems). Les micro capteurs chimiques et biochimiques ont connu un développement croissant ces dernières années en raison de leur faible coût, de leur portabilité et de leurs nombreux domaines d'applications qui apparaissent aussi bien dans l'industrie automobile (contrôle des émissions de gaz), que dans l'industrie agroalimentaire (contrôle des procédés de fabrication), l'environnement (détection des gaz toxiques), ou le biomédical.

Dans ce chapitre, nous présentons les notions de base sur les capteurs et dans ce cadre nous aborderons leurs principales caractéristiques et leurs différents types. La suite de ce chapitre sera consacrée à la description des capteurs, plus particulièrement les capteurs à cristaux photoniques à indice de réfraction.

## II-2 Généralités sur les capteurs

### II-2.1 Définition

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 mesure, 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 [1].

Le capteur permet de prélever une grandeur abstraite, appelée information, qui sélectionne un événement particulier parmi un ensemble d'événements possibles. Pour pouvoir être traitée, cette information sera portée par un support physique, appelé alors le signal. L'information délivrée par un capteur pourra être logique (2 états), numérique (valeur discrète) ou analogique. D'une façon générale, les capteurs peuvent être classés selon deux critères :

- Grandeur mesurée : capteur de position, de température, de vitesse, de force, etc...
- Caractère de l'information délivrée : capteurs logiques appelés aussi capteurs tout ou rien (TOR), capteurs analogiques ou numériques.

En fonction du mécanisme d'apport d'énergie à l'élément sensible qui permet de transformer le phénomène physique en signal exploitable, chaque catégorie peut être subdivisée en plusieurs sous catégories de capteurs : les capteurs mécaniques, électriques, optiques, etc...

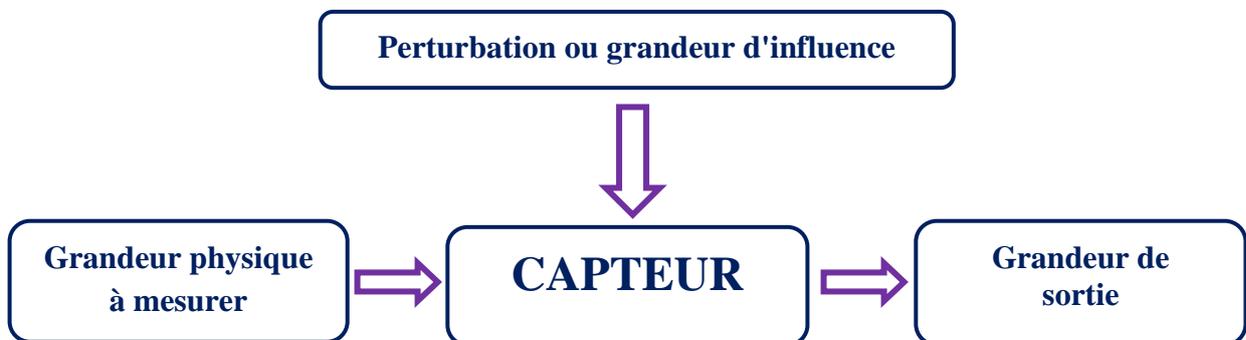


Figure II-1 : Définition d'un capteur [6].

## II-2.2 Les différents types de capteurs

Suivant l'origine du signal électrique de sortie, on peut classer les capteurs en deux types :

### II-2.2.1 Capteurs actifs

Un capteur actif est généralement fondé dans son principe sur un effet physique qui assure la conversion en énergie électrique de la forme d'énergie propre à la grandeur physique à prélever, énergie thermique, mécanique ou de rayonnement. Les plus importants parmi ces effets sont regroupés dans le tableau II-1 ci-dessous :

**Tableau II-1** : Capteur actifs avec leurs principes physiques de base.

Mesurande	Effet utilisé	Grandeur de sortie
Température	Thermoélectricité	Tension
Flux de rayonnement optique	Pyroélectricité	Charge
	Photoémission	Courant
	Effet photovoltaïque	Tension
	Effet photoélectromagnétique	Tension
Force Pression Accélération	Piézoélectricité	Charge
Vitesse	Induction électromagnétique	Tension
Position (aimant)	Effet Hall	Tension

### II-2.2.2 Capteurs passifs

Il se présente sous forme d'impédance sensible à la grandeur mesurée. Cette sensibilité est due à l'action du mesurande sur certains paramètres du capteur tel que :

- La géométrie ou les dimensions ;
- Les propriétés électriques des matériaux : résistivité  $\rho$ , perméabilité magnétique  $\mu$ , constante diélectrique  $\epsilon$ .

L'action du mesurande sur les paramètres géométriques ou dimensionnels de l'impédance s'effectue lorsque le capteur contient un élément mobile (potentiomètre, inductance à noyau mobile, condensateur à armature mobile) ou bien un élément déformable (armature d'un condensateur soumise à une pression différentielle, jauge d'extensométrie liée rigidement à une structure soumise à contrainte). Le capteur subit une déformation liée aux efforts auxquels il est soumis (force, pression) ce qui engendre une modification d'impédance.

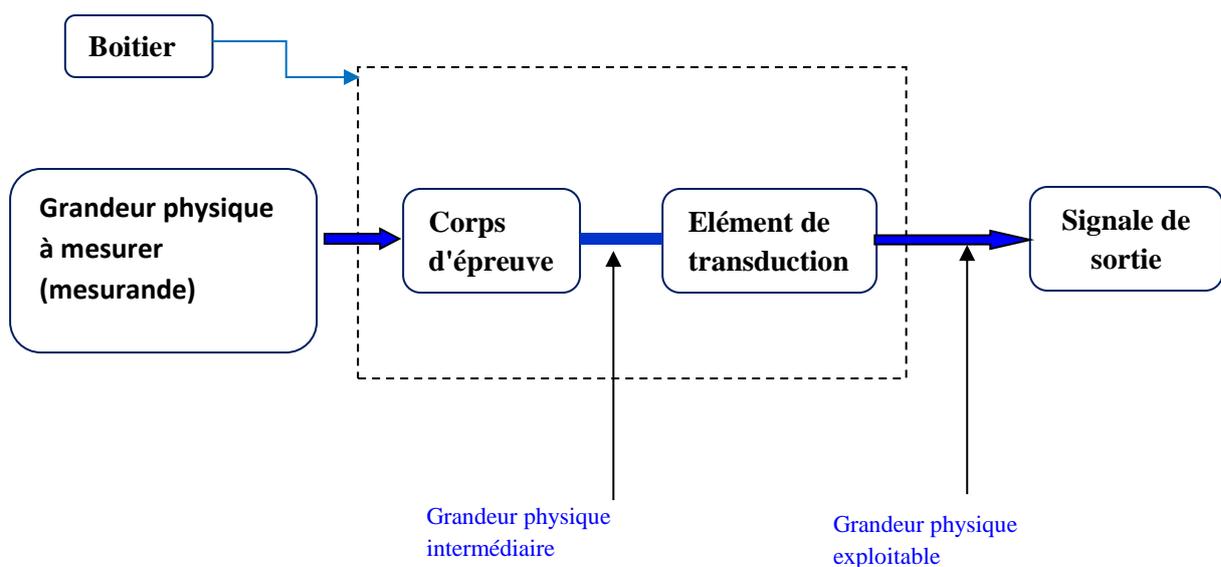
Lorsqu'il s'agit de grandeurs physiques telles que la température, l'éclairement, ou la pression, certains matériaux peuvent voir leurs propriétés électriques se modifier et par conséquent l'impédance du capteur constitué par ce type de matériau. Le tableau II-2 illustre certains types de mesurande susceptibles de modifier les propriétés électriques de matériaux employés pour la réalisation de capteurs passifs.

– **Tableau II-2** : Capteurs passifs : principes physiques et matériaux.

Mesurande	Caractéristique électrique sensible	Types de matériaux utilisés
Température	Résistivité	Métaux : platine, nickel, cuivre. Semi-conducteurs.
Très basse température	Constante diélectrique	Verres.
Flux de rayonnement optique	Résistivité	Semi-conducteurs.
Déformation	Résistivité Perméabilité magnétique	Alliages de nickel, silicium dopé. Alliages ferromagnétiques.
Position (aimant)	Résistivité	Matériaux magnéto-résistants : bismuth, antimoniure d'indium.
Humidité	Résistivité Constante diélectrique	Chlorure de lithium. Alumine ; polymères.
Niveau	Constante diélectrique	Liquides isolants

### II-3 Structure d'un capteur

Les différentes parties constitutives d'un capteur sont décrites ci-dessous (figure II-2) :



**Figure II-2** : Structure d'un capteur.

### **II-3.1 Le corps d'épreuve**

Le corps d'épreuve est un élément sensible qui réagit à la grandeur à mesurer. Il a pour rôle de transformer la grandeur à mesurer en une autre grandeur physique dite mesurable.

### **II-3.2 Transducteur**

Le transducteur est un élément sensible lié au corps d'épreuve. Il traduit les réactions du corps d'épreuve en une grandeur électrique constituant le signal de sortie.

### **II-3.3 Le boîtier**

Le boîtier est un élément mécanique de protection, de maintien et de fixation du capteur.

## **II-4 Caractéristiques des capteurs**

Suivant les applications souhaitées, le choix d'un capteur adéquat nécessite l'établissement préalable d'un cahier des charges dans lequel sont énumérés :

- le type de l'événement à détecter,
- la nature de cet événement,
- la grandeur de l'événement,
- l'environnement de l'événement, etc...

A partir de ces paramètres, le choix du capteur est effectué. Par ailleurs, l'utilisation d'un capteur dans les meilleures conditions, nécessite un étalonnage qui permet de connaître les incertitudes de mesure relatives aux paramètres caractéristiques du capteur. Un certificat d'étalonnage d'un capteur contient généralement les caractéristiques suivantes : étendue de mesure, résolution, fonction de transfert, linéarité, caractéristiques statistiques, temps de réponse, sensibilité, limite de détection, etc... Un bref rappel de la définition de ces paramètres est présenté dans la suite de ce paragraphe.

### **II-4.1 Etalonnage**

L'étalonnage du capteur comprend l'ensemble des opérations qui permettent d'explicitier, sous forme graphique ou algébrique, la relation entre les valeurs du mesurande et celles de la grandeur électrique de sortie et ceci, compte tenu de tous les paramètres additionnels susceptibles de modifier la réponse du capteur (figure II-3).

Ces paramètres additionnels peuvent être :

- soit des grandeurs physiques liées au mesurande et auxquelles le capteur est sensible: sens et vitesse de variation du mesurande, propriétés physiques du support matériel du mesurande ;
- soit des grandeurs physiques, indépendantes du mesurande, auxquelles le capteur est soumis pendant son utilisation et qui peuvent modifier sa réponse : grandeurs d'influence d'ambiance : température, humidité ou grandeurs d'influence d'alimentation: amplitude, fréquence des tensions nécessaires au fonctionnement du capteur.

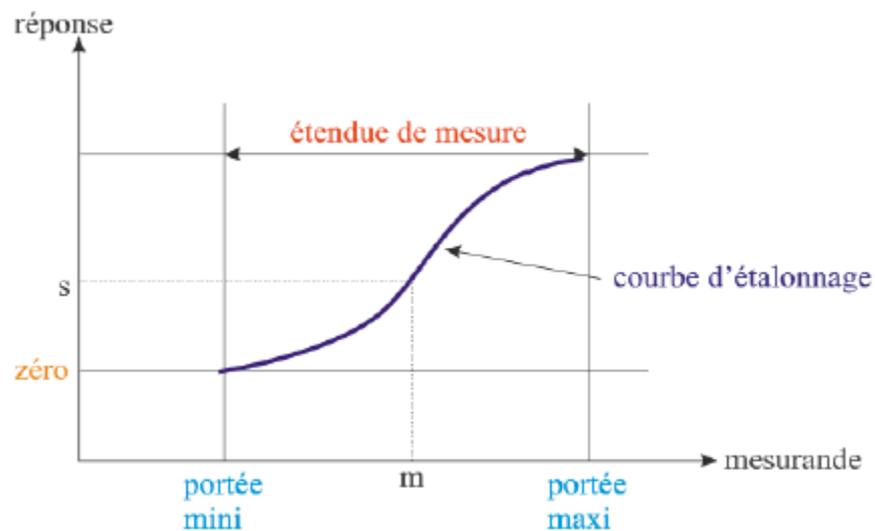


Figure II-3 : Etalonnage d'un capteur [1].

#### II-4.2 Rapidité - Temps de réponse

La rapidité est la spécification d'un capteur qui permet d'apprécier de quelle façon la grandeur de sortie suit dans le temps les variations du mesurande. La rapidité est donc liée au temps nécessaire pour que la contribution du régime transitoire à la grandeur de sortie devienne négligeable dans des conditions de précision définies. Or la forme du régime transitoire est déterminée indépendamment de la loi de variation du mesurande: elle ne dépend que des propriétés des éléments du système, directement associés au capteur. Une spécification de la rapidité pour une variation particulière du mesurande permet donc son appréciation indépendamment de la loi réelle de variation du mesurande étudié. La grandeur utilisée pour définir quantitativement la rapidité est le temps de réponse : c'est l'intervalle de temps qui s'écoule après une variation brusque (échelon) du mesurande jusqu'à ce que la variation de la sortie du capteur ne diffère plus de sa valeur finale d'un écart supérieur à une limite conventionnellement fixée.

Un capteur est d'autant plus rapide que son temps de réponse est plus court. Le temps de réponse, caractéristique de la vitesse d'évolution du régime transitoire peut être exprimé en fonction des paramètres qui déterminent ce régime.

### **II-4.3 Résolution (Précision)**

La précision est un terme assez difficile à définir. Il est plus aisé de parler d'imprécision liée aux erreurs de mesure. On distingue deux types d'erreurs de mesure: les erreurs systématiques et les erreurs aléatoires.

Les **erreurs systématiques** sont liées à une autre quantité mesurable et peuvent donc être corrigées par un étalonnage de l'instrument de mesure ou par un contrôle des conditions environnementales.

Les **erreurs aléatoires** sont dues aux bruits de mesure, de différentes natures et à différents endroits de la position de la raie de résonance du microrésonateur (50) et dans les circuits électroniques, généré par l'agitation thermique des porteurs de charge, bruit quantique ou de grenaille (shot noise en anglais, discontinuité du courant électrique lié à sa nature électronique), bruit du laser (en intensité) pour n'en citer que trois sur une longue liste. Pour quantifier ces erreurs, on préférera le terme incertitudes (de mesure), proportionnelles à l'écart-type.

### **II-4.4 Fidélité**

La fidélité est la qualité d'un appareillage de mesure dont les erreurs accidentelles sont faibles : elle se traduit par des résultats de mesurage groupés autour de leur valeur moyenne. L'écart type dont l'importance reflète la dispersion des résultats est souvent considéré comme l'erreur de fidélité : il permet ainsi une appréciation quantitative de la fidélité. La valeur du mesurande la plus probable telle qu'elle résulte d'un ensemble de mesures peut être connue avec une faible marge d'incertitude tout en étant éloignée de la valeur vraie du mesurande si des erreurs systématiques importantes se sont superposées aux erreurs accidentelles.

### **II-4.5 Justesse**

La justesse est la qualité d'un appareillage de mesure dont les erreurs systématiques sont réduites : la valeur la plus probable du mesurande qu'un tel appareillage permet de déterminer est alors très proche de la valeur vraie.

La précision qualifie l'aptitude de l'appareillage de mesure à donner des résultats qui, individuellement, sont proches de la valeur vraie du mesurande : un appareillage précis est donc à la fois fidèle et juste.

#### **II-4.6 Sélectivité**

Un capteur est dit sélectif, si la variation du signal de sortie est due uniquement à la seule grandeur (physique, chimique, biologique...) qu'on veut mesurer. C'est la capacité du capteur à ne mesurer qu'une seule grandeur dans le milieu où il est utilisé ou en d'autres termes, d'être le plus insensible aux grandeurs d'influence, grandeurs qui ne font pas l'objet de la mesure, mais influent sur la sortie du capteur.

#### **II-4.7 Sensibilité (S)**

Ce paramètre caractérise l'aptitude du capteur à détecter la plus petite variation de la grandeur à mesurer. C'est une caractéristique importante pour l'exploitation et l'interprétation des mesures. Elle est définie comme étant la variation du signal de sortie ( $S_{out}$ ) par rapport à la variation du mesurande ( $m$ ) (pente de la portion linéaire de la courbe d'étalonnage) et s'écrit :

$$S = \left( \frac{\Delta S_{out}}{\Delta m} \right)_{m=m_i} \quad (\text{II-1})$$

Elle correspond à la pente de la tangente à la courbe d'étalonnage en un point donné. Dans le cas d'un capteur dont la courbe d'étalonnage est linéaire, la sensibilité est égale à la pente de la droite et elle est donc constante quelle que soit la valeur de la grandeur en entrée. Cette grandeur, indépendante du bruit de mesure, est une grandeur intrinsèque au transducteur. Plus un capteur est sensible, plus la mesure pourra être précise. C'est une caractéristique importante pour l'exploitation et l'interprétation des mesures.

#### **II-4.8 Limite de détection**

La limite de détection est la valeur minimale de la grandeur physique "m" que l'on est capable de déceler. La limite de détection ne doit pas être confondue avec la sensibilité du capteur car elle dépend à la fois de la sensibilité et de la résolution instrumentale ( $R_m$ ) liée aux équipements utilisés pour la mesure du signal. Par conséquent, la limite de détection est utilisée pour évaluer la performance de l'association d'un capteur et du dispositif de mesure. Plus elle

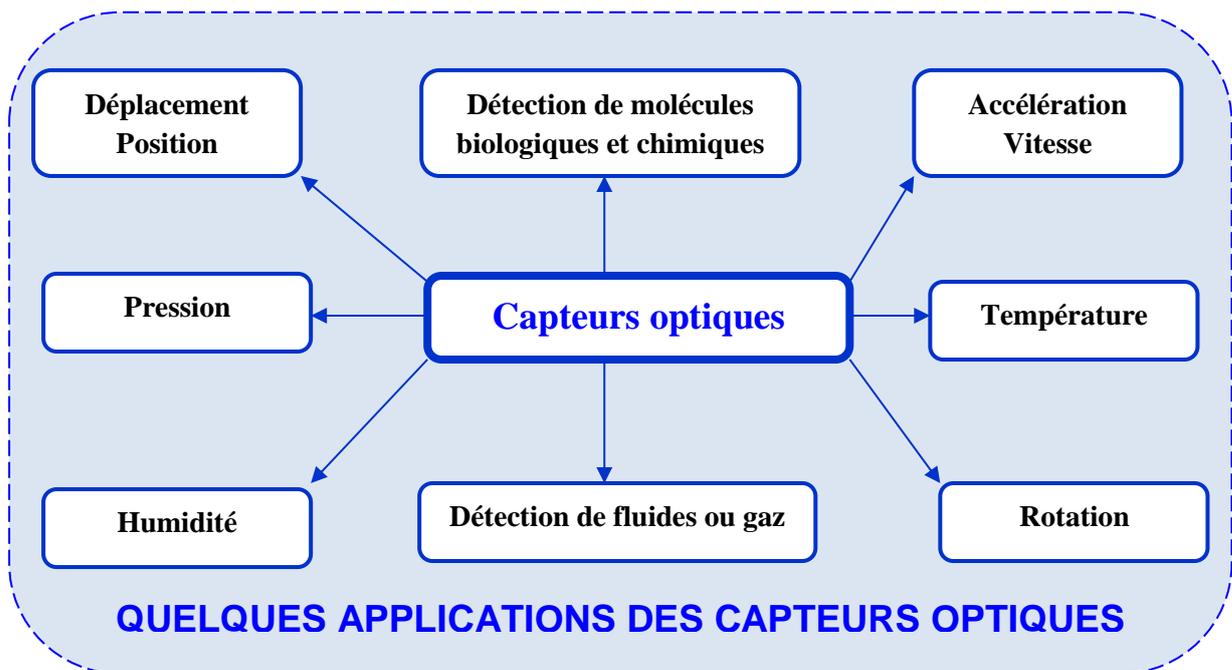
est faible, plus l'association est sensible. L'expression de la limite de détection ( $L_D$ ), déduite à partir de la définition de la sensibilité du capteur, est de la forme :

$$LD = \frac{R_m}{S_v} \quad (II-2)$$

La limite de détection est donc un paramètre clef pour évaluer la performance de l'instrument de mesure et la comparer à celle d'autres instruments de mesure.

## II-5. Capteurs optiques

Le développement de capteurs optiques performants est rendu possible en s'intéressant aux différents mécanismes d'interactions physiques extérieurs que l'on souhaite caractériser (figure II-4). Il existe actuellement plusieurs capteurs optiques comme les capteurs de température, pression, humidité, déplacement de position, et aussi les capteurs biologiques.



**Figure II-4** : Quelques exemples de grandeurs physiques détectables par des moyens optiques.

Les capteurs optiques à base de fibres optiques, à plasmons de surface, à guides d'ondes plans ou à cristaux photoniques sont souhaitables pour leur analyse fortement sensible et non destructive. Les diverses techniques de détection associées à ces capteurs sont basées sur la variation d'une information caractérisant l'onde lumineuse comme :

**La variation de l'intensité lumineuse** [2-4], basée sur la détection de la lumière transmise à la sortie d'un dispositif comparée à la lumière injectée dans ce dernier. L'amplitude de l'onde étant modifiée relativement à l'action d'une perturbation du milieu dans lequel le capteur est plongé.

**La variation de cohérence temporelle** [5], reposant sur des techniques interférométriques dont le principe consiste à introduire une différence de chemin optique, donc un retard, entre les deux bras de l'interféromètre inférieure à la longueur de cohérence de la source utilisée.

**La variation de phase**, fonctionnant sur le principe d'altération de la phase de l'onde qui se propage dans le capteur de type interférométrique par exemple [4-6-9]

## **II-6 Capteurs à cristaux photoniques**

L'application des cristaux photoniques en tant que capteurs constitue un domaine de recherche très prometteur en raison de leur micro-structuration périodique permettant 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 [10].

Récemment, plusieurs travaux de recherches utilisant les cristaux photoniques, en tant qu'élément de détection, ont été entrepris, en raison de leur structure de bande et du confinement de la lumière [10-12].

En exploitant la dépendance des propriétés optiques du cristal photonique aux caractéristiques physiques et géométriques du cristal lui-même, on peut distinguer les types de capteurs suivants [13] :

- Capteur d'indice de réfraction (RI) à base de CPs,
- Capteur à gaz à base de CPs,
- Capteurs opto-mécaniques à base de CPs,
- Capteurs à cristaux photoniques intégrés basés sur un effet non linéaire,
- Capteurs à base de cristaux photoniques à fibres optiques, etc...

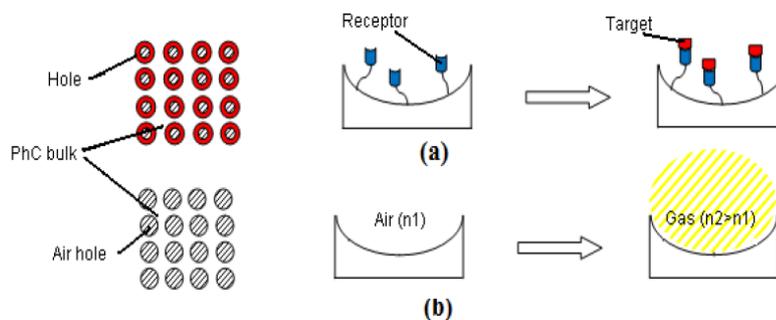
### **II-6.1 Capteurs d'indice de réfraction (RI) à base de CPs**

Les capteurs basés sur l'indice de réfraction représentent la classe la plus diffusée des capteurs de cristaux photoniques, En effet, plusieurs architectures avancées (par exemple, des microcavités intégrées et des configurations interférométriques) utilisent l'indice de réfraction pour la détection.

Les capteurs à cristaux photoniques à base de RI présentent plusieurs avantages tels que l'utilisation minimale de l'échantillon sans marquage par fluorescence, la détection en temps réel, une haute sensibilité et une grande sélectivité [13]. En particulier, le principe de détection consiste à mesurer les variations de RI d'une solution en vrac (par exemple, eau désionisée ( $n_{\text{eau}} = 1.33$  ou air,  $n_{\text{air}} = 1$ ,  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ ) en raison de la présence d'analytes chimiques ou de gaz généralement caractérisés par des indices de réfraction plus élevés.

Les applications en milieu gazeux et aqueux 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 de la molécule et de la protéine (par exemple, la streptavidine l'ADN, l'ARNm) ou la densité volumétrique. Récemment, des capteurs à base de cristaux photoniques avancés convenablement conçus pour la détection d'une seule molécule ont été démontrés pouvant être capables de détecter le nombre de molécules concentré en une solution complexe.

Ces capteurs RI à base de CP peuvent fournir deux méthodes de détection: détection homogène et détection de surface. La détection homogène consiste à mesurer la variation de l'indice de réfraction optique d'une solution aqueuse dans laquelle sont réparties, de façon homogène, les molécules cibles (voir figure II-5(b)). Dans la méthode de détection de surface (voir figure II-5(a)), la surface du microrésonateur est fonctionnalisée, en y accrochant des récepteurs appropriés qui permettent d'immobiliser par des liaisons covalentes les molécules cibles sur la surface [14].



**Figure II-5** : a) Détection de surface b) Détection homogène.

Dans la figure II-5(a), le principe de détection de surface est esquissé, lorsque le dispositif est exposé à un échantillon de produit chimique, les molécules cibles sont immobilisées par des récepteurs sur les surfaces intérieures des trous du capteur. La couche adsorbée caractérisée par une épaisseur ( $t_{\text{ad}}$ ) induit un changement d'indice de réfraction localisé autour de la région du trou. Finalement, une sensibilité de surface ( $S_s$ ) est généralement définie comme suit:

$$S_s = \frac{\partial n_{eff}}{\partial t_{ad}} \quad (\text{II-3})$$

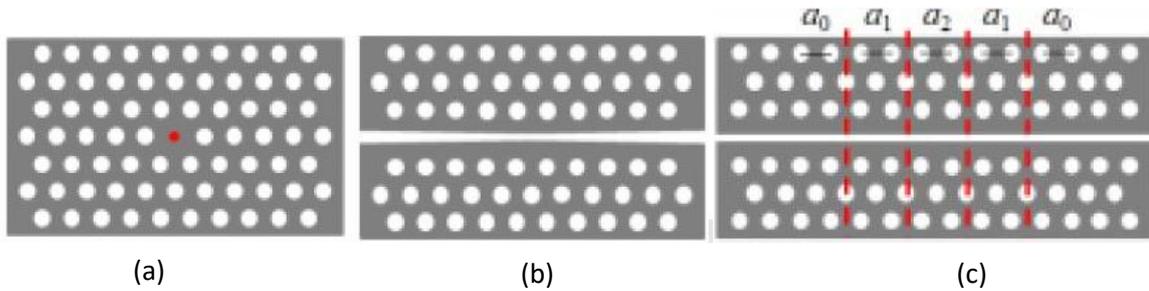
Où  $n_{eff}$  est l'indice effectif du mode optique se propageant dans le dispositif de détection. L'autre mécanisme de détection nommé détection homogène, est schématisé dans la figure II-6(b). Dans ce cas, l'indice effectif du mode optique de propagation change en raison des variations RI induites par des gaz ou des échantillons de liquide correctement concentrés dans le milieu de couverture, où le capteur photonique est exposé. Par conséquent, une sensibilité homogène  $S_h$  peut être définie comme suit :

$$S_h = \frac{\partial n_{eff}}{\partial n_c} \quad (\text{II-4})$$

Où  $n_c$  représente l'indice de réfraction du milieu homogène couvrant la surface

### II-6.1.1 Capteurs RI à base de microcavités résonantes à CPs

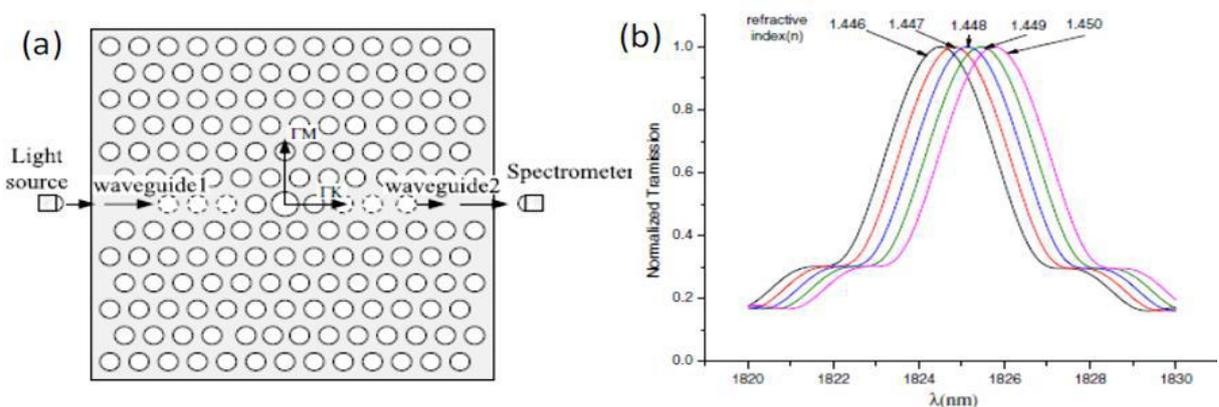
Les microcavités résonantes, sont généralement les plus employées pour la conception des capteurs RI. En 2004, les travaux de E. Chow et al. [15] ont été les premiers à avoir démontré l'influence d'infiltration d'un mélange eau-glycérol sur la variation de RI dans un capteur à base de cavité à CP (figure II.6(a)). Un facteur de qualité d'une valeur de 400 avec une limite de détection de 0.002 RIU (réfractive index unit) ont été obtenus. Par la suite les recherches se sont accentuées proposant des structures de plus en plus optimisées avec des facteurs de qualité et de sensibilité plus élevées et un bruit de mesure minimisé. Dans ce contexte, des chercheurs sont parvenus à proposer une nouvelle architecture de capteur RI à base de CP. Celle-ci consiste en un guide d'onde formé par l'ouverture d'une fente le long du guide. Ce type de structure nommé slot photonic crystal waveguide (SPCW), détient l'avantage de guider et confiner la lumière dans la fente étroite à bas indice de réfraction avec une puissance d'amélioration du champ. En 2009, Di Falco et al. [16] arrivent à démontrer expérimentalement l'obtention d'un facteur de qualité supérieur à 50000 et une sensibilité de 1500 nm/RIU avec une structure couplant une cavité à cristal photonique avec un SPCW (figure II-6(b)). Par la suite, d'autres structures de cavités à slot furent proposées dont celle de C. Caër et al. en 2014 (figure II-6(c)).



**Figure II-6** : Représentation schématique de quelques structures de capteur RI : (a) à base de microcavité résonante, (b) et (c) à base de cavité à fente (slot PCC).

D'autres auteurs comme Wang et al. [17] ont proposé un nouveau capteur à indice de réfraction (RI) ultracompact. Sa technique de détection est basée sur une microcavité insérée entre deux tronçons d'un guide d'ondes dans un cristal photonique à 2D composé de trous d'air dans un réseau triangulaire (figure II-7(a)).

La microcavité est formée en augmentant le rayon du trou central jusqu'à  $0.55a$ . La longueur du guide 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. Avec cette nouvelle structure, une bonne résolution de RI ainsi qu'une meilleure efficacité de transmission sur une plage de mesure de RI plus large sont obtenues. 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 II-7(b)). Les résultats de ces calculs prouvent qu'un changement de RI ambiant de  $\Delta n = 0.001$  est possible, et donne une sensibilité du capteur ( $\Delta\lambda/\Delta n$ ) de  $330 \text{ nm/RIU}$  (paramètre de maille  $a=440 \text{ nm}$ ) [17].

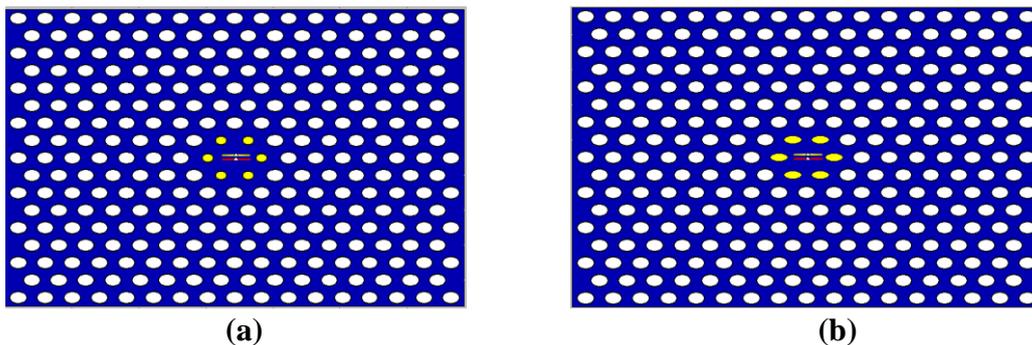


**Figure II-7.** (a) Dispositif d'un capteur à RI basé sur un CP à 2D avec un réseau triangulaire de trous d'air. (b) Spectres de transmission normalisés du capteur montré en (a) avec cinq indices de réfraction différents (variant de  $n = 1.446$  à  $n = 1.450$ ) [17].

La figure II-8 représente le schéma de la structure de base de la microcavité à CP bidimensionnelle (2D) dans des dispositifs en silicium sur isolant SOI (Silicon On Insulator). La couche du dispositif comporte un réseau triangulaire de trous d'air dans une membrane de silicium (Si) d'épaisseur  $0.7a$ . Le paramètre de maille et le rayon des cylindres sont respectivement  $a=500$  nm et  $r=0.32a$ . L'indice de réfraction du silicium est d'environ 3.4 pour une longueur d'onde de  $1.55$   $\mu\text{m}$ . La cavité  $H_1$  est formée par l'omission d'un trou unique dans un cristal photonique planaire à réseau triangulaire suivant la direction  $\Gamma K$ .

L'influence de l'épaisseur de la membrane sur la sensibilité et le facteur de qualité du mode de résonance de la cavité  $H_1$  a été étudiée. Les calculs sont effectués pour étudier la dépendance du facteur de qualité et de la sensibilité avec la forme et la dimension des trous les plus proches de la cavité afin d'obtenir des structures optimales.

Pour l'épaisseur de la membrane de  $0.7a$ , la sensibilité peut atteindre  $322$  nm/RIU (unité réfractive) alors que le facteur de qualité était au-dessus de  $5291$  lorsque l'indice de réfraction est de  $1.54$  [18].



**Figure II-8.** Vue de la microcavité  $H_1$  à cristal photonique : (a) les six trous d'air autour de la cavité sont réduits, (b) les six trous d'air autour de la cavité sont de forme elliptique [18].

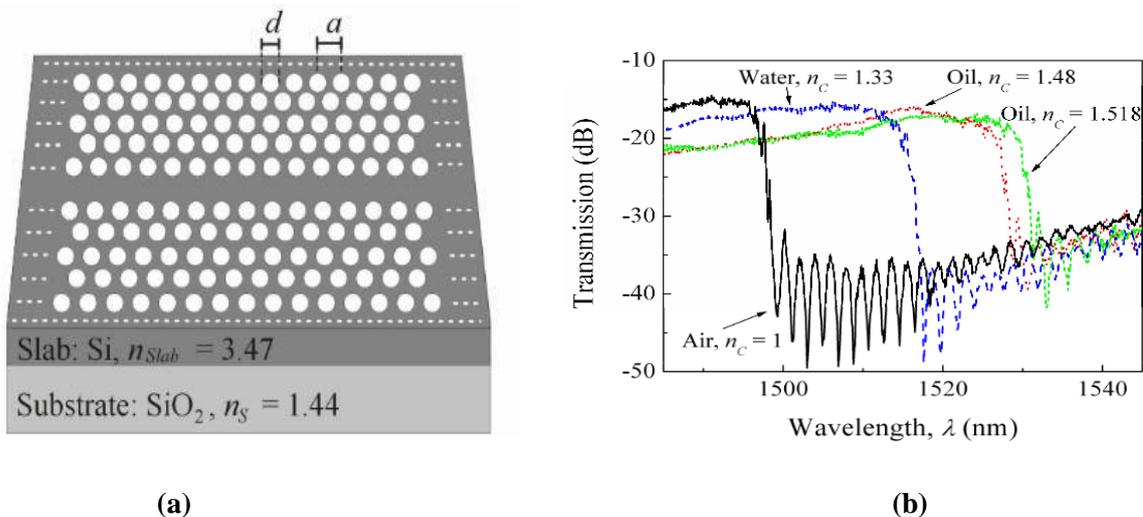
### II-6.1.2 Capteurs RI à base de guides d'ondes à CPs

Les performances des capteurs RI à base de guide d'ondes sont quantifiées en surveillant les changements de la longueur d'onde de coupure ( $\lambda_{\text{cutoff}}$ ) en fonction de l'indice de réfraction. On note que,  $\lambda_{\text{cutoff}}$  décrit la longueur d'onde maximale à laquelle le mode optique peut se propager dans le guide d'ondes à CP. Elle dépend de l'indice de réfraction (RI) du milieu de couverture. Par conséquent, la sensibilité du capteur peut être définie comme le rapport entre les changements de longueur d'onde de coupure et les changements RI de couverture, comme suit [13]:

$$S = \frac{\partial T}{\partial n_c} = \frac{\Delta \lambda_{cutoff}}{\Delta n_c} \quad (\text{II-5})$$

Où T est le spectre de transmission,  $\Delta n_c$  est le changement d'indice de réfraction et  $\Delta \lambda_{cutoff}$  est le changement de longueur d'onde de coupure.

Les capteurs à guide d'ondes sont particulièrement sensibles aux variations de l'indice de réfraction en volume, car le réseau entourant la région de guidage est facilement pénétré par les fluides [19]. Dans ce contexte, l'équipe de Skivesen et al. [20] ont proposé un capteur à base de guide d'ondes pour mesurer l'indice de réfraction et détecter la concentration de la protéine (figure II-9(a)). En infiltrant la région des trous d'air avec de l'eau et des huiles d'indices de réfraction connus, la longueur d'onde de coupure s'est déplacée vers le rouge (redshift), voire vers des longueurs d'onde plus élevées, comme le montre la figure II-9(b). Avec un décalage de longueur d'onde de près de 20 nm, des concentrations autour de 10  $\mu\text{g/ml}$  ont été mesurées avec un bon rapport signal-bruit.



**Figure II-9** Schéma du capteur à guide d'ondes à cristal photonique sur SiO<sub>2</sub> [20].

## II-6.2 Capteur à gaz à base de CPs

La détection de gaz s'appuie également sur la variation d'indice de réfraction RI due à la variation de concentrations de gaz infiltrées ou celle de la pression ambiante [21].

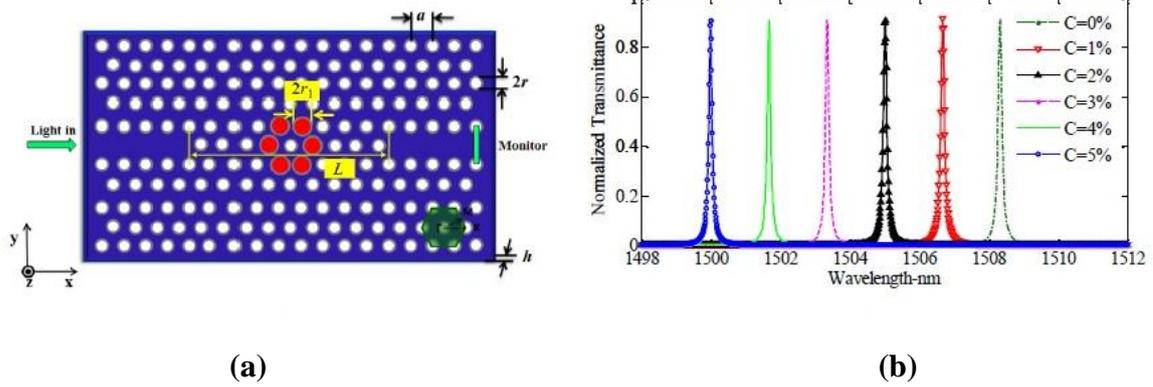
Un premier exemple de ce type de capteur est celui proposé par T. Süner et al. en 2008 [22] pour la détection simultanée de deux types de gaz ayant différentes pressions relatives.

L'hétérostructure proposée avait été créée via une modulation du rayon des trous des deux lignes adjacentes à un guide d'onde, ce qui a abouti à une sensibilité de 80 nm/RIU et un facteur de qualité de 380000. Cette structure pourrait être aussi bien utilisée pour identifier le vide que pour identifier le nitrogène (azote) ou le SF<sub>6</sub>.

En 2010, J. Jágerská et al. [23] avaient encore amélioré la sensibilité de mesure en suggérant une hétérostructure à fente. Une sensibilité de mesure de l'ordre de 510 nm/RIU ainsi qu'une limite de détection supérieure à  $1 \times 10^{-5}$  RIU ont été obtenues pour la mesure de l'hélium, le nitrogène et le dioxyde de carbone. Cependant ce dispositif devait être prudemment optimisé et réglé pour atteindre un très haut facteur de qualité. Finalement il s'est heurté à une difficulté de fabrication. Plus récemment que cela, K. Li et al. [24] sont parvenus à démontrer expérimentalement qu'une série de cavités  $L_n$  à fente pouvait atteindre un facteur de qualité de plus de 30000 et une sensibilité excédant les 421 nm/RIU avec une limite de détection de  $1 \times 10^{-5}$  RIU pour la détection de gaz.

Ces dispositifs à base de cavités à CP via leur simplicité de structure et leur haute tolérance aux procédés de fabrication sont parvenus à bien s'imposer pour des applications en tant que capteur de gaz. Cependant, il est à mentionner qu'étant donné que l'indice de réfraction du gaz cible est toujours petit ( $\sim 1.0$ ) et que la variation de cet indice correspondant au changement de concentration n'excède généralement pas les  $10^{-4}$  RIU, les structures ayant été présentées ne peuvent alors pas être utilisées pour identifier la concentration d'un gaz cible. En plus, et puisque les paramètres environnementaux peuvent aussi résulter en une variation de l'indice de réfraction des trous d'air, ils peuvent apporter au système de mesure beaucoup d'erreurs imprévisibles et peuvent même l'endommager.

Pour remédier à cela, Y. Zhang et al. [25] ont proposé en 2015 un capteur de concentration de gaz à base de cavité à CP infiltrée de cryptophane-E (figure II-10). La variation de concentration du méthane devait changer l'indice de réfraction du cryptophane-E infiltré dans les régions de défauts, ce qui permettrait une précision de mesure de la concentration du méthane. Par conséquent, une limite de détection théorique de 697.35 ppm pouvait être obtenue pour la détection du méthane ce qui prévoit une nouvelle perspective pour les capteurs de gaz à base de cavités à CP.



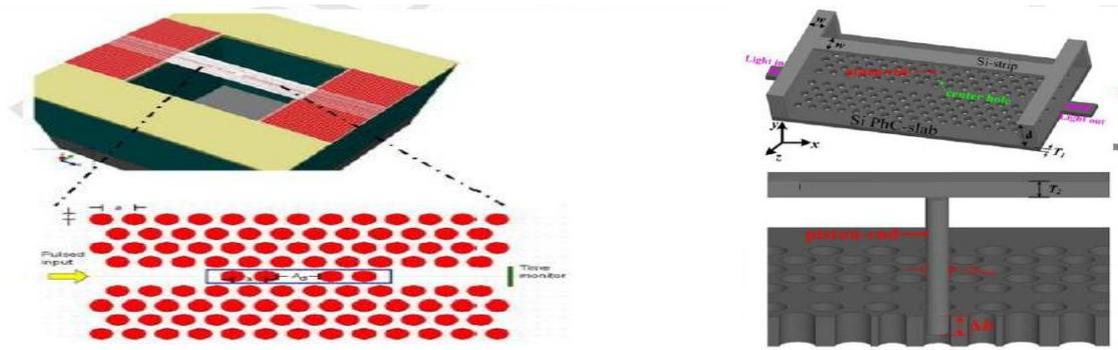
**Figure II-10** : (a) Schéma de structure d'une cavité à CP infiltrée de cryptophane-E et (b) le spectre de transmission correspondant.

Les capteurs de gaz peuvent aussi s'appuyer sur le mécanisme d'absorption optique. Le modèle proposé en 2012 par Thévenaz et al. [26], en est un exemple. Celui-ci sert à la détection de gaz dangereux et d'analytes dans les environnements aqueux. Consistant en un guide d'onde à fente en GaInP de 180 nm d'épaisseur, le capteur était placé dans une chambre à gaz hermétiquement fermée et remplie de gaz d'acétylène à une pression de 50 torr. Sous polarisation TM du capteur, une forte absorption optique a été observée. La formulation de l'expression théorique du coefficient d'absorption avait mis en évidence qu'une corrélation améliorée entre l'intensité du champ électrique et la molécule à détecter améliorerait l'absorption et par conséquent les performances de détection.

### II-6.3 Les capteurs mécaniques

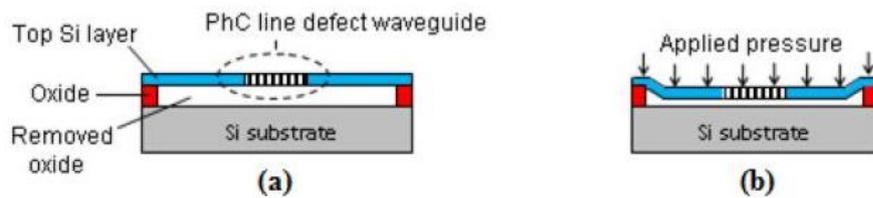
Ce type de capteurs se base sur les effets opto-mécaniques. Les capteurs mécaniques à base de CP sont généralement utilisés pour la mesure de la pression, la force, la déformation ou la torsion.

Le capteur de pression à base de CP a été proposé en premier par T. Stomeo et al. en 2007 [27] avec une structure basée sur une cavité  $H_1$  (figure II-11(a)). Le pic de résonance du mode localisé dans la cavité changeait de position spectrale avec une sensibilité linéaire de 5.82 nm/GPa pour l'intervalle de pression entre 0.25 GPa et 5 GPa. En considérant que la surface d'action effective est de  $1 \text{ mm}^2$ , une limite de détection de force de 0.3 mN pouvait être obtenue.



**Figure II-11** : a) Structure d'une cavité couplée suspendue en pont de silicium (b) structure d'une cavité à piston.

Une autre structure de capteur de pression à base de CP avait été fabriquée et caractérisée par Bakhtazad et al. [28]. Le dispositif était basé sur une ligne de défaut suspendue dans l'air d'un guide d'onde en slab silicium (figure II-12).



**Figure II-12**: (a) Structure du capteur de pression à CP au repos et (b) lors de l'application d'une force

Fabriquée en technologie SOI, la structure comprenait un pont obtenu en enlevant une partie de la couche enterrée d'oxyde d'une épaisseur de 1000 nm. L'épaisseur de la couche de silicium restante était de 320 nm. Sur une matrice hexagonale, la constante de réseau était  $a = 430$  nm et le diamètre des trous  $d = 300$  nm. L'intégration de guide d'onde s'est effectuée par l'omission d'une ligne de trous dans la direction  $\Gamma K$ . Deux tronçons de guide d'ondes ont été placés à l'entrée et à la sortie pour assurer un couplage efficace de lumière. Sous polarisation TM, la structure a montré une bande interdite centrée autour de 1550 nm.

Le principe de fonctionnement du capteur s'appuie sur le changement de profil du champ optique à proximité du matériau entourant causé par l'application de force au-dessus du capteur. Par conséquent les changements du spectre de transmission sont directement liés à l'ampleur de la force appliquée. La sensibilité de ce capteur est définie ainsi :

$$S = \frac{\partial T}{\partial P} = \frac{\partial T}{\partial h} \times \frac{\partial h}{\partial P} \quad (\text{II.6})$$

Où  $T$  représente la transmission optique,  $P$  la force appliquée et  $h$  la hauteur du cristal photonique au-dessus du substrat. La meilleure sensibilité ayant été obtenue était  $S = 0.039$  %/MPa pour une pression uniforme de 1 MPa.

Le problème auquel se confronte ce genre de capteur est que si l'action mécanique est très large, la déformation ou la déflexion de la structure du réseau à CP sera alors très sérieuse. Cela implique que les conditions de résonance (comme la forme du spectre de résonance, le facteur de qualité  $Q$  ou la transmission) vont changer et cela influencera sur les propriétés du capteur (sensibilité, linéarité, limite de détection, stabilité, étendue de mesure etc...) et pourra même causer l'endommagement de celui-ci. Pour résoudre ce problème, des architectures de capteur de pression à libre torsion à base de CP furent proposées en utilisant des structures avec piston (figure II-11(b)). Ces structures avaient réellement amélioré la sensibilité et la limite de détection proposées auparavant et cela dans trois directions et ils offrirent une nouvelle perspective pour les capteurs mécaniques à CP.

## II.7. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les concepts de base liés aux capteurs en général et plus particulièrement aux capteurs optiques. Nous avons aussi présenté le principe de fonctionnement et la conception des capteurs utilisant le changement d'indice de réfraction pour la détection de mesurande (grandeur à mesurer). Par ailleurs, nous avons exposé quelques résultats de simulation de la littérature concernant les différents types de capteurs.

## Références du chapitre II

- [1] Samira Amoudache, « Cristaux photoniques accordables ; application au domaine des capteurs », thèse de doctorat, université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, 2015.
- [2] N. Lagakos, J. H. Cole, J. A. Bucaro, « Microbend fiber-optic sensor », *Appl. Opt.*, vol. 26, n°11, pp. 2171-2180, 1987.
- [3] Y. Zhou, P. K. Rastogi, « Fourier decomposition method for mode characterization in metal-clad fiber with complex index profile », *Opt. Commun.*, vol. 237, pp. 325-332, 2004.
- [4] W. Yunming, D. Jingcao, Z. Mingde, S. Xiaohan, « Theoretical and experimental study on multimode optical fiber grating », *Opt. Commun.*, vol. 250, pp. 54-62, 2005.
- [5] D. Inaudi, S. Vurpillot, S. Lloret, « In-line coherence multiplexing of displacement sensors: a fiber optic extensometer », *Proceedings of SPIE 'Smart Structures and Materials'*, San Diego, USA, 1996.
- [6] R. Suardet, « Physique Ondulatoire », Ed. Tech. & Doc. Lavoisier, 1998.
- [7] V. V. Ivanov, V. A. Markelov, M. A. Novikov, S. S. Ustavshchikov, « Differential low-coherence interferometry for in-situ diagnostics of transparent structures », *Tech. Phys. Lett.*, vol. 30, n°5, pp. 389-391, 2004.
- [8] S.Y. Wu, H.P. Ho, W. C. Law, C. Lin and S.K. Kong, « Highly sensitive differential phase-sensitive

- surface plasmon resonance biosensor based on the Mach–Zehnder configuration », *Opt. Lett.*, Vol. 29, n° 20, pp. 2378-2380, 2004.
- [9] A.-F. Obaton, J. Dubard, « New optical reference standard in the field of biology: Interrogation of microresonator based biosensor with a Phase Sensitive-Optical Low Coherence Interferometer », *Proceedings of SPIE*, vol. 8073, 2011.
- [10] J. Topolancik, P. Bhattacharya, J. Sabarinathan, P. C. Yu, « Fluid detection with photonic crystal-based multichannel waveguides », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, pp1143–1145, 2003.
- [11] T. Stomeo, M. Grande, A. Qualtieri, A. Passaseo, A. Salhi, M. Vittorio. « Fabrication of force sensors based on two-dimensional photonic crystal technology », *Microelectronic Engineering*, Vol. 84, issue 5-8, pp 1450-1453, 2007.
- [12] T.M. Geppert, S.L. Schweizer, J. Schilling, C. Jamois, A.v. Rhein, D. Pergande, R. Glatthaar, P. Hahn, A. Feisst, A. Lambrecht, and R. B. Wehrspohn, « Photonic crystal gas sensors», *Proceedings of SPIE* , Vol. 5511, 2004.
- [13] Benedetto Troia, Antonia Paolicelli, Francesco De Leonardis and Vittorio M. N. Passaro « Photonic Crystals for Optical Sensing: A Review », chapter book, *Advances in Photonic Crystals*, pp242-287, 2013.
- [14] H. Lin, Z. Yi, & J. Hu, « Double resonance 1-D photonic crystal cavities for single molecule mid-infrared photothermal spectroscopy: theory and design », *Opt. Lett.*, 37, n° 8, pp 1304-1306, 2012.
- [15] 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, n° 10, pp 1093, May 2004.
- [16] A. Di Falco, L. O’faolain, and T. F. Krauss. “Chemical sensing in slotted photonic crystal heterostructure cavities”. *Applied physics letters*, vol. 94, no.6, pp. 063503, 2009.
- [17] 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. Commun*, Vol 281, n° 6, pp 1725-1731, 2008.
- [18] A. Benmerkhi, M. Bouchemat and T. Bouchemat, “ Improved sensitivity of the photonic crystal slab biosensors by using elliptical air holes,” *Optik - Int. J. Light Electron Opt.*, Vol.127, n°14, p.5682-5687, March 2016.
- [19] T. Hasek, H. Kurt, D. S. Citrin, and M. Koch. “Photonic crystals for fluid sensing in the subterahertz range”. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, pp. 173508, 2006.
- [20] N. Skivesen, A. Tetu, M. Kristensen, J. Kjems, L. H. Frandsen, and P. I. Borel. “Photonic crystal waveguide biosensor”. *Optics Express*, vol.15, n°.6, pp.3169-3176, 2007.
- [21] Y.- N. Zhang, Y. Zhao, R.-q. Lv, «A Review for Optical Sensors Based on Photonic Crystal Cavities», *Sensors and Actuators: A Physical*, 2015.
- [22] T. Süner, T. Stichel, S.-H. Kwon, T. W. Schlereth, S. Höfling, M. Kamp, and A. Forchel. Photonic crystal cavity based gas sensor. *Applied Physics Letters*, vol.92, n°26, pp261112, 2008.
- [23] Jana Jagerska, Hua Zhang, Zhaolu Diao, Nicolas Le Thomas, and Romuald Houdré. Refractive index sensing with an air-slot photonic crystal nanocavity. *Optics Letters*, vol.35, pp.2523–2525, 2010.
- [24] K. Li, J. Li, Y. Song, et al. , « Ln slot photonic crystal microcavity for refractive index gas sensing», *IEEE Photonics Journal*, 2014.
- [25] Y. Zhang, Y. Zhao, Q. Wang «Measurement of methane concentration with cryptophane Einfiltrated photonic crystal microcavity», *Sensors and Actuators B*, vol. 209, pp431–437, 2015.
- [26] Thévenaz, L.; Dicaire, I.; Chin, S. & De Rossi, A. (2012). Gas Sensing using Material and Structural Slow Light System. *Optical Sensors*, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2012), (June 2012), paper STu2F.1.
- [27] T. Stomeo, M. Grande, A. Qualtieri, A. Passaseo, A. Salhi, M. Vittorio. « Fabrication of force sensors based on two-dimensional photonic crystal technology », *Microelectronic Engineering*, 2007, Vol. 84, n° 5-8, pp 1450-1453, 2007.
- [28] A. Bakhtazad, J. Sabarinathan, J.L. Hutter, "Mechanical Sensitivity Enhancement of Silicon Based Photonic Crystal Micro-Pressure Sensor," *International Symposium on Optomechatronic Technologies (ISOT)*, 978-1-4244-7682-4, pp 1-5, 2010.

# CHAPITRE III

## **Méthodes de simulations numériques**

# Chapitre III

## Méthodes de simulations numériques

### III-1 Introduction

La complexité de la fabrication et de la caractérisation des cristaux photoniques aux fréquences optiques rend coûteuses en temps et argent les études expérimentales systématiques sur des dispositifs à cristaux photoniques. Le développement des méthodes de modélisation numérique précises et rapides reste donc primordial pour l'étude de ces structures. Parmi les modèles théoriques traitant les cristaux photoniques, on distingue deux catégories qui dépendent de la taille finie ou infinie des structures et de leur dimensionnalité (1D, 2D ou 3D).

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 : la méthode des ondes planes (PWE), la méthode des différences finies temporelles (FDTD), la méthode des matrices de transfert, la méthode des matrices de diffraction et la méthode des modes couplés. Parmi toutes ces méthodes, les plus répandues sont la méthode des ondes planes et la méthode FDTD. De plus certains simulateurs ont été conçus pour faciliter cette tâche, parmi eux se trouve FullWAVE et BandSOLVE.

### III-2 Simulateur FullWAVE

Le simulateur FullWAVE est un module de la suite de logiciels développés par l'entreprise RSoft, basé sur la célèbre méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) [1]. Ce logiciel est bien adapté à nos simulations puisqu'il permet la conception de structures photoniques complexes. FullWAVE est idéal pour étudier la propagation de la lumière pour une grande variété de structures photoniques. Il est entièrement intégré dans l'environnement RSoft CAD qui permet à l'utilisateur de définir les propriétés des matériaux et la géométrie de la structure d'un dispositif photonique. FullWAVE peut modéliser avec précision des matériaux diélectriques et magnétiques, aussi bien que les matériaux anisotropes, dispersifs, et non linéaires.

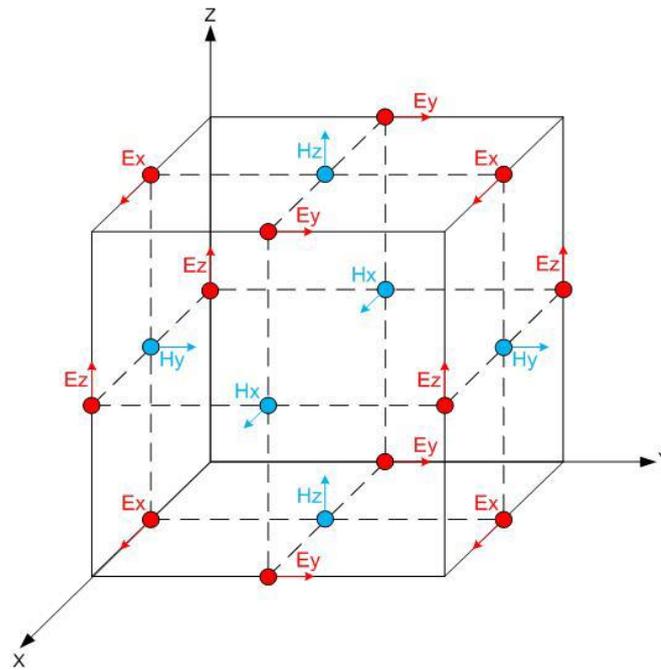
### III-2.1 Méthode des différences finies dans le domaine temporel FDTD

La méthode des différences finies dans le domaine temporel « Finite Difference Time Domain, FDTD » a été initialement proposée par Kane S. Yee en 1966 [2] pour résoudre les problèmes impliquant les équations de Maxwell dans des milieux isotropes avec des conditions aux limites. Il a développé les premiers algorithmes de calcul concernant l'approche temporelle. Ensuite, la méthode FDTD a été appliquée aux cristaux photoniques. Plus tard, en 1975, le schéma de Yee a été généralisé par A. Taflove [3] par l'introduction des termes de conductivités électrique et magnétique autorisant le traitement des pertes. Sa mobilité permet de simuler la plupart des systèmes.

Cette méthode est particulièrement intéressante pour connaître la réponse spectrale d'un système non nécessairement périodique et pour calculer les distributions de champ dans des structures de dimensions finies [4]. La FDTD permet non seulement de calculer les diagrammes de bandes mais aussi de simuler l'évolution temporelle du champ électromagnétique dans les cristaux photoniques, ce qui permet d'avoir des informations sur de nombreuses autres grandeurs comme le vecteur de Poynting ou l'énergie électromagnétique stockée.

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 (figure III.1) permet de surmonter la difficulté due à la dépendance simultanée des champs électrique  $\vec{E}$  et 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.

Un maillage dans l'espace réel est réalisé afin de discrétiser les champs et de pouvoir estimer leurs dérivées. Les champs se propagent dans le temps de proche en proche à partir d'une certaine distribution de départ donnée par l'utilisateur et pendant un certain temps  $T$ . On peut donc observer le régime transitoire du système et voir le régime permanent s'établir. De plus, il est possible de remonter à la réponse temporelle de la structure. En effet, connaissant l'évolution temporelle des champs en tous points du système, le calcul du spectre en ces points peut être effectué par transformée de Fourier. Le spectre d'un point du système sera alors divisé par celui de la source.



**Figure III-1 :** Cellules de Yee à 3 dimensions [5].

Les conditions aux limites constituent un point très important dans cette méthode du fait du traitement presque exclusif de structures finies. Il est possible d'utiliser à la fois des conditions périodiques et des conditions absorbantes sur une même structure. Ceci est intéressant, par exemple, pour la simulation d'un guide à cristal photonique. Parmi les conditions d'absorption aux limites, les plus utilisées sont les conditions de Mur [6] ou de PML (Perfectly Matched Layer) [7]. Cette dernière, basée sur le placement d'un absorbant artificiel sur le bord de la cellule, est définie pour avoir une adaptation d'impédance avec le vide et pour éliminer toute réflexion.

La méthode FDTD présente un grand nombre d'avantages :

### III-2.1.1 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.

- Un code numérique de type FDTD est relativement simple à mettre en œuvre et rapide (le nombre d'opérations arithmétiques mises en œuvre à chaque itération est faible).
- On peut modéliser des structures aux géométries complexes dont les matériaux peuvent être anisotropes ou inhomogènes.
- Le schéma FDTD est explicite en temps : il n'y a pas de système linéaire à résoudre et il demande peu de stockage.
- La méthode FDTD donne la possibilité d'intégrer dans l'algorithme de résolution de nombreuses sources (ondes planes, modes guidés, dipôles oscillants, etc...).

### III-2.1.2 Limitations

- Le schéma de Yee impose une discrétisation en mailles régulières.
- Cette méthode nécessite l'utilisation d'une grille cartésienne ; cela entraîne des difficultés pour faire des raffinements locaux. En particulier, les géométries courbées doivent être approchées par des courbes en escalier. Néanmoins, un certain nombre de solutions plus ou moins satisfaisantes existe déjà.
- Il faut des longueurs d'arêtes entre  $\lambda/16$  et  $\lambda/20$  pour avoir la convergence en maillage.
- Il est difficile de prendre en compte des matériaux dispersifs.
- Les conditions aux limites approchées introduisent une approximation qui peut avoir une influence sur la précision du calcul.
- La FDTD étant un schéma explicite, le pas temporel maximal est relié au pas spatial par une condition de stabilité.
- Le pas de maillage et par conséquent le pas sur le temps sont liés à la plus petite longueur d'onde  $\lambda$  considérée. Un maillage typique aura au moins 10 mailles par longueur d'onde pour garantir une précision acceptable sur la solution. Donc, pour traiter un objet de taille  $100 \lambda$ , il faudra un maillage  $1000 \times 1000 \times 1000$ , soit 6 milliards d'inconnues scalaires, d'où un coût mémoire très important sur de gros maillages.

Le principal inconvénient de la FDTD est qu'elle nécessite de longs temps de calculs et un espace mémoire important, en particulier pour les calculs 3D. C'est pourquoi, nous nous limiterons souvent à des calculs 2D.

### III-2.1.3 FDTD à deux dimensions

La résolution des équations de Maxwell est réalisée dans le domaine temporel, ce qui permet d'appréhender visuellement la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu structuré comme le sont les cristaux photoniques. Ce point rend cette méthode très adaptée pour réaliser de véritables simulations numériques et développer une compréhension intuitive des processus de propagation. En premier lieu, nous allons détailler le principe des différences finies centrées, ensuite nous effectuerons une discrétisation spatiale et temporelle des équations de Maxwell selon l'algorithme de Yee. Nous présenterons également les conditions de stabilité numérique et convergence pour implémenter l'algorithme de la FDTD-2D.

#### III-2.1.3.1 Equations de Maxwell dans l'espace cartésien

La méthode FDTD repose sur une résolution directe des équations de Maxwell sous leur forme différentielle dans le cas où le matériau est isotrope, non dispersif, sans sources et transparent (constante diélectrique purement réelle), ces relations s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \vec{\nabla} \times \vec{E} \\ \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \vec{\nabla} \times \vec{H} \end{array} \right. \dots\dots\dots(III-1)$$

Considérons les équations de Maxwell de (III-1), le système à discrétiser devient alors dans un repère cartésien (Oxyz) :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) & \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) & \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) & \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \end{array} \right. \dots\dots\dots(III-2)$$

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.

On remarque qu'il est donc possible d'effectuer deux regroupements. Dans ce cas, chacun de ces deux regroupements 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. Le système (III-2) devient alors :

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 :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \end{array} \right. \dots\dots\dots(III-3)$$

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 :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \end{array} \right. \dots\dots\dots(III-4)$$

### III-2.1.3.2 Algorithme de Yee

L'idée principale de l'algorithme de la FDTD est de discrétiser les équations (III-3) et (III-4) dans leur forme différentielle et de les remplacer par un jeu d'équations aux différences finies. Il s'agit d'une méthode de numérisation qui permet de passer de l'expression analytique d'une équation à son approximation numérique. Elle s'applique à toute dérivée partielle spatiale ou temporelle, du premier ou du second ordre d'une fonction f(x,y,z,t) (développement en série de Taylor).

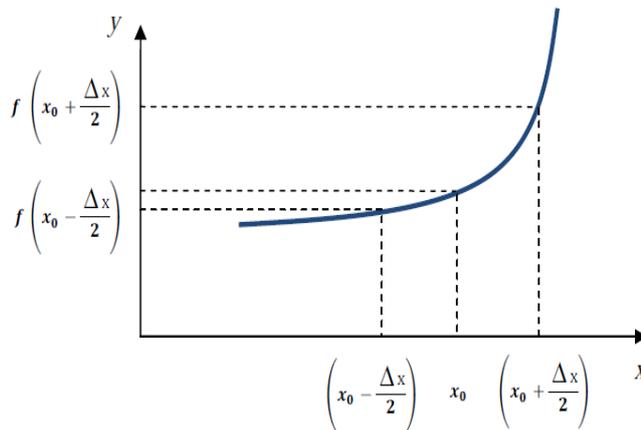
**a) Principe des différences finies centrées**

D'un point de vue numérique, l'utilisation d'expressions programmables passe par la discrétisation des formulations analytiques. Les dérivées spatiales et temporelles des équations de Maxwell peuvent être traitées numériquement par la technique des différences finies. L'approximation des dérivées aux différents points de l'espace discret est réalisée par différenciation des valeurs des nœuds voisins ou point de dérivation.

Considérons une fonction "f" de variable "x", continue et dérivable jusqu'à l'ordre "n", qui peut être développée en série de Taylor de chaque côté du point  $x_0$  comme le montre la figure III-2. Les développements limités en série de Taylor à droite et à gauche de  $x_0$  avec un décalage de  $\mp \frac{\Delta x}{2}$  s'écrivent :

$$f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) = f(x_0) + \frac{\Delta x}{2} f'(x_0) + \frac{1}{2!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^2 f''(x_0) + \frac{1}{3!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^3 f'''(x_0) + \dots \dots \dots \text{(III-5)}$$

$$f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right) = f(x_0) - \frac{\Delta x}{2} f'(x_0) + \frac{1}{2!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^2 f''(x_0) - \frac{1}{3!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^3 f'''(x_0) + \dots \dots \dots \text{(III-6)}$$



**Figure III-2 :** Principe de calcul de la dérivée première de f(x) locale en  $x_0$ .

En utilisant les équations (III-5) et (III-6), limitées à l'ordre 2, la dérivée première de f au point  $x_0$  peut être évaluée de manière centrée à l'ordre 2 comme suit :

$$f'(x_0) = \frac{f(x_0 + \frac{\Delta x}{2}) - f(x_0 - \frac{\Delta x}{2})}{\Delta x} + O(\Delta x^2) \dots\dots\dots(III-7)$$

Le terme  $O(\Delta x^2)$  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 (III-8) et (III-9) sont décrites respectivement ci-dessous :

$$f'(x_0) = \frac{f(x_0 + \frac{\Delta x}{2}) - f(x_0)}{\Delta x} + O(\Delta x) \dots\dots\dots(III-8)$$

$$f'(x_0) = \frac{f(x_0) - f(x_0 - \frac{\Delta x}{2})}{\Delta x} + O(\Delta x) \dots\dots\dots(III-9)$$

On remarque que le terme  $O(\Delta x)$  qui est du premier ordre, est moins précis en comparaison avec celui du deuxième ordre de la dérivée centrée. Par conséquent, on utilisera l'approximation centrée dans notre étude pour discrétiser les dérivées partielles, spatiales et temporelles présentes dans les équations de Maxwell.

En ajoutant les deux expressions (III-5) et (III-6) membre à membre, nous obtenons :

$$f(x_0 + \frac{\Delta x}{2}) + f(x_0 - \frac{\Delta x}{2}) = 2f(x_0) + (\frac{\Delta x}{2})^2 f''(x_0) + O(\Delta x^4) \dots\dots\dots(III-10)$$

Où  $O(\Delta x^4)$  représente l'erreur de discrétisation, elle représente un terme négligeable devant les autres. Alors les opérateurs de dérivée première et deuxième peuvent être exprimés en différences finies selon :

$$f'(x_0) \approx \frac{f(x_0 + \frac{\Delta x}{2}) - f(x_0 - \frac{\Delta x}{2})}{\Delta x} \dots\dots\dots(III-11)$$

$$f''(x_0) \approx \frac{f(x_0 + \frac{\Delta x}{2}) - 2f(x_0) + f(x_0 - \frac{\Delta x}{2})}{(\frac{\Delta x}{2})^2} \dots\dots\dots(III-12)$$

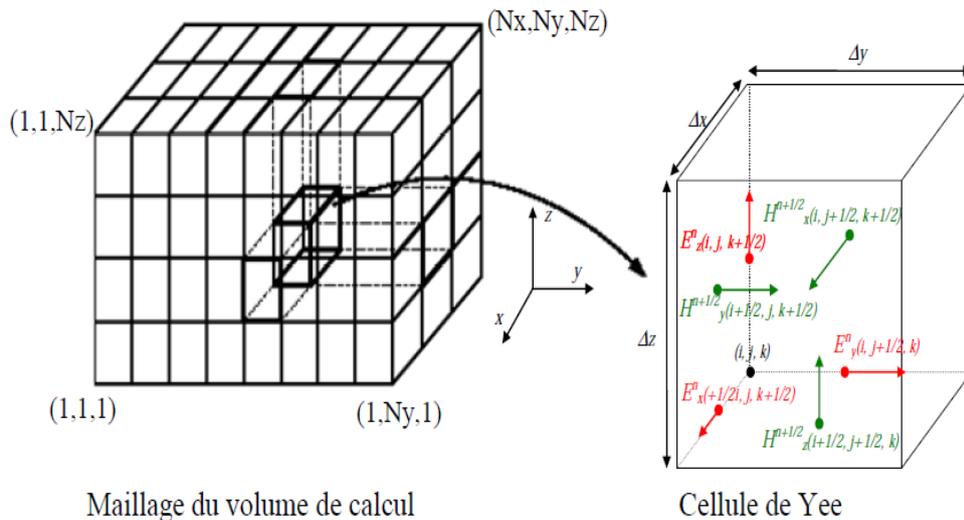
**b) Discrétisation par la méthode des différences finies centrées**

L'expression (III-7) peut être appliquée, par exemple à la première équation du système (III-2), pour approcher à la fois la dérivée temporelle et les dérivées spatiales, en négligeant l'erreur  $O(\Delta x^4)$ .

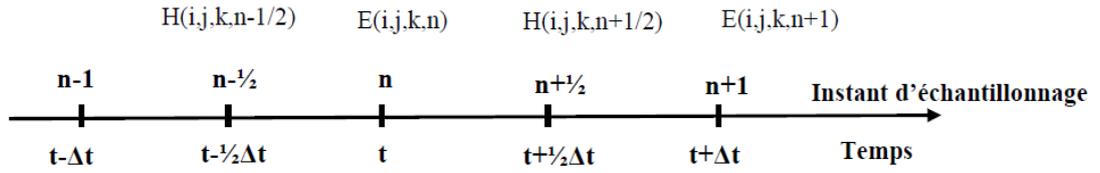
La première équation du système (III-2) est complètement discrétisée et devient :

$$\frac{H_x(x,y,z,t+\frac{\Delta t}{2}) - H_x(x,y,z,t-\frac{\Delta t}{2})}{\Delta t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{E_y(x,y,z+\frac{\Delta z}{2},t) - E_y(x,y,z-\frac{\Delta z}{2},t)}{\Delta z} - \frac{E_z(x,y+\frac{\Delta y}{2},z,t) - E_z(x,y-\frac{\Delta y}{2},z,t)}{\Delta y} \right) \dots \dots \dots (III-13)$$

Où  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  et  $\Delta z$  représentent les pas de maillage spatial, et  $\Delta t$  le pas de maillage temporel. Il apparaît que, spatialement, que la composante  $H_x$  est centrée par rapport à  $E_z$  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 (III-3) ainsi que le maillage temporel présenté sur la figure III-4. 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 [5] (cube de Yee :  $\Delta x = \Delta y = \Delta z$ ), où  $A^n(i, j, k)$  représente la composante du champ  $\vec{A}$  de la cellule  $(i, j, k)$  évaluée à l'instant d'échantillonnage  $n \times \Delta t$ .



**Figure III-3 :** Discrétisation spatiale du volume de calcul à l'aide de la cellule de Yee.



**Figure III-4 :** Discrétisation temporelle.

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

En appliquant la procédure de discrétisation spatiale et temporelle au système d'équations de Maxwell établies en (III-2), nous obtenons le système de (III-14) à (III-19) :

$$H_X^{n+1/2} \left( i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) = H_X^{n-1/2} \left( i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2} \right) - \frac{\Delta t}{\mu} \left( \frac{E_Z^n(i, j+1, k+1/2) - E_Z^n(i, j, k+1/2)}{\Delta y} - \frac{E_Y^n(i, j+1/2, k+1) - E_Y^n(i, j+1/2, k)}{\Delta z} \right) \dots \dots \dots (III-14)$$

$$H_Y^{n+1/2} (i+1/2, j, k+1/2) = H_Y^{n-1/2} (i+1/2, j, k+1/2) - \frac{\Delta t}{\mu} \left( \frac{E_X^n(i+1/2, j, k+1) - E_X^n(i+1/2, j, k)}{\Delta z} - \frac{E_Z^n(i+1, j, k+1/2) - E_Z^n(i, j, k+1/2)}{\Delta x} \right) \dots \dots \dots (III-15)$$

$$H_Z^{n+1/2} \left( i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) = H_Z^{n-1/2} \left( i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}, k \right) - \frac{\Delta t}{\mu} \left( \frac{E_Y^n(i+1, j+1/2, k) - E_Y^n(i, j+1/2, k)}{\Delta x} - \frac{E_X^n(i+1/2, j+1, k) - E_X^n(i+1/2, j, k)}{\Delta y} \right) \dots \dots \dots (III-16)$$

$$E_X^{n+1} (i + 1/2, j, k) = E_X^n (i + 1/2, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left( \frac{H_Z^{n+1/2} (i+1/2, j+1/2, k) - H_Z^{n+1/2} (i+1/2, j-1/2, k)}{\Delta y} - \frac{H_Y^{n+1/2} (i+1/2, j, k+1/2) - H_Y^{n+1/2} (i+1/2, j, k-1/2)}{\Delta z} \right) \dots \dots \dots (III-17)$$

$$E_Y^{n+1}(i, j + 1/2, k) = E_Y^n(i, j + 1/2, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left( \frac{H_X^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2) - H_X^{n+1/2}(i, j+1/2, k-1/2)}{\Delta z} - \frac{H_Z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) - H_Z^{n+1/2}(i-1/2, j+1/2, k)}{\Delta x} \right) \dots \dots \dots (III-18)$$

$$E_Z^{n+1}(i, j, k + 1/2) = E_Z^n(i, j, k + 1/2) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left( \frac{H_Y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) - H_Y^{n+1/2}(i-1/2, j, k+1/2)}{\Delta x} - \frac{H_X^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2) - H_X^{n+1/2}(i, j-1/2, k+1/2)}{\Delta y} \right) \dots \dots \dots (III-19)$$

Le système d'équations (III-14) à (III-19) permet de calculer les composantes des champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  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 nœuds magnétiques et les composantes électriques sont toujours calculées en des points situés au milieu d'une arête, appelés nœuds électriques.

Avec le schéma de discrétisation temporelle (figure III-4), une variation du champ magnétique entraîne une variation du champ électrique, qui à son tour entraîne une variation du 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  $\Delta t$ .

### c) Conditions de stabilité numérique et convergence

La conséquence directe de la discrétisation du domaine de calcul est l'apparition de phénomène de diffraction non physique qui affecte la grille totale de calcul. Ce phénomène dépend de la fréquence, du pas de la discrétisation spatiale et de la direction de propagation. Le pas de la discrétisation spatiale doit être choisi en fonction de la longueur d'onde, de manière à avoir un nombre suffisant de points échantillonnés pour arriver à des valeurs de précision acceptables.

Une précision acceptable sur une large gamme de fréquences aboutit à  $2\lambda_0$  en choisissant un pas de discrétisation convenable dans l'algorithme de calcul FDTD.

Une condition de stabilité intrinsèque de l'algorithme de Yee peut être réalisée si les pas temporel et spatial vérifient la relation suivante :

$$c\Delta t < \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2}}} \dots \dots \dots (III-20)$$

"c" est la vitesse de la lumière.

Dans le cas particulier où  $\Delta x = \Delta y = \Delta$ , alors la condition (III-20) sera plus simple et devient :

$$\Delta t < \frac{\Delta}{c\sqrt{2}} \dots \dots \dots (III-21)$$

Intuitivement cette condition peut être expliquée de la manière suivante. Le pas temporel doit être choisi de manière à décrire la propagation de l'onde d'un point à un autre le plus proche, distant optiquement de  $\Delta$ .

Le nombre d'itérations qui décrit le temps de propagation dépend du pas spatial. Il devient très grand si le pas choisi est plus fin, ce qui implique un temps de calcul élevé. Pour une structure 2D en mode TM, diviser par deux le pas spatial  $\Delta x = \Delta y = \Delta$ , induit un temps de calcul 16 fois plus grand.

### III-2-2 Mise en œuvre de FullWAVE (FDTD)

Pour exploiter l'application FDTD utilisée dans FullWAVE, les paramètres à la fois physiques et numériques sont nécessaires. Cette section décrit la définition de ces paramètres :

#### III-2-2-1 Paramètres physiques

Deux paramètres physiques sont nécessaires pour effectuer une simulation FullWAVE :

- Les paramètres du matériau qui sont la permittivité relative  $\epsilon(r, \omega)$  et la perméabilité relative  $\mu(r, \omega)$  en fonction de l'espace et de la fréquence.
- L'excitation du champ électromagnétique.

- **Paramètres du matériau**

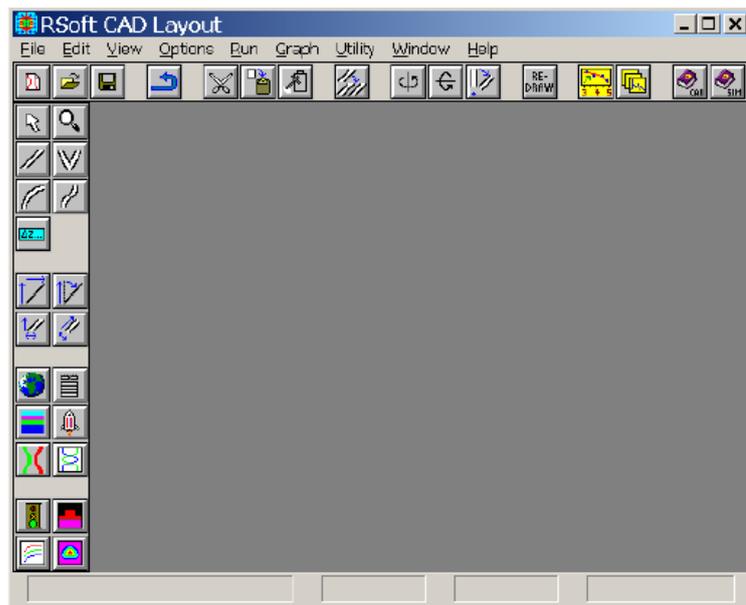
Pour utiliser l'algorithme FDTD afin d'étudier la propagation des champs de lumière dans une structure, les paramètres du matériau doivent être spécifiés. FullWAVE utilise les formules suivantes pour spécifier les propriétés du matériau d'un guide d'onde :

$$\left\{ \begin{array}{l} D = \epsilon_0 E + P \\ B = \mu_0 H + M \end{array} \right. \dots\dots\dots (III-22)$$

B le champ d'induction magnétique et H le champ magnétique

Où P et M sont la polarisation et la magnétisation qui peuvent être, dispersives, non-linéaires ou anisotropes. Ces informations sont spécifiées à travers l'utilisation de l'interface CAD (figure III-5).

Le RSoft CAD est le programme de base de RSoft Photonics Suite, il agit en tant que programme de commande pour les modules de simulation RSoft comme FullWAVE et BandSOLVE. Il est utilisé pour définir la contribution la plus importante requise par ces modules de simulation: les propriétés des matériaux et la géométrie structurale d'un dispositif photonique. L'utilisateur doit d'abord concevoir une structure dans l'interface CAD et ensuite utiliser un ou plusieurs modules de simulation pour modéliser les différents aspects de la performance du modèle.



**Figure III-5 :** La fenêtre RSoft CAD, montrant la barre de menus en haut, les barres d'outils en haut et à gauche, et la barre d'état en bas.

- **L'excitation du champ électromagnétique**

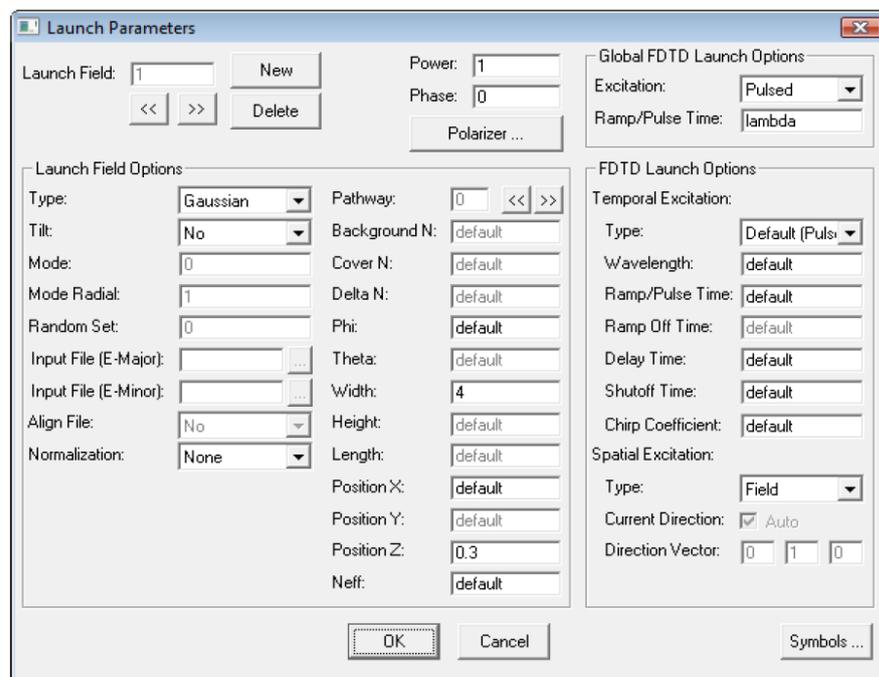
Afin d'effectuer une simulation, un état de lancement initial  $\phi_L$  au temps ( $t = 0$ ) est nécessaire, ainsi qu'une fonction d'entraînement en temps. Il s'agit d'une excitation à la fois spatiale et temporelle, comme :

$$\phi_L(r,t)=f(r_0)g(t) \dots\dots\dots(III-23)$$

Où  $f(r_0)$  est l'excitation spatiale au niveau du plan de lancement et  $g(t)$  est l'excitation temporelle.

Un élément clé d'une simulation FullWAVE est le champ exciteur (launch field) de la structure. L'excitation doit être choisie pour correspondre au type de résultats de simulation requis. Par exemple, une excitation CW doit être utilisée lorsque le fonctionnement en régime permanent d'une structure est souhaité, et un signal pulsé peut être envisagé lorsque les caractéristiques spectrales d'une structure sont nécessaires.

Le champ exciteur est défini via une boîte de dialogue des paramètres de lancement, (figure III-6), auxquels on peut accéder par l'intermédiaire du bouton Edit Launch Field dans l'interface CAD.



**Figure III-6 :** La boîte de dialogue des Paramètres du champ exciteur (launch field ) qui sélectionne à la fois le type et les caractéristiques du champ optique dans le circuit pour la simulation.

### III-2.2.2 Paramètres numériques

En outre, l'algorithme de résolution nécessite une entrée supplémentaire sous la forme de paramètres de simulation numériques telles que :

- Le domaine de calcul fini
- Les conditions aux limites
- Le pas spatial
- Le pas temporel.

Le logiciel tente d'estimer les valeurs appropriées pour ces paramètres, mais permet à l'utilisateur de les remplacer.

Ces paramètres sont :

- **Le domaine de calcul**

Le choix du domaine de calcul doit inclure la portion de la structure à simuler.

- **Les 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 capacité 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.

Les conditions aux limites sur les bords spatiaux du domaine de calcul doivent être soigneusement examinées. Plusieurs simulateurs utilisent les conditions aux limites d'absorption qui éliminent toute énergie se propageant vers l'extérieur et qui empiètent sur les limites du domaine. L'une des conditions les plus efficaces est la PML (perfectly matched layer) [7].

- **La grille spatiale et temporelle**

FullWAVE supporte à la fois une grille spatiale uniforme et non uniforme. Afin de produire une simulation précise, la grille spatiale doit être assez petite pour simuler le plus petit élément du champ. Généralement, cela est dicté par la longueur d'onde dans le matériau, mais, dans certains cas, il peut être imposé par la géométrie du dispositif photonique. La taille de la grille doit être inférieure à  $\lambda/10$  où  $\lambda$  n'est pas la longueur d'onde dans l'espace libre, mais

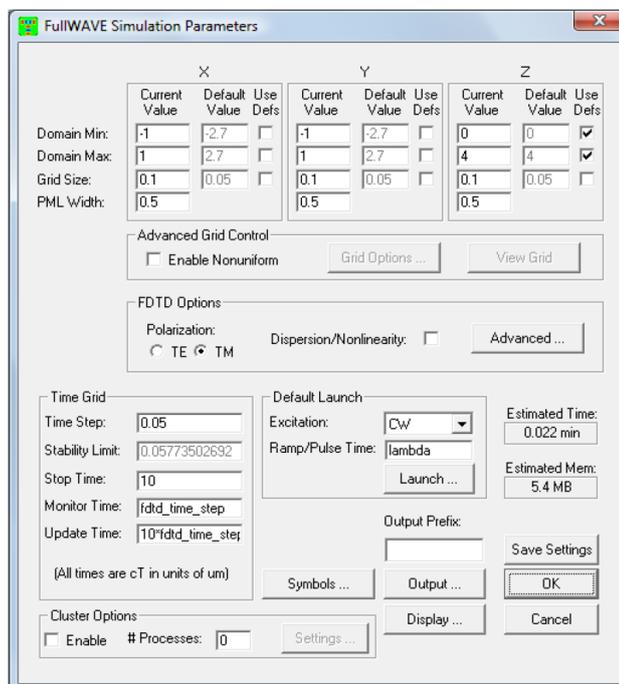
plutôt la longueur d'onde du matériau. FullWAVE fournira un choix intelligent pour ces paramètres, mais l'utilisateur est vivement encouragé à affiner les tailles de la grille afin de produire une simulation efficace et précise. Puisque l'algorithme FDTD est basé sur le domaine temporel, FullWAVE a plusieurs paramètres dans ce domaine. Pour obtenir une simulation stable, il faut respecter la condition courante qui concerne la taille du pas spatial et temporel :

$$c\Delta t < \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}\right)}} \dots\dots\dots(III-24)$$

Cette condition change légèrement pour les simulations dispersives, et ainsi il peut être nécessaire de définir dans ce cas un intervalle de temps plus faible.

- **Établissement des paramètres de simulation**

La boîte de dialogue des paramètres de simulation FullWAVE est indiquée sur la figure III-7. Cette boîte permet d'accéder à la base des paramètres nécessaires pour une simulation numérique et le bon contrôle d'autres aspects importants à la simulation.



**Figure III-7 :** La fenêtre des paramètres de simulation FullWAVE où les paramètres de base de simulations numériques sont entrés.

### III-3 Simulateur BandSOLVE

Tous les diagrammes de bandes de notre étude ont été calculés en utilisant le logiciel « BandSOLVE » de la même suite de logiciels que « FullWAVE », c'est à dire celle de RSoft. « BandSOLVE » est un logiciel de simulation qui permet de générer et d'analyser les diagrammes de bandes photoniques. Le calcul des diagrammes est basé sur une méthode de décomposition des champs électromagnétiques en ondes planes pour les structures périodiques. Les structures dont nous voulons calculer les diagrammes de bandes sont toutes des structures qui se répètent périodiquement [8].

La boîte de dialogue de simulation BandSOLVE est la suivante (figure III-8).

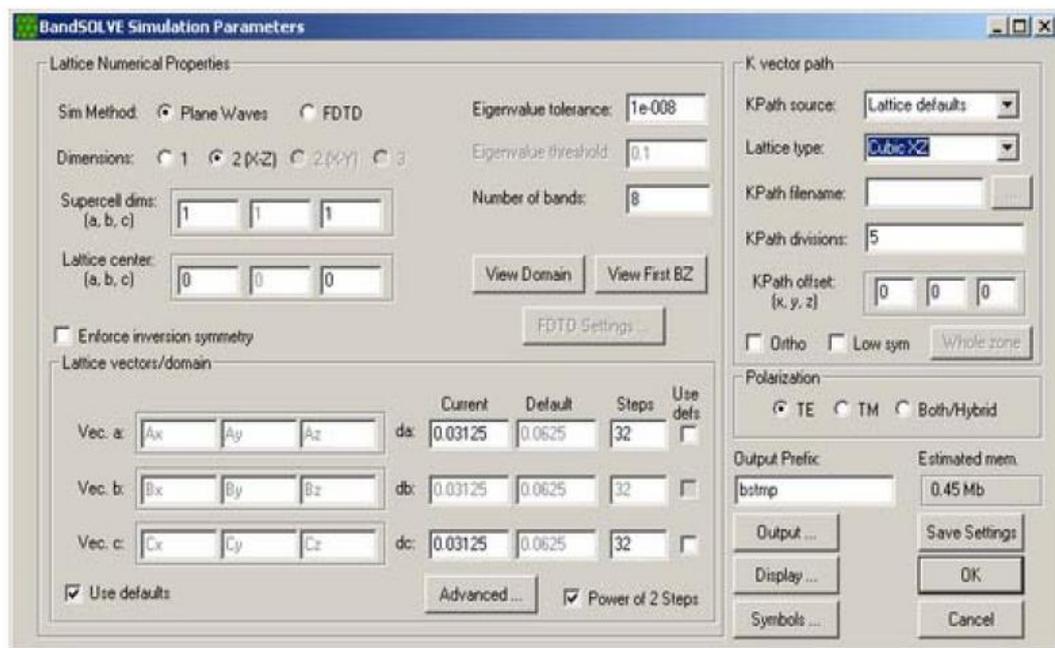
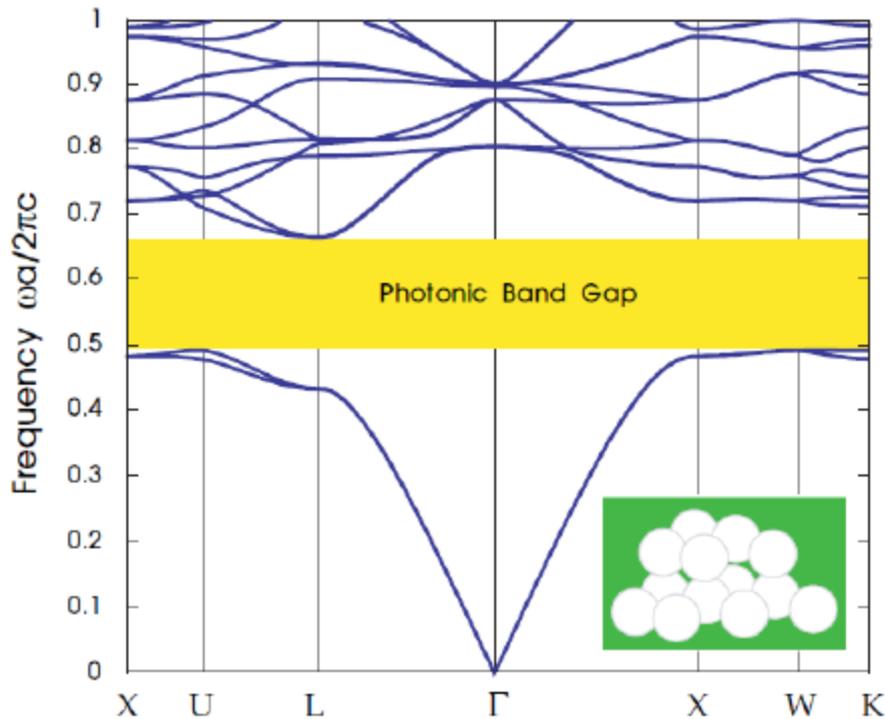


Figure III-8 : La fenêtre de simulation BandSOLVE.

#### III-3.1 La méthode des ondes planes

La méthode de décomposition en ondes planes PWE (Plane Wave Expansion) s'est imposée comme l'un des outils de modélisation privilégié des cristaux photoniques [9-11], par ailleurs, parmi les premiers formalismes à avoir été employés afin de mettre théoriquement en évidence l'existence de bandes interdites photoniques (figure III-9). C'est une méthode de résolution dans le domaine fréquentiel des équations de Maxwell. Elle est basée sur la décomposition en ondes planes du problème électromagnétique. Cette méthode est

essentiellement utilisée pour analyser les propriétés dispersives des matériaux à bandes interdites photoniques et permet de déterminer la fréquence, la polarisation, la symétrie et la distribution du champ pour les modes d'une structure photonique [12].



**Figure III-9** : Exemple d'un diagramme de dispersion pour un cristal photonique tridimensionnel.

La technique PWE consiste à résoudre, dans l'espace fréquentiel, l'équation d'onde linéaire en développant le champ électromagnétique sur une base d'ondes planes. La méthode de décomposition en ondes planes est très efficace pour calculer les diagrammes de bandes des cristaux photoniques parfaitement périodiques.

Comme  $\varepsilon(\vec{r})$  est périodique,  $\vec{E}(\vec{r})$  et  $\vec{H}(\vec{r})$  satisfont le théorème de Bloch et peuvent être décomposées sous la forme :  $\vec{H}(\vec{r}) = v_{\vec{k}}(\vec{r})e^{i\vec{k}\vec{r}}$  et  $\vec{E}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r})e^{i\vec{k}\vec{r}}$ , où les fonctions  $u_{\vec{k}}(\vec{r})$  et  $v_{\vec{k}}(\vec{r})$  possèdent toutes les périodicités du milieu. Alors, il est possible de développer  $\varepsilon(\vec{r})$ ,  $u_{\vec{k}}(\vec{r})$  et  $v_{\vec{k}}(\vec{r})$  en séries de Fourier :

$$\varepsilon(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \varepsilon_r(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G}\vec{r}} \dots\dots\dots(\text{III-25})$$

$$\vec{E}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r})e^{i\vec{k}\vec{r}} = \left( \sum_{\vec{G}} u_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{i\vec{G}\vec{r}} \right) \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}} = \sum_{\vec{G}} u_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{i(\vec{G}+\vec{k})\vec{r}} \dots\dots\dots(\text{III-26})$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = v_{\vec{k}}(\vec{r})e^{i\vec{k}\vec{r}} = \left( \sum_{\vec{G}} v_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{i\vec{G}\vec{r}} \right) \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}} = \sum_{\vec{G}} v_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{i(\vec{G}+\vec{k})\vec{r}} \dots\dots\dots(\text{III-27})$$

Où  $\vec{G}$  est un vecteur du réseau réciproque et  $\varepsilon_r(\vec{G})$ ,  $u_{\vec{k}}(\vec{G})$  et  $v_{\vec{k}}(\vec{G})$  sont les composantes dans l'espace réciproque. On peut déterminer ces composantes par une intégrale de Fourier. En utilisant l'équation (III-28), le champ électrique devient (équation (III-29)):

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r})) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}(\vec{r}) \dots\dots\dots(\text{III-28})$$

$$(\vec{G} + \vec{k}) \times ((\vec{G} + \vec{k}) \times u_{\vec{k}}(\vec{G})) = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\vec{G}} \varepsilon_r(\vec{G} - \vec{G}') u_{\vec{k}}(\vec{G}') \dots\dots\dots(\text{III-29})$$

C'est un système linéaire de dimension infinie, en effet il existe une infinité de solutions pour le vecteur  $\vec{G}$  du réseau réciproque, mais les vecteurs de grande amplitude ont un poids faible dans le calcul des bandes de faible ordre, ce qui permet de limiter les développements en séries à N ondes planes. Alors, en considérant les trois dimensions de l'espace, le système est de dimension 3N. La diagonalisation, qui doit être effectuée pour chaque valeur de  $\vec{k}$ , permet alors de déterminer les valeurs propres  $\omega_i(\vec{k})$  (i servant à numéroter les valeurs propres).

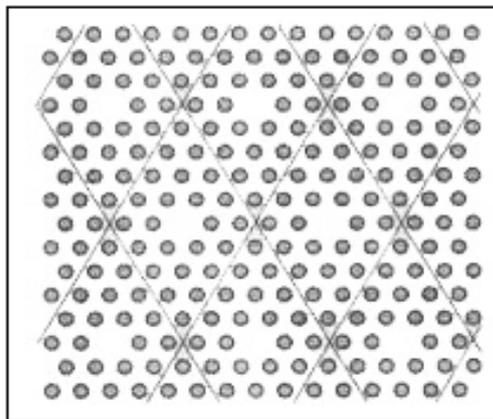
En pratique, les valeurs de  $\vec{k}$  sont limitées à certaines directions de symétrie de la première zone de Brillouin ce qui permet d'obtenir les courbes de dispersion du cristal photonique regroupées dans un diagramme appelé le diagramme de bande du cristal.

De manière générale, quand les vecteurs  $\vec{k}$  décrivent la première zone de Brillouin, les fréquences  $\omega_i(\vec{k})$  recouvrent continûment le spectre d'énergie. Cependant, dans certains cas, il existe des domaines d'énergie dans lesquels aucun mode  $\omega_i(\vec{k})$  n'est accessible : ce sont les bandes interdites photoniques BIP.

### III-3.2 Structure de bandes d'un cristal photonique avec défaut

La PWE peut être adaptée pour étudier certaines structures non périodiques comme les guides d'onde ou les cavités grâce à la technique des supercellules [13] ; toutefois pour assurer une convergence des calculs, cette méthode nécessite un nombre important d'ondes planes, ce qui va induire un temps de calcul élevé et limiter cette méthode. Lorsqu'un défaut est introduit dans la périodicité d'un cristal photonique possédant une bande interdite, de nouveaux modes permis pour le champ électromagnétique peuvent apparaître pour des fréquences se trouvant dans le gap photonique. Le calcul de la structure de bandes de ces objets permettrait de connaître la position et la dispersion de ces modes [14-15].

Dès que des défauts sont introduits, la périodicité des structures est rompue et la méthode du développement en ondes planes ne peut plus s'appliquer. Pour utiliser cette méthode, une nouvelle périodicité peut être introduite artificiellement : le défaut est placé au centre d'une cellule de base comprenant plusieurs rangées du réseau d'origine que l'on appelle «supercellule». Cette dernière est ensuite répétée suivant les directions du réseau de base pour donner naissance à un nouveau réseau parfaitement périodique (figure III-10).



**Figure III-10 :** Exemple de supercellule applicable au calcul du diagramme de bandes du cristal hexagonal avec défaut ponctuel [16].

La méthode de la supercellule n'est justifiée que si la distance entre les défauts périodiques ainsi introduits est suffisamment importante pour que les défauts ne se couplent pas entre eux. Typiquement, pour un cristal réalisé dans un matériau diélectrique de permittivité relative voisine de 10, la méthode de la supercellule s'applique dans de bonnes conditions dès lors que la distance entre défauts est supérieure ou égale à 4 périodes du cristal d'origine [16].

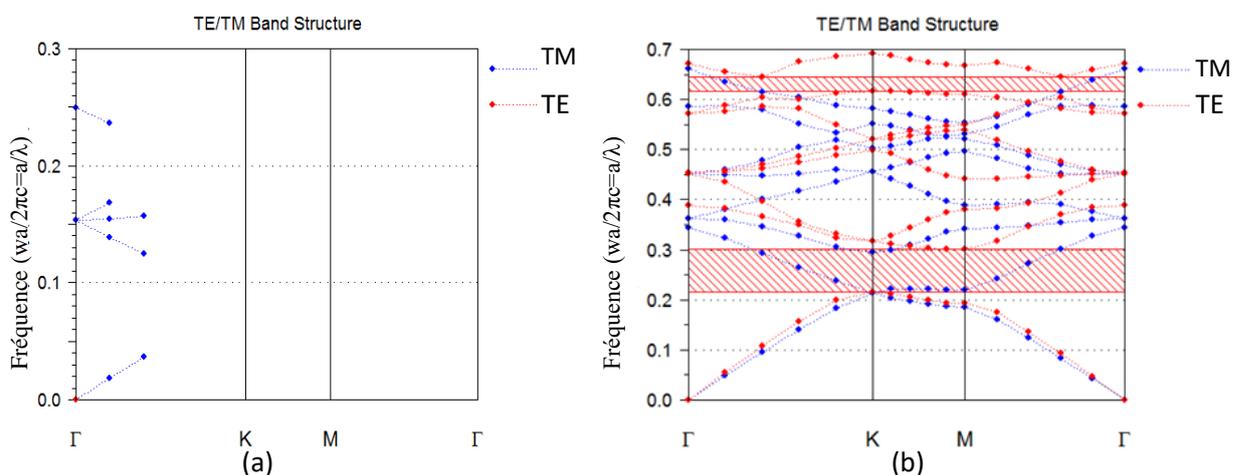
### III-3.3 Exemple de calcul

Dans le cas d'un cristal photonique à 2 dimensions dont le motif de base est défini par les paramètres suivants :  $n = 3.42$ ,  $a = 0.37 \mu\text{m}$  et  $r = 0.12 \mu\text{m}$ .

En appuyant sur le bouton OK en bas à droite de la boîte de dialogue. L'interface va lancer la simulation BandSOLVE, et une nouvelle fenêtre apparaîtra, elle contient les débuts d'un schéma de structure de bande (figure III-11(a)). La simulation se poursuit, les bandes s'étendent à travers le terrain. En quelques instants, la simulation est terminée et la fenêtre BandSOLVE devrait ressembler à la figure III-11(b).

La figure III-11 présente le diagramme de bande calculé pour un réseau triangulaire de trous d'air de permittivité ( $\epsilon=11.69$ ) dans l'air ( $\epsilon=1$ ), les polarisations se distinguent par des traits différents. L'un des principaux résultats de cette figure concerne la différence de comportement entre les polarisations TM (Transverse magnétique : le vecteur champ électrique (E) est parallèle à l'axe des trous (cylindres)) et TE (transverse électrique : le vecteur champ magnétique (H) est parallèle à l'axe des trous).

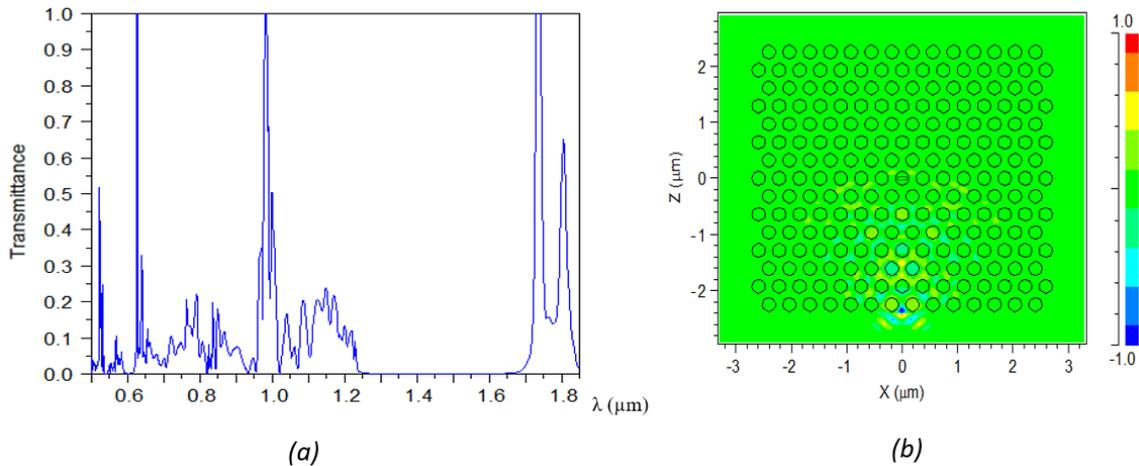
Les bandes interdites en polarisation TE sont, en effet, nettement plus larges. Par contre pour les modes TM il n'y en a pas. Par conséquent, il n'y a pas de bande interdite complète pour ce réseau triangulaire.



**Figure III-11 :** Diagramme de bandes d'un cristal photonique 2D dans Si. Le motif correspond aux paramètres suivants :  $n = 3.42$ ,  $a = 0.37 \mu\text{m}$  et  $r = 0.12 \mu\text{m}$ .

Les résultats de simulation présentent une large bande du spectre ( $1230\text{nm} < \lambda < 1720\text{nm}$ ) pour le mode TE (figure III-12(a)). Dans cette gamme de transmission, un creux très net de transmission apparaît aux alentours de  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  ou de  $a/\lambda = 0.246$ , en très bonne correspondance

avec la bande interdite photonique sur la figure III-11. De même la méthode FDTD (simulateur FullWAVE) utilisée pour calculer le champ localisé dans le cristal photonique (figure III-12(b)) confirme l'interdiction de tout mode propagatif dans le cristal à  $\lambda=1.5 \mu\text{m}$  situé dans la bande interdite photonique couvrant largement la gamme d'émission dans le substrat de Silicium.



**Figure III-12 :** présentation du spectre (a) et du champ local à  $1.5 \mu\text{m}$  (b) obtenus par simulation du cristal en mode TE dans la direction  $\Gamma\text{K}$  d'un réseau triangulaire de trous d'air  $r/a=0.32$  dans Si.

### III-4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté un outil puissant et diversifié (FDTD et PWE), 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.

Ces techniques de modélisation simples conviennent très bien à la modélisation de structures fortement diffractives de dimensions de l'ordre de la longueur d'onde. L'introduction de conditions aux limites de différents types permet de réaliser des études propagatives mais aussi modales. Ces méthodes seront largement utilisées dans la suite de ce travail qui repose sur l'étude des guides et des capteurs (senseurs) à cristaux photoniques bidimensionnels.

### Références du chapitre III

- [1] RSoft Design Group, Inc, “FullWAVE 6.1 User Guide”, license 16847214, 1999-2008.
- [2] S. K. Yee, Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell’s equations in isotropic media. IEEE Trans. Antennas and propagation, Vol. 14, pp 302- 307, (1966).
- [3] Taflove, A. and S.C. Hagness, Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method. 2000: Artech House, Boston.
- [4] C. T. Chan, Q. L. Yu et K. M. Ho, Order N spectral method for electromagnetic waves, Physical Review B 51, p. 16635 (1995).
- [5] K. S. Yee : Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell’s equations in isotropic media. IEE Transactions on Antennas and Propagation, 14(3):302– 307, 1966.
- [6] G. Mur, Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic field equations, IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility 23, p. 377 (1981).
- [7] J.P. Berenger, A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves, Journal of Computational Physics 114, p. 185 (1994).
- [8] RSoft Design Group, Inc, “BandSOLVE 4.1 User Guide”, license 16847214, 1999-2008.
- [9] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis, Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures, Phys. Rev. Lett., vol. 65, no. 25, pp. 31523155, 1990.
- [10] M. Plihal and A. A. Maradudin, Photonic band structure of twodimensional systems: The triangular lattice, Phys. Rev. B, vol. 44, no. 16, pp. 85658571, 1991.
- [11] P. R. Villeneuve and M. Piché, Photoinc band gaps in twodimensional square and hexagonal lattices, Phys. Rev. B, vol. 46, no. 8, pp. 49694972, 1992.
- [12] S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, et L. A. Kolodziejski, Guided modes in photonic crystal slabs, Phys. Rev. B, vol. 60, pp. 5751-5758, 1999.
- [13] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, and J.D. Joannopoulos, Existence of a photonic band gap in two dimensions, Appl. Phys. Lett., vol. 61, no. 4, pp. 495497,1992.
- [14] H. S. Sözüer and J. W. Haus, Photonic bands: Convergence problems with the planewave method, Phys. Rev. B, vol. 45, no. 24, pp. 1396213972, 1992.
- [15] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, Photonic Crystals: The Road from Theory to Practice. Boston, MA: Kluwer Academic Publishers, 2002.
- [16] Jean-Michel LOURTIOZ, «Cristaux photoniques et « gaps » de photons - Aspects fondamentaux », Techniques de l’Ingénieur, AF 3 710, 07/2004

# CHAPITRE IV

## **Résultats et interprétations**

# Chapitre IV

## Résultats et interprétations

### IV-1 Introduction

L'étude de matériaux et dispositifs à bandes interdites photoniques a débuté en laboratoire en 1997[1], avec l'objectif de modéliser et caractériser les propriétés optiques de ces structures. Suivant les variations de l'indice de réfraction et de la période dans l'espace, les cristaux photoniques (CPs) peuvent être classés en tant qu'unidimensionnel (1D), bidimensionnel (2D) et tridimensionnel (3D). Ces derniers ont été intensivement exploités en tant que guides, cavités, fibres optiques, dispositifs photovoltaïques et miroirs de Bragg [2-3-4-5].

Depuis une dizaine d'années, les études menées sur l'utilisation des cristaux photoniques en tant que capteurs à lecture optique, ont ouvert de nombreuses perspectives dans le domaine de la médecine.

Des cristaux photoniques unidimensionnels ont été étudiés pour une variété d'applications de détection à indice de réfraction. Une nouvelle conception basée sur un cristal photonique 2D avec une structure triangulaire a été exploitée pour la détection optofluidique avec une sensibilité ( $\Delta\lambda/\Delta n$ ) de 636 nm/RIU (réfractive index unit) [6]. Un autre modèle de biocapteur basé sur des guides, incorporés avec des microcavités a conduit à une sensibilité de 425 nm/RIU avec une limite de détection de 0.001 RIU [7-8].

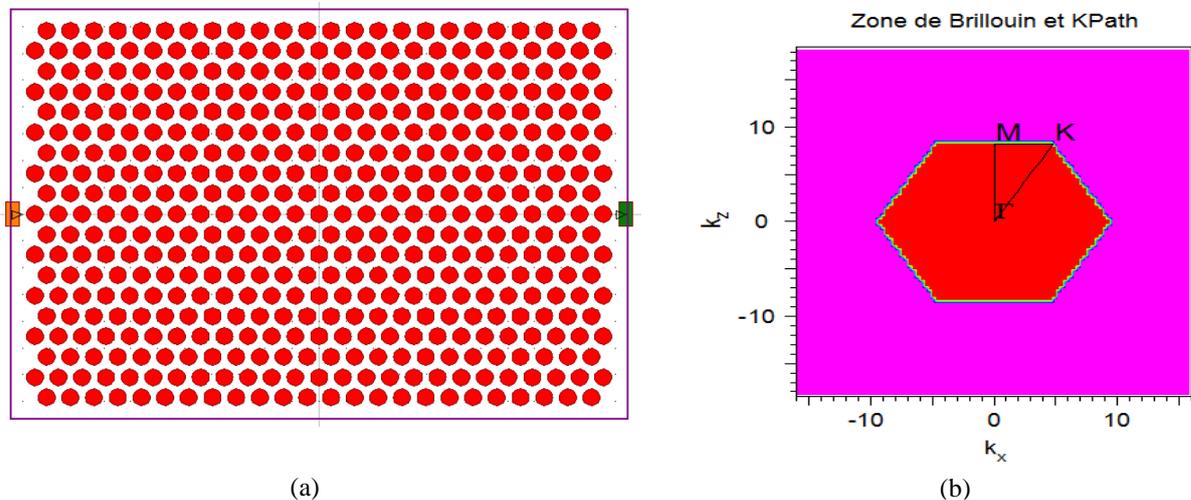
Dans cette thèse, nous proposons un nouveau principe de conception de capteurs à indice de réfraction (RI) en cristal photonique (CP) à deux dimensions, présentant simultanément une transmission et une sensibilité élevées. Ce capteur est constitué de deux coupleurs, un guide d'ondes composé de deux tronçons et une microcavité obtenue en modifiant le rayon d'un trou d'air au centre de la structure du CP. Le réseau de trous d'air est hexagonal dans une membrane de silicium. La microcavité est séparée de l'entrée et de la sortie du guide par de nombreux trous du CP. On montre qu'en injectant un analyte tel qu'un gaz ou un liquide dans un trou de détection, et donc en changeant son indice de réfraction, un décalage dans la longueur d'onde de résonance peut se produire. Ainsi pour effectuer les simulations, nous avons utilisé deux logiciels de Rsoft CAD, dont le premier est nommé BandSOLVE qui est basé sur la méthode des ondes planes (PWE), et l'autre nommé FullWAVE, basé sur la méthode temporelle des différences finies (FDTD).

## IV-2 Description de la structure étudiée

Dans notre étude, nous nous sommes focalisés sur les cristaux photoniques membranaires utilisant un réseau de trous d'air percés dans une membrane de matériau semi-conducteur.

Ce type de dispositif membranaire est très fréquemment étudié car il peut être suspendu dans l'air afin d'assurer un fort confinement vertical comme nous l'avons précisé. En se basant sur le cas bidimensionnel tel qu'il a été exposé précédemment, on voit que le cristal photonique 2D le plus propice aux gaps photoniques est le réseau triangulaire de trous, la période "a" étant fixée de façon à obtenir une bande interdite pour au moins une polarisation à des longueurs d'onde d'intérêt telle que  $1.55 \mu\text{m}$ . On a alors le choix sur le motif élémentaire de ce réseau périodique de trous. Pour des raisons de symétrie, le réseau triangulaire de trous d'air est celui qui présente la plus large bande interdite photonique pour un facteur de remplissage donné.

La figure IV-1 présente le réseau réel d'un cristal photonique triangulaire, ainsi que le réseau réciproque associé dans l'espace des vecteurs d'onde. Un tel réseau possède trois points particuliers de plus haute symétrie :  $\Gamma$ , K et M. Comme en physique du solide, il suffit uniquement de connaître les propriétés du cristal pour une onde se propageant dans les deux directions de plus haute symétrie  $\Gamma\text{K}$  et  $\Gamma\text{M}$ , afin d'obtenir le diagramme de bandes.



**Figure IV-1 :** (a) Réseau réel pour un motif triangulaire de trous d'air de période "a", (b) Réseau réciproque montrant la première zone de Brillouin et les deux directions de plus haute symétrie  $\Gamma\text{K}$  et  $\Gamma\text{M}$ .

Le cristal photonique bidimensionnel étudié est un réseau triangulaire de trous d'air ( $r=0.36a$ ) sur une membrane de silicium ( $n=3.4$ ). Ce cristal est éclairé par une onde plane monochromatique sous incidence normale avec une polarisation TM. Le choix du silicium (Si) repose sur ses potentialités de matériau prometteur, particulièrement dans le domaine de la

photonique. En effet, son indice de réfraction élevé et sa transparence aux longueurs d'onde des télécommunications favorisent la création de résonateurs et de guides d'ondes à fort confinement du champ électromagnétique. De plus, actuellement, sa technologie est bien maîtrisée et compatible avec celles de la microélectronique.

Dans notre travail, l'approximation de l'indice effectif a été exploitée pour simuler des structures de tailles trop importantes et simplifier le calcul 3D en un calcul 2D qui nécessite beaucoup moins de ressources informatiques. Cette approximation, exploitée dans les simulations d'optique guidée, permet de substituer l'hétérostructure d'épaisseur finie d'indice "n" par un milieu infiniment épais d'indice  $n_{\text{eff}}$ , et ainsi pouvoir modéliser en 2D.

Dans ce contexte le calcul de la valeur de l'indice effectif pour le mode TM donne :  $n_{\text{eff}} = 3.32$ . Un cristal photonique est généralement caractérisé par son diagramme de bandes. Dans la figure IV-2, nous avons déterminé à l'aide du logiciel de simulation BandSOLVE de RSoft, basé sur la méthode des ondes planes (PWE), le diagramme de bandes de la structure étudiée. Ce dernier représente :

- En abscisse, le parcours fait par le vecteur d'onde lorsqu'il décrit le contour formé par les points de haute symétrie  $\Gamma$ , K, M de la première zone de Brillouin (figure IV-1(b)).
- En ordonnée, la fréquence des modes calculés.

Pour chaque vecteur d'onde du contour, défini par les points de hautes symétries de la première zone de Brillouin, il existe plusieurs fréquences correspondant aux différents modes susceptibles de se propager dans le cristal photonique.

Dans la figure IV-2, une bande interdite est bien observée pour la polarisation TM, cependant elle n'apparaît pas pour la polarisation TE.

Pour trouver l'écart de la bande interdite photonique à l'aide du logiciel de résolution de bande 2D BandSOLVE de RSoft CAD, la méthode d'expansion d'onde plane 2D (PWE) est appliquée. Les diagrammes de bande montrent un intervalle de bande interdite photonique (BIP) pour les modes magnétiques transverses TM, qui n'ont pas de champ magnétique dans la direction de propagation. La bande interdite TM s'ouvre pour des fréquences normalisées entre  $0.24 < a/\lambda < 0.35$  correspondant aux longueurs d'onde  $1.245\mu\text{m} < \lambda < 1.876\mu\text{m}$ , le dispositif montre également un écart de bande plus petit pour la polarisation TE comme indiqué sur la figure IV-2.

Une onde électromagnétique incidente dans le plan perpendiculaire au réseau des trous sera donc réfléchi si sa fréquence est comprise dans l'intervalle spectral précédent.

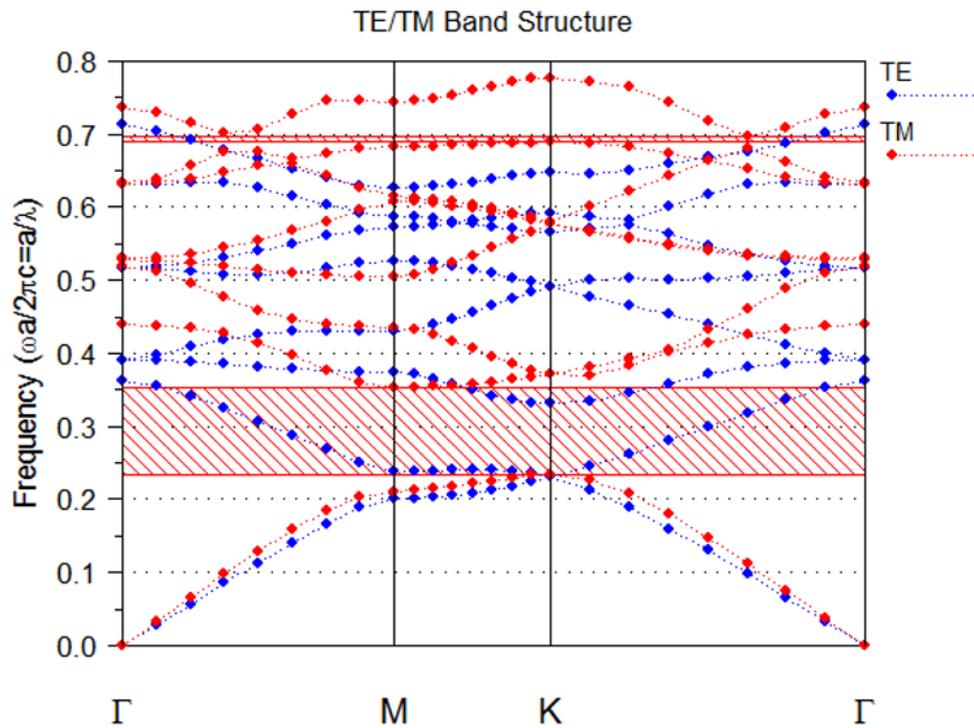


Figure IV-2 : Diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire de trous d'air en mode TM.

### IV-3 Etude des filtres à cristaux photoniques

#### IV-3.1 Etude de la cavité $H_0$

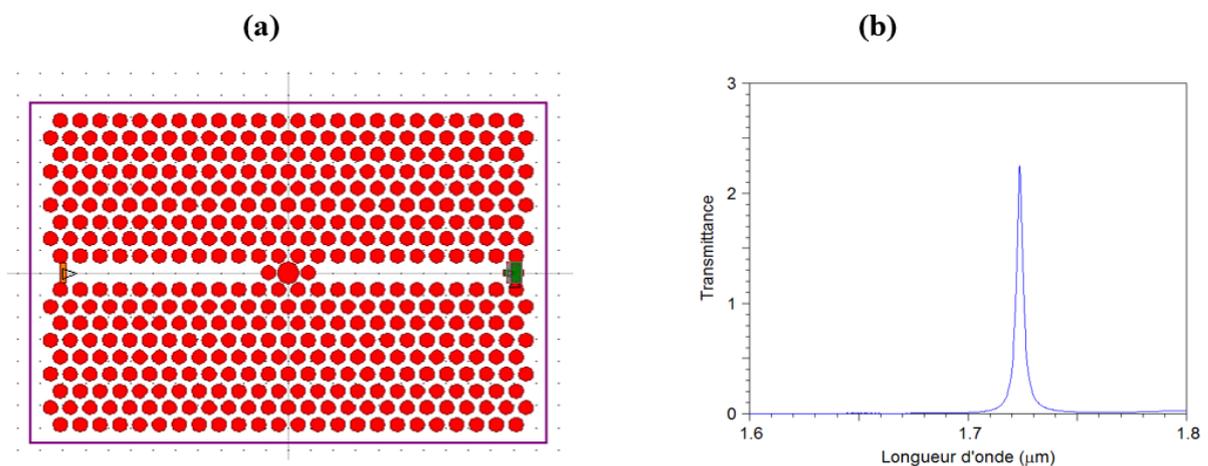
La structure que nous proposons est représentée sur la figure IV-3(a) elle est constituée d'un réseau triangulaire de trous d'air. Ce réseau 2D possède la plus haute symétrie et la zone de Brillouin est un hexagone. Le fait qu'elle soit proche du cercle confère au cristal un fort degré d'isotropie, propice à l'ouverture de bandes interdites omnidirectionnelles. Comme pour le réseau carré, on peut imaginer des structures où les parties diélectriques sont déconnectées les unes des autres et des structures où les parties diélectriques sont connectées entre elles. Cependant, de par sa géométrie, la structure, dite connectée, de trous dans le diélectrique offre un bon compromis lorsque le diamètre des trous est proche de la période du réseau. Dans ce cas, en effet, les parois des trous deviennent si fines que les parties diélectriques restantes sont presque déconnectées.

Le filtre que nous proposons comprend deux tronçons de guide  $W_1$  entre lesquels a été disposée une cavité  $H_0$ . La microcavité est obtenue par la variation de la taille d'un seul trou d'air

(voir figure IV-3(a)). Ces cavités sont choisies parce qu'elles soutiennent les différents types de modes (monopôle, dipôle, etc...). Le rayon du défaut central  $R_0 = 0.55a$  assure l'existence d'un seul mode monopole excité à l'intérieur de la cavité [9]. Un seul motif a également été disposé de part et d'autre pour former les miroirs ( $n = 1$ ).

Si nous excitions directement le mode de la cavité par une source de courant ou une transition atomique dans la cavité, l'énergie dans la cavité pourrait s'échapper lentement [10]. Cependant, il est plus intéressant d'exciter la cavité. La lumière d'excitation se propage dans le premier tronçon du guide d'ondes et se couple au deuxième tronçon du guide à travers la microcavité. Cette lumière peut être détectée à la sortie du guide d'ondes. Ce cristal est éclairé par une onde gaussienne sous incidence normale avec une polarisation TM. La structure d'étude fait 25 rangées de long et 19 rangées de large de part et d'autre du défaut et le pas d'échantillonnage temporel respectant le critère de stabilité est  $\Delta t = 0.01$ . Le temps de calcul s'étale jusqu'à 40000 itérations temporelles.

La figure IV-3(b) représente la réponse spectrale obtenue par la méthode des différences finies temporelles. Un pic étroit apparaît à l'intérieur de la bande interdite en polarisation TM du CP. Ce pic indique que le dispositif agit comme un filtre à bande étroite. La lumière est transmise à des fréquences proches de la fréquence de résonance de la cavité et se réfléchit pour des fréquences inférieures ou supérieures. L'existence du pic de résonance est intuitive : il se situe près de la fréquence de résonance.



**Figure IV-3:** (a) Filtre comprenant deux tronçons de guide  $W_1$  et une cavité, (b) Spectre de transmission du filtre.

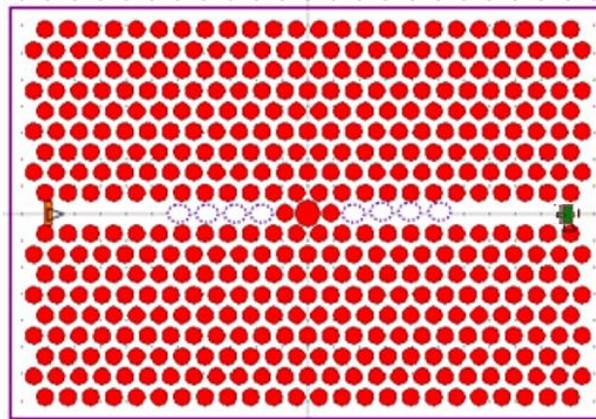
Le facteur  $Q$  est défini comme  $\lambda_0/\Delta\lambda$ , où  $\Delta\lambda$  est la largeur à mi-hauteur du pic et  $\lambda_0$  est la longueur d'onde de résonance. Dans ce cas, l'outil automatisé Q-Finder calcule ce facteur en

utilisant la méthode des différences finies temporelle combinée à l'analyse harmonique rapide « Fast Analyse Harmonique » (FHA). Ce facteur de qualité rend compte de la capacité de la cavité à piéger la lumière et représente une mesure des pertes. À la résonance, le photon subit des réflexions multiples entre les deux miroirs définissant la cavité et ne sort de celle-ci qu'après un certain temps que l'on peut considérer comme la durée de vie du photon dans la cavité. Le facteur de qualité simulé est de 496.

### IV-3.2 Influence des paramètres géométriques sur les caractéristiques du filtre

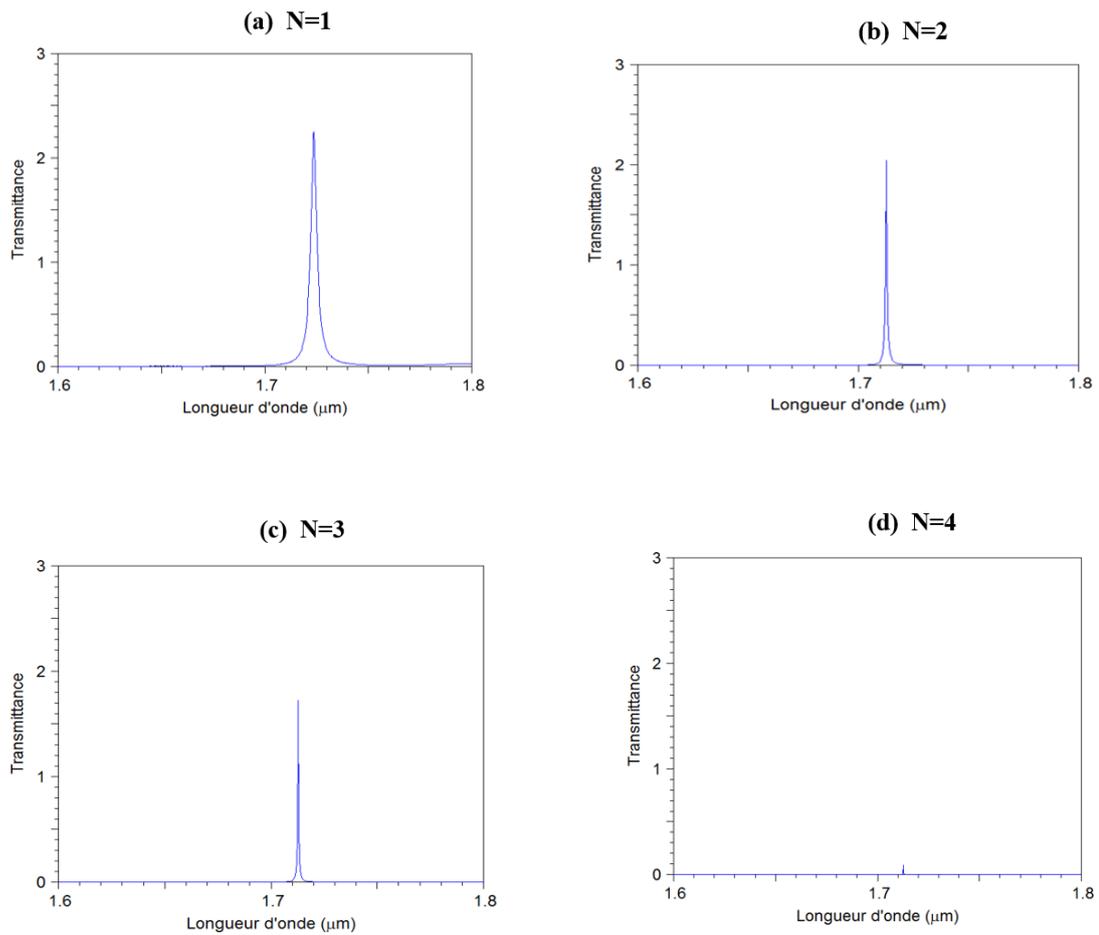
Les évolutions du facteur de qualité de la nouvelle structure de la cavité en fonction des différents paramètres structuraux ont été étudiées numériquement à l'aide du logiciel Fullwave de RSoft. La structure d'étude, qui est schématiquement montrée sur la figure IV-4 a été simulée avec différents nombres de trous d'air entre la cavité et le guide.

Nous avons étudié l'influence de la longueur du guide à CP sur le facteur de qualité et la transmission du mode résonant. Pour cela, nous devons jouer sur le nombre de trous d'air entre la cavité et le guide d'onde afin d'améliorer la réflectivité des miroirs de la cavité (voir figure IV-4). On sait que le facteur de qualité est proportionnel à  $1/(1-R)$  où  $R$  est la réflexion du miroir. Pour obtenir un bon facteur, il faut augmenter le nombre de trous du miroir mais la transmission diminue. Dans ces conditions la réflexion n'est plus limitée que par les pertes.



**Figure IV-4 :** Filtre comprenant deux tronçons de guides  $W_1$  et une cavité linéique de forme similaire au guide.

La figure IV-5 représente les spectres de transmission pour  $N$  allant de 1 à 4. Les pics s'affinent avec l'augmentation du nombre de trous périodiques dans le miroir, ce qui correspond à l'augmentation de la réflectivité des miroirs et donc le facteur de qualité.



**Figure IV-5** : Spectres de transmission de la cavité  $H_0$  en polarisation TM avec un nombre croissant de trous périodiques dans le miroir. (a)  $N=1$ , (b)  $N=2$ , (c)  $N=3$  et (d)  $N=4$ .

Le tableau IV-1 donne les valeurs théoriques des longueurs d'onde de résonance et des facteurs de qualité calculés pour  $N = 1$  à  $N = 4$ .

Nbre de trous	Q calculé	Longueur d'onde de résonance $\lambda_0$ ( $\mu\text{m}$ )
$N = 1$	496	1.7236
$N = 2$	2131	1.7127
$N = 3$	<b>3737</b>	<b>1.7127</b>
$N = 4$	65985	1.7126

**Tableau IV-1** : Récapitulatif des calculs des facteurs de qualité pour la cavité composée de miroirs.

On peut noter que le facteur de qualité augmente considérablement avec l'augmentation de  $N$  parce que le nombre de parois de la cavité a augmenté. La valeur élevée du facteur de qualité ( $Q$ ) est donc principalement due à l'emploi de très bons miroirs qui possèdent peu de pertes radiatives intrinsèques. La seule source de pertes présente dans la cavité se situe donc au niveau de l'interface des miroirs.

Les facteurs de qualité présentent une augmentation notable avec le nombre de trous dans le miroir périodique. Cette progression est assez rapide jusqu'à  $N = 4$ .

Avec quatre trous dans le miroir périodique, nous obtenons un facteur de qualité de 65 985 avec une très faible incertitude. Dans ce cas, on note une valeur plus élevée du facteur de qualité  $Q$  et une faible transmission. Afin d'acquérir simultanément un facteur de qualité optimum et une valeur élevée de la transmission de ce filtre, on doit choisir le nombre de trous dans le miroir périodique ( $N = 3$ ). Donc, on pourrait choisir le facteur de qualité de 3737 au mode résonant situé à  $\lambda=1.7127 \mu\text{m}$  avec ( $N = 3$ ) comme résultat optimal en raison de son facteur de qualité et sa transmission relativement élevés (voir figure IV-5).

## **IV-4 Optimisation des paramètres de la structure du capteur**

### **IV-4.1 Influence du nombre et du rayon de trous autour de la cavité**

Dans la suite, la structure étudiée consiste en deux coupleurs (guide d'ondes et cavité). Le guide d'ondes composé d'un tronçon d'entrée et d'un autre de sortie est obtenu en omettant une rangée de trous d'air dans la direction  $X$ , comme indiqué sur la figure IV-6. Les deux tronçons du guide d'ondes sont utilisés pour coupler la lumière dans et hors cavité du CP.

La microcavité est obtenue en modifiant le rayon d'un trou d'air au centre de la structure du CP  $R_0 = 0.55a$ , cette microcavité est séparée de l'entrée et de la sortie du guide par de nombreux trous du CP. La présence d'une microcavité dans la périodicité crée une résonance en transmission [11-12]. En effet, la microcavité  $H_0$  est apparue comme l'une des conceptions les plus importantes utilisées pour obtenir une transmission élevée et un facteur de haute qualité. Cette dernière peut être exploitée pour améliorer les performances du capteur optique.

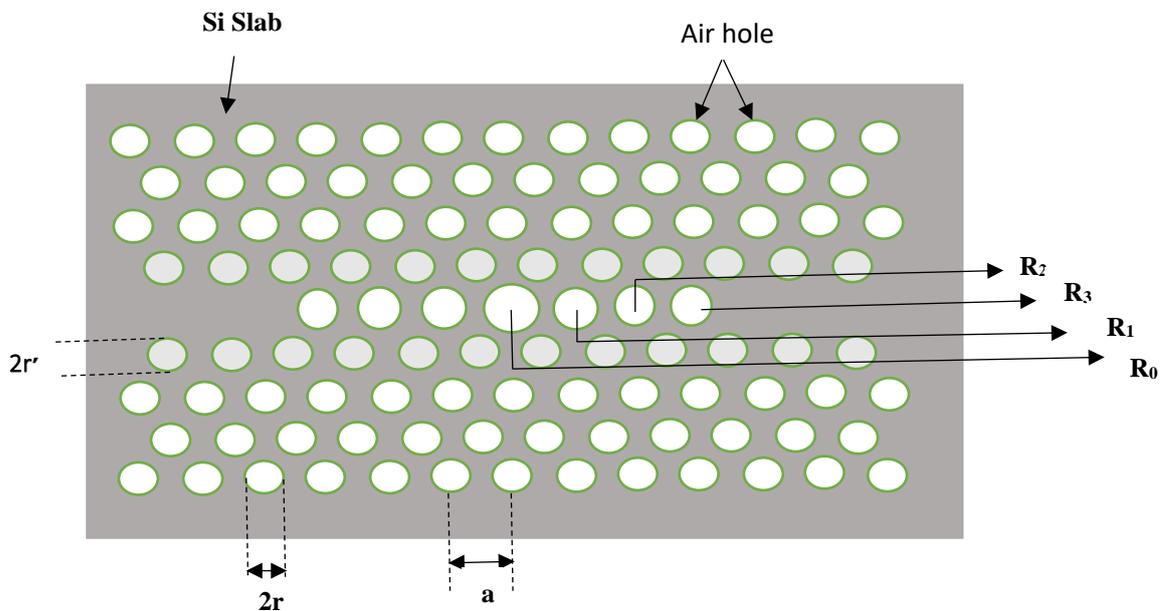
Dans ce cas, la méthode bidimensionnelle du domaine temporel des différences finies (2D FDTD) est utilisée pour calculer le spectre de transmission. La source de lumière est injectée à l'entrée du guide d'onde  $W_1$  et le signal est évalué à l'extrémité du Guide d'ondes à la sortie. Dans nos simulations, les conditions aux limites doivent être soigneusement examinées. Une

unité spatiale épaisse PML (perfectly matched layer) qui entoure la zone simulée, absorbe les champs pour empêcher le retour des signaux réfléchis.

On considère une matrice 25 x 19 de trous d'air et de pas temporel de  $(a/20)$ , où "a" représente la constante du réseau (la résolution est fixée à 20). Toutes les simulations sont effectuées avec la même résolution afin d'obtenir des résultats de comparaison cohérents. Le pas sur le temps  $\Delta T$  doit satisfaire la condition de stabilité courante donnée par l'inégalité

$$\Delta t \leq \frac{1}{c} \sqrt{\Delta x^{-2} + \Delta y^{-2}}$$

où "c" est la vitesse de la lumière dans le vide, et  $\Delta x$  et  $\Delta y$  les pas spatiaux dans les directions x et y, respectivement. Le pas sur le temps est de 0,01.



**Figure IV-6** : Conception du capteur à base de cristal photonique 2D à réseau triangulaire de trous d'air.

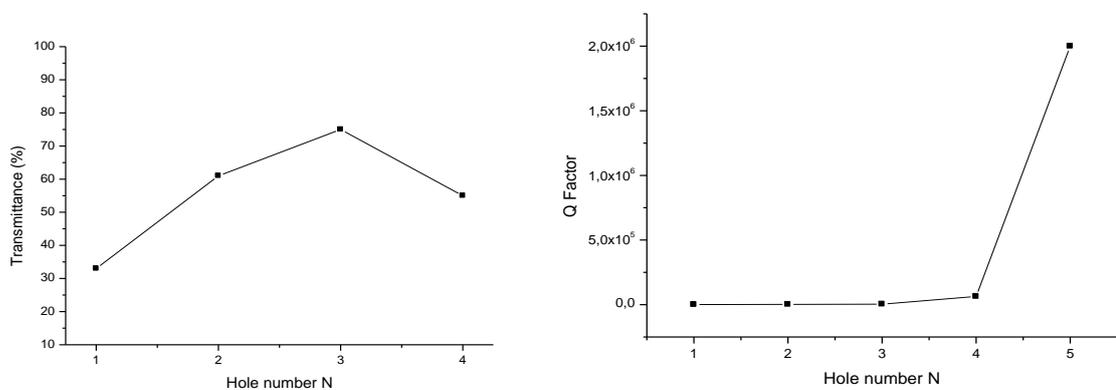
Pour cette cavité, on note l'apparition d'un pic qui présente la position d'un mode de résonance pour la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1.715 \mu\text{m}$ . Dans ce cas, l'outil automatique Q-Finder calcule le facteur de qualité (Q) en utilisant les différences finies combinées à une analyse harmonique rapide. La largeur à mi-hauteur du pic de résonance donne un facteur de qualité de la cavité  $Q = 4000$ , lorsque la taille des trous dans le centre de la structure est de  $R_0 = 0.55a$ .

Nous observons clairement que le facteur de qualité élevé et la valeur importante de la transmission permettent une détection plus sensible pour le capteur photonique. Les simulations

numériques montrent qu'une faible sensibilité conduit à une faible transmission et/ou à un faible facteur de qualité [13-14].

Afin d'acquérir simultanément l'efficacité de transmission et le facteur de qualité élevés, le capteur de haute sensibilité conçu peut être amélioré en agissant sur le nombre de trous (de 1 à 5) de part et d'autre de la cavité, et en faisant varier le rayon des trous d'air ( $r'$ ) localisés de chaque côté du guide pour augmenter le facteur de qualité.

Sur la figure IV-7, nous montrons la dépendance du facteur de qualité et des spectres de transmission quand on augmente le nombre de trous de 1 à 5 avant et après la cavité. Le facteur de qualité associé à un mode résonant est sensiblement amélioré en augmentant légèrement le nombre de trous. Ce facteur atteint la plus haute valeur jusqu'à  $2 \times 10^6$  pour  $N = 5$ . En outre, comme le nombre de trous augmente de 1 à 3, les spectres de transmission augmentent pour diminuer sensiblement par la suite. Ainsi, nous retenons la structure optimale où le facteur de qualité  $Q=4000$  et les spectres de transmission  $T = 77 \%$ , liés au mode résonant situé à  $\lambda_0 = 1,7141\mu\text{m}$  et correspondant à un nombre de trous  $N = 3$ , en raison de la transmission relativement élevée et le facteur de qualité acceptable.

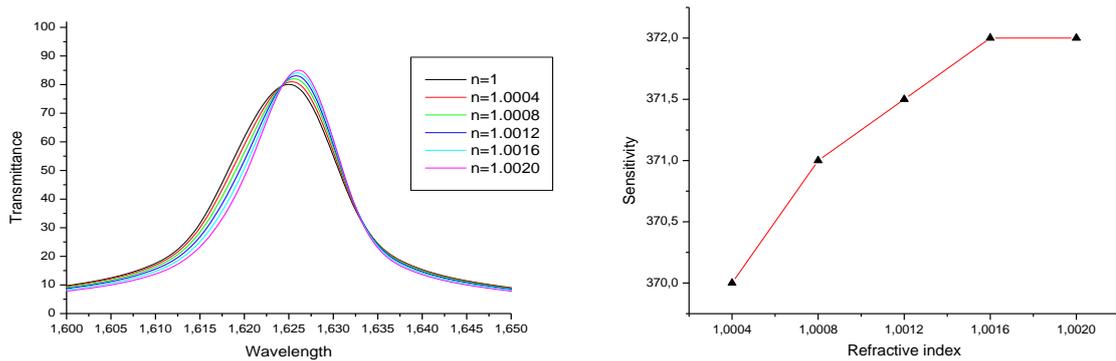


**Figure IV-7** Variation de la transmission et du facteur de qualité en fonction du nombre de trous (de 1 à 5).

Pour optimiser le facteur de qualité de la structure proposée, le rayon des trois trous avant et après la cavité de la structure du CP sont modifiés en ajustant le rayon  $R_1$ ,  $R_2$  et  $R_3$ . Nous avons fixé la valeur du rayon,  $R_0$  à  $0.55a$ . Le rayon  $R_1$ ,  $R_2$  et  $R_3$  varient avec une incrémentation de  $0.01a$ . De même, le facteur de qualité augmente à mesure que le rayon  $R_1$  augmente de  $0,36a$  à  $0.41a$  et atteint son maxima de 11900. Pour  $R_2 = 0.39a$  et une incrémentation de  $0.03a$ , le facteur avant et après atteint la valeur la plus élevée jusqu'à 14800, suivi d'une faible augmentation de

la valeur du rayon  $R_3$  qui correspond à  $R_3 = 0.37a$ . Ainsi, nous remarquons que le facteur de qualité a une valeur supérieure à 15000.

Sur la base de la conception optimale ci-dessus, il est essentiel de prévoir des capteurs de haute sensibilité en étudiant les variations du décalage de la longueur d'onde de résonance, qui dépendent de nombreux facteurs tels que le changement de l'indice de réfraction. La figure IV-8(a) montre qu'une augmentation de l'indice de réfraction (RI), en raison de l'ensemble des trous d'air et des défauts dans la structure, induit une augmentation linéaire de la longueur d'onde de résonance pour chaque RI comme indiqué dans la légende. En effet, la longueur d'onde de résonance est fortement affectée par le RI, une augmentation de RI réduit le contraste de l'indice entre les trous et le substrat  $S_i$  ; ce qui engendre un déplacement de la fréquence du mode vers le bord inférieur de la bande interdite, entraînant un décalage de la longueur d'onde résonnante vers le rouge.



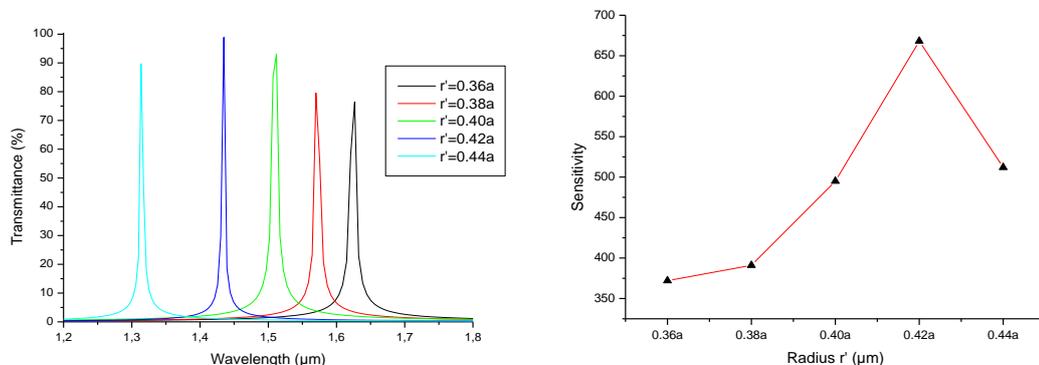
**Figure. IV-8 :** La transmission du capteur de cristal photonique et le calcul de la sensibilité (S).

La sensibilité est un paramètre clé des performances du capteur qui mérite d'être étudiée. Elle est définie comme  $S = \Delta\lambda_0/\Delta n$ , où  $\Delta\lambda$  est le décalage de la longueur d'onde de résonance et  $\Delta n$  est la variation de RI en raison de l'infiltration des trous. Comme on le voit sur la figure. IV-8, la sensibilité augmente en raison d'un déplacement de la fréquence résultant d'un décalage de la constante diélectrique de la structure. Ainsi, la transmission la plus élevée peut atteindre 85% et apparaît pour  $\Delta n = 0,0020$ . Ce capteur donne un décalage de 0,75 nm équivalant à une sensibilité de 372 nm/RIU au mode résonant situé à 1,6247  $\mu\text{m}$ .

## IV-4.2 Influence de la taille des trous des deux côtés du guide (r')

On optimise la sensibilité de la structure conçue théoriquement en utilisant la méthode FDTD 2D. Nous avons modifié la conception en agrandissant les dimensions des trous localisés de chaque côté du guide d'ondes (r') et en changeant l'indice de réfraction (RI) des trous d'air dans la structure. Nous supposons que le rayon des trous d'air des défauts des deux lignes (r') passe de 0.36a à 0.42a comme le montre la figure IV-6.

Selon la sensibilité optimisée du capteur, nous avons agrandi le rayon (r') des trous localisés des deux côtés du guide et le rayon initial est réglé à  $r' = 0.36a$ . Cette dimension a été choisie afin de maintenir une BIP aussi grande que possible. L'itération de la simulation est répétée pour les valeurs de  $r' = 0.36a$  à  $0.42a$ . Comme on peut le voir sur la figure IV-9, une variation du rayon de  $\Delta r' = 0.02a$  entre  $r' = 0.36a$  et  $r' = 0.38a$  donne un décalage spectral d'environ 51nm correspondant à une sensibilité de 391 nm/RIU. La meilleure sensibilité  $S = 668$  nm/RIU et la transmission élevée  $T = 97\%$  sont obtenues pour  $r' = 0.42a$ . Le décalage en longueur d'onde du mode résonant situé à  $1.435 \mu\text{m}$  est relativement élevé (équivalent à 192 nm). En outre, nous observons que les dimensions des trous localisés de chaque côté du guide d'ondes affectent notablement la transmission et la sensibilité.



**Figure IV-9.** Transmission et sensibilité du capteur de CP à RI calculées en fonction du rayon des trous localisés des deux côtés des défauts des deux lignes (r').

Selon cette étude, nous pouvons voir que le rayon (r') des trous localisés des deux côtés du guide influe considérablement sur la sensibilité et la transmission du capteur. Nous notons également qu'une augmentation de 80% de la valeur de la sensibilité est obtenue en augmentant le rayon de  $r' = 0,36a$  à  $0,42a$ . À partir de cette étude, nous avons constaté que la transmission la plus élevée (97%) et la sensibilité (668 nm/RIU) sont obtenues quand  $r' = 0,42a$  pour le mode résonant situé à  $\lambda = 1,435 \mu\text{m}$  pour un indice de réfraction (RI) compris entre 1 et 1,0020.

On note que la sensibilité est assez différente du cas où le rayon des trous d'air localisés des deux côtés du guide ( $r = r'$ ). Ceci est dû à la diminution de l'indice effectif de la région localisée des deux côtés du guide avec l'augmentation du rayon des trous d'air, résultant de l'amélioration de l'interaction lumière-matière. Toutefois, lorsque cet indice effectif diminue (le rayon des trous d'air augmente), la sensibilité tend à croître.

#### IV-5 Comparaison du capteur RI proposé avec différents designs à CPs

Les résultats de simulation montrent que la sensibilité augmente de façon spectaculaire et atteint la valeur la plus élevée pour  $r' = 0,42a$ . En comparaison avec d'autres capteurs utilisant un défaut au centre du cristal photonique. Nous avons constaté que le capteur considéré dans cette étude donne une sensibilité nettement améliorée par rapport à la littérature (tableau IV-2).

Références	Type de défaut	Sensibilité (nm/RIU)
[15]	Défaut elliptique	275
[16]	Un seul défaut	330
[15]	Un seul défaut	356
[17]	Un seul défaut	400
[7]	Un seul défaut	425
[15]	Deux défauts	500
Ce travail	Un seul défaut	668

**Tableau IV-2 :** Comparaison du capteur proposé avec ceux de la littérature

#### IV-6-Conclusion

Dans cette étude, nous avons proposé un nouveau capteur à indice de réfraction (RI) à CPs 2D en silicium. La structure se compose d'un réseau triangulaire de trous d'air. Le capteur est formé de deux coupleurs ; un guide d'ondes et une cavité. Le guide d'ondes est obtenu en enlevant une rangée de trous d'air dans la direction  $x$ . Il est composé de deux tronçons pour coupler la lumière dans et hors cavité du CP. La microcavité est obtenue en modifiant le rayon d'un trou d'air au centre de la structure du CP ( $R_0 = 0.55a$ ), et elle est séparée de l'entrée et de la sortie du guide par de nombreux trous du CP. Afin d'optimiser la sensibilité du capteur, nous avons élargi le rayon ( $r'$ ) des trous localisés des deux côtés du guide. À des fins de capture d'analyte, un mécanisme de détection par indice de réfraction est utilisé, qui est basé sur le déplacement de la longueur d'onde résonante  $\lambda_0$  correspondant à une modification de l'indice

de réfraction des trous d'air. Cela a conduit à un décalage du spectre de transmission de sortie. La sensibilité du capteur RI peut atteindre 668 nm/RIU et l'efficacité de transmission 97% quand  $r' = 0,42a$  pour le mode résonant situé à  $\lambda = 1,435 \mu\text{m}$  et pour des valeurs de RI comprises entre 1 et 1,0020.

#### Références du chapitre IV

- [1] Yohan DESIERES, « Conception et études optiques de composants micro photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bande interdite de photon », Thèse de doctorat n° 01-0081, L'institut national des sciences appliquées de Lyon, Décembre 2001.
- [2] S.John, Why trap light?. Nat. Mater, 11, 997–999, 2012.
- [3] E. Yablonovitch, In the limelight. Nat. Mater, 11, 1000–1001,2012.
- [4] C.Paquet, E. Kumacheva,. Mater. Today 11, 48–56. 2008.
- [5] Y.Zhao, Z. Xie, H. Gu, C. Zhu, Z. Gu, Chem. Soc. Rev. 41, 3297–3317. 2012.
- [6] F.Bougriou, , T.Bouchemat, M.Bouchemat, , and N. Paraire, Eur. Phys. J. Appl. Phys., 62, 11201–11205, 2013.
- [7] A. Harhouz, A. Hocini, Journal of Electromagnetic Waves and Applications, Vol. 29, No. 5, 659–667, 2015.
- [8] A. Kahlouche, A. Hocini, D. Khedrouche. J. Comput. Electron. 13, 490–49, 2014.
- [9] X. Wang, Z. Xu, N. Lu, J. Zhu, et G. Jin, “Ultracompact refractive index sensor based on microcavity in the sandwiched photonic crystal waveguide structure,” Opt. Commun, doi:10.1016/j.optcom.2007.11.040.
- [10] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, et J. N. Winn, “Photonic Crystals- Molding the Flow of Light,” Princeton University Press, 1995.
- [11] X. Wanga, Q. Tan, C. Yang, N. Lu, G. Jin, J. Optik,123, 2113– 2115, 2012.
- [12] S.Arafa, M. Bouchemat, T. Bouchemat, A. Benmerkhi, A. Hocini, Optics Communications 384, 93-100, 2017.
- [13] Y.N. Zhang, Y. Zhao, Q. Wang, J.Sens. Actuators. B, 209, 431–437, 2015.
- [14] A. Hocini, A. Harhouz, J. Nanophotonics, 10, 016007-016017, 2016.
- [15] L. A. Shiramin, R. Kheradmand, A.Abbasi, J. IEEE Sensors, 13, 1483-1486, 2013.
- [16] X. Wang, N. Lü, Q. Tan, G. Jin, J. Chin. Opt. Lett., 6, 925-927, 2008.
- [17] X. Wang, Z. Xu, N. Lu, J. Zhu, G. Jin, J.Opt. Commun, 281, 1725–1731, 2008.

**CONCLUSION**

**GENERALE**

# CONCLUSION GENERALE

Ce travail de thèse met en relief l'intérêt de l'utilisation des cristaux photoniques (CPs) pour la détection optique. Ces matériaux possèdent une variation périodique de l'indice de réfraction et ils font l'objet d'un grand intérêt dans la communauté des Sciences des Matériaux. En raison de la périodicité des matériaux diélectriques, les matériaux des CPs possèdent des bandes photoniques (PBG) qui interdisent la propagation de certaines longueurs d'ondes dans le matériau. Suivant les variations de l'indice de réfraction et de la période dans l'espace, les CPs peuvent être classés en tant qu'unidimensionnel (1D), bidimensionnel (2D) et tridimensionnel (3D). Ces derniers ont été intensivement exploités en tant que guides, cavités, fibres optiques, dispositifs photovoltaïques, miroirs de Bragg, etc...

Dans ce travail, on propose un nouveau type de capteur d'indice de réfraction (RI) à base de cristal photonique au silicium. Ce dernier est constitué d'un réseau triangulaire de trous d'air. Il est formé par deux coupleurs (deux tronçons de guide d'ondes et une cavité). Le guide d'ondes est obtenu en enlevant une rangée de trous d'air dans la direction de propagation. Ce guide est composé de deux tronçons d'entrée et de sortie pour coupler la lumière dans et hors cavité du cristal photonique. La microcavité est obtenue en faisant varier le rayon d'un trou d'air au centre de la structure du cristal photonique  $R_0 = 0.55a$ , et elle est séparée de l'entrée et de la sortie du guide par de nombreux trous (03) du cristal photonique.

Dans ce capteur, nous avons tout d'abord optimisé la longueur du guide d'onde pour atteindre simultanément des valeurs de transmission et de facteur de qualité élevés. La méthode FDTD est utilisée pour calculer la transmission et le facteur de qualité, lorsque le nombre de trous (N) passe de 1 à 4 respectivement. Nous avons noté que le facteur de qualité présente une augmentation notable avec le nombre de trous dans le miroir périodique. Cette progression est assez rapide jusqu'à  $N=4$ . Nous avons opté pour une structure à trois trous ( $N=3$ ) qui possède un meilleur facteur de qualité et une transmission élevée.

Ensuite, afin d'optimiser la sensibilité du capteur, nous avons élargi le rayon des trous localisés des deux côtés du guide.

Les résultats de simulation ont été effectués à l'aide des simulateurs BandSOLVE et FullWAVE de RSoft. Les spectres de transmission, le facteur de qualité et la sensibilité du capteur ont été analysés numériquement par la méthode temporelle des différences finies (FDTD).

À des fins de capture d'analyte, un mécanisme de détection à indice de réfraction est exploité. Ce dernier est basé sur le déplacement de la longueur d'onde résonante  $\lambda_0$  induite par un changement de l'indice de réfraction des trous d'air. Ceci conduit à un décalage dans le spectre de transmission de sortie.

On montre qu'en injectant un gaz ou un liquide dans un trou de détection, et donc en changeant son indice de réfraction, un décalage dans la longueur d'onde de résonance peut se produire.

Les résultats de notre analyse indiquent que le spectre de transmission présente un décalage de la longueur d'onde de résonance, qui se produit en raison du changement de l'indice de réfraction des trous d'air ( $n = 1$  à  $n = 1.0020$  avec un pas  $\Delta n = 0,0004$ ). La sensibilité qui est le paramètre le plus important du biocapteur, a été déterminée et s'est avérée approximativement égale à 668 nm/RIU (unités d'indice de réfraction). On obtient une limite de détection minimale de 0,0002 RIU), ce qui prouve la capacité de la structure à produire des biocapteurs.

*Doctorant : AMMARI Merzoug*

*Directrice de thèse : Pr. HOBAR Farida*

## ***Étude de microcavités à base de cristaux photoniques : Application aux capteurs RI à haute sensibilité***

### ***Résumé***

Ces dernières années, divers dispositifs à base de cristaux photoniques ont été conçus et fabriqués tels que des multiplexeurs, des filtres et des capteurs, etc... Les capteurs optiques basés sur un principe photonique présentent également un large éventail d'applications dans le domaine médical, la défense, la sécurité, l'automobile, l'aérospatiale, l'environnement et le contrôle de la qualité des aliments.

Des cristaux photoniques unidimensionnels et bidimensionnels ont été étudiés pour une variété d'applications pour la détection à indice de réfraction. Dans ce travail, nous proposons un nouveau principe de conception de capteurs à indice de réfraction à base de cristal photonique (CP) à deux dimensions, présentant simultanément une transmission et une sensibilité élevées. Ce capteur est constitué de deux coupleurs, d'un guide d'ondes et d'une microcavité obtenue en modifiant le rayon d'un trou d'air au centre de la structure du CP. La microcavité est séparée de l'entrée et de la sortie du guide par de nombreux trous du CP. On montre qu'en injectant un analyte tel qu'un gaz ou un liquide dans un trou de détection, et donc en changeant son indice de réfraction, un décalage dans la longueur d'onde de résonance peut se produire. Les spectres de transmission, le facteur de qualité et la sensibilité du capteur ont été analysés numériquement par la méthode temporelle des différences finies (FDTD). On obtient une sensibilité de 668 nm/RIU avec une limite de détection minimale de 0,0002 RIU, ce qui prouve la capacité de la structure à produire des biocapteurs.

**Mots clés :** Cristaux photoniques, Microcavités, Capteurs à indice de réfraction, Facteur de qualité, FDTD.

*Doctorant : AMMARI Merzoug*

*Directrice de thèse : Pr. HOBAR Farida*

## **Photonic Crystal Microcavity as a Highly Sensitive Platform for RI Detection**

### ***Abstract***

In recent years, various devices based on Photonic Crystal material are designed and fabricated such as Multiplexers, Filters and Sensors etc. Optical Sensors based on a Photonic principle have also a wide range of applications in the field of health care, defense, security, automotive, aerospace, environment and food quality control.

Photonic crystals with one-and two-dimensional have been studied for a variety of refractive index sensing applications. In this work, we propose a new design principle of two-dimensional photonic crystal (PC) refractive index sensors with high transmission and sensitivity simultaneously. The proposed sensor is made of two waveguide couplers and one microcavity which is obtained by varying the radius of one air hole in the center of PC structure. The microcavity is separated from the input and output waveguides by many holes of the PC. It is shown that by injecting an analyte such as gas or a liquid into a sensing hole, and thus changing its refractive index, a shift in the resonant wavelength may occur. The transmission spectra, quality factor and sensitivity of the sensor have been analyzed numerically through the finite difference time domain (FDTD) method. The sensitivity value of the sensor has been found to be 668 nm/RIU with minimum detection limit of 0.0002 RIU, which proves the ability of the structure to produce biosensor PC.

**Keywords:** Photonic crystal, Microcavity, Refractive index sensors, Quality factor, FDTD.

Doctorant : *AMMARI Merzoug*

Directrice de thèse : *Pr. HOBAR Farida*

## دراسة الفجوات الدقيقة القائمة على البلورات الضوئية

### تطبيق لأجهزة الاستشعار RI عالية الحساسية

#### ملخص

في السنوات الأخيرة، تم تصميم وتصنيع العديد من الأجهزة التي تعتمد على مادة البلورات الضوئية مثل المضاعفات، المرشحات، أجهزة الاستشعار، الخ. توفر المستشعرات الضوئية المستندة إلى مبدأ الضوء مجموعة واسعة من التطبيقات في مجال الرعاية الصحية، الدفاع والأمن، السيارات، الفضاء، البيئة ومراقبة جودة الغذاء.

تمت دراسة البلورات الضوئية للأشرطة الممنوعة ذات البعد الواحد وثنائي الأبعاد لمجموعة متنوعة من تطبيقات استشعار انكسار المؤشر. في هذا العمل، نقترح مبدأ جديد للتصميم من مستشعرات معامل الانكسار بالبلورات الضوئية ثنائية الأبعاد (PC) مع إرسال وحساسية عالية في آن واحد.

يتكون المستشعر المقترح من اقتران بين قسمين من موجة الموجة وفجوة واحدة التي يتم الحصول عليها عن طريق تغيير نصف قطر ثقب هوائي واحد في وسط بنية البلورات الضوئية. يتم فصل الفجوة عن موجات الإدخال والإخراج من قبل العديد من الثقوب من البلورات الضوئية. يتبين أنه عن طريق حقن مثل الغاز أو السائل في ثقب حساس، وبالتالي تغيير مؤشر الانكسار، قد يحدث تحول في الطول الموجي الرنين. تم تحليل أطياف الإرسال وعامل جودة وحساسية المستشعر عددياً من خلال طريقة الفروق المتناهية في المجال الزمني (FDTD). تم العثور على قيمة حساسية المستشعر 668 nm/RIU مع الحد الأدنى للكشف عن 0.0002 RIU، مما يثبت قدرة الهيكل على إنتاج مستشعرات حيوية.

**الكلمات المفتاحية :** البلورات الضوئية ، استشعار انكسار، فجوة، عامل جودة.