

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الجزائرية PEOPLE'S DEMOCRATIC REPUBLIC OF ALGERIA وزارة التعليم العالى والبحث العلمي MINISTRY OF HIGHER EDUCATION AND SCIENTIFIC RESEARCH جامعة الإخوة منتوري _قسنطينة 1 FRERES MENTOURI UNIVERSITY-Constantine 1 كلية العلوم وتكنولوجيا Sciences and Technology Faculty قسم الإلكترونيك Electronic department



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

N° d'ordre :14/DS/2023 Série :02/elec/2023

Présenté par :

Ahmed ALIOUECHE

Etude théorique d'un capteur optique à cristaux photoniques à base d'un résonateur en anneau en forme de U

Soutenue le : 04/05 / 2023

Devant le jury composé de :

Mr. F.KERROUR **Président :** Directrice de thèse : Mme. A.BENMERKHI Dr. Univ.F. Mentouri Constantine1 **Examinateurs :** Mr. A. HOCINI Prof. Univ.M. Boudiaf M'sila Mr. S. MOUETSI Prof. Univ.Larbi Ben Mhidi O.Bouaghi Mr. M.R LEBBAL Prof. Univ.F. Mentouri Constantine1



Prof. Univ.F. Mentouri Constantine1

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 Docteur **BENMERKHI** Ahlem.

J'adresse mes profonds remerciements à ma directrice de thèse, le docteur **BENMERKHI Ahlem**, pour m'avoir confié ce travail et assuré l'encadrement de cette thèse. Je suis très reconnaissant pour la confiance qu'elle m'a accordée, ses conseils judicieux, sa disponibilité et le soutien constant qu'elle n'a cessé de me prodiguer au cours de l'élaboration de ce travail.

Je lui exprime toute ma gratitude pour avoir proposé, dirigé et suivi ce travail d'une main de maitre.

A cet égard, je remercie également le professeur **BOUCHEMAT Mohamed** du Laboratoire LMI qui nous a accompagnés (co-encadrement) pour sa ténacité dans les moments difficiles et son management.

Je remercie les membres du jury d'avoir accepté de juger mon travail en premier lieu je cite, Monsieur **KERROUR Fouad** professeur à l'université Frères Mentouri Constantine1, 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 **Abdesselam HOCINI**, professeur à *l'université Mohamed Boudiaf Msila de m'avoir honoré de sa présence en tant que membre de jury. Je le remercie très sincèrement d'avoir accepté de juger ce travail.*

Je remercie également, Monsieur **MOUETSI Souheil** professeur à l'université d'Oum El Bouaghi, de me faire l'honneur d'être membre du jury et d'examiner cette thèse.

Je suis reconnaissant à Monsieur, **LEBBAL Mohamed Redha** professeur à l'université Frères Mentouri Constantine1 de m'avoir honoré de sa présence en étant membre de jury. Je le remercie très sincèrement d'avoir accepté de juger ce travail.

J'exprime ma profonde gratitude envers Monsieur, **BOUCHEMAT Mohamed** Professeur au département d'électronique de l'université Frères Mentouri Constantine1, pour son aide, ses encouragements, ses conseils et sa disponibilité tout au long de cette aventure.

Je tiens également à remercier cordialement, Monsieur Azzedine Bellal professeur au département d'électronique de l'université des Frères Mentouri Constantine1, pour sa disponibilité ainsi que son aide pour les différentes traductions accomplies avec beaucoup de professionnalisme.

Je tiens aussi à remercier tous les membres des équipes de recherche du laboratoire (LMI) qui m'ont accepté en me faisant confiance au sein de leurs équipes et que j'ai eu l'honneur et le plaisir de côtoyer, pour leur sympathie et leur disponibilité à me faciliter le travail, je cite notamment (liste non exhaustive) :

Professeur Sahli Salah Professeur Ziari Zahera Professeur Bellal Azzedine Professeur Bouchemat Mohamed Professeur Lebbal med Redha Docteur Larioui Fateh

•••

Alioueche Ahmed

Liste des acronymes

- λ : Longueur d''onde
- λ_0 : Longueur d'onde de résonance
- **a** : Période du cristal photonique
- **r** : Rayon du cristal photonique
- **f** : Facteur de remplissage
- **R** : La réflectivité
- **n** : Indice de réfraction
- **n**eff : Indice de réfraction effectif
- **ω**: La pulsation
- V: Le potentiel
- ε: Permittivité diélectrique
- **BIP** : Bande Interdite Photonique
- **CPs** : Cristaux photoniques
- 1D : Unidimensionnel
- 2D : Bidimensionnel
- 3D: Tridimensionnel

FDTD : Finite-Difference Time-Domain method (méthode des différences finies dans le domaine temporal)

- **PWE** : Plane Wave Expansion method (Méthode des ondes planes)
- MEB : Microscope Electronique à Balayage
- TE : Transverse Electrique, polarisation TE
- TM : Transverse Magnétique, polarisation TM
- Ln : Les cavités linéaires
- **RI** : Indice de réfraction
- H_n : Les cavités hexagonales

- L₂: Cavité obtenue par l'omission de deux trous
- W1: Guide d'onde obtenu par la suppression d'une rangée de trous
- **PCW** : Photonic Cristal Waveguide (guide d'onde d'un cristal photonique)
- LD : Limite de Détection
- Q : Facteur de Qualité
- S: Sensibilité
- RIU : Réfractive Index Unit
- RSoft : logiciel de simulation
- **CW** : Continuos Wave
- **IRE** : Indice de Réfraction Effective
- $\Delta \lambda$: Décalage de longueur d'onde
- **ng** : Indice de groupe
- \vec{k} : Vecteur d'onde
- Vg : vitesse de groupe
- $V\phi$: vitesse de phase
- PCRR : Photonic Crystal Ring Resonator (résonateur en anneau à cristaux photoniques)
- μ : Perméabilité magnétique
- **CDF** : Channel Drop Filter (filtre à extraction)
- PIC: Photonic integrated circuit (circuit integré photonique)
- FWHM: Full width at half Maximum
- ADF: Add drop filter (Filtre Add-drop)
- **BTO:** Titanate de Baryum
- Sn: sensibilité à l'indice de réfraction
- SE : Sensibilité au champ Electrique
- Sv : Sensibilité à la tension appliquée

LISTE DES FIGURES

Figure I-1 : Différentes présentations des cristaux photoniques 1D, 2D et 3D.

Figure I-2 : Analogie entre les ondes d'électrons dans un potentiel périodique et les ondes lumineuses dans une structure diélectrique variable périodiquement

Figure I-3 : Représentation schématique d'une structure 1D Miroir de Bragg avec des permittivités $\varepsilon 1$, $\varepsilon 2$ pour une période de maille a = a1+a2

Figure I-4 : Représentation des relations de dispersion d'un miroir de Bragg, (a) : même indice (b) : faible contraste d'indice (c) : fort contraste d'indice
Figure I-5 : Représentation schématique 3-D d'une Yablonovite
Figure I-6 (a) structure Tas de bois, (b) Diagramme de bande d'une BIP 3D.

Figure I-7 : (a) Image MEB d'une opale inverse –(b) Diagramme de bande d'une opale inverse

Figure I-8 : - (a) structure 2D déconnectée (tiges diélectriques dans l'air) - (b) structure 2D connectée (trous d'air dans une matrice diélectrique)

Figure I.9 : Réseau direct, réseau réciproque et zone de Brillouin avec les points de symétrie des deux réseaux les plus utilisés : (a) Réseau carré, (b) Réseau triangulaire [15].

Figure I.10 : Structure 2D : (a) Structure carrée, (b) triangulaire et (c) hexagonale.

Figure I-11 : Diagrammes de bandes d'une structure 2D (a) d'un réseau carré (b) réseau triangulaire –mode TE en rouge, mode TM en bleu et BIP complète en jaune.

Figure I-12 : Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air ($\varepsilon 2=1$) dans une matrice diélectrique ($\varepsilon 1=12.25$) (a) réseau hexagonal (b) réseau carré [22]

Figure I.13 Diagramme des bandes d'un CP planaire la troisième dimension est prise en compte par l'intermédiaire du cône d'air (zone bleue). (a) réseaux triangulaire (b) réseau carrée .h est l'épaisseur du film

Figure I.14 Géométrie d'un cristal photonique 2D planaire (a) approche substrat $n_2 \approx n_1$

(b) approche membrane où $n_2 >> n_1$

Figure I.15 Exemples de défauts ponctuels dans un cristal photonique composé de tiges diélectriques (a) retrait d'un cylindre (b) modification de la constante diélectrique d'un cylindre

Figure I.16 : Spectre de transmission d'un cristal hexagonal de tiges diélectriques avec (courbe bleue) et sans défaut lacunaire (courbe noire) [27].

Figure I.17 : Exemples de défauts linéaires retraits d'une ligne de trous d'air dans un cristal photonique : guide d'onde.

Figure I.18 Défauts étendus obtenus en supprimant des tiges d'un cristal photonique dans les directions des flèches (a) guide droit, (b) virage à 120° (c) jonction en Y.

Figure I.19 Filtre Add-Drop : le signal d'entrée, en bas et à droite, est composé d'un grand nombre de signaux à des longueurs d'onde différentes λi . Le filtre réalisé dans un cristal bidimensionnel de symétrie hexagonale, permet d'extraire l'un des signaux (ici, celui longueur d'onde λ_1) en l'aiguillant dans une autre direction [28].

Figure I.20 Transmission 2D FDTD des filtres L1-2 et L2-2. Le facteur de remplissage en air du cristal photonique est de 0.5 et l'indice le plus fort est de 2.7 (indice effectif de la membrane d'InP vers $a/\lambda=0.4$) Les flèches verticales sur les tracés (b) et (d) indiquent respectivement la fréquence des cartes de champ tracée en (a) et (c) [29].

Figure II.1 : Schéma général d'un capteur

Figure II.2 : Structure détaillée d'un capteur.

Figure II.3 : Courbe d'étalonnage d'un capteur

Figure II.4 : (a) Diagramme schématique de la structure de résonateur en forme super-ellipse,

(b) Transmission au port C pour différentes températures (T=0°C ; T=16,85 °C ; T= 33,70 °C ; T= 50,55 °C et T=57,40 °C).

Figure II.5 : Capteur de température à base de PCRR hexagonal (a), (b) spectre de transmission du capteur en fonction de la variation de la température entre 0° C à 540 °C.

Figure. II.6 Structure d'implantation du capteur de champ nano-électrique proposé, basé sur un résonateur à cristaux photoniques couplé Si-BTO, avec une constante de réseau a = 630 nm, le rayon des tiges de Si r = 130 nm et le rayon des tiges de BTO rb = 300 nm..[13]

Figure. II.7 Structure schématique d'un capteur de champ nano-électrique basé sur un résonateur à cristaux photoniques hybride Si-BTO [20]

Figure. II.8 Spectre résonnant normalisé du capteur de champ nano électrique basé sur un résonateur à cristaux photoniques à différents champs électriques externes de 0 kV/mm à 25 kV/mm avec un incrément de 5 kV/mm. [20].

Figure. II.9. Relation entre la longueur d'onde de résonance et le champ électrique externe

Figure III.1 : Représentation graphique de la fonction $f(x_0)$ par les dérivées à gauche et à droite de x_0 .

Figure III.2 Discrétisation spatiale du volume de calcul à l'aide de la cellule élémentaire de Yee.

Figure III.3 Représentation d'une cellule élémentaire en 3D

Figure III.4 Discrétisation temporelle

Figure III.5 Volume de calcul entouré par des couches PML absorbantes

Figure IV.1 (a)Structure schématique d'un CP-2D formée par un réseau carré de période

a= 0.63 μ m, de tiges diélectriques de BTO. (b) Zone de Brillouin ou zone de plus haute symétrie ΓX et ΓM

Figure IV.2 Diagramme de bandes d'un CP-2D formé par des tiges circulaires en réseau carré

 21×21 pour les modes TE (rouge) et TM (bleu)

Figure IV.3 Filtres à résonateur en anneau de forme circulaire.

Figure IV.4 La structure schématique du filtre accordable de la plateforme BTO

Figure IV.5 Les spectres de transmission du filtre proposé pour des différentes valeurs de R R=0.125um à R=0.175um par pas de10 nm.

Figure IV.6 Spectres de transmission du filtre avec un nombre croissant de tiges de réflexion N=2,3 et 4 tiges

Figure IV.7 Propagation du champ électrique (a) à longueur d'onde de résonance ON et (b) longueur d'onde de résonance OFF.

Figure IV.8 Conception un biocapteur composé de deux quasis guides d'ondes et d'un résonateur en anneau à cristal photonique (PCRR) de forme circulaire.

Figure IV.9 Spectres de transmission du filtre avec 3-3 tiges de réflexion (ligne bleue), du filtre avec 4-4 tiges de réflexion (ligne verte) et du filtre avec 5-5 tiges de réflexion (ligne rouge).

Figure IV.10 Spectres de sortie du filtre optique proposé pour différents rayons des tiges d'anneau.

Figure IV.11 Répartition du champ électromagnétique dans le filtre pour la longueur d'onde 1,4708 µm.

Figure IV.12 Conception du capteur proposé, composé de deux quasi guides d'ondes et d'un résonateur en anneau à cristal photonique (PCRR) de forme U.

Figure IV.13 Spectres de transmission du filtre avec 3-3 tiges de réflexions (ligne bleue), du filtre avec 4-4 tiges de réflexion (ligne verte) et du filtre avec 5-5 tiges de réflexion (ligne rouge).

Figure IV.14 a) Spectres de sortie normalisés pour les différentes tensions appliquées, (b) Le décalage de la longueur d'onde résonnante en fonction de l'augmentation de la tension dans la zone de détection.

Figure IV.15 Propagation du champ électrique à la longueur d'onde de résonance 1.6392

TABLE DES MATIERES	
Introduction générale	1
CHAPITRE I	
Notions générales sur les cristaux photoniques	
I-1 Introduction	7
I-2 Généralités sur les cristaux photoniques (CPs)	7
I-3 Analogie Electron-Photon	8
I-3-1 Cristaux photoniques unidimensionnels-Miroir de Bragg	9
1-3-2 Ouverture d'une bande interdite	10
I 4 1 Structure de Vablenovite	11
I 4.2 Structure tes de hois	11
I-4-2 Structure tas de bois	12
I-5-1 Réseaux directs, réciproques et zone de Brillouin	13
I 5 2 Eactaur de remplissage	13
I-5-2 Pacteur de rempinssage	14
I.5.4 Les différentes familles de réseaux	14
I.5.4.1 Le réseau carré	15
1.5.4.2 Le réseau triangulaire	15
1.5.4.3 Le réseau hexagonal	15
I-5-5 Diagramme des bandes	15
I-5-6 Cartes des bandes interdites	17
I-5-7 Cristaux photoniques bidimensionnels planaires	17
I-5-8- Approche membrane ou substrat	18
I-5-8-1- Approche membrane (fort contraste d'indice)	18
I-5-8-2 Approche substrat (faible contraste d'indice)	19
I -5-9 Vitesses de phase et vitesse de groupe	19
I-5-10- Le facteur de qualité Q :	20
I-6 - Défauts structuraux	20
I-6-1 Cavités à CP - Défauts ponctuels	20
I-6-2 Guides à cristaux photoniques (Défauts étendus)	21
I-7 Application des cristaux photoniques	22
I-7-1 Filtres de type ADD-DROP	23
I-7-2 Filtres de type FABRY-PEROT	23
I-7-3 Capteurs à cristaux photoniques	25
I-8 Conclusion	25
Références	26
CHAPITRE II	
Capteurs à cristaux photoniques	
II-1 Introduction	29
II-2 Généralités sur les capteurs	29
II-2-1 Définition	29

II-2-2 Structure d'un capteur	29
II.2.2.1 Le corps d'épreuve	30
II.2.2.2 Transducteur	30
II.2.2.3 Le boîtier	30
II-2-3 Caractéristiques métrologiques d'un capteur	30
II-2-3-1 Etalonnage	30
II-2-3-2 Sensibilité	31
II-2-3-3 Temps de réponse ou rapidité	31
II-2-3-4 Domaine de linéarité	31
II-2-3-5 Réversibilité	31
II-2-3-6 Sélectivité	31
II-2-3-7 Fidélité	32
II-2-3-8 Résolution R (Précision)	32
II-2-3-9 Limite de détection (LD)	32
II-3 Capteurs optiques	32
II-4 Capteurs à cristaux photoniques	33
II-4-1 Capteur à indice de réfraction de température	34
II-4-2 Capteur de champ électrique	36
II-5 Conclusion	39
Références	40
Miethodes numeriques et logiciels pour la simulation des cristaux	
photoniques	
III-1 Introduction	43
photoniques III-1 Introduction III-2 Modélisation des structures périodiques	43 43
photoniques III-1 Introduction III-2 Modélisation des structures périodiques III-2-1 Méthode des ondes planes (PWE)	43 43 43
photoniques III-1 Introduction III-2 Modélisation des structures périodiques III-2-1 Méthode des ondes planes (PWE) III-2-1-1Equation d'onde	43 43 43 44
photoniques III-1 Introduction III-2 Modélisation des structures périodiques III-2-1 Méthode des ondes planes (PWE) III-2-1-1Equation d'onde III-2-2 Méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) III-2-2 L Diministration de la contraction de la co	43 43 43 44 44
photoniques III-1 Introduction III-2 Modélisation des structures périodiques III-2-1 Méthode des ondes planes (PWE) III-2-1-1Equation d'onde III-2-2 Méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) III-2-2-1 Principe de base de la méthode FDTD III-2-2 Diperátion des águetions et elegerithme de Yace	43 43 43 44 44 45 46
photoniques III-1 Introduction III-2 Modélisation des structures périodiques III-2-1 Méthode des ondes planes (PWE) III-2-1-1Equation d'onde III-2-2 Méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) III-2-2-1 Principe de base de la méthode FDTD III-2-2-2 Discrétisation des équations et algorithme de Yee III-2-2-3 Conditions de stabilité de l'algorithme de Yee	43 43 43 44 44 45 46 51
photoniques III-1 Introduction III-2 Modélisation des structures périodiques III-2-1 Méthode des ondes planes (PWE) III-2-1-1Equation d'onde III-2-2 Méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) III-2-2-1 Principe de base de la méthode FDTD III-2-2-2 Discrétisation des équations et algorithme de Yee III-2-2-3 Conditions de stabilité de l'algorithme de Yee III-2-2-4 Conditions aux limites	43 43 43 44 44 45 46 51 52
photoniques III-1 Introduction III-2 Modélisation des structures périodiques III-2-1 Méthode des ondes planes (PWE) III-2-1-1Equation d'onde III-2-2 Méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) III-2-2-1 Principe de base de la méthode FDTD III-2-2-2 Discrétisation des équations et algorithme de Yee III-2-2-3 Conditions de stabilité de l'algorithme de Yee III-2-2-4 Conditions aux limites III.3 Outils de modélisation	43 43 44 44 45 46 51 52 53
photoniquesIII-1 IntroductionIII-2 Modélisation des structures périodiquesIII-2-1 Méthode des ondes planes (PWE)III-2-1-1Equation d'ondeIII-2-2 Méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD)III-2-2-1 Principe de base de la méthode FDTDIII-2-2-2 Discrétisation des équations et algorithme de YeeIII-2-2-3 Conditions de stabilité de l'algorithme de YeeIII-2-2-4 Conditions aux limitesIII.3 Outils de modélisationIII-3-1 Simulateur BandeSOLVE :	43 43 43 44 44 45 46 51 52 53 53
III-1 Introduction III-2 Modélisation des structures périodiques III-2-1 Méthode des ondes planes (PWE) III-2-1-1Equation d'onde III-2-2 Méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) III-2-2-1 Principe de base de la méthode FDTD III-2-2-2 Discrétisation des équations et algorithme de Yee III-2-2-3 Conditions de stabilité de l'algorithme de Yee III-2-2-4 Conditions aux limites III.3 Outils de modélisation III-3-1 Simulateur BandeSOLVE : III.3.2 Simulateur FullWave	43 43 44 44 45 46 51 52 53 53 53 53
III-1 Introduction III-2 Modélisation des structures périodiques III-2-1 Méthode des ondes planes (PWE) III-2-1-1Equation d'onde III-2-2 Méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) III-2-2-1 Principe de base de la méthode FDTD III-2-2-2 Discrétisation des équations et algorithme de Yee III-2-2-3 Conditions de stabilité de l'algorithme de Yee III-2-2-4 Conditions aux limites III.3 Outils de modélisation III-3-1 Simulateur BandeSOLVE : III.4 Conclusion	43 43 44 44 45 46 51 52 53 53 53 53 53 53
III-1 Introduction III-2 Modélisation des structures périodiques III-2-1 Méthode des ondes planes (PWE) III-2-1-1Equation d'onde III-2-2 Méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) III-2-2-1 Principe de base de la méthode FDTD III-2-2-2 Discrétisation des équations et algorithme de Yee III-2-2-3 Conditions de stabilité de l'algorithme de Yee III-2-2-4 Conditions aux limites III.3 Outils de modélisation III-3-1 Simulateur BandeSOLVE : III.4 Conclusion Références	43 43 44 44 45 46 51 52 53 53 53 53 53 53 53
III-1 Introduction III-2 Modélisation des structures périodiques III-2-1 Méthode des ondes planes (PWE) III-2-1-1Equation d'onde III-2-2 Méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) III-2-2-1 Principe de base de la méthode FDTD III-2-2-2 Discrétisation des équations et algorithme de Yee III-2-2-3 Conditions de stabilité de l'algorithme de Yee III-2-2-4 Conditions aux limites III.3 Outils de modélisation III-3-1 Simulateur BandeSOLVE : III.4 Conclusion Références	43 43 44 44 45 46 51 52 53 53 53 53 53 53 53
III-1 Introduction III-2 Modélisation des structures périodiques III-2-1 Méthode des ondes planes (PWE) III-2-1-1Equation d'onde III-2-2 Méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) III-2-2-1 Principe de base de la méthode FDTD III-2-2-2 Discrétisation des équations et algorithme de Yee III-2-2-3 Conditions de stabilité de l'algorithme de Yee III-2-2-4 Conditions aux limites III.3 Outils de modélisation III-3-1 Simulateur BandeSOLVE : III.4 Conclusion Références CHAPITRE IV Résultats et interprétations	43 43 44 44 45 46 51 52 53 53 53 53 53 53 53
III-1 Introduction III-2 Modélisation des structures périodiques III-2-1 Méthode des ondes planes (PWE) III-2-1-1Equation d'onde III-2-2 Méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) III-2-2 Méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) III-2-2 Discrétisation des équations et algorithme de Yee III-2-2-3 Conditions de stabilité de l'algorithme de Yee III-2-2-4 Conditions aux limites III.3 Outils de modélisation III-3-1 Simulateur BandeSOLVE : III.4 Conclusion Références CHAPITRE IV Résultats et interprétations IV-1 Introduction	43 43 44 44 45 46 51 52 53 53 53 53 53 53 53 53 53 54

IV-3-Etude des filtres à résonateur en anneau	58
IV-3-1 Etude des filtres à résonateur en anneau de forme de circulaire	58
IV.3.1.1 Effet des tiges de diffusion externe	60
IV.3.1.2 Effet des tiges de réflexion	61
IV-3-2 Etude des filtres à résonateur en anneau de forme carrée	63
IV-3-3 Etude des filtres à résonateur en anneau de forme U	67
IV-4 Etude du capteur de tension à cristaux photoniques	69
IV-4.1. Calcul du facteur de qualité	71
IV-4.2. Calcul de la sensibilité	72
IV-5. Conclusion	74
Références	75
CONCLUSION	
GENERALE	
Conclusion générale	78
Résumés	79
Annexes (Publication internationale)	81

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale

Depuis que E. Yablonovitch et S. John ont proposé pour la première fois le concept de cristal photonique (CP) en 1987[1, 2], qui possède une structure diélectrique périodique et la capacité de guider et de manipuler la lumière à l'échelle de la longueur d'onde optique, ce cristal a été largement étudié à la fois en théorie et expérience [3, 4]. L'une des propriétés remarquables du CP est l'existence de la bande interdite photonique (BIP où la propagation de la lumière dans la gamme de fréquence du BIP sera interdite [5]. Néanmoins, la périodicité de cette structure diélectrique sera brisée lorsque certains défauts seront introduits dans le CP, ce qui permet au CP de présenter un fort confinement de champ électromagnétique, mode de faible volume et faibles pertes d'extinction [6]

D'autre part, en ajustant les paramètres structurels du CP ou en infiltrant des matériaux appropriés dans les trous d'air de celui ci, la propagation de la lumière peut être modifiée à volonté. Par conséquent, de nombreux appareils basés sur le CP ont été largement utilisés dans les applications de contrôle du flux lumineux, telles que les filtres [7, 8], les modulateurs électro-optiques [9, 10], les interrupteurs [11, 12], et des retardateurs [13]. En particulier, les capteurs basés sur le CP semblent être beaucoup plus populaires en raison de leurs caractéristiques prometteuses comme la taille ultra-compacte, la sensibilité de mesure élevée, la flexibilité dans la conception structurelle, et l'adaptation à l'intégration monolithique [14-16].

Les capteurs sensibles sont d'une importance cruciale pour l'instrumentation, l'industrie, l'environnement et la sécurité biologique. Le principe de fonctionnement de ces capteurs optiques passifs repose sur les variations de leurs propriétés optiques lorsque l'indice de réfraction (IR) de l'analyte change [17,18]. Les techniques de détection optique les mieux exploitées sont basées sur le principe de la résonance plasmonique de surface (SPR) [19], de l'interférométrie [20] et de la résonance optique. Les dispositifs de résonance plasmonique de surface [21], les guides d'ondes optiques/fibres à cristaux photoniques (PCF) [22] ont été validés pour détecter les anticorps [23] et l'ADN [24], ainsi que les résonateurs à disque/anneau [25] sont des exemples courants pour de telles candidatures.

L'objectif de notre recherche est l'étude et la conception de nouvelles structures de capteurs à indice de réfraction en cristaux photoniques à deux dimensions, et notamment leur exploitation dans le domaine de la détection. Les structures proposées sont destinées particulièrement à la détection de la variation de l'indice de réfraction. Ce capteur est composé de deux quasis guides d'ondes et d'un résonateur en anneau à cristal photonique (PCRR) de forme U. Nous avons utilisé cette nouvelle forme afin d'obtenir un bon couplage entre les guides d'ondes et le résonateur. Le dispositif proposé offre une bonne efficacité de transmission et un facteur de qualité élevé. La plateforme des matériaux électro-optiques est parfaitement adaptée aux systèmes de communication optique à canal étroit et aux applications de détection

Cette thèse s'articule autour de quatre chapitres :

Dans le premier chapitre, nous commençons par des rappels généraux sur les cristaux photoniques. Après un bref rappel sur la notion de bande interdite et les différents types de cristaux photoniques, nous présenterons les propriétés optiques des cristaux photoniques planaires. Par la suite, le principe de guidage et les différents types de guides, cavités et filtres à base des CPs-2D seront décrits. Nous terminerons par une présentation de quelques exemples d'applications utilisant les structures périodiques Dans le deuxième chapitre, des généralités sur les capteurs sont présentées s'ensuivra une introduction des capteurs à cristaux photoniques, plus particulièrement les capteurs à CPs basés sur le changement d'indice de réfraction (IR), les capteurs de températures ainsi que les capteurs à champs électriques

Dans le troisième chapitre, nous présentons les différentes méthodes numériques de modélisation permettant de déterminer les paramètres caractéristiques des structures et d'analyser la propagation du champ électromagnétique (calcul de la transmission et la réflexion). Dans ce contexte, nous présentons la méthode des ondes planes (PWE), et celle des différences finies dans le domaine temporel (FDTD). Par la suite, nous exposons les logiciels RSoft exploités dans ce travail qui sont : FullWAVE et BandSOLVE.

Le quatrième chapitre quant à lui est consacré à la présentation des résultats et interprétations issus de l'étude de notre capteur de forme U à base de cristaux photoniques 2D. D'abord, nous passerons à la description de la structure étudiée qui consiste en un cristal photonique de tiges diélectriques de titanate de baryum (BTO) arrangés sur une maille carrée dans l'air. Ensuite, nous ferons une étude sur les filtres à cristaux photoniques en proposant trois structures de filtres à résonateur en anneau de différentes formes (circulaire, carrée, et U).

En raison du facteur Q élevé et des résultats de transmission significatifs, nous nous appuyons sur la structure de filtre à résonateur en anneau de forme U pour la conception du capteur de tension. Cette structure est composée de deux quasis guides d'ondes et d'un résonateur en anneau à cristal photonique (PCRR) de forme U. Les propriétés optiques de ces structures photoniques sont évaluées en effectuant des simulations à base de la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD).

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

Références de l'introduction

- [1] E. Yablonovitch. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. Physical Review Letters, 1987, 58: 2059-2062.
- [2] S. John. Strong localization of photons in certain disordered physics dielectric superlattices. Physical Review Letters, 1987, 58: 2486-2489.
- [3] A. Scherer, O. Painter, J. Vuckovic, et al. Photonic crystals for confining, guiding, and emitting light. IEEE Transactions on Nanotechnology, 2002, 1(1): 4-11.
- [4] J. D. Joannopoulos, P. R. Villeneuve, S. Fan. Photonic crystals: putting a new twist on light. Nature, 1997, 386(6621): 143-149.
- [5] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, et al, Photonic crystals: molding the flow of light. 2nd ed.,2008, Princeton.
- [6] M. Notomi, Strong light confinement with periodicity. Proceedings of the IEEE, 2011, 99(10): 1768-1779.
- [7] M. Arjmand, R. Talebzadeh. Optical filter based on photonic crystal resonant cavity. Optoelectronics and Advanced Materials-Rapid Communications, 2015, 9(1-2): 32-35.
- [8] X. Ge, Y. Shi, S. He. Ultra-compact channel drop filter based on photonic crystal nanobeam cavities utilizing a resonant tunneling effect. Optics Letters, 2014, 39(24): 6973-6976.
- [9] J. M. Brosi, C. Koos, L. C. Andreani, et al. High-speed low-voltage electro-optic modulator with a polymer-infiltrated silicon photonic crystal waveguide. Optics Express, 2008, 16(6): 4177-4191.
- [10] Y. Gao, R. J. Shiue, X. Gan, et al. High-speed electro-optic modulator integrated with grapheneboron nitride heterostructure and photonic crystal nanocavity. Nano Letters, 2015,2001-2005 15(3).
- [11] K. Fasihi, High-contrast all-optical controllable switching and routing in nonlinear photonic crystals. Journal of Lightwave Technology, 2014, 32(18): 3126-3131.
- [12] K. Cui, Q. Zhao, X. Feng, et al, Thermo-optic switch based on transmission-dip shifting in a double-slot photonic crystal waveguide, Applied Physics Letters, 2012, 100(20): 201102(1-4).
- [13] C. Y. Lin, H. Subbaraman, A. Hosseini, et al, Silicon nanomembrane based photonic crystal waveguide array for wavelength-tunable true-time-delay lines, Applied Physics Letters, 2012, 101(5): 051101(1-4).
- [14] Y. Zhao, Y. Zhang, Q. Wang, Research advances of photonic crystal gas and liquid sensors. Sensors and Actuators B-Chemical, 2011, 160(1): 1288-1297.
- [15] R. V. Nair, R. Vijaya, Photonic crystal sensors: An overview. Progress in Quantum Electronics, 2010, 34(3): 89-134.
- [16] C. Fenzl, T. Hirsch, O. S. Wolfbeis, Photonic crystals for chemical sensing and biosensing, Angewandte Chemie-International Edition, 2014, 53(13): 3318-3335.

Introduction Générale

- [17] O. Levi, M. Lee, J. Zhang, V. Lousse, S. Brueck, S. Fan, and J. Harris, Sensitivity analysis of a photonic crystal structure for index-of-refraction sensing,2007 Proc. SPIE 6447, 64470P.
- [18] M. Adams, G. DeRose, M. Loncar, and A. Scherer, Lithographically fabricated optical cavities for refractive index sensing, J. Vac. Sci. Technol.2005, B 23(6), 3168–3173.
- [19] J. Homola, S. Yee, and G. Gauglitz, Surface plasmon resonance sensors: review, Sens. Actuators B Chem.1999, 54(1-2), 3–15.
- [20] A. Ymeti, J. S. Kanger, J. Greve, G. A. Besselink, P. V. Lambeck, R. Wijn, and R. G. Heideman, Integration of microfluidics with a four-channel integrated optical Young interferometer immunosensor, Biosens. Bioelectron, 2005, 20(7), 1417–1421.
- [21] R. Kunz, Miniature integrated optical modules for chemical and biochemical sensing, Sens. Actuators B Chem, 1997, 38(1-3), 13–28.
- [22] E. Udd and W. Spillman, Fiber Optic Sensors—an Introduction for Engineers and Scientists (Wiley, 2011).
- [23] J. Jensen, P. Hoiby, G. Emiliyanov, O. Bang, L. Pedersen, and A. Bjarklev, Selective detection of antibodies in microstructured polymer optical fibers, Opt. Express,2005, 13(15),5883–5889.
- [24] L. Rindorf, J. B. Jensen, M. Dufva, L. H. Pedersen, P. E. Høiby, and O. Bang, Photonic crystal fiber long-period gratings for biochemical sensing, Opt. Express, 2006,14(18), 8224–8231.
- [25] R. W. Boyd and J. E. Heebner, Sensitive disk resonator photonic biosensor, Appl. Opt.,2001, 40(31), 5742–5747.

CHAPITRE I

Notions générales sur les Cristaux Photoniques

I-1 Introduction

Depuis le milieu du siècle dernier, les ingénieurs ont appris à fabriquer des dispositifs à semiconducteurs. Ils ont appris à contrôler la conductivité des matériaux (invention des transistors et des circuits intégrés) et améliorer notre capacité à concevoir et fabriquer des structures semi conductrices. Ce qui a contribué à provoquer une révolution technologique dans les capacités de calcul, de stockage de données et de communication de notre société. Les progrès de la micro- technologie y compris la réduction des caractéristiques physiques et la miniaturisation des dispositifs ont rendu aujourd'hui possible la fabrication de circuits de plus en plus denses et rapides. Malgré cet essor technologique très important, des défis apparaissent notamment en raison de la consommation excessive, des limitations de vitesses d'exécution et des dimensions importantes des dispositifs, la limite de la microélectronique est vite apparue.

Dans ce contexte, la découverte de nouveaux types de matériaux appelés cristaux photoniques a suscité de la part de la communauté scientifique un intérêt grandissant. C'est pourquoi les cristaux photoniques sont devenus une alternative attrayante à la technologie électronique en raison des avantages qu'ils procurent. Cette découverte a créé un nouveau paradigme pour la conception et la fabrication de dispositifs photoniques pouvant manipuler et contrôler le flux de lumière à l'échelle nanométrique [1].

Les cristaux photoniques ou les matériaux à bandes photoniques interdites(BIP) sont des structures artificielles constituées par un arrangement régulier de matériaux diélectriques dont la périodicité est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de la lumière [2]. Par leur périodicité, ces structures peuvent interdire la propagation de la lumière pour une certaine gamme de fréquence. Ces cristaux offrent la possibilité de réaliser des dispositifs photoniques capables de stocker, filtrer et guider la lumière.

Dans ce chapitre nous présentons les bases théoriques des cristaux photoniques en rappelant l'analogie électron-photon. Un bref exposé sera donné sur les différents cristaux photoniques 1D, 2D et 3D et le phénomène d'ouverture de la bande interdite photonique ou BIP. Nous rappelons également la théorie de la physique du solide et des éléments importants pour l'étude des dispositifs à CP tel que le réseau direct, le réseau réciproque la zone de Brillouin etc.

L'influence des paramètres physiques et géométriques sur ces structures sera abordée ainsi qu'une discussion sur le piégeage de la lumière dans les guides d'onde et micro cavités des CP.

I-2 Généralités sur les cristaux photoniques (CP)

Les cristaux photoniques (CPs) sont des nanostructures artificielles composées d'un arrangement périodique de matériaux diélectriques ou métallo-diélectriques dans les différentes directions de l'espace avec une période de l'ordre de grandeur des longueurs d'onde des photons optiques.

Selon le nombre de directions de cette modulation on parlera de cristaux photoniques à une direction (CP unidimensionnels (1D)) à 2 directions (CP bidimensionnels (2D)) et à 3 directions (CP tridimensionnels (3D)) (figure I-1).

Ce nouveau type de structure a été proposé et réalisé pour la première fois par E.Yablonovitch en 1987[1-3]. Mais en réalité, le premier cristal photonique a été réalisé, sans le savoir, en 1915 par le physicien Anglais : William Laurence Bragg.

En effet, ce dernier a réussi à réfléchir (Miroir de Bragg) 95,5% de l'énergie incidente sur une structure composée d'un empilement périodique de couches transparentes à indices de réfractions différents ce qui était impossible dans un miroir classique.



Figure I.1 : Différentes présentations des cristaux photoniques 1D, 2D et 3D.

Cette périodicité provoque une interdiction de la propagation des photons, dans une certaine gamme spectrale, que l'on nomme bande interdite photonique (BIP).

Les travaux menés par la suite ont proposé d'inhiber l'émission spontanée dans les semi-conducteurs en généralisant le concept de miroir de Bragg à plusieurs dimensions.

Par analogie à la physique des semi-conducteurs où la propagation des électrons est empêchée dans des réseaux cristallins atomiques périodiques par l'absence de niveaux énergétiques situés dans la zone appelée bande interdite. De même les structures à CPs possèdent aussi une bande interdite dans laquelle aucune onde électromagnétique ne peut se propager, on parle alors de la bande interdite photonique (BIP). Cette propriété donne aux cristaux photoniques la possibilité de guider et de contrôler la propagation de la lumière ce qui permet d'envisager de nombreuses applications dans le domaine des nanotechnologies [4].

I-3 Analogie Electron-Photon :

Les théories qui décrivent le comportement des électrons et des photons sont similaires, en effet les électrons sont décrits par l'équation de Schrödinger(I-1) régissant la propagation des électrons dans un matériau caractérisé par un potentiel électrostatique périodique par contre les photons – particules élémentaires de l'optique- sont régis par les équations de Maxwell [5] qui décrivent la propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau caractérisé par sa constante diélectrique périodique ε . L'équation de Schrödinger en régime stationnaire pour la fonction d'onde Ψ d'un électron dans un

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

$$\nabla^2 \psi(r) + \frac{2m}{\hbar^2} (\mathrm{U} - \mathrm{V}(r))\psi(r) = 0 \tag{I-1}$$

Où U est l'énergie de l'électron, V(r) son potentiel et m sa masse.

En régime linéaire, l'équation de propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau est donnée par :

$$\nabla^2 E(r) + \frac{\omega^2}{C^2} \varepsilon_r E(r) = 0 \tag{I-2}$$

L'équation (I-1) définie les valeurs possibles de l'énergie d'un électron se propageant librement dans un potentiel et les fonctions d'onde associées ; alors que l'équation (I-2) définit les valeurs possibles

CHAPITRE I : Notions générales sur les cristaux photoniques

de la fréquence d'une onde se propageant dans un matériau en l'absence d'excitation et les amplitudes de champs associées.

L'énergie E de l'électron et la fréquence ω de l'onde électromagnétique sont les valeurs propres dictées respectivement par le potentiel et la constante diélectrique.

La comparaison entre ces deux équations nous permet de conclure que la permittivité diélectrique relative $\varepsilon(r)$ dans l'équation de Maxwell est l'analogue du potentiel V(r) dans l'équation de Schrödinger, tandis que E(r) est l'analogue électromagnétique de la fonction d'onde électronique $\Psi(r)$. L'équation de Maxwell est donc l'analogue de l'équation de Schrödinger décrivant le mouvement des électrons dans le potentiel périodique d'un cristal.



Figure I.2 : Analogie entre les ondes d'électrons dans un potentiel périodique et les ondes lumineuses dans une structure diélectrique variable périodiquement

De cette analogie entre la périodicité du potentiel cristallin d'un semi conducteur qui entraine l'apparition de bandes interdites en énergie pour les électrons et la modulation périodique de la constante diélectrique d'un cristal photonique, il en résulte des domaines de fréquence pour lesquelles la lumière ne peut pas se propager dans le matériau c'est la bande interdite photonique (BIP) [6].

Cette analogie va nous permettre d'appliquer les outils et les concepts développés en physique du solide tels que les notions de réseau réciproque, zone de Brillouin ou du théorème de Bloch pour les cristaux photoniques.

De la même façon que le dopage des semi-conducteurs brise la périodicité du potentiel électrostatique et fait apparaître des niveaux d'énergies permis dans la bande interdite, l'introduction d'un défaut dans la périodicité d'un cristal photonique engendre un mode localisé dans la bande interdite photonique. Ce qui se traduit par l'apparition de fréquences permises dans la bande interdite photonique.

Ce défaut est obtenu en supprimant ou en modifiant la constante diélectrique dans une ou plusieurs cellules élémentaires. Il convient également de noter que les symétries des cristaux photoniques peuvent être décrites par la maille élémentaire et les zones de Brillouin (éventuellement réduites) dans l'espace réciproque du réseau cristallin.

I-3-1 Cristaux photoniques unidimensionnels- Miroir de Bragg

Les cristaux photoniques unidimensionnels (1D) sont des matériaux possédant un empilement périodique de permittivités différentes $\varepsilon_1 \ et \ \varepsilon_2$ dans une direction et uniforme dans les deux autres directions (Figure I.3). Les structures qui ont cette caractéristique ont existé depuis longtemps sous le nom de miroir de Bragg qui est un empilement de couches d'épaisseur optique $\lambda_g/4$ où λ_g représente la longueur d'onde guidée dans le matériau.

Grâce à des interférences constructives (choix de l'épaisseur des couches a1, a2 et des permittivités $\varepsilon 1$ et $\varepsilon 2$,) pratiquement 99,5 % de l'énergie incidente est réfléchie. Le nombre de couches doit être impair et l'onde incidente doit être proche de l'incidence normale. En respectant ces conditions, nous obtiendrons des interférences constructives en réflexion, au minimum de transmission, les cristaux unidimensionnels-**1D** ont de nombreuses applications en optique comme la création des miroirs sans pertes ou des filtres optiques.



Figure I.3 : Représentation schématique d'une structure 1D Miroir de Bragg avec des permittivités $\varepsilon 1$, $\varepsilon 2$ pour une période de maille a = a1 + a2

I-3-2 Ouverture d'une bande interdite :

Considérons un miroir de Bragg constitué de couches alternées d'épaisseur a1 et a2 et de permittivité $\varepsilon 1$ et $\varepsilon 2$. Supposant qu'une onde plane arrive sous incidence normale aux couches avec un vecteur d'onde k, à chaque interface entre 2 couches la lumière est parfaitement réfléchie et transmise. Pour le cas particulier où $\sqrt{\varepsilon 1}a1 + \sqrt{\varepsilon 2}a2 = \lambda B$

Où λB est la longueur de Bragg, les ondes réfléchies sont alors en phase. Celles-ci interférent constructivement pour donner naissance à une onde réfléchie dans le milieu incident entrainant une réflexion totale.

Ainsi la structure multicouche se comporte comme un miroir pour cette longueur d'onde particulière. Si le nombre de couches est suffisant, il permet d'atteindre des coefficients de réflectivité très élevés.

En effet, lorsque 2 ondes de même vecteur d'onde k et de même énergie qui se propagent dans 2 directions opposées se couplent, une onde stationnaire de vecteur $k=\frac{\pi}{a}$ est obtenue au bord de la zone de Brillouin.

Le milieu diélectrique périodique couple ces 2 ondes de même énergie ω_0 engendrant 2 états propres d'énergies distinctes ω_1 et ω_2 . Cette levée de dégénérescence ouvre une bande interdite en fréquence pour une propagation dans la direction normale à l'empilement. Lorsque les épaisseurs optiques des différentes couches sont égales (n₁.a₁=n₂.a₂), la largeur de cette bande interdite $\Delta \omega$ ne dépend que du contraste d'indice :

$$\Delta \omega = \frac{4}{\pi} \omega_0 \sin^{-1} \left| \frac{\mathbf{n}_1 - \mathbf{n}_2}{\mathbf{n}_1 + \mathbf{n}_2} \right|$$

La largeur de bande interdite est d'autant grande que le contraste d'indice est plus grand. Au bord de la zone de Brillouin les modes optiques propres de la structure sont stationnaires : l'énergie électromagnétique du mode d'énergie ω_1 se concentre dans la zone de fort indice tandis que celle du mode d'énergie ω_2 se concentre dans la couche de faible indice. C'est pour cette raison que les bandes de transmission correspondantes sont appelées bande d'air et bande diélectrique.



Figure I.4 : Représentation des relations de dispersion d'un miroir de Bragg, (a) : même indice (b) : faible contraste d'indice (c) : fort contraste d'indice

I-4 Cristaux Photoniques tridimensionnels- 3D

Les cristaux photoniques 3D sont des matériaux dont la constante diélectrique est structurée périodiquement dans les trois directions de l'espace.

I-4-1 Structure de Yablonovite

La Yablonovite [7] (fig I-5) est la première structure photonique tridimensionnelle qui a été créée par E. Yablonovitch en 1987. A l'origine, cette structure a été conçue pour fonctionner aux longueurs d'onde centimétriques (domaine micro-ondes). Elle est fabriquée en perçant mécaniquement des trous selon 3 axes azimutaux séparés de 120° et faisant un angle de 35° par rapport à la normale dans un bloc de plexiglas (d'indice 3,6) afin de retrouver la structure du diamant CFC qui est aussi celle du silicium voir figure I-5 ci-dessous :



Figure I.5 : Représentation schématique 3-D d'une Yablonovite

Le but principal étant de rechercher une structure qui permet d'empêcher la propagation de la lumière dans les différentes directions

I-4-2 Structure tas de bois :

La structure périodique de ces cristaux photoniques tridimensionnels est réalisée en déposant par couches successives des rubans de silicium poly cristallin dans des tranches de silice en tournant de 90° et en décalant d'une demi période deux réseaux consécutifs figure I-6. Une fois réalisée, la silice est ôtée afin d'obtenir un réseau photonique 3D. Il existe une infinité de géométries possibles pour des structures tridimensionnelles, mais seulement quelques géométries présentent entre elles une BIP complète. La plupart des structures tridimensionnelles sont inspirées de la géométrie de la structure du diamant cubique face centrée (CFC).



Figure I.6 (a) structure Tas de bois, (b) Diagramme de bande d'une BIP 3D.

Après cela et au fil des années, les scientifiques ont cherché à réduire la dimension des motifs et de proposer d'autres structures à cristaux phoniques avec une bande interdite dans le proche infrarouge et le visible. Parmi eux, Il y a les structures opales [8] qui sont fabriquées suivant la voie chimique par la technique d'auto-organisation colloïdale [9]. Cependant, ces méthodes présentent des défauts d'homogénéité à grandes échelles, ce qui limite jusqu'à présent leur utilisation en tant que composants dans des circuits photoniques intégrés, ils sont composés d'empilements périodiques de billes de silice, de quelques centaines de nanomètres de diamètre.

Mais la structure la plus intéressante à étudier est l'opale inverse figure I-7(a), car elle présente des bandes d'énergies interdites complètes, cette structure est généralement obtenue en infiltrant un matériau de haut indice dans les interstices qui séparent les sphères [10].Ces dernières sont ensuite dissoutes chimiquement pour aboutir à la structure finale de sphères d'air dans une matrice de haut indice.



Figure I.7 : (a) Image MEB d'une opale inverse –(b) Diagramme de bande d'une opale inverse

CHAPITRE I : Notions générales sur les cristaux photoniques

I-5 Cristaux photoniques bidimensionnels-2D

Les cristaux photoniques bidimensionnels ont été à la base du développement de la photonique notamment grâce aux outils de fabrication issus de la microélectronique, déjà bien rodés, et qui permettent de réaliser des structures de tailles submicroniques.

Ce sont des structures qui présentent une modulation périodique de la permittivité diélectrique suivant deux directions de l'espace (x,y) et infinie suivant la direction perpendiculaire au plan de périodicité [11]. Il existe 2 types de cristaux photoniques 2D :

-La structure déconnectée qui est composée de piliers (ou tiges) de diélectriques dans l'air (figure I-8a) : piliers hautement diélectriques noyés dans un milieu faiblement diélectrique et la structure connectée formée par des trous d'air percés dans une matrice diélectrique ou semi conductrice (figure I-8-b) : Ce sont des trous d'air faiblement diélectrique dans une matrice fortement diélectrique.



Figure I.8 : - (a) structure 2D déconnectée (tiges diélectriques dans l'air) - (b) structure 2D connectée (trous d'air dans une matrice diélectrique)

Ces structures à dimension z infinie [12] n'existent pas dans la réalité mais plusieurs approximations peuvent être obtenues, pour réussir à ouvrir des bandes interdites larges, il faut augmenter le contraste d'indice entre les deux milieux. Leur fabrication ne requiert que les technologies standards de la micro et optoélectronique. Tous ces avantages placent ces structures (2D) en candidats prometteurs pour la réalisation de composants « nouvelle génération » pour l'optique intégrée.

La périodicité dans un milieu à cristaux photoniques est analogue au milieu cristallin dans lequel il y a arrangement régulier de la structure atomique. La structure d'un cristal est décrite par un réseau périodique. Nous donnons ci-dessous un rappel de quelques notions de physique du solide [13, 3].

I-5-1 Réseaux directs, réciproques et zone de Brillouin

Chaque structure cristalline est associée à deux réseaux, le réseau direct et le réseau réciproque. Les axes dans le réseau réciproque sont les normales aux plans principaux du réseau cristallin [14]. Les réseaux carrés et triangulaires sont les plus étudiés. Leurs propriétés dans l'espace réel et dans l'espace réciproque sont présentées sur la figure I.9.



Figure I.9 : Réseau direct, réseau réciproque et zone de Brillouin avec les points de symétrie des deux réseaux les plus utilisés : (a) Réseau carré, (b) Réseau triangulaire [15].

I-5-2 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.

$$f = \frac{A_{motif}}{A_{maille \, \acute{e}l\acute{e}mentaire}}$$

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 : [16,17]

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

Le facteur de remplissage est alors :

$$f_{Triangulai\,re} = \frac{A}{A_c} = \frac{\pi r^2}{\frac{\sqrt{3}}{2}a^2} = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{r}{a}\right)^2 (I-3)$$

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

$$f_{Carré} = \pi \left(\frac{r}{a}\right)^2 (\text{I-4})$$

I-5-3 Contraste d'indice

Pour une structure à cristaux photoniques bidimensionnels 2D, le contraste d'indice est défini parla différence entre l'indice de réfraction de la matrice diélectrique et l'indice de réfraction des motifs constituants le réseau [18].

Le contraste d'indice joue un rôle important dans l'ouverture des bandes interdites photoniques.

I.5.4 Les différentes familles de réseaux

Les structures 2D se regroupent principalement suivant trois familles qui sont le réseau carré, triangulaire et hexagonal (Figure I-10).



Figure I.10 : Structure 2D : (a) Structure carrée, (b) triangulaire et (c) hexagonale.

I.5.4.1 Le réseau carré

Les nœuds du réseau sont situés sur un carré de côté « a » (Fig I-10.a). Il a été montré que ce type de réseau est très sensible à l'angle d'incidence et à la polarisation de l'onde électromagnétique [19].

1.5.4.2 Le réseau triangulaire

Le réseau triangulaire est le réseau 2D de plus haute symétrie dès lors que l'on se limite à un seul « atome » par maille. Chaque nœud du réseau direct est espacé de son proche voisin d'une même distance « a » (Fig I-10.b).

1.5.4.3 Le réseau hexagonal

Ce type de réseau (fig I-10.c) se divise en deux types de structures : La structure graphite et la structure nitrure de Bore.

✓ 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 à la différence du réseau triangulaire, il s'agit d'un réseau à deux atomes par maille [20].

✓ 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.

I-5-5 Diagramme des bandes

Le diagramme des bandes représente les variations des fréquences permises dans le réseau en fonction de la projection du vecteur d'onde suivant les directions de haute symétrie. Il est représenté en unités réduites. En effet la loi d'échelle permet de transposer les propriétés de cristaux photoniques à tous les domaines de fréquence à condition que la période et la longueur d'onde soient modifiées dans les mêmes proportions.

Le diagramme des bandes doit prendre en compte la polarisation de l'onde, en effet selon que l'on considère la polarisation Transverse Electrique (TE) ou Transverse Magnétique (TM), les bandes interdites ne sont pas les mêmes. Ce qui donne deux bandes interdites photoniques TE et TM qui ne sont pas nécessairement identiques. On parle de bande interdite photonique TE pour la polarisation TE -le champ électrique est dans le plan X,Y le champ Ez = 0 et Hz est parallèle à l'axe Oz et de bande interdite photonique TM pour une polarisation TM - le champ magnétique est dans le plan X,Y le

champ Hz=0 et la composante Ez est parallèle à l'axe Oz. Lorsque les deux bandes se recouvrent on parle alors de bande interdite complète (TE et TM).

La largeur et la position de ces bandes dépend de plusieurs facteurs :

-du paramètre de maille

-du type de réseau

-du contraste d'indice

La configuration la plus propice à l'obtention de bande interdite complète est le réseau triangulaire de trous dans un diélectrique de haut indice de réfraction.

La figure I.11 représente les diagrammes de bandes calculés pour le réseau carré et triangulaire pour les deux polarisations. Les polarisations TE et TM se distinguent par des traits de couleurs différentes. Pour le réseau carré, La structure est constituée de tiges diélectriques cylindriques de permittivité $\varepsilon_d = 8.9$ dans de l'air ($\varepsilon_0 = 1$) avec un diamètre de tiges égal à 0.2a.

Pour le réseau triangulaire, La structure étudiée correspond à une matrice bidimensionnelle de trous d'air ($\varepsilon_0=1$) dans un matériau de permittivité $\varepsilon_{si}=13$ où le diamètre des trous est égal à 0.48a.

L'un des principaux résultats de la figure I-11 concerne la différence de comportement entre les polarisations TE et TM. Sur la figure I-11.a, on voit apparaître une plage de fréquences dans laquelle aucun mode TM ne peut se propager dans la structure, c'est la bande interdite photonique en polarisation TM. Par contre pour les modes TE il n'existe pas de bande interdite photonique. Par conséquent, il n'y a pas de bande interdite complète pour ce réseau carré. Pour le réseau triangulaire (figure I-11.b), une large BIP est observée pour la polarisation TE, par contre, pour la polarisation TM le gap obtenu est réduit. En effet, un gap TE est facilement accessible avec une structure dont la matrice de haut indice est connectée et à l'inverse, une structure dont le matériau de bas indice est connecté (des piliers dans l'air par exemple) est plus favorable à l'ouverture d'un gap TM [20, 21]. Pour le réseau triangulaire, le recouvrement des deux bandes omnidirectionnelles TE et TM donne naissance à une bande interdite complète.



Figure I.11 : Diagrammes de bandes d'une structure 2D (a) d'un réseau carré (b) réseau triangulaire – mode TE en rouge, mode TM en bleu et BIP complète en jaune.

CHAPITRE I : Notions générales sur les cristaux photoniques

I-5-6 Cartes des bandes interdites :

Les cartes des bandes interdites représentent le bord des bandes interdites photoniques pour un réseau donné en fonction du facteur de remplissage. Elles donnent un aperçu des possibilités de confinement de la lumière au sein du cristal photonique.



Figure I.12 : Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air (ε2=1) dans une matrice diélectrique (ε1=12.25) (a) réseau hexagonal (b) réseau carré [22]

Pour un réseau triangulaire de trous d'air dans du silicium, les bandes interdites s'ouvrent en polarisation TE et TM respectivement pour f=0.18 et f=0.40 (voir figure I-12). Mais pour le réseau carré, les bandes interdites s'ouvrent pour f=0.32 et f=0.4 pour les polarisations TE et TM respectivement.

On constate que pour un réseau triangulaire les bandes interdites sont nettement plus larges et s'ouvrent pour des facteurs de remplissage plus faibles c'est pourquoi il est plus exploité et souvent préféré pour confiner la lumière.

I-5-7 Cristaux photoniques bidimensionnelles planaires :

Puisque le cristal photonique est bidimensionnel dans le plan (X,Y) et est considéré comme infini le long de la direction Oz. Ceci reste un concept purement théorique et ne montre que peu de promesses pour des applications en optique intégrée qui repose essentiellement sur le confinement vertical de la lumière.

En plus de ces contraintes, ainsi que la possibilité de contrôler la lumière dans la troisième direction de l'espace impose l'utilisation de structures associant les propriétés des guides d'onde plan pour le confinement vertical et les propriétés de dispersion des cristaux photoniques 2D pour le confinement latéral de la lumière.

Ces structures portent le nom de cristaux photoniques bidimensionnels planaires [23]. Ces cristaux photoniques planaires se composent généralement d'une couche guidante centrale de haut indice entourée par deux autres couches de bas indice.

Ce modèle de CP planaire de hauteur finie influe sur les propriétés optiques par l'apparition d'une structuration verticale des modes électromagnétiques. Le diagramme des bandes vu précédemment n'est plus valable et est remplacé par celui de la figure ci-dessous figure I-13.



Figure I.13 Diagramme des bandes d'un CP planaire la troisième dimension est prise en compte par l'intermédiaire du cône d'air (zone bleue). (a) réseaux triangulaire (b) réseau carrée .h est l'épaisseur du film

On définit la notion de ligne de lumière [24], la limite entre les longueurs d'onde qui seront réfléchies à l'interface couche guidante/couche de confinement (la lumière restera donc dans la couche guidante) et celles qui seront réfractées (la lumière sortira du cristal). Les modes situés sous la ligne de lumière sont des modes parfaitement guidés et restent confinés dans le plan, alors que les modes situés au dessus sont des modes totalement délocalisés. Ces modes sont appelés modes à pertes parce qu'ils perdent de l'énergie dans la troisième direction.

A cause de cette épaisseur finie, on ne peut parler strictement de polarisation TE et TM. Les modes sont alors classés selon leur symétrie par rapport au plan médian de la couche guidante. Si le guide planaire est symétrique verticalement, les modes seront soit pairs (symétriques) soit impairs (antisymétriques). Ces 2 groupes de modes sont totalement indépendants et ne peuvent se coupler entre eux. Le mode pair présente un champ majoritairement confiné dans le plan, il sera très proche d'un mode purement TE.

Pour désigner les modes pairs on parlera de modes quasi-TE et inversement les modes impairs seront qualifiés de modes quasi-TM.

I-5-8- Approche membrane ou substrat :

Afin d'assurer le confinement vertical de la lumière et de limiter les pertes dans la 3^{ème}direction, suivant le contraste d'indice entre la couche guidante et le substrat deux approches sont envisageables figure I-13.

I-5-8-1- Approche membrane (fort contraste d'indice) :

Ce confinement à fort contraste d'indice est généralement obtenu à l'aide d'une membrane semi conductrice suspendue dans l'air [25]. Elle est obtenue par dépôt d'une couche de silicium sur une

couche de silice (SiO2) ou bien un dépôt de GaAs sur une couche ALxOy. On a respectivement 2 contrastes d'indice $\Delta n=2,2$ et $\Delta n=2$.Dans ce cas la lumière peut être facilement confinée dans la couche guidante à condition d'utiliser les modes situés sous la ligne de lumière.

Le fort contraste d'indice permet un bon confinement vertical de la lumière et limite les pertes de propagation. De plus, la profondeur des trous n'est que de quelques centaines de nanomètres ce qui facilite leur gravure. Cependant ces structures sont fragiles et moins stables mécaniquement en raison d'une mauvaise évacuation thermique ce qui peut être gênant pour certaines applications notamment celles des Lasers.

I-5-8-2 Approche substrat (faible contraste d'indice) :

Pour un contraste d'indice faible de l'ordre de Δ =0,1 ou 0,2 dans ce cas, le confinement vertical est faible et les pertes de propagation peuvent être importantes. Pour conserver un guidage monomode l'épaisseur de la couche guidante doit être relativement importante (supérieur au micromètre). Du point de vue technologique, ce type de gravure est difficilement réalisable c'est pourquoi on lui préfère l'autre approche à fort contraste d'indice.



Figure I.14 Géométrie d'un cristal photonique 2D planaire (a) approche substrat $n_2 \approx n_1$

(b) approche membrane où $n_2 >> n_1$

I -5-9 Vitesses de phase et vitesse de groupe :

La propagation d'une onde monochromatique dans un milieu linéaire isotrope et homogène est conditionnée par l'équation d'onde. Les solutions élémentaires de cette équation sont des ondes électromagnétiques planes dont la distribution du champ est sinusoïdale dans le temps et dans l'espace. La vitesse de propagation de cette onde est appelée vitesse de phase.

Pour une phase s'exprimant par : $\varphi(x,t) = \omega t - k_0 x + \varphi_0$

$$V_{\varphi} = \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{\omega}{k_0} \tag{I-5}$$

La vitesse de groupe correspond à la vitesse de propagation de l'énergie lumineuse et peut s'écrire dans le cas unidimensionnel 1D [21] :

$$V_{g} = \left(\frac{\partial \omega}{\partial k}\right)_{k=k_{0}} \quad \text{Où} \quad \omega = v_{\varphi} \quad \text{on aboutit à la formule de Railegh}$$

$$V_{g} = V_{\varphi} - \lambda \frac{\partial V_{\varphi}}{\partial \lambda} \quad (I-6)$$
extre vitesse de groupe peut être remplesée per le formule générale de plusieure dimensione per :

cette vitesse de groupe peut être remplacée par la formule générale de plusieurs dimensions par :

$$\overline{V_{g}} = \overline{\operatorname{grad}}_{k=k_{0}}(\omega) \tag{I-7}$$

On définit également les indices de réfractions de groupe et de phase par de simples relations qui sont :

CHAPITRE I : Notions générales sur les cristaux photoniques

$$ng = \frac{c}{vg}$$
 et $n\phi = \frac{c}{v\phi}$

I-5-10 Le facteur de qualité Q :

Le facteur de qualité permet de mesurer la capacité d'un résonateur à conserver l'énergie. Donc le facteur de qualité Q d'un mode résonnant de fréquence ω_0 est défini comme le rapport de l'énergie moyenne emmagasinée dans le résonateur sur l'énergie dissipée par cycle [26].

 $\mathbf{Q} = [\text{Energie emmagasinée/Energie dissipée par cycle}] = \omega_0 * \mathbf{U/P}$

Où U est l'énergie emmagasinée dans le résonateur et P la puissance dissipée

La puissance dissipée moyenne sur un cycle est égale à l'opposé de la variation de l'énergie emmagasinée U, donc :

(I-8)

 $P=-dU/dt=-\omega_0*U/Q$; Cette équation différentielle a pour solution :

$$\mathbf{U}(\mathbf{t}) = \mathbf{U}_0 * \exp(-\omega_0 * \mathbf{t}/\mathbf{Q})$$

Or la dépendance temporelle de l'énergie emmagasinée dans la cavité s'atténue comme suit :

$$E(t) = E_0 e^{\frac{-\omega_0 t}{2Q}} e^{i\omega_0 t}$$
(I-9)

Le confinement modal peut être caractérisé soit dans le domaine temporel ou dans le domaine fréquentiel pour donner une expression du champ électrique de la forme :

$$E(\omega) = E_0 \frac{1}{\frac{\omega_0}{2Q} + j(\omega - \omega_0)}$$
(I-10)

Cette équation montre que le spectre du champ se présente sous la forme d'une fonction Lorenzienne centrée sur la fréquence de résonnance ω_0 avec une largeur à mi-hauteur (FWHM) $\Delta \omega$. On déduit la condition suivante qui est une autre définition du facteur de qualité.

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda} \tag{I-11}$$

Cette expression peut aussi être interprétée comme le rapport entre le temps de vie du photon à l'intérieur de la cavité τph et la période :

$$Q = 2\pi \frac{\tau ph}{T}$$
(I-12)

I-6 - Défauts structuraux

Comme dans les semi-conducteurs, la création de défauts dans la structure cristalline entraine l'apparition de niveaux d'énergies dans la bande interdite ; le même phénomène est observé en créant des défauts dans un cristal photonique, on voit apparaître des modes de défauts dans la bande interdite photonique. Selon le but recherché, on étudiera le comportement optique des structures photoniques avec un défaut ou en couplant ces défauts pour réaliser des fonctions de filtrage, de démultiplexage ou de détection. L'utilisation de ces structures ouvre la voie vers une miniaturisation des composants d'optique intégrée et une amélioration de leurs performances.

I-6-1 Cavités à CP - Défauts ponctuels

Les défauts ponctuels sont créés en modifiant les caractéristiques d'une cellule du réseau. On pourrait ainsi procéder au retrait, à l'ajout ou à la modification d'un motif du cristal. En reprenant la terminologie de la physique du solide, cela revient à la réalisation des défauts lacunaires, substitutionnels ou encore interstitiels (figure I-15).

Cette catégorie regroupe les cavités formées d'un ou plusieurs trous d'air dans la direction ΓK du cristal photonique. Ce type de cavités est généralement appelé cavités linéaires et hexagonales notées respectivement Ln et Hn (où n est le nombre de trous manquants).

Cette rupture locale du réseau périodique conduit à la création d'une cavité optique. Celle-ci génère des modes électromagnétiques résonnants appelés modes de défauts qui viennent se positionner en énergie au sein des bandes interdites photoniques (voir figure I-16).



Figure I.15 Exemples de défauts ponctuels dans un cristal photonique composé de tiges diélectriques (a) retrait d'un cylindre (b) modification de la constante diélectrique d'un cylindre.

Le mode de défaut dans le spectre de transmission du cristal photonique, de la figure I-15 se traduit par l'apparition d'un pic fin dont la fréquence est localisée dans la zone de défaut dans la bande interdite photonique.



Figure I.16 : Spectre de transmission d'un cristal hexagonal de tiges diélectriques avec (courbe bleue) et sans défaut lacunaire (courbe noire) [27].

I-6-2 Guides à cristaux photoniques (Défauts étendus) :

Les défauts étendus sont obtenus en introduisant des défauts linéaires dans un cristal photonique en modifiant les cylindres ou les trous sur plusieurs sites voisins du cristal. La lumière qui ne peut pénétrer au sein du cristal est contrainte de se propager le long du défaut, on a ainsi créé un guide d'onde (voir Fig.I-17). Les modes électromagnétiques associés à ce guide ayant une fréquence

appartenant à la bande interdite photonique du CP sont des modes confinés et peuvent se propager le long de ce guide.



Figure I.17 : Exemples de défauts linéaires retraits d'une ligne de trous d'air dans un cristal photonique : guide d'onde.

Ici le guidage de la lumière est complètement différent de celui existant dans les guides optiques classiques (réflexion due aux différences d'indice de réfraction) mais par la propagation des modes de Bloch. Dans ce cas les modes sont guidés par le phénomène de bande interdite photonique (fig I-18). La conséquence est que l'on peut envisager de fabriquer des guides optiques présentant des courbures et des formes différentes, chose impossible à réaliser dans un guide à réflexion totale.



Figure I.18 Défauts étendus obtenus en supprimant des tiges d'un cristal photonique dans les directions des flèches (a) guide droit, (b) virage à 120° (c) jonction en Y.

I-7 Application des cristaux photoniques :

Les structures à cristaux photoniques bénéficient de beaucoup d'avancées technologiques qui vont leur permettre de réaliser des circuits optiques intégrés. Elles bénéficient également des technologies utilisées par l'industrie de la microélectronique qui permettent de structurer la matière sur des échelles nanométriques. En se basant sur un fort contraste d'indice ces structures permettent de confiner la lumière dans des volumes de l'ordre de la longueur d'onde. Le fait d'avoir des propriétés de fort

confinement favorise les interactions lumière-matière et permet de concevoir et de réaliser des composants actifs de plus en plus efficaces.

Depuis des années l'application des cavités résonantes et guides d'ondes à cristaux photoniques utilisés comme briques de base des circuits photoniques intégrés a fait l'objet de recherches significatives. En se basant sur ces composants, plusieurs dispositifs ont été proposés allant de l'optique à l'optoélectronique en passant par les télécommunications et la bio détection. En outre les cavités à fort facteur de qualité et faible volume modal suscitent un intérêt particulier pour le contrôle de l'émission spontanée de la lumière et la réalisation de sources à photon unique. De plus, le couplage de ces cavités avec des guides d'onde autorise la réalisation de fonction importante dans l'optique intégrée comme le multiplexage en longueurs d'onde et la détection. Ce qui offre de nouvelles perspectives dans la conception de capteurs photoniques ultra-compacts. Dans cette section, nous allons présenter les applications qui ont un très fort impact sur notre travail.

I-7-1 Filtres de type ADD-DROP :

Ce filtre joue un rôle important dans les circuits photoniques intégrés. Il se présente comme une plateforme dans un réseau à CP où l'on a introduit deux guides d'ondes couplés entre eux par une cavité centrale (voir Fig.I-19). L'un des guides d'onde sert à propager un ensemble de signaux à des longueurs d'onde (λ i) différentes parmi lesquelles figure la longueur d'onde (λ i) que l'on veut extraire. La cavité centrale est choisie de manière à présenter une résonnance à cette longueur d'onde. Le faisceau optique à la longueur d'onde λ_1 pourra passer si les guides sont parfaitement couplés. On aura donc réalisé l'opération de soustraction, à l'opposé, on pourra réaliser l'opération d'addition en injectant un signal de longueur d'onde λ_1 par l'entrée du guide supérieur. Ces opérations s'appellent respectivement multiplexage et démultiplexage de longueur d'onde.

Diverses versions du filtre ADD-DROP à base de cristaux photoniques ont été déjà réalisés cependant la sélectivité est exigée pour prélever une longueur d'onde parmi d'autres. Ceci requiert des facteurs de qualité de l'ordre de 10000 pour la cavité ainsi qu'un excellent couplage guides-cavité. Des facteurs de qualité de l'ordre de 3000 ont été obtenus pour des microcavités d'un seul trou manquant à 40000 pour trois ou quatre trous manquants.



Figure I.19 Filtre Add-Drop : le signal d'entrée, en bas et à droite, est composé d'un grand nombre de signaux à des longueurs d'onde différentes λi . Le filtre réalisé dans un cristal bidimensionnel de symétrie hexagonale, permet d'extraire l'un des signaux (ici, celui à la longueur d'onde λ_1) en l'aiguillant dans une autre direction [28].

I-7-2 Filtres de type FABRY-PEROT :

C'est la deuxième façon de faire un couplage entre une cavité et un guide c'est la cavité de type Fabry-Perot. La cavité a été intégrée à un guide W1 en insérant des motifs dans le guide. La plupart des longueurs d'onde guidées à l'extrémité du guide seront réfléchis excepté quelques-unes qui seront couplées à la cavité, un deuxième guide est placé face à la cavité.

Une cavité mono défaut a été utilisée et a permis d'obtenir une transmission résonnante. Ces expériences ont été réalisées par C.grillet au LEOM sur une membrane d'InP avec un facteur de remplissage en air de 30%. Ce filtre a prouvé un taux de transmission de l'ordre de 5% avec un facteur de qualité de 287 ; ce faible taux de transmission provient des pertes des miroirs de la cavité et du couplage partiel au mode de la cavité résonnante. Une façon d'obtenir un bon couplage entre le mode de la cavité et le mode guidé est d'utiliser une géométrie de cavité proche de celle du guide.

La structure étudiée maintenant comprend un guide W1 et une cavité composée de deux motifs suivant la direction du guide, deux motifs ont été également disposés de part et d'autre pour former les miroirs (elle sera donc appelée L2-2) (voir Fig.I-20a). L'excitation est réalisée à l'aide d'un dipôle polarisé suivant l'axe perpendiculaire au guide. La détection se faisant évidemment à la sortie du guide. Une comparaison a été faite du spectre de transmission de ce filtre avec une structure de type L1-2 (cavité constituée d'un seul motif) voir figure 1-20. Pour la structure L2-2 un couplage de l'ordre de 80% est obtenu pour une résonnance située vers $a/\lambda=0.36$ sur la bande de transmission du mode fondamental (Fig. I-20 (d)). Pour la structure L2-1 deux transmissions de l'ordre de 20% apparaissent vers $a/\lambda=0.41-0.42$ (fig I-20 (b)). Ses essais ont permis l'observation de résonances exploitables en transmissions avec des facteurs de remplissage de 0.5.



Figure I.20 Transmission 2D FDTD des filtres L1-2 et L2-2. Le facteur de remplissage en air du cristal photonique est de 0.5 et l'indice le plus fort est de 2.7 (indice effectif de la membrane d'InP vers $a/\lambda=0.4$) Les flèches verticales sur les tracés (b) et (d) indiquent respectivement la fréquence des cartes de champ tracée en (a) et (c) [29].

I-7-3 Capteurs à cristaux photoniques

Ces dernières années, de nombreux capteurs optiques permettent la détection et le dosage de solutions biologiques ainsi que l'évaluation de plusieurs grandeurs comme par exemple des tensions, des champs, des températures etc.

Les techniques de détection optiques les plus exploités reposent essentiellement sur le principe de la résonnance plasmonique de surface (SPR), les résonances calorimétriques et des méthodes d'interférométrie.

Parmi ces méthodes de détection optique, l'utilisation des cristaux photoniques comme outil de transduction semble très prometteuse. Les capteurs à CP ont contribué grandement à améliorer les capacités de détection, notamment d'un point de vue interaction lumière-matière, de la miniaturisation des interfaces ou encore des meilleurs sensibilités et limites de détection pour des temps très courts.

Ces dispositifs hautement ordonnés peuvent également bénéficier des techniques de fabrication de la microélectronique. Dans la grande diversité des architectures proposées, les capteurs à CP basés sur le couplage guide-cavité ont montré un fort potentiel d'intégration pour leur réalisation.

En ajustant les paramètres géométriques de la cavité, il est possible de contrôler le confinement de la lumière au sein de la cavité et donc améliorer les facteurs de qualité et les fréquences de résonnance.

De plus la longueur d'onde de résonnance du mode optique résultant est très sensible aux perturbations de l'indice de réfraction de la structure à CP ce qui permet une variation de la longueur d'onde du mode d'intérêt.

L'idée consiste donc à évaluer les performances de détection des cavités et à étudier la diversification des espèces à détecter tout en assurant une transmission maximale de l'information à travers le guide. Ce sont ces types de dispositifs qui ont fait l'objet de notre étude, ils seront profondément détaillés dans le chapitre suivant.

I-8 Conclusion

Dans ce domaine moderne, nous avons discuté de certains des concepts de cristaux photoniques unidimensionnel, bidimensionnel et tridimensionnel, ensuite nous avons présenté certaines applications sont faites à partir de ces cristaux tels que les filtres et les capteurs. Nous avons vu que ces cristaux optiques sont très prometteurs pour obtenir des composants optiques planaires compacts et originaux. 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.
Références du chapitre I

- [1] John. S. Strong. localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. Phys Rev Lett,1987,58:2486–2489,(1987) https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.58.2486
- [2] E. Yablonovitch. Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics, Phys Rev Lett, 1987, 58:2059–2062, https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.58.2059
- [3] E.Yablonovitch, T.Gmitter, K.Leung. Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing non spherical atoms, Phys Rev Lett, 1991, 67:2295–2298. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.67.2295
- [4] P.Yeh. Optical waves in layered media.(2005), Wiley, Hoboken, NJ
- [5] HT. Flint. The analogy between the photon and the electron and the derivation of the quantum equation. Proc Phys Soc,1938, 50:899–909. <u>https://doi.org/10.1088/0959-5309/50/6/303</u>
- [6] J. Derbali, F. Abdel Malék, S.Sc.A. Obayya, H. Bouchriha etR. Letizia, Conception d'un capteur à cristal photonique compact, Optical Quantum Electronics, 2011, vol.42, p. 463-472.
- [7] Yablonovitch E, Gmitter TJ, Meade RD, et al (1991) Donor and acceptor modes in photonic band structure. Phys Rev Lett, 1991, 67:3380–3383. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.67.3380
- [8] GIN. Waterhouse, MR. Waterland. Opal and inverse opal photonic crystals: Fabrication and characterization. Polyhedron, 2007, 26:356–368. https://doi.org/10.1016/j.poly.2006.06.024
- [9] OD.Velev, AM. Lenhoff. Colloidal crystals as templates for porous materials. Current Opinion in Colloid & Interface Science, 2000, 5:56–63. <u>https://doi.org/10.1016/S1359-0294(00)00039-X</u>
- [10] RC. Schroden, M. Al-Daous, CF. Blanford, A. Stein,(2002) Optical Properties of Inverse Opal Photonic Crystals, 2002, Chem Mater 14:3305–3315. https://doi.org/10.1021/cm020100z
- [11] G.Iadonisi, G. Cantele, ML. Chiofalo, Introduction to Solid State Physics and Crystalline Nanostructures, 1st ed. 2014. Springer Milan : Imprint: Springer, Milano
- [12] C. Kee,S. P Han, K. Byoung, et al., Photonic band gaps and defect modes of polymer photonic crystal slabs, Appl. Phys. Lett., 2005,vol. 86, pp. 051101.
- [13] T.E. Sale, "Vertical cavity surface emitting lasers," Research Studies Press, 1995, Taunton, Somerset, England.
- [14] K. Busch, "Photonic band structure theory: assessment and perspectives", C.R.Physique, 2002, vol. 3, no. 53, pp. 53-66.

- [15] A. Benmerkhi, Optimisation du confinement de la lumière dans des cavités à cristaux photoniques, thèse de doctorat, 2012, Université de constantine.
- [16] B. Lombardet, Étude et réalisation des cristaux photoniques pour l'optique intégrée, Thèse de doctorat n°3254,2005, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne.
 - [17] D. Felbacq, E. Centeno, Theory of diffraction for 2D photonic crystals with a boundary," Optics communications, 2001, vol.199, p. 39-45.
 - [18] B. S. Song, S. Noda, T. Asano, and Y. Akahane, Ultra-high-Q photonic double- hetero structure nanocavity". Nature Materials, 2005, vol.4, no. 3, pp. 207–210.
 - [19] Y. Merle, "Etude de la dispersion électronique dans les matériaux périodiques diélectriques bidimensionnels", Thèse de doctorat n° 47, 2003, Université de Limoges.
 - [20] J.M.Lourtioz, D.Mayster, H.Benisty, V.Berger, J.M. Grerard, D. A. Techelnkov, Les cristaux photoniques ou la lumière en cage'', GET et lavoisier, 2003, Paris.
 - [21] J.D. Joannopoulos, R. D. Meade, J. N. Winn, Photonic Crystals- Molding the Flow of Light. Princeton University Press, 2008, Princeton, NJ.
 - [22] D. BERNIER, « Propriétés de super prisme des cristaux photoniques sur substrats SOI pour le démultiplexage en longueur d'onde », Thèse de doctorat n° 9305, 2008, L'UNIVERSITE PARIS-SUD XI, ORSAY.
 - [23] T. E. Sale, Vertical cavity surface emitting lasers, Research Studies Press Taunton, 1995.
 - [24] S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos et L. A. Kolodziejski, Guided modes in photonic crystal slabs, Phys. Rev. B, 1999, vol. 60, n° 8, pp. 5751-5758.
 - [25] N. Kawai, K. Inoue, N. Carlsson, N. Ikeda, Y. Sugimoto, and K. Asakawa, Confined band gap in an air-bridge type of two-dimensional AlGaAs photonic crystal, Physical Review Letters, 2001, vol.86, pp.2289–2292.
 - [26] P. J. Petersan, et S. M. Anlage, Measurement of resonant frequency and quality factor of microwave resonators: Comparison of methods," Journal Of Applied Physics,1998, vol. 84, n°6, pp.3392-3402.
 - [27] Jean-Michel LOURTIOZ, Cristaux photoniques et « gaps » de photons -Propriétés et applications »,Techniques de l'Ingénieur,2004, AF 3 711.
 - [28] S. Noda, A. Chutinan et M. Imada, Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap structure, Nature, 2000, vol. 407, p.608-610.
 - [30] Y. 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° 01-0081,2001, L'institut national des sciences appliquées de Lyon.

CHAPITRE II

Capteurs à cristaux photoniques

II-1 Introduction

L'augmentation des besoins en applications de détection dans plusieurs domaines tels que la santé, la défense, la sécurité, le contrôle qualité ... etc., conduit à un développement très important des techniques optiques de détection (les capteurs optiques). 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 [1]. De tels capteurs doivent permettre un diagnostic rapide et être fiables et simples à utiliser ; en outre, la compatibilité de ces capteurs avec des systèmes de détection à faible coût et facilement transportables est une caractéristique essentielle. Dans ce contexte les capteurs à cristaux photoniques qui vont être développés dans ce chapitre ont été très intriguant puisque leurs propriétés optiques se modifient sous l'influence des substances à analyser et sous illumination. Récemment, il y a eu plusieurs travaux de recherches utilisant les cristaux photoniques en tant qu'élément de détection en raison de leur structure de bande et du confinement de la lumière. Leur développement a permis la conception et la réalisation de nouveaux dispositifs photoniques très performants permettant la détection d'espèces biologiques à l'échelle nanométrique [2]. De plus, leurs réponses sont aussi fiables sur des zones aussi petites que quelques µm2 à mm2. Ce qui leur contribue un avantage supplémentaire pour que ses nanostructures puissent être implémentées dans des dispositifs Lab-on-Chip pour des détections in-situ des substances à analyser.

II-2 Généralités sur les capteurs

II-2-1 Définition

Un capteur est un dispositif qui permet de sonder, caractériser, quantifier une grandeur physique et de la convertir en une grandeur facilement exploitable pour l'utilisateur (souvent, il s'agit d'un signal électrique, optique ou acoustique). On peut dire qu'un capteur est un dispositif qui, sous l'effet d'une grandeur physique que l'on souhaite caractériser, délivre une grandeur physique exploitable, on parle ainsi d'un transducteur (figure II.1)



Figure II.1 : Schéma général d'un capteur

II-2-2 Structure d'un capteur

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

:



Figure II.2 : Structure détaillée d'un capteur.

11.2.2.1. 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.

11.2.2.2. 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.

11.2.2.3. Le boîtier

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

II-2-3 Caractéristiques métrologiques d'un capteur

Les caractéristiques métrologiques d'un capteur constituent les liens effectifs entre le capteur et la grandeur qu'il mesure.

II-2-3-1 Etalonnage

L'étalonnage permet d'ajuster et de déterminer, sous forme graphique, la relation entre le mesurande et la grandeur électrique de sortie (fig II-3). Très souvent l'étalonnage n'est valable que pour une seule situation d'utilisation du capteur.



Figure II.3 : Courbe d'étalonnage d'un capteur.

II-2-3-2 Sensibilité

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 (Sout) par rapport à celle du mesurande (m) (pente de la portion linéaire de la courbe d'étalonnage), et s'écrit :

$$S = \frac{\Delta Sout}{\Delta m}$$

Plus un capteur est sensible, plus la mesure est précise. C'est une caractéristique importante pour l'exploitation et l'interprétation des mesures.

II-2-3 -3 Temps de réponse ou rapidité

La rapidité est caractérisée par le temps que met le capteur à réagir à une variation brusque du mesurande. Cependant la valeur finale étant le plus souvent atteinte de manière asymptotique, elle correspond au temps nécessaire pour que le capteur délivre une certaine portion a de la pleine amplitude du signal. Le temps de réponse noté ta est tel que α vaut généralement 90%. La connaissance du temps de réponse d'un capteur est un élément essentiel lors de la réalisation de mesures.

II-2-3-4 Domaine de linéarité

Il définit l'intervalle où la variation de la grandeur de sortie est proportionnelle à celle du mesurande. Les capteurs sont généralement réalisés de telle sorte qu'ils délivrent des réponses dans le domaine linaire pour une facilité d'exploitation.

II-2-3-5 Réversibilité

Elle définit la capacité du matériau à revenir à son état initial lorsqu'on supprime l'excitation.

II-2-3-6 Sélectivité

Un capteur sélectif est un capteur qui présente une sensibilité uniquement pour un seul type de

CHAPITRE II : Capteurs à cristaux photoniques

grandeur qu'on veut mesurer (physique, chimique, biologique...) et admet une sélectivité et une capacité à ne mesurer qu'une seule grandeur dans le milieu. Les grandeurs à mesurer doivent être indépendantes des autres grandeurs existantes dans le système ou milieu en cours d'analyse [3].

II-2-3-7 Fidélité

La fidélité d'un capteur est le qualificatif de son aptitude à donner des valeurs en étroit accord lors de mesurages répétés sur une même grandeur physique dans des conditions spécifiées. Elle est en général exprimée numériquement par des caractéristiques telles que l'écart-type (Plus l'écart type est élevé, moins le capteur est fidèle (figure II-4)), la variance ou le coefficient de variation [3]. La fidélité représente alors les incertitudes de mesure d'un capteur dues à des erreurs de nature aléatoire [4].

II-2-3-8 Résolution R (Précision)

La résolution est un terme représentant le plus petit incrément de la valeur du mesurande qui puisse être détecté par le capteur [5]. Elle présente des imprécisions liées aux erreurs de mesure. Ces erreurs sont regroupés en deux types : les erreurs systématiques qui 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 micro résonateur etc.

II-2-3-9 Limite de détection (LD)

C'est la plus petite valeur de la grandeur à mesurer pouvant être détectée. La LD est utilisée pour évaluer la performance de l'association d'un capteur et d'un dispositif de mesure. Plus elle est faible, plus l'association est sensible. L'expression de la limite de détection déduite à partir de la définition de la sensibilité du capteur est de la forme :

$$L D = \frac{R}{S}$$

II-3 Capteurs optiques

Le développement des capteurs électriques offre des dispositifs très performants ayant servi beaucoup de domaines d'applications. En effet, les exigences accrus en matière de miniaturisation ,de temps de traitement d'informations, de diminution de pertes ainsi que la réduction de la pollution, les capteurs optiques ont fait leur apparition.

Actuellement on peut distinguer plusieurs capteurs optiques comme les capteurs de température, pression, humidité, position, et aussi les capteurs biologiques. Le fonctionnement de ces capteurs repose sur des technologies à base de fibres optiques, plasmons de surface, guides d'ondes plans ou cristaux photoniques. Leurs techniques de détection sont basées sur la variation d'information caractérisant l'onde lumineuse tel que :

La variation de l'intensité lumineuse [6][7][8], basée sur la comparaison entre la lumière transmise détectée à la sortie d'un capteur et la lumière injectée à l'entrée de ce dernier. Grace à l'action d'une perturbation du milieu dans un capteur, l'amplitude de l'onde mesurée étant modifiée.

La variation de cohérence temporelle [9], basée sur des techniques interférométriques qui consiste à l'introduction d'une différence de chemin optique c'est à dire un retard entre les deux bras de l'interféromètre inférieur à la longueur de cohérence de la source utilisée.

La variation de phase, basée sur le principe d'altération de la phase de l'onde qui se propage dans le capteur par exemple de type interférométrique [10].

II-4 Capteurs à cristaux photoniques

-Etat de l'art

Les cristaux photoniques [11,12], comme décrits dans la section précédente, sont composés de structures diélectriques périodiques. L'une des principales caractéristiques de cette périodicité donne naissance à toute une gamme de longueurs d'onde qui ne peut pas se propager dans la structure, appelée bande interdite photonique (BIP). La taille de la BIP et sa position dans le spectre peuvent être ajustées en faisant varier le contraste d'indice de réfraction des matériaux diélectriques et / ou la périodicité de la structure [13]. Ces propriétés rendent les cristaux photoniques extrêmement utiles dans un certain nombre d'applications. Notamment, grâce à leurs propriétés de piéger les photons et de créer des résonances optiques très sensibles à la présence d'analytes biologiques, l'application des cristaux photoniques en tant que biocapteurs a suscité un grand intérêt. Les CPhs disposent d'un large éventail de détection, ce qui les rend applicables dans une large gamme de mesures s'étendant de l'air jusqu'aux fluides biologiques très visqueux [14].

De nos jours, les biocapteurs intégrés basés sur les CPhs représentent l'une des classes les plus intéressantes de capteurs optiques. Les progrès réalisés dans le développement des transducteurs à CPhs, tant sur la compréhension des phénomènes physiques que sur la maitrise des procédés de fabrication, ont contribué à améliorer grandement leurs capacités de détection, notamment d'un point de vue des interactions lumière-matière, de la miniaturisation des interfaces ou encore de l'intégration de systèmes micro-fluidiques. De meilleures sensibilités et 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.

C'est depuis seulement ces dernières années que l'étude des cristaux photoniques pour le développement de détecteurs et bio détecteurs optiques a connu de réels progrès. Bien que les recherches en soient encore à un stade précoce l'intérêt que présentent ces structures photoniques pour une telle application peut se révéler très avantageux. De ce fait, différentes techniques et configurations sont constamment développées et optimisées afin d'augmenter les performances de détection. Les premiers capteurs utilisant une microcavité à CPh 2D pour la mesure du changement de l'indice de réfraction d'un mélange glycérol-eau a été démontrée en 2004 par l'équipe de Chow et al. [15]. La cavité proposée a été formée par la diminution du rayon de trou central. Le dispositif proposé présente une sensibilité de 200 nm / RIU et une limite de détection de 0,002 RIU pour un facteur de qualité d'environ 400. Plus tard, l'équipe de Lončar et al. [16] ont pu améliorer cette limite de

CHAPITRE II : Capteurs à cristaux photoniques

détection à 0.001 RIU en utilisant une microcavité à CPh 2D optimisée. La surface de détection été recouverte d'un film fin de polymère qui a permis la détection d'ions spécifiques en environnement liquide à des concentrations micro molaires [17]. Par ailleurs, il a été conclu que la limite de détection peut être encore améliorée en augmentant la sensibilité et le facteur Q tout en réduisant le niveau de bruit du dispositif. En se basant sur ces critères, diverses conceptions ont été proposées et optimisées pour améliorer encore les propriétés de détection.

II-4-1 Capteur à indice de réfraction de température

En modélisant le changement de l'indice de réfraction d'un matériau ou d'un milieu donné en fonction de la température, on peut mesurer et contrôler la température dans laquelle ce milieu et/ou matériau est placé. On parle alors de capteur de température.

Un capteur de température à cristaux photoniques a été proposé par Radhouene et al. en 2017 [18] (Fig.II. 4). La structure est un cristal photonique à réseau carré de cylindres diélectriques plongés dans l'air. Le paramètre de maille et le rayon des cylindres sont respectivement a = 546 nm et r =0.185a. L'indice de réfraction des cylindres, supposé indépendant de la fréquence, est n =3.19.

Ce capteur est constitué de deux guides d'onde et d'un résonateur en anneau à cristal photonique (PCRR), en forme de super-ellipse placé au milieu de la structure. Le résonateur en anneau est pris en sandwich par deux guides d'ondes (Figure II.4a). La transmission calculée au port C pour différentes températures est représentée sur la figure II.4b. D'après cette figure, il est clairement observé que la longueur d'onde de résonance montre un décalage vers le rouge (se déplaçant vers la longueur d'onde supérieure) avec une augmentation de la température. Les résultats de simulation ont montré un facteur de qualité et une sensibilité à la température appréciable égaux respectivement à 1727,22 et $65.3 \text{ pm} / ^{\circ}\text{C}$.





(b)

Figure II.4 : (a) Diagramme schématique de la structure de résonateur en forme de super-ellipse,
(b) Transmission au port C pour différentes températures (T=0°C;T=16,85)

°C ;T= 33,70 °C ;T= 50,55 °C et T=57,40 °C).

Dans un autre travail, Rajasekar et al. [19] ont proposé un capteur de température basé sur un résonateur à cristaux photoniques. Ce nano capteur est composé de deux tronçons de guides W1 entre lesquels a été disposée un résonateur en anneau à CP de forme hexagonal suivant la direction UK du guide (figure II.5a).La figure II.5b représente le spectre de transmission normalisé du résonateur pour différentes températures appliquées (entre 0 et 540 °C). On voit clairement que la longueur d'onde de résonance se déplace vers les hautes longueurs d'onde lorsque la température augmente. D'après ces résultats, la transmission, le facteur de qualité et la sensibilité sont 100%, 738,7 et 66,66 pm / ° C, respectivement.



Figure II.5 : Capteur de température à base de PCRR hexagonal (a), (b) spectre de transmission du capteur en fonction de la variation de la température entre 0°C à 540 °C.

II-4-2 Capteur de champ électrique

La structure de l'agencement du capteur de champ nano-électrique basé sur un résonateur à cristaux photoniques couplé Si-BTO est illustrée à la figure II-6. La plate-forme de détection du champ électrique est composée de deux quasi-guides d'ondes en ligne dans la direction horizontale, et du résonateur PC basé sur BTO situé entre eux. Les quasi-guides d'ondes en ligne sont formés par l'introduction de défauts de ligne pour éliminer les tiges de Si du côté de l'entrée et de la sortie. Le résonateur PC à base de BTO est créé en retirant sept tiges de Si (couleur rouge) pour insérer les trois tiges de BTO (couleur bleue) avec un rayon (rb) de 300 nm et l'espace de quatre tiges de Si alésées créé comme une nano cavité qui est utilisée pour réduire leur perte de rayonnement. Les deux tiges de couplage (C) sont placées dans les quasis guides d'ondes en ligne côté entrée et sortie.



Figure II.6 Structure d'implantation du capteur de champ nano-électrique proposé, basé sur un résonateur à cristaux photoniques couplé Si-BTO, avec une constante de réseau a = 630 nm, le rayon des tiges de Si r = 130 nm et le rayon des tiges de BTO rb = 300 nm..[13]

La figure II-6 montre la configuration schématique permettant de détecter le champ électrique à l'aide de la structure de guide d'ondes couplée à un nano résonateur. La source lumineuse émet le signal gaussien à la première longueur d'onde de la bande interdite TE comprise entre 1351,5 nm et 2203,1 nm. Ensuite, le signal lumineux se propage à travers le quasi-guide d'ondes en ligne du nano capteur, et ce signal lumineux est fortement couplé dans le BTO et la nano cavité à la longueur d'onde de résonance. Dans les plans X-Z, deux électrodes sont placées pour appliquer le champ électrique externe au résonateur PC couplé au BTO. En conséquence, l'indice de réfraction du BTO est modifié, ce qui décale la longueur d'onde de résonance du nano capteur. Le déplacement de la longueur d'onde de résonance est observé par le moniteur temporel situé à l'extrémité du nano capteur. La lumière de sortie est transmise au photo détecteur, et elle est utilisée pour détecter le signal électrique.



Figure II.7 Structure schématique d'un capteur de champ nano-électrique basé sur un résonateur à cristaux photoniques hybride Si-BTO [20]

L'indice de réfraction du matériau ferroélectrique (BTO) est très sensible au champ électrique externe qui est appliqué dans la direction Z. La figure II-8 montre le spectre de transmission du capteur de champ nano-électrique pour différents niveaux de champ appliqué. L'effet du champ électrique sur la nanostructure proposée est analysé en augmentant le champ électrique de 0 kV/mm à 25 kV/mm, et son spectre de transmission équivalent est utilisé pour calculer les paramètres fonctionnels du capteur de champ nano-électrique.

Lorsque le champ électrique appliqué passe de 0 kV/mm à 25 kV/mm avec un incrément de 5 kV/mm, la longueur d'onde centrale du nano résonateur est déplacée linéairement vers la longueur d'onde supérieure. D'après les résultats de la simulation, on constate que la longueur d'onde centrale du nano capteur est décalée d'environ 10,13 nm pour un champ électrique appliqué de 25 kV/mm. De plus, il est observé que l'efficacité de transmission du nano capteur varie de 98% à 65,55% pour un champ électrique appliqué de 0 kV/mm à 25 kV/mm.



Figure II.8. Spectre résonnant normalisé du capteur de champ nano électrique basé sur un résonateur à cristaux photoniques à différents champs électriques externes de 0 kV/mm à 25 kV/mm avec un incrément de 5 kV/mm. [20].

En général, la sensibilité au champ électrique doit être élevée, ce qui signifie que la longueur d'onde centrale du nano capteur est extrêmement décalée vers une longueur d'onde plus élevée en raison d'une infime variation du champ électrique. Dans cette tentative, le capteur de champ nano-électrique basé sur un résonateur PC-2D offre une bonne sensibilité au champ électrique, qui est égale à 0,4 nm par kV/mm. Les paramètres fonctionnels du capteur de champ nano-électrique proposé à différents niveaux de champ électrique sont présentés dans le tableau II-1. L'efficacité de transmission maximale, le facteur de qualité et la sensibilité sont respectivement de 98%, 1420 et 0,407 nm/kV/mm.

Table II.1.	Paramètres fonctionnels du capteur de champ nano-électrique à différents	niveaux de
	champ électrique.[20]	

Champ Eléctrique (kV/mm)	Indice de Réfraction (RIU)	Efficacité de Transmission (%)	Facteur de Qualité	Sensibilité Champ Electrique (nm/kV
0	2.289000	98	1410.00	Ref.
5	2.306985	98	1411.81	0.400
10	2.324970	96.31	1413.63	0.400
15	2.342955	86.29	1415.45	0.406
20	2.360940	76.21	1417.27	0.407
25	2.378925	66.13	1420.00	0.406

Les sorties du nano capteur proposé en fonction des champs électriques externes sont présentées dans la figure II-9. A partir de la figure II-9, on observe que le nano capteur fournit une bonne relation linéaire entre le déplacement de la longueur d'onde de résonance et le champ électrique externe. De plus, la courbe linéaire indique que le nano capteur de champ électrique offre une large gamme dynamique de 0 kV/mm à 25 kV/mm. Par conséquent, le nano capteur proposé est extrêmement adapté à l'application de détection de champ électrique. [20].



Figure II.9. Relation entre la longueur d'onde de résonance et le champ électrique externe

II-5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les concepts de base liés aux capteurs en générale 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).ainsi que les capteurs de température et du champ électrique

Références du chapitre II

- S. Mandal, D. Erickson, Nanoscale optofluidic sensor array, Opt. Express, 2008, vol.16, pp.1623–1631.
- [2] C. F. Carlborg, K. B. Gylfason, A. Kazmierczak, F. Dortu, M. J. Banuls Polo, A. Maquieira Catala, G. M. Kresbach, H. Sohlstrom, T. Moh, L. Vivien, J. Popplewell, G. Ronan, C. A. Barrios, G. Stemme, and W. van der Wijngaart, A packaged optical slot-waveguide ring resonator sensor array for multiplex label free assays in labs-on-chips, Lab Chip, 2010, vol.10, pp. 281-290.
- [3] Comité commun pour les guides en métrologie, Vocabulaire international de métrologie-Concepts fondamentaux et généraux et termes associés,2012, (JCGM 200:2012), 3 ème édition.
- [4] G. Gauthier, ing.Ph.D, Introduction aux systèmes de mesures », capteurs et actionneurs, 2010, 5éme cours de GPA-668.
- [5] F. Bougriou, Etude théorique des matériaux à bandes interdites photoniques bidimensionnels : applications dans le domaine du guidage optique et la détection, thèse de doctorat en sciences, 2013, Université Frères Mentouri Constantine 1.
- [6] J. A. B. N. Lagakos, J. H. Cole, Microbend fiber-optic sensor, *Appl. Opt*, 1987,vol. 26, no. 11, pp. 2171–2180.
- [7] P. K. R. Y. Zhou, "Fourrier decomposition method for mode characterization in metalclad fiber with complex index Profil, *Opt. Commun*, 2004, vol. 237, pp. 325–332.
- [8] S. X. W. Yunming, D. Jingcao, Z. Mingde, Theoretical and experimental study on multimode optical fiber grating, *Opt. Commun*, 2005, vol. 250, pp. 54–62.
- [9] S. Ll. D. Inaudi, S. Vurpillot, In-line coherence multiplexing of displacement sensors : a fiber optic extensometer, *Proc. SPIE 'Smart Struct. Mater*, *1996, San Diego, USA*.
- [10] Y. SANOGO, Conception et fabrication de capteur et de leur technique d'interrogation pour des applications dans les domaines de la santé et de l'environnement, *thèse Dr.2012*, *ENS Cachan*.
- [11] E. Yablonovitch, Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics". Physical Review Letters, 1987, vol. 58, pp.2059.
- [12] J. D. Giannopoulos, P. R. Villeneuve, and S. fan, Photonic crystals: putting a new twist on light. Nature, 1997, vol. 386, pp.143-149.
- [13] D. Erickson, T. Rockwood, T. Emery, A. Scherer, and D. Psaltis, Nano fluidic tuning of photonic crystal circuits, Optics Letters, 2006, vol. 31, pp.59-61.

CHAPITRE II : Capteurs à cristaux photoniques

- [14] J. Topolancik, P. Bhattacharya, J. Sabarinathan, P. C. Yu, "Fluid detection with photonic crystal-based multichannel waveguides", Appl. Phys. Lett,2003, vol 82, n°.8, pp. 1143-1145.
- [15] E. Chow, A. Grot, L. W. Mirkarimi, M.Sigalas, and G. Girolami, Ultra compact biochemical sensor built with two-dimensional photonic crystal microcavity, Optics Letters, 2004, vol. 29, n°.10, pp.1093, 2004.
- [16] M. Lončar, A. Scherer, and Y. Qiu, Photonic crystal laser sources for chemical detection". Applied Physics Letters, 2003, vol.82, n°.26, pp.4648–4650, 2003.
- [17] S. Chakravarty, J. Topolancik, P. Bhattacharya, S. Chakrabarti, Y. Kang, and M. E. Meyerhoff, Ion detection with photonic crystal micro cavities". Opt. Lett., 2005,vol.30, n°.19, pp.2578–2580.
- [18] M. Radhouene, M.K. Chipa, M. Najjar, S. Robinson, B. Suthar, Novel Design of Ring Resonator Based Temperature Sensor Using Photonics Technology, Photonic sensors, 2017, vol.7, pp.311-316.
- [19] R. Rajasekar, S. Robinson, Nano-Pressure and Temperature Sensor Based on Hexagonal Photonic Crystal Ring Resonator, Plasmonics, 2018, vol. 14, pp. 3-15.
- [20] R. Rajasekar*, S. Robinsonb, Nano-electric field sensor based on Two Dimensional Photonic Crystal resonator, Optical Materials, 2018, vol.85, pp.474-482.

CHAPITRE III

Méthodes numériques et logiciels pour la simulation des cristaux photoniques

CHAPITRE III : Méthodes numériques et logiciels pour la simulation des cristaux photoniques

III-1 Introduction

Les outils de modélisation des phénomènes de propagation et de diffraction des ondes électromagnétiques ont été développés mais ils avaient présenté leurs limites. En effet les calculs numériques s'avèrent extrêmement compliqués car il s'agit de calculer l'évolution du champ électromagnétique dans des matériaux à structure géométrique complexe et présentant de forts contrastes d'indice.

Mais avec l'évolution rapide des vitesses de calcul, du développement sans cesse croissant des ressources informatiques ainsi que des méthodes de calcul, plusieurs outils ont vu le jour. Des algorithmes de calcul numérique mis à la disposition de la recherche doivent être capables de décrire toutes les structures avec précision et rapidité.

Des méthodes numériques se sont développées au moment ou d'autres ont vu le jour, permettant de traiter les problèmes de plus en plus complexes. Parmi celles traitant de la résolution des équations de Maxwell dans les domaines fréquentiel et temporel, on peut citer :

Méthodes fréquentielles : elles opèrent dans l'espace de Fourier et permettent d'obtenir simultanément la structure des bandes et l'état des modes on peut citer la méthode de décomposition en ondes planes (PWE), la méthode de décomposition en modes guidés (GME) et la méthode modale de Fourier (FMM).

Méthodes temporelles : Elles opèrent dans l'espace direct, elles sont adaptées pour réaliser des simulations qui impliquent une évolution des champs tels que des calculs de transmission et de temps de relaxation comme la méthode des éléments finis (FEM) et la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD).

Ces méthodes peuvent être complémentaires, en effet pour prédire la propagation des champs dans des structures guidantes, il est indispensable de déterminer d'abord les bandes interdites photoniques par la méthode des ondes planes (PWE) et la propagation par la deuxième méthode (par la méthode FDTD).

Dans ce contexte nous nous sommes intéressés à ces deux méthodes de calculs que sont la WPE et la FDTD que nous présentons brièvement dans ce qui suit.

Les résultats de la simulation seront effectués par les logiciels de simulation Bandsolve pour déterminer les bandes interdites et Fullwave de Rsoft pour déterminer les transmissions.

III-2 Modélisation des structures périodiques

Les cristaux photoniques à structures périodiques sont des matériaux à bandes interdites photoniques. Ces structures ont la capacité de fonctionner comme un miroir en réfléchissant partiellement ou totalement les ondes électromagnétiques dans une certaine gamme de fréquence. L'intérêt des chercheurs pour les méthodes de calcul s'est accru avec le développement des ordinateurs et l'augmentation de leur capacité mémoire. Pour la caractérisation des cristaux photoniques ainsi que la modélisation des phénomènes de propagation et de diffraction des ondes électromagnétiques plusieurs outils mathématiques ont été développés à partir des équations de Maxwell.

Dans ce travail, nous présentons deux méthodes complémentaires pour étudier la structure, d'abord la méthode des ondes planes (PWE) ensuite la méthode des différences finies dans l'espace temporel (FDTD).

III-2-1 Méthode des ondes planes (PWE)

La méthode des ondes planes (PWE) est un outil développé par la physique du solide, Elle est très utilisée dans le domaine de la photonique. Cette méthode de décomposition s'applique à toutes les structures dont la constante diélectrique module de façon périodique l'espace d'étude [1]. Elle s'attache à résoudre dans l'espace fréquentiel l'équation d'onde en développant le champ électromagnétique sur une base d'ondes planes. Cette méthode s'est imposée comme outil fondamental pour analyser les propriétés dispersives des matériaux à BIP dans les cristaux photoniques [2]. Elle permet également de déterminer la fréquence, la polarisation, la symétrie et la distribution du champ dans les CP. La méthode des ondes planes peut être aussi adaptée pour étudier certaines structures non périodiques comme les guides ou les cavités grâce à la technique des super cellules [3].

III-2-1-1 Equation d'onde

Pour comprendre le comportement d'une onde électromagnétique dans un cristal photonique, nous devons résoudre les équations de Maxwell par rapport à un milieu dont la constante diélectrique est modulée périodiquement. Dans un milieu isotrope, linéaire, sans perte, de permittivité relative ε_r (réel car milieu non absorbant), non magnétique (la perméabilité magnétique est égale à 1) et en supposant que les charges et les courants sont absents ces équations peuvent être écrites de la manière suivante :

$$\vec{\nabla} \times \left(\varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t) \right) = 0 \tag{III.1}$$

$$\vec{\nabla} \times \left(\vec{H}(\vec{r},t)\right) = 0 \tag{III.2}$$

$$\vec{\nabla} \times \left(\vec{E}(\vec{r},t)\right) = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\vec{H}(\vec{r},t)\right) \tag{III.3}$$

$$\vec{\nabla} \times \left(\vec{H}(\vec{r},t)\right) = -\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \frac{\partial}{\partial t} \left(\vec{E}(\vec{r},t)\right) \tag{III.4}$$

Où $\vec{E}(\vec{r},t)$ et $\vec{H}(\vec{r},t)$ désignent respectivement les champs électriques et magnétiques, ε_0 et μ_0 représentent la permittivité électrique et la perméabilité magnétique du vide, $\varepsilon(\vec{r})$ représente la permittivité relative qui est fonction de l'espace où \vec{r} et t symbolisent les dépendances spatiales et temporelles.

Le développement en ondes planes permet de trouver la solution sous la forme :

$$E(\vec{r},t) = E(\vec{r})e^{-i\omega t}$$
(III.5)
$$\vec{u}(\vec{r},t) = \vec{u}(\vec{r}) - i\omega t$$
(III.5)

$$H(r,t) = H(r)e^{-t\omega t}$$
(III.6)

Par découplage des équations (III-3) et (III-4), on obtient les équations de propagation d'onde suivantes [4] :

$$\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})}\vec{\nabla}\times\left(\vec{\nabla}\times\vec{E}(\vec{r})\right) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2}\vec{E}(\vec{r}) \tag{III.7}$$

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r})\right) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \vec{H}(\vec{r}) \tag{III.8}$$

Où $c = \frac{1}{\varepsilon_0}$ est la vitesse de la lumière dans le vide et $\frac{\omega}{c} = k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ est le module du vecteur d'onde dans le vide

III-2-2 Méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD)

La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) est l'une des méthodes les plus utilisées pour analyser les problèmes impliquant les équations de Maxwell dans des milieux isotropes CHAPITRE III : Méthodes numériques et logiciels pour la simulation des cristaux photoniques

[5]. En 1966, Kane S.Yee [6] a développé les premiers algorithmes de calcul concernant l'approche temporelle. En 1975, A.Taflove a développé le schéma de Yee par l'introduction de termes de conductivité électrique et magnétique autorisant le traitement des pertes par une série d'articles [7]. Grace à ses avantages et au développement des ressources informatiques devenues de plus en plus performants, la FDTD s'est imposé comme outil principal d'investigation.

Cette méthode permet le calcul de toutes les composantes des champs et leur évolution dans le temps sur tout le domaine de calcul. Ce calcul permet d'obtenir certaines informations précises comme le spectre en fréquence et une cartographie des champs électrique et magnétique dans l'espace de la structure d'étude. La puissance des ordinateurs et le développement des capacités mémoires actuels permettent l'implémentation de la méthode sur les ordinateurs de bureau. Dans la suite nous présentons les principes de modélisation par la méthode FDTD de la structure à cristaux photoniques.

III-2-2-1 Principe de base de la méthode FDTD

Le principe de la méthode des différences finies temporelles est basé sur la discrétisation de l'espace en cellules élémentaires (maillage) dont chacune des mailles est caractérisée des propriétés physiques de l'élément (permittivité, perméabilité conductivité).

Lorsqu'on considère un milieu linéaire, homogène, isotrope, et en l'absence de charges et de courants, les équations de Maxwell-Faraday et de Maxwell-Ampère s'écrivent comme suit :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial H}{\partial t} \tag{III.9}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} \tag{III.10}$$

(III.9)
$$=>\frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \vec{\nabla} \times \vec{E}$$
 (III.11)

(III.10)
$$=>\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \vec{\nabla} \times \vec{H}$$
 (III.12)

Où E et H désignent les champs électrique et magnétique respectivement. ε et μ représentent la permittivité électrique et la perméabilité magnétique, respectivement.

Dans un espace cartésien de repère (o, x, y, z), les deux équations (III.11) et (III.12) peuvent être décomposées pour donner six équations scalaires. Chaque équation scalaire est une équation différentielle partielle du premier ordre.

$$\frac{\partial \mathbf{E}_{\mathbf{x}}}{\partial \mathbf{t}} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial \mathbf{H}_{\mathbf{z}}}{\partial \mathbf{y}} - \frac{\partial \mathbf{H}_{\mathbf{y}}}{\partial \mathbf{z}} \right)$$
(III.13)

$$\frac{\partial E_{y}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_{x}}{\partial z} - \frac{\partial H_{z}}{\partial x} \right)$$
(III.14)

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right)$$
(III.15)

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right)$$
(III.16)

CHAPITRE III : Méthodes numériques et logiciels pour la simulation des cristaux photoniques

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \tag{III.17}$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \tag{III.18}$$

Pour passer à un cristal photonique bidimensionnel (le cas où la périodicité du cristal est suivant deux directions x et y et invariante suivant la troisième direction z), on considère qu'il n'y a pas de variation suivant la troisième direction (Oz). Ce qui signifie que toutes les dérivées partielles par rapport à z sont nulles.

Donc il est possible de séparer les deux systèmes d'équations indépendants, l'un décrivant la polarisation TE et l'autre la polarisation TM.

Donc, on peut traiter d'une façon indépendante la propagation du champ électromagnétique pour les deux polarisations.

Le système d'équations devient alors :

$$\frac{\partial E_{x}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_{z}}{\partial y} \right)$$

$$\frac{\partial E_{y}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(-\frac{\partial H_{z}}{\partial x} \right)$$

$$\frac{\partial H_{z}}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_{x}}{\partial y} - \frac{\partial E_{y}}{\partial x} \right)$$
(III.19)

Ce système est dans le plan de périodicité du cristal, les composantes électriques sont transverses électriques c'est la polarisation TE (transverse Electrique).

Le deuxième système est défini par les équations ci-dessous :

$$\frac{\partial H_{x}}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(-\frac{\partial E_{z}}{\partial y} \right)$$
$$\frac{\partial H_{y}}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(-\frac{\partial E_{z}}{\partial x} \right)$$
$$\frac{\partial E_{z}}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_{y}}{\partial x} - \frac{\partial H_{x}}{\partial y} \right)$$
(III.20)

Ce sont des composantes magnétiques qui sont transverses, c'est la polarisation Transverse magnétique TM.

III-2-2-2 Discrétisation des équations et algorithme de Yee :

Le principe de l'algorithme de la FDTD est basé sur une discrétisation spatiale et temporelle de deux systèmes (III.19) et (III.20) dans leur forme différentielle et de les remplacer par un jeu d'équations aux différences finies.

Il s'agit donc d'une méthode de numérisation qui permet de passer de l'expression analytique d'une équation à son approximation numérique. Par conséquent, dans l'espace 2D il est nécessaire de définir un pas d'incrémentation temporel Δt pour discrétiser le temps et de pas spatiale Δx ($\Delta x = \Delta y = \Delta$ dans la plupart des cas) pour réaliser un maillage de l'espace. L'espace est donc divisé en mailles élémentaires parallélépipédiques, à l'intérieur desquelles sont calculées les six composantes orthogonales des champs électromagnétiques (Ex, Ey, Ez et Hx, Hy, Hz).

Différences finies centrées :

La FDTD repose avant tout sur la discrétisation des dérivées partielles par la méthode des différents 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.1. 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 :

$$f\left(x_{0} + \frac{\Delta x}{2}\right) = f(x_{0}) + \frac{\Delta x}{2}f'(x_{0}) + \frac{1}{2!}\left(\frac{\Delta x}{2}\right)^{2}f''(x_{0}) + \frac{1}{3}\left(\frac{\Delta x}{2!}\right)^{3}f'''(x_{0}) + \dots$$
(III.21)

$$f\left(x_{0} - \frac{\Delta x}{2}\right) = f(x_{0}) - \frac{\Delta x}{2}f'(x_{0}) + \frac{1}{2!}\left(\frac{\Delta x}{2}\right)^{2}f''(x_{0}) - \frac{1}{3}\left(\frac{\Delta x}{2!}\right)^{3}f'''(x_{0}) + \cdots$$
(III-22)



Figure III-1 : Représentation graphique de la fonction $f(x_0)$ par les dérivées à gauche et à droite de x_0 .

On détermine la fonction f au point x0 en utilisant les développements limités de la fonction f'(x0) à partir des équations (III-21) et (III-22) pour obtenir la dérivé aux différences centrées.

$$f'(x_0) = \frac{f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) - f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right)}{\Delta x} + \Theta(\Delta x^2)$$
(III-23)

Cette solution donne le développement limité de la dérivée centrée à l'ordre 2 $\theta(\Delta x^2)$ (quantité qui sera négligée).

Si maintenant on ajoute les expressions (III-21) et (III-22) membre à membre, nous obtenons :

CHAPITRE III : Méthodes numériques et logiciels pour la simulation des cristaux photoniques

$$f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) + f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right) = 2f(x_0) + \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^2 f''(x_0) + \Theta(\Delta x^4)$$
(III-24)

Le terme $\Theta(x^4)$ représente l'erreur de discrétisation (ordre 4) qu'on peut négliger devant les autres termes. Les dérivés première et deuxième au point x0 peuvent alors s'écrire :

$$f'(x_0) \approx \frac{f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) - f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right)}{\Delta x}$$
(III-25)

$$f''(x_0) \approx \frac{f(x_0 + \frac{\Delta x}{2}) - 2f(x_0) + f(x_0 - \frac{\Delta x}{2})}{\left(\frac{\Delta x}{2}\right)^2}$$
 (III-26)

Discrétisation par la méthode des différences finies

L'expression III-23 peut être appliquée par exemple à l'équation III-16 pour approcher à la fois, la dérivé temporelle (par rapport à t) et les dérivées partielles (par rapport à x,y et z), ce qui donne (III-27) l'expression ci dessous :

$$\frac{H_x\left(x,y,z,t+\frac{\Delta t}{2}\right) - H_x\left(x,y,z,t-\frac{\Delta t}{2}\right)}{\Delta t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\frac{E_y\left(x,y,z+\frac{\Delta z}{2},t\right) - E_y\left(x,y,z-\frac{\Delta z}{2},t\right)}{\Delta z}}{\frac{E_z\left(x,y+\frac{\Delta y}{2},z,t\right) - E_z\left(x,y-\frac{\Delta y}{2},z,t\right)}{\Delta y}} - \right)$$
(III-27)

Où Δx , Δy et Δz représentent les pas de maillage spatiaux, et Δt le pas de maillage temporel.

Il apparaît 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 et temporel présentés sur les figures (III.2) et(III.4), respectivement.

Le volume de calcul est divisé en Nx×Ny×Nz cellules élémentaires de dimensions $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z$, appelées cellules de Yee [6] (cube de Yee : $\Delta x = \Delta y = \Delta z$), où fⁿ (i, j, k) représente la composante du champ f de la cellule (i, j, k) évaluée à l'instant d'échantillonnage *n*. Δt [8].

CHAPITRE III : Méthodes numériques et logiciels pour la simulation des cristaux photoniques



Figure III-2 Discrétisation spatiale du volume de calcul à l'aide de la cellule élémentaire de Yee.

Les composantes du champ E (en bleu fig III-3) se trouvent au milieu des arêtes et celles du champ H (en rouge sur la figure III-3 ci-dessous) sont positionnées aux centres des faces. Dans cette représentation, nous distinguons les deux polarisations TM et TE. Les composantes Hx, Hy et Ez pour le mode **TM** et les composantes Ex,Ey et Hz pour le mode TE



Figure III.3 Représentation d'une cellule élémentaire en 3D

Le schéma de la discrétisation temporelle permet de calculer les composantes de champ $H^{n+\frac{1}{2}}$ à partir de $(H^{n-\frac{1}{2}} \text{ et } E^n)$, et E^{n+1} à partir de $(E^n \text{ et } H^{n+\frac{1}{2}})$. (Figure III-4)



Figure III.4 Discrétisation temporelle

En appliquant la procédure de discrétisation spatiale et temporelle au système d'équations de Maxwell de (III.13) à (III.18), nous obtenons le système de (III.28) à (III.33) suivant :

$$H_{X}^{n+1/2}\left(i,j+\frac{1}{2},k+1/2\right) = H_{X}^{n-1/2}\left(i,j+\frac{1}{2},k+1/2\right) - \frac{\Delta t}{\mu} \left(\frac{E_{Z}^{n}\left(i,j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}\right) - E_{Z}^{n}\left(i,j-\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}\right)}{\Delta y}\right)$$
(III.28)

$$H_{Y}^{n+\frac{1}{2}}(i+1/2,j,k+1/2) = H_{Y}^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}\right) - \frac{\Delta t}{\mu} \left(\frac{E_{Z}^{n}\left(i+\frac{1}{2},j,k+1/2\right) - E_{Z}^{n}\left(i-\frac{1}{2},j,k+1/2\right)}{\Delta x}\right)$$
(III.29)

$$E_{Z}^{n+1}(i,j,k+1/2) = E_{Z}^{n}(i,j,k+1/2) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \begin{pmatrix} \frac{H_{Y}^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2}) - H_{Y}^{n+\frac{1}{2}}(i-\frac{1}{2},j,k+\frac{1}{2})}{\Delta x} - \\ \frac{H_{X}^{n+1/2}(i,j+1/2,k+1/2) - H_{X}^{n+1/2}(i,j-1/2,k+\frac{1}{2})}{\Delta y} \end{pmatrix}$$
(III.30)

$$E_X^{n+1}(i+1/2,j,k) = E_X^n(i+1/2,j,k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left(\frac{H_Z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2},k) - H_Z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k)}{\Delta y} \right)$$
(III.31)

$$E_Y^{n+1}(i,j+1/2,k) = E_Y^n(i,j+1/2,k) - \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left(\frac{H_Z^{n+1/2}(i+1/2,j+1/2,k) - H_Z^{n+1/2}\left(i-1/2,j+\frac{1}{2},k\right)}{\Delta x} \right)$$
(III.32)

$$H_{Z}^{n+1/2}\left(i+1/2,j+\frac{1}{2},k\right) = H_{Z}^{n-1/2}\left(i+1/2,j+\frac{1}{2},k\right) - \frac{\Delta t}{\mu} \begin{pmatrix} \frac{E_{X}^{n}\left(i+1/2,j+\frac{1}{2},k\right) - E_{X}^{n}\left(i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2},k\right)}{\Delta y} - \frac{\Delta t}{\frac{E_{Y}^{n}\left(i+\frac{1}{2},j+1/2,k\right) - E_{Y}^{n}\left(i+\frac{1}{2},j+1/2,k\right)}{\Delta x}} \end{pmatrix}$$
(III.33)

Les équations ci-dessus de (III-28) à (III-33) représentent les équations de Maxwell discrétisées suivant la méthode FDTD.

A partir de ce système d'équations on peut calculer les composantes des champs E et H en tout point de la structure tout en respectant le schéma temporel.

Selon la méthode de Yee, le calcul des composantes magnétiques s'effectue aux centres des faces (nœud magnétique) tandis que les composantes du champ électriques sont calculées au milieu des arêtes (nœud électrique).

Le schéma de discrétisation temporelle représenté sur la figure III.4, montre qu'une variation du champ électrique apparait avec l'existence de la variation du champ magnétique, 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.

Pour que la méthode utilisée (FDTD) converge, il faut des conditions sur le choix des pas temporel (Δt) et spatiaux $(\Delta x, \Delta y \text{ et } \Delta z)$.

III-2-2-3 Conditions de stabilité de l'algorithme de Yee

L'évolution de la propagation du champ électromagnétique, dans l'algorithme de la FDTD dépend fortement du pas spatial (Δx , Δy , Δz) et du pas temporel (Δt) dont les choix n'est pas arbitraires. Il a un impact à la fois sur la précision et la stabilité de l'algorithme FDTD. En effet, l'étude de la stabilité numérique dépend du choix de ces paramètres. Il faut garantir une certaine cohérence entre les discrétisations temporelles et spatiales.

Ces problèmes de stabilités numériques explicites ont été analysés par Courant, Friedrich et Levy (CFL), à partir d'une approche mathématique rigoureuse. Taflove a appliqué cette approche à la méthode FDTD [7]. L'algorithme de Yee devient intrinsèquement stable si cette condition entre le pas temporel et le pas spatial est vérifiée :

$$\Delta t \le \frac{1}{c\sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \tag{III.34}$$

Dans le cas d'un calcul 2D, cette condition s'exprime comme

$$\Delta t \le \frac{1}{c\sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2}}} \tag{III.35}$$

Dans le cas particulier où $\Delta x = \Delta y = \Delta$, alors cette condition se simplifie en :

$$\Delta t \le \frac{\Delta}{c\sqrt{2}} \tag{III.36}$$

Où 'c' représente la vitesse de propagation d'une onde plane dans le milieu.

 Δ : le pas de discrétisation dans l'espace(x,y).

 Δt : le pas de discrétisation temporelle. Cette condition montre que le pas temporel doit être suffisant pour permettre de décrire la propagation de l'onde d'un nœud au nœud le plus proche distant de Δ . Plus le maillage spatial est fin et plus le nombre d'itérations pour décrire un temps T de propagation est important.

III-2-2-4-4 Conditions aux limites

Pour l'implémentation de l'algorithme FDTD sur machine, il est nécessaire de restreindre le domaine pour la résolution des équations de Maxwell à un domaine borné pour limiter la quantité de mémoire utilisée. De plus nous devons fixer des conditions de non réflexion des ondes incidentes au-delà d'une frontière artificielle définie dans la modélisation [9] [10]. Généralement les conditions aux limites utilisées sont des conditions absorbantes et ne permettent pas de réflexion au bord de la structure.

Dans ce travail, les conditions absorbantes de type PML (Perfectly Matched Layer)[11] sont utilisées pour la simulation des structures à cristaux photoniques.

Condition PML "perfectly matched layers "

Ces conditions aux limites sont des conditions absorbantes les plus performantes et permettent de descendre à des réflexions de l'ordre de 10^{-5} sur une très large gamme d'incidences et de fréquences. La condition PML (Perfected Matched Layer) a été introduite par Berenger [11] pour l'absorption des ondes électromagnétiques aux frontières de la structure. Cette méthode consiste à séparer le champ électrique ou magnétique (suivant la polarisation) à l'intérieur d'une zone d'absorption où il est possible d'attribuer des pertes aux composantes de champs ainsi séparées.

Ces conditions partent de la condition d'adaptation d'impédance de deux ondes à l'interface entre deux milieux de même indice mais dont l'un est absorbant (présentant une conductivité électrique σ et magnétique σ^*). Dans le vide, cette condition s'écrit :

$$\frac{\sigma}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma^*}{\mu_0}$$
(III.37)

 ε_0 Désigne la permittivité du vide.

 μ_0 La perméabilité magnétique.

La relation (III-37) est la condition d'adaptation entre deux milieux de même indice optique dont l'un est absorbant. La répartition des couches PML [12] en 2D est représentée sur la figure III-6, celle-ci montre que sur les bords du volume de calcul (couches absorbantes frontières), une seule composante intervient (σ_x ou σ_y). En revanche, deux composantes de la conductivité sont présentes (σ_x et σ_y) sur les coins du volume de calcul (couches absorbantes des coins) [13]



Figure III.5 Volume de calcul entouré par des couches PML absorbantes.

CHAPITRE III : Méthodes numériques et logiciels pour la simulation des cristaux photoniques

III.3 Outils de modélisation

La conception et la modélisation des composants à base de cristaux photoniques nécessitent l'utilisation d'outils de simulation bien adaptés. Dans ce travail, nous avons utilisé le logiciel Rsoft CAD composé de deux modules : BandeSOLVE et FullWAVE.

III-3-1 Simulateur BandeSOLVE :

Les diagrammes de dispersion des structures photoniques 2D-CP ont été calculés par la méthode des ondes planes grâce au logiciel Bandesolve de Rsoft [14]. Ce module qui est basé sur la méthode des ondes planes est idéal pour produire des diagrammes de bande des structures périodiques à bandes interdites photoniques tels que les guides d'onde et sites de défauts. De plus, il peut être appliqué à des structures de fibres telles que des fibres à cristaux photoniques qui sont pourtant difficiles à étudier par les autres techniques de simulation.

Dans les cristaux photoniques, les deux polarisations (TE et TM) sont découplées et donnent lieu à deux diagrammes de bandes indépendants. Il n'existe pas nécessairement de bande interdite complète. Bandesolve optimise les propriétés des structures à cristaux photoniques ensuite la méthode de calcul des champs est implémentée dans le module suivant Fullwave.

III.3.2 Simulateur FullWave

Les simulations numériques ont été effectuées par l'intermédiaire du module Fullwave qui est un module complémentaire des logiciels développés par l'entreprise RSoft. Il est basé sur la célèbre méthode des différences finis dans le domaine temporel (FDTD)[15]. Ce module est très bien adapté pour étudier la propagation de la lumière dans les structures à base de cristaux photoniques. Comme nous l'avons déjà cité précédemment, la méthode FDTD est initialement basée sur la résolution des équations de Maxwell dans un domaine discrétisé spatialement et temporellement. La connaissance de l'évolution du champ en fonction du temps permet également d'obtenir des informations sur la réponse spectrale de la structure.

Il sera primordial d'imposer des conditions absorbantes (PML) aux abords du domaine de discrétisation pour éviter les réflexions parasites engendrées aux bords du domaine de calcul FDTD.

III.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté deux méthodes numériques (ondes planes et FDTD) pour le calcul théorique pour la résolution de problèmes liés aux cristaux photoniques et aux structures périodiques.

- La méthode des ondes planes qui est une technique de résolution dans le domaine fréquentiel assure la génération des diagrammes de bandes pour les structures présentant des constants diélectriques périodiques. Cette technique, basée sur la résolution des équations aux valeurs propres permet de déterminer les relations de dispersion reliant les fréquences au vecteur d'onde \vec{k} dans le plan x,y.

- La méthode des différences finies quant à elle, assure la modélisation de ce matériau à cristaux photoniques pour évaluer les diagrammes de transmission, de réflexion l'évolution des champs \vec{E} et \vec{H} ainsi que le facteur de qualité des structures de bandes photoniques. Nous avons également discuté de la mise en place de conditions aux limites PML pour assurer la stabilité et éviter les réflexions aux frontières de l'espace de calcul.

Références du chapitre III

- A. A. M. Kok, J. J. G. M. van der Tol, R. Baets, and M. K. Smit, Reduction of Propagation Loss in Pillar-Based Photonic Crystal Waveguides, J. Light. Technol., 2009,vol. 27, no. 17, pp. 3904–3911.
- [2] S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve, and J. D. Joannopoulos, "Guided modes in photonic crystal slabs, Phys. Rev. B, 1999, vol. 60, no. 8, pp. 5751–5758.
- [3] R. D. Meade, K. D. Brommer, and A. M. Rappe, Photonic bound states in periodic dielectric materials, Phys. Rev. 8, 1991,vol. 44, no. 24, pp. 772–774..
- [4] A. Benmerkhi, Optimisation du confinement de la lumière dans des cavités à cristaux photoniques, thèse de doctorat, 2012, Univ de Constantine.
- [5] A. Taflove and S. C. Hagness, Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time Domain Method, Artech, 2000.
- [6] K. S. Yee, Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media, IEEE Trans. Antennas Propag., 1966.
- [7] A. Taflove and M. E. Brodwin, Numerical Solution of Steady-State Electromagnetic Scattering Problems Using the Time-Dependent Maxwell's Equations, IEEE Trans. Microw. theory Tech, vol. MTT-23, no. 8, pp. 623–630, 1975.
- [8] A. B. Hadjira, étude et conception des miro composants à base de cristaux photoniques bidimensionnels SED, thése de Doctorat,2012. Univ. TLEMCEN.
- [9] F. Schubert, A. Peiffer, and B. Ko, The elastodynamic finite integration technique for waves in cylindrical geometries, Acoust. Soc. Am., 1998, vol. 104, no. 5, pp. 2604–2614.
- [10] D. Botteldooren, Acoustical finite-difference time-domain simulation in a quasi-Cartesian grid, Acoust. Soc. Am., 1994,vol. 95, no. 5, pp. 2313–2319.
- [11] J.-P. Berenger, A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves, J. Comput. Phys., 1994, vol. 114, pp. 185 – 200.
- [12] J.P.Berenger, Three-dimensional perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves, J.Comput.Phys,1996, vol. 127, pp. 363–379.
- [13] J. D. J. A. Mekis, S. Fan, Absorbing Boundary Conditions for FDTD Simulations of Photonic Crystal Waveguides, IEEE Microw. Guid. Wave Lett., 1999, vol. 9, no. 12, pp. 502–504.
- [14] The PWM simulations were carried out with Bandsolve commercial software by RSoft Design Group, version 4.3, license 16847214.
- [15] The FDTD simulations were carried out with FullWave commercial software by RSoft Design Group, version 6.1, license 16847214.

CHAPITRE IV

Résultats et interprétations

IV-1 Introduction

Le cristal photonique (CP) est un réseau nano périodique qui contient deux matériaux diélectriques différents dans un seul substrat afin de restreindre le photon dans une plate-forme [1]. La bande interdite photonique (BIP) est une propriété très importante de la structure à CP multidimensionnelle, et elle peut être utilisée pour développer plusieurs nano dispositifs à savoir : capteurs [2], démultiplexeur [3], commutateurs [4], filtres add- drop [5] et filtres accordables [6].

Principalement, le filtre accordable à base de 2D-CP est un composant bien attrayant pour les systèmes de transmission photoniques à base de WDM hybride. Dans la littérature, l'accordabilité des CPs est grandement améliorée par divers mécanismes de réglage comme la température (effet thermooptique)[7], la contrainte mécanique (effet photo-élastique), le champ magnétique (effet magnétooptique) et la tension (effet électro-optique) [8]. La contrainte thermique, mécanique et le champ magnétique produisent une réponse très lente par rapport à la tension [9].

Le capteur de champ électrique est très important pour l'équilibrage de tension, la détection des micro-ondes, le blindage des rayonnements électromagnétiques, la prévention des interférences électromagnétiques, la détection des charges et la réception des radiofréquences [10, 11]. De plus, les capteurs de champ électrique ont attiré beaucoup d'attention en raison de leurs nombreux avantages tels que les composants ultra-petits, la sécurité, la mesure à distance, la réponse rapide et offrent une bonne résistance intrinsèque aux interférences électromagnétiques [12].

De nombreuses études de recherche sur les capteurs de tension optiques et de champ électrique ont été rapportées récemment. Rajasekar et al. [2] ont proposé un résonateur à cristal photonique qui repose sur une structure basé sur un capteur de champ nano électrique. Leur plate-forme de nanodétection est composée d'un résonateur et de 2 quasi-guides d'ondes dans un réseau triangulaire 2D formés de tiges circulaires plongés dans l'air. Ils ont montré que le capteur du champ nano électrique proposé offre un facteur de qualité maximal égal à 1420, de sensibilité de champ d'environ 0,4 nm/kV/mm et dont la sensibilité de l'indice de réfraction de ce capteur atteint 133,33 nm/RIU. De plus, Rajasekar et al. [5] ont rapporté l'étude d'un résonateur en anneau couplé à plusieurs cavités basées sur une nanostructure pour fournir la plate-forme ultra-compacte pour le réglage de la tension et la détection de multi-paramètres. Les calculs numériques ont indiqué une sensibilité de tension (SV), une sensibilité de champ électrique (SE) ainsi qu'une sensibilité d'indice de réfraction (Sn) respectivement de 0,454 nm/V- 0,909 nm par kV/mm et 252,52 nm/RIU,.

Le filtre accordable à base de titanate de baryum (BTO) a été utilisé pour les défauts linéiques modifiés[9], le guide d'onde à cristal photonique [13], les défauts ponctuels optimisés [7], et un résonateur en anneau à cristal photonique couplé à plusieurs cavités (PCRR) [8].

Dans cette étude, l'effet électro-optique basé sur la tension est établi normalement en utilisant le matériau électro-optique dont l'indice de réfraction est altéré en raison de la tension externe appliquée. Le Niobate de lithium (LiNbO3), les polymères (polystyrène), le cristal liquide (nematic type E7) et le titanate de baryum (BTO) sont largement utilisés comme des matériaux électro-optiques. Parmi ces matériaux, le BTO est extrêmement attrayant en raison de son grand coefficient électro-optique, son temps de réponse ultra-rapide, sa très faible perte optique et sa faible consommation d'énergie [14]. Par conséquent, le matériau électro-optique à base de BTO est pris en compte pour la conception du capteur. Nous avons proposé un capteur de tension à base d'un cristal photonique bidimensionnel formé de tiges diélectriques de titanate de baryum (BTO) arrangés sur une maille carrée dans l'air. Ce

capteur est composé de deux quasis guides d'ondes et d'un résonateur en anneau à cristal photonique (PCRR) en forme de U. Le PCRR basé sur la longueur d'onde est de détecter les différents paramètres sur une large gamme de longueur ; le BTO induit une très faible largeur spectrale dans le spectre de sortie et permet de régler l'onde de résonnance. Les paramètres fonctionnels du filtre et du capteur sont analysés par la méthode FDTD.

IV-2 Description de la structure étudiée

De nombreuses études théoriques et expérimentales ont été faites récemment sur des cristaux photoniques bidimensionnels en raison des difficultés à fabriquer des cristaux photoniques tridimensionnels. La majorité des structures à deux dimensions sont fabriquées à partir de tiges diélectriques dans l'air (structure déconnectée), ou de trous d'air dans une matrice diélectrique (structure connectée). L'intersection de ces tiges avec un plan perpendiculaire forme un réseau bidimensionnel (2D), diverses structures ont été étudiées comme le réseau carré [15], le réseau triangulaire [16] et la structure graphite [17].

Les propriétés des cristaux photoniques (CP) sont théoriquement décrites par leurs structures de bande et la densité des états dans celle-ci. Le calcul et l'évolution des diagrammes des bandes interdites photoniques pour le matériau étudié sont déterminés par la méthode des ondes planes décrites au chapitre III. La Détermination de toutes les caractéristiques des structures à cristaux photoniques 2D peut être calculée par des approches par la méthode des différences finies dans le domaine temporelle FDTD. Ceci permet l'étude de la distribution du champ électromagnétique dans le cristal photonique.

La figure IV.1(a) présente le réseau réel d'un cristal photonique carré, ainsi que le réseau réciproque associé dans l'espace des vecteurs d'onde. Un tel réseau (zone de Brillouin irréductible) possède trois points particuliers de plus haute symétrie fig. IV-1(b): Γ , X 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 Γ X et Γ M afin d'obtenir le diagramme des bandes.



Figure IV.1 (a)Structure schématique d'un CP-2D formée par un réseau carré de période a= $0.63\mu m$, de tiges diélectriques de BTO. (b) Zone de Brillouin ou zone de plus haute symétrie ΓX et ΓM

Dans notre étude nous optons pour un cristal photonique bidimensionnel carré de taille 21*21 avec l'indice de réfraction du BTO (n=2.29), le rayon des tiges diélectriques est de 140 nm, et la période a= 630 nm (« a » est la distance entre le centre de deux tiges adjacentes (voir figure IV-1a). Ce cristal est éclairé par une onde plane monochromatique sous incidence normale avec une polarisation TM. Ce résonateur à nano cavité à base de BTO joue un rôle très important dans la détection des différents champs électriques sur une large gamme de longueurs d'onde.

Avant de concevoir le filtre, nous devons tout d'abord calculer la bande interdite photonique de la structure. À cet effet, nous avons utilisé l'outil de simulation, le module Bandesolve de Rsoft Photonic CAD basé sur la méthode des ondes planes (PWE).

Le diagramme de bande interdite photonique de cette structure avec les valeurs susmentionnées est illustré par la figure VI-2. On note l'ouverture d'une bande interdite de notre structure de 0.312 à 0.42 (a/ λ), ce qui correspond à l'intervalle de longueurs d'onde de 1.5 μ m à 2 μ m pour une polarisation TM, où λ : est la longueur d'onde en espace libre.



Figure IV.2. Diagramme de bandes d'un CP-2D formé par des tiges circulaires en réseau carré $21 \times$

21 pour les modes TE (rouge) et TM (bleu)

IV-3 Etude des filtres à résonateur en anneau

Les filtres à cristaux photoniques sont réalisés principalement à base du couplage guides-cavité. Ces derniers sont réalisés dans la structure des cristaux photoniques 2D par la création des défauts : 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).

IV-3-1 Etude des filtres à résonateur en anneau de forme de circulaire

La conception schématique d'un filtre accordable de longueur d'onde basé sur la plateforme BTO est présentée à figure IV.3.Ce filtre est composé de deux quasi guides d'ondes et d'un résonateur en anneau à cristal photonique (PCRR) couplé aux multi cavités. La plupart des longueurs d'ondes

guidées seront réfléchies à l'extrémité du guide, sauf quelques-unes, qui seront couplées au résonateur. Le guide d'onde du haut est appelé guide d'onde bus ; il est créé par l'omission d'une rangée de tiges du cristal photonique dans la direction ΓX . Tandis que celui du bas est appelé guide d'onde drop ; Il est également créé en supprimant une rangée de tiges du cristal photonique dans la direction ΓX . Le PCRR est créé en introduisant les défauts ponctuels dans un quasi-carré. Le résonateur en anneau est conçu en modifiant à 30% les dispositions des tiges intérieures voisines dans les deux directions ΓX et ΓZ . Ces tiges sont modifiées en changeant le paramètre de maille ; Les nano cavités sont créées en omettant les deux tiges BTO aux quatre coins du quasi-carré, ces cavités sont utilisées pour réduire les pertes de rayonnement du PCRR.

La vue en coupe d'un résonateur en anneau couplé au multi cavité est présentée sur la figure IV.4. Cette conception est composée de tiges de couplages et de tiges de diffusion internes et externes. Les tiges de couplage sont positionnées entre le quasi guide d'ondes et le PCRR, et il est utilisé pour améliorer le facteur de qualité du nano dispositif. L'efficacité de transmission est améliorée par les tiges de réflexion situées en bas et en haut de la nanostructure. Les tiges de diffusion internes sont positionnées à l'intérieur du PCRR et sont mises en évidence par la couleur bleue tandis que la couleur magenta indique des tiges de diffusion externes qui sont placées dans le PCRR externe. Le rayon de la tige de diffusion est maintenu à 165 nm. Ces tiges de diffusion sont utilisées pour réduire la diffusion et la perte de rayonnement dans le PCRR. En conséquence, la transmission et le facteur Q à la longueur d'onde de résonance ce sont améliorés.



Figure IV.3. Filtres à résonateur en anneau de forme circulaire.



Figure IV.4. La structure schématique du filtre accordable de la plateforme BTO.

IV-3-1-1 Effet des tiges de diffusion externe

Le rayon des tiges de diffusion externe (R) est un paramètre important qui affecte sur la caractéristique du filtre. Dans cette partie, nous faisons varier les rayons (R) dans la gamme

0.125 -0.175µm.



Figure IV.5. Les spectres de transmission du filtre proposé pour des différentes valeurs de R R=0.125um à R=0.175um par pas de10 nm.

Les résultats sont représentés sur la figure **IV.5** pour des différentes valeurs du rayon « R ». Le spectre de transmission calculé en polarisation TM permet d'observer que la longueur d'onde de résonnance se déplace vers les longueurs d'onde supérieures avec l'augmentation de « R ».

Rayon « R» (µm)	Longueur d'onde λ (µm)	Facteur de qualité Q
0.125	1.4476	3864.5
0.135	1.4485	3677.4
0.145	1.4495	3426.5
0.155	1.4503	3114.4
0.165	1.4513	2740.5
0.175	1.4524	2310.8

Tableau IV.1. Variation de la longueur d'onde (λ) et le facteur de qualité (Q) en fonction des différentes valeurs du rayon « R ».

Le tableau IV.1démontre les valeurs théoriques des longueurs d'onde et les facteurs de qualité calculés du filtre pour R= 0.125 à R= 0.175 μ m. A travers ces résultats, on pourrait choisir le facteur Q de 3114.4 au mode résonant situé à $\lambda = 1.4503 \mu$ m avec R=0.155 μ m comme résultat optimal en raison de son facteur Q et sa transmission relativement élevés.

IV-3-1-2 Effet des tiges de réflexion

Dans cette partie, nous fixons le rayon des tiges de diffusion externes marquées par la couleur magenta (figure IV.4) par leur valeur optimale (R= 0.155μ m). En effet, les tiges de réflexion (N) sont couramment utilisées pour améliorer l'efficacité de transmission du dispositif proposé. Trois différents cas sont considérés pour identifier le nombre optimal de tiges de réflexion, qui est essentiel pour être conservé dans les guides d'onde bus et drop.

La figure IV.6 représente les spectres de transmission du dispositif pour différentes tiges de réflexion (N allant de 2 à 4). On remarque que les pics s'affinent avec l'augmentation du nombre des tiges de réflexion ce qui correspond à l'augmentation de la réflectivité des miroirs et donc du facteur de qualité.




Le tableau IV.2 donne les valeurs théoriques des longueurs d'onde et des facteurs de qualité calculés du filtre pour N = 2 à N = 4.

Tableau IV.2. Variation de la longueur d'onde (λ) et le facteur de qualité (Q) en fonction du nombre de tiges diélectriques de réflexion (N).

Nombre de tiges (N)	Longueur d'onde λ (µm)	Facteur de qualité Q
N=2	1.4506	658.6
N=3	1.45068	994.17
N=4	1.45035	3114.4

On peut noter que le facteur de qualité augmente considérablement avec l'augmentation de tiges de réflexion (N).Les facteurs de qualité présentent une augmentation notable avec le nombre de tiges. Cette progression est assez rapide jusqu'à N = 4.Donc, on pourrait choisir le facteur de qualité

de **3114.4** au mode résonant situé à λ =**1.45035** µm avec (N = 4) comme résultat optimal en raison de son facteur de qualité et sa transmission relativement acceptable (voir figure IV.6).

La propagation du champ électrique du dispositif proposé à la résonance ON et OFF est illustré à la figure IV.7.





IV-3-2 Etude des filtres à résonateur en anneau de forme carrée

Le cristal photonique de base est le même que celui étudié précédemment : c'est un cristal carré de période a=0.63µm avec le même facteur de remplissage.

La structure sur laquelle repose cette étude est représentée sur la figure IV-8. Il s'agit d'un filtre qui se compose de deux quasis guides d'onde et d'un résonateur en anneau à cristal photonique de forme carrée, placé entre eux.

Les simulations sont faites par un code basé sur la méthode FDTD (Finite Difference Time Domain). C'est une approche numérique permettant la résolution des équations différentielles dans le domaine temporel. Afin d'utiliser cette méthode pour étudier un cristal photonique 2D, un domaine de calcul (cellule de Yee à deux dimensions) est défini et discrétisé avec un maillage spatial $\Delta x = \Delta z = 0.005$. L'espace temporel est quant à lui discrétisé avec un pas Δt .



Figure IV.8. Conception un biocapteur composé de deux quasi guides d'ondes et d'un résonateur en anneau à cristal photonique (PCRR) de forme circulaire.

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 tiges de BTO (N) situés aux extrémités du guide afin d'améliorer la réflectivité des miroirs du résonateur. Ce nombre de tiges (tiges de réflexion) est choisi comme suit : 3-3, 4 -4 et 5-5.

Les spectres de transmission à la sortie du guide d'onde, calculée par la méthode FDTD est rapportée sur la figure IV-9 pour la gamme de fréquence associée à la BIP.

Le Tableau IV.3 donne les valeurs théoriques des longueurs d'onde de résonance et des facteurs de qualité calculés pour les tiges de réflexions 3-3, 4-4, et 5-5.

D'après ce tableau, le facteur de qualité maximum que nous avons calculé Q=4863.4 apparaît pour trois tiges situées aux extrémités du guide avec une faible transmission. Donc, on pourrait choisir le facteur Q de 3553.75 au mode résonant situé à $\lambda = 1.4214 \mu m$ avec des tiges de réflexion 5-5 comme résultat optimal en raison de son facteur Q et sa transmission relativement élevées (voir figure IV.9).



Figure IV.9. Spectres de transmission du filtre avec 3-3 tiges de réflexion (ligne bleue), du filtre avec 4-4 tiges de réflexion (ligne verte) et du filtre avec 5-5 tiges de réflexion (ligne rouge).

Tableau IV.3.Variation de la longueur d'onde (λ) et le facteur de qualité (Q) en fonction des différents nombres de tiges diélectriques de réflexion (N).

Nombre de tiges	Longueur d'onde λ	Facteur de qualité Q	Transmission (%)
(N)	(μm)		
3-3	1.4214	4863.4	5
4-4	14216	4738	30
5-5	1.4214	3553.75	55

Pour étudier la sensibilité du filtre optique proposé pour une faible variation géométrique de l'anneau du résonateur, la figure IV.10 donne la variation du confinement de puissance à la sortie du guide en fonction du rayon des tiges d'anneau "r". Un résumé de ces résultats est donné dans le tableau IV-4.



Figure IV.10. Spectres de sortie du filtre optique proposé pour différents rayons des tiges d'anneau.

 Tableau IV.4.Spécifications du filtre optique proposé pour différentes valeurs du rayon des tiges d'anneau

r (µm)	(μm) Longueur d'onde λ Facteur de qualité		Transmission
	(μm)	Q	(%)
0.144	1.4708	1286.1	90
0.146	1.4793	902.66	90
0.148	1.4796	927.32	90
0.150	1.48	955.65	90

Nous remarquons à partir de la figure IV.10 et le tableau IV-4 que notre structure proposée est capable de détecter des petites variations dans le rayon des tiges d'anneau avec un fort confinement et un faible facteur de qualité.

Afin de démontrer la performance du filtre, on simule la distribution du champ dans ce composant pour la longueur d'onde 1.4708µm. Le résultat est représenté sur la figure IV.11. Comme on le voit, en raison du couplage entre le guide d'onde et le résonateur en anneau à la longueur d'onde de résonance ($\lambda = 1,4708 \mu m$), le signal est transféré au guide d'onde drop via le résonateur de forme carré.



Figure IV.11. Répartition du champ électromagnétique dans le filtre pour la longueur d'onde 1,4708 µm.

IV-3-3 Etude des filtres à résonateur en anneau de forme U

La conception schématique d'un filtre accordable de longueur d'onde basé sur la plateforme BTO est présentée sur la figure IV-12. Ce filtre est composé de deux quasi guides d'ondes et d'un résonateur en anneau à cristal photonique (PCRR) de forme U. Nous avons utilisé cette nouvelle forme (la forme en U) afin d'obtenir le rapport entre le facteur de qualité (Q) et le volume de mode (V) élevé et pour garantir une bonne correspondance entre les modèles de champ du résonateur et du guide d'ondes dont le but d'améliorer l'efficacité du couplage dans le plan.

La plupart des longueurs d'ondes guidées seront réfléchies à l'extrémité du guide, sauf quelques-unes, qui seront couplées au résonateur. Le guide d'onde du bas est appelé guide d'onde bus ; il est créé par l'omission d'une rangée de tiges du cristal photonique dans la direction ΓX . Tandis que celui du haut, il est appelé guide d'onde drop, Il est également créé en supprimant une rangée de tiges du cristal photonique dans la direction ΓX . Le résonateur en anneau de forme U est conçu en omettant 24 tiges de BTO. Les tiges de réflexion situées en bas et en haut de la nanostructure jouent un rôle très important sur la transmission et sur le facteur de qualité.



Figure IV.12. Conception du capteur proposé, composé de deux quasi guides d'ondes et d'un résonateur en anneau à cristal photonique (PCRR) de forme U.

Trois différents cas sont considérés pour identifier le nombre optimal de tiges de réflexion qui sont essentielles pour être conservées dans les guides d'onde bus et drop.

La figure IV-13 représente les spectres de transmission du dispositif pour différentes tiges de réflexion 3-3, 4-4 et 5-5.



Figure IV.13. Spectres de transmission du filtre avec 3-3 tiges de réflexions (ligne bleue), du filtre avec 4-4 tiges de réflexion (ligne verte) et du filtre avec 5-5 tiges de réflexion (ligne rouge).

CHAPITRE IV : Résultats et interprétations

Le tableau IV.5 donne les valeurs théoriques des longueurs d'onde, des facteurs de qualité et des transmissions calculés du filtre pour différentes tiges de réflexion 3-3, 4-4, 5-5.

Tableau IV.5. Variation de la longueur d'onde (λ) , le facteur de qualité (Q) et la transmission en fonction du nombre de tiges diélectriques de réflexion.

Nombre de tiges	Longueur d'onde λ	Facteur de qualité Q	Transmission (%)	
(N)	(μm)			
3-3	1.6336	17035	70	
4-4	1.6336	24064	70	
5-5	1.6333	14259	25	

On peut noter que le facteur de qualité le plus élevé est atteint pour les tiges de réflexion (4-4). Donc, on pourrait choisir le facteur de qualité de 24064 au mode résonant situé à λ =1.6336 µm avec tiges de réflexion (4-4) comme résultat optimal en raison de son facteur de qualité et sa transmission relativement élevés (voir figure IV-13).

D'après les résultats du tableau IV-5, nous pouvons conclure que le résonateur en anneau en forme de U étudié offre les meilleures valeurs de facteur de qualité par rapport aux autres formes de résonateur en anneau rapportées précédemment, c'est-à-dire ; Hexagonal, double courbe, paralléloïde, triangulaire, fleur et en forme de H [18-23].

En raison de ce facteur Q élevé et des résultats de transmission significatifs, nous nous appuyons sur cette structure de filtre pour la conception du capteur de tension dans la section suivante.

IV-4 Etude du capteur de tension à cristaux photoniques

La tension est appliquée au PCRR au moyen de micro électrodes qui sont situées à une distance de 2 µm du centre du dispositif. En raison du coefficient positif de l'électro-optique, l'indice de réfraction du BTO est linéairement augmenté avec la tension, qui à son tour améliore l'indice de réfraction effectif de la structure 2D-PC. En conséquence, la longueur d'onde de résonnance du résonateur en anneau est déplacée vers une longueur d'onde supérieure.

La relation entre l'indice de réfraction et la tension est donnée par lin et al.[13] :

 $n = n_0 + (re0. n_0^3 V)/2L$

(IV.1)

Où n_0 désigne l'indice de réfraction linéaire (2.29), L désigne la distance des électrodes (2 µm) [13], reo est un coefficient électro-optique (600 pm/V) [24] et V indique la tension externe qui est limitée à 60 V en raison de son niveau de claquage [25].

La figure IV.14.a montre le spectre de sortie du filtre pour différentes tensions appliquées qui varient de 5 à 20 V avec un incrément de 5V. Sans tension externe (0 V), la longueur d'onde résonante du filtre est de 1.6336 µm et son efficacité normalisée d'environ 70 % est observée.

On peut remarquer aussi que la valeur du décalage reste constante par incrémentation de 5V de la tension. Cela symbolise l'existence d'une relation proportionnelle entre la variation de la tension et le décalage de longueur d'onde de résonance (voir Fig.IV-14b). Le capteur est d'autant plus performant que sa réponse est linéaire.

En fait, lorsque la tension augmente, l'indice de réfraction du BTO augmente, ce qui fait que le bord inférieur de la bande interdite et la longueur d'onde de résonnance se décalent vers le rouge car le bord de la bande à faible longueur d'onde n'est pas aussi raide que celui de la haute longueur d'onde, ce qui est attribué aux pertes hors du plan. Le bord de la bande d'air (basse longueur d'onde) présente un grand décalage vers le rouge, alors qu'aucun décalage significatif n'est observé pour le bord de la bande diélectrique (haute longueur d'onde).

Pour mieux comprendre le fonctionnement du dispositif, la distribution du champ électrique au sein de la structure est illustrée à la figure IV-15 dont les spectres sont à la figure IV-14. La figure IV-15 montre qu'à $\lambda = 1,6392 \mu m$, les ondes optiques se couplent au résonateur en anneau et se transmettent à un autre guide d'ondes pour se déplacer vers le port de sortie

Cet exemple de conception de dispositif électromagnétique basé sur des simulations de champ dans le domaine temporel à différence finie valide nos conclusions [26].



Figure IV.14 : a) Spectres de sortie normalisés pour les différentes tensions appliquées, (b) Le décalage de la longueur d'onde résonnante en fonction de l'augmentation de la tension dans la zone de détection.



Figure IV.15. Propagation du champ électrique à la longueur d'onde de résonance 1.6392µm.

La résolution spectrale du filtre optique proposé est analysée par un facteur de qualité qui mesure les pertes optiques du résonateur en anneau. En général, la valeur du facteur de qualité doit toujours être élevée afin de réduire les pertes de rayonnement dans une cavité nano annulaire.

IV-4-1 Calcul du facteur de qualité

Le facteur de qualité est calculé par l'équation suivante :

$$Q = \frac{\lambda_r}{\Delta \lambda}$$
(IV.2)

L'efficacité de la transmission est l'un des paramètres importants du filtre optique, et il est principalement utilisé pour calculer la puissance du signal de sortie. La valeur d'efficacité de la transmission doit être élevée (aux environs de 100 %) et qui est atteinte en réduisant la perte de couplage entre le résonateur nano ring et le guide d'ondes.

La figure IV-14-(b) a montré que de la longueur d'onde de résonnance change de façon linéaire quand on fait varier la tension appliquée. À partir de ce résultat, il est identifié qu'il y a un décalage de longueur d'onde de résonance autour de 5.5nm pour chaque augmentation de 5 V et d'un total de 22.4 nm pour une tension appliquée de 20 V. En outre, il est observé que la largeur spectrale et la transmission normalisée du filtre accordable demeurent constantes, cependant le facteur de qualité est légèrement modifié en raison de la variation de la longueur d'onde de résonnance. Les paramètres fonctionnels du filtre accordable à différentes tensions sont affichés dans le tableau IV-6.Ainsi, notre capteur proposé est plus avantageux en termes de facteur de qualité ainsi que de transmission par rapport aux travaux récemment publiés [27, 28].

Indices de réfraction	Tension (V)	Longueur d'onde	Facteur de qualité
		λ (μm)	Q
2.2900	0	1.6336	24064
2.2990	5	1.6392	22233
2.3080	10	1.6445	29272
2.3170	15	1.6501	36964
2.3260	20	1.6560	37281

Tableau IV.6 Les propriétés importantes du filtre pour différentes tensions.

IV-4-2 Calcul de la sensibilité

Le capteur à cristaux photoniques est un système attrayant pour diverses applications de détection en raison de sa caractéristique attrayante tels que réponse rapide, haute sensibilité, capacité de détection multi paramètres et faible consommation d'énergie. Ce mécanisme de capteur est basé sur une modulation réfractive efficace du matériau diélectrique. Dans le capteur optique, les paramètres de détection sont normalement détectés en termes de changements de longueur d'onde de résonnance et ses performances sont calculées par la sensibilité et le facteur de qualité.

La plate-forme de filtre CP proposé est basée sur le Titanate de baryum (BTO) qui est extrêmement sensible à l'indice de réfraction, à la tension appliquée et au champ électrique externe. Par conséquent, la plate-forme présentée est <u>très recommandée</u> pour ces applications de détection.

En règle générale, les valeurs de tension et du champ électriques sont mesurées avec précision en détectant le changement de l'indice de réfraction effectif qui est lui-même fonction de la tension et du champ électrique appliqués à l'extérieur.

En appliquant les différentes tensions (0 ; 5 ; 10 ; 15 et 20V), le niveau d'indice de réfraction est modifié de 2,2900 à 2,3260 avec une plage de 0,009 entre les valeurs adjacentes. Lors de la détection du champ électrique, sa valeur passe de 0 à 10 kV/mm avec un pas de 2.5 kV/mm. Pour la détection de tension, la plage de tension externe varie de 0 à 20V avec un incrément de 5 V.

La sensibilité de tension (SV), sensibilité du champ électrique (SE) et sensibilité d'indice de réfraction (Sn) sont des paramètres essentiels du capteur nano-optique. Typiquement, les capteurs de haute qualité fournissent une sensibilité élevée qui conduit à détecter une variation infime des paramètres de détection. Par conséquent, les valeurs de sensibilité doivent être élevées et sont estimées par les équations suivantes :

$$Sn = \frac{\Delta\lambda}{\Delta n},$$
 (IV.3)

$$SE = \frac{\Delta \lambda}{\Delta E},$$
 (IV.4)

$$SV = \frac{\Delta\lambda}{\Delta V}$$
 (IV.5)

Où $\Delta\lambda$ indique la variation de la longueur d'onde centrale, Δn est la variation de l'indice de réfraction, ΔE indique la variation du champ électrique et ΔV la différence de tension.

Selon le résultat de la simulation, Sn= 622.22 nm/RIU, SE= 2.24 nm par kV/mm et SV= 1.12 nm/V. D'après les résultats de la simulation, on observe que la plateforme du filtre optique proposé est très sensible aux paramètres externes et offre une sensibilité élevée et un bon facteur de qualité. Par conséquent, le filtre proposé est parfaitement adapté aux applications de détection basées sur la nanotechnologie.

La comparaison entre les paramètres fonctionnels du capteur étudié (efficacité de transmission, facteur de qualité et sensibilité) avec les paramètres des capteurs rapportés est résumée dans le tableau IV.7.

Références	Type de résonateur en anneau	Transmission Efficiency (%)	Facteur de qualité	Sensibilité de tension (nm/V)	Sensibilité du champ électrique (nm par kV/mm)	Sensibilité d'indice de réfraction (nm/RIU)
Olyaee et al (2014)	Résonateur en anneau à double courbe	100	1550.0	/	/	4.172
S. Robinson (2016)	Résonateur en anneau circulaire	99.5	477.83	/	/	72.27
R. Rajasekar (2018)	Guide d'ondes couplé au nano résonateur	98	1421.06	/	0.405	133.33
S. Robinson (2019)	Multicavités couplées Quasi-carré	100	2583	0.454	0.909	252.52
Capteur étudié (2022)	Résonateur en anneau de forme U	100	24064	1.12	2.24	622.22

Tableau IV.7 :	: Comparaison d	lu capteur propos	é avec différentes	conceptions CP.
	1	1 1 1		1

On note que la structure en forme de U a nettement amélioré les caractéristiques du capteur (facteur de qualité et sensibilité) par rapport aux ouvrages cités dans le tableau IV-7.

IV-5. Conclusion

Dans ce travail, un résonateur en anneau à cristal photonique (PCRR) basé sur la nanostructure est proposé et conçu pour fournir une plate-forme ultra-compacte pour le réglage de tension et la détection de plusieurs paramètres. Le matériau ferroélectrique (BTO) à effet électro-optique joue un rôle vital dans les filtres et les capteurs.

Le PCRR basé sur le BTO provoquant une très faible largeur spectrale dans le spectre de sortie et permet de régler la longueur d'onde et de détecter les différents paramètres sur une large gamme. Les paramètres fonctionnels du filtre et du capteur sont analysés par la méthode FDTD. Le dispositif proposé offre une efficacité de transmission de 100% et d'un facteur de qualité de 24064. La sensibilité d'indice de réfraction du capteur proposé est égale à 622,22 nm/RIU, la sensibilité de tension est de 1,12 nm/V et la sensibilité du champ électrique est de 2,24 nm par kV/mm. La plateforme des matériaux électro-optiques est parfaitement adaptée aux systèmes de communication optiques à canal étroit et aux applications de détection.

Dans la perspective d'améliorer encore davantage les caractéristiques de notre capteur sur les autres sensibilités pour un multi-usage l'étude de la taille et de la forme en U sera affinée avec possibilité d'agir directement sur les tiges afin d'améliorer les propriétés de notre capteur.

Références du chapitre IV

[1] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, et J. N. Winn, "Photonic Crystals- Molding the Flow of Light, Princeton University Press, 1995.

- [2] R. Rajasekar, S. Robinson, Nano-electric field sensor based on Two Dimensional Photonic Crystal resonator, Opt.Mater., 2018, vol.85, pp.474-482.
- [3] K.Venkatachalam, S. Robinson, S.K.Dhamodharan, "Performance analysis of an eight channel demultiplexer using a 2D photonic crystal quasi square ring resonator," Opto-Electron. Rev., 2017, vol.25, pp.74–79.
- [4] M. Ghadrdan, M-A Mansouri-Birjandi, Low-threshold ultrafast all-optical switch implemented with metallic nanoshells in the photonic crystal ring resonator, Superlattices and Microstruct., 2017, vol.111, pp.789-795.
- [5] R. Rajasekar, S. Robinson, Nano-channel drop filter using photonic crystal ring resonator for dense wavelength division multiplexing systems, J. Nanoelectron. Optoelectron., 2019, vol.14, pp.753-758.
- [6] N.M.D'souza, V.Mathew, Two-dimensional tunable photonic crystal defect-based drop filter at communication wavelength. Photonics Nanostruct. Fundam. Appl., 2017, vol.25, pp.14–18.
- [7] A. Benmerkhi1, A. Bounouioua, M. Bouchemat, T. Bouchemat, Analysis of a photonic crystal temperature sensor based on Z-shaped ring resonator, Opt. Quantum Electron, 2021, Vol. 53(41), pp.1–14.
- [8] Y. Zhao, Y. Ying, Q. Wang, Latest research progress on methods and technologies for tunable photonic crystals, Opt. Laser Technol., 2014,vol.64, pp.278–287.
- [9] Y. Fu, J. Zhang, X.Hu, Q. Gong, Electro-optic tunable multi-channel filter in two dimensional ferroelectric photonic crystals. J. Opt.**12**,2010, 075202.
- [10] O. Bottauscio, M. Chiampi, G. Crotti, D. Giordano, W.C. Wang, L. Zilberti, Uncertainty estimate associated with the electric field induced inside human bodies by unknown LF sources, IEEE Trans. Instrum. Meas., 2013, vol. 62, pp.1436–1442.
- [11] T. Zhu, L. Zhou, M. Liu, L. Zhang, L. Shi, L., High sensitive space electric field sensing based on microfiber interferometer with field force driven gold nanofilm, Sci. Rep., 2015, vol. 5, pp.15802.
- [12] C. Gutierrez-Martinez, J. Santos-Aguilar, Electric field sensing scheme based on matched LiNbO3 electro-optic retarders, IEEE Trans. Insrum. Meas., 2008, vol. 57, pp.1362–1368.
- [13] P.T. Lin, Z. Liu, B.W. Wessels, Ferroelectric thin film photonic crystal waveguide and it selectro-optic properties, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. ,2009, vol.11, pp. 075005.
- [14] A. Siraji, M.S. Alam, S. Haque, Impact of space modulation confinement of light in a novel photonic crystal cavity on ferroelectric barium titanate, J. Lightw. Technol. ,2013, vol.31, pp.802–808.
- [15] P.R.Villeneuve, M. Piché, Photonic band gaps in two-dimensional square and hexagonal lattices, Physical Review B, 1992,vol. 46, pp.4969-4972.
- [16] W. Zhang, A. Hu, N. Ming, The photonic band structure of two-dimensional hexagonal lattice of ionic dielectric media. Journal of Physics, Condensed Matter, 1997, vol. 9, pp.541-549, 1997.
- [17] F.Gadot, A. Chelnokov, A. DE Lustrac, P. Crozat, J.-M. Lourtioz, D. Cassagne, C. Jouanin, Experimental demonstration of complete photonic band gap in graphite structure, Applied Physics Letters, 1997, vol. 71, pp.1780 -1782.
- [18] Rakhshani, M.R., et al., Tunable channel drop filter using hexagonal photonic crystal ring

resonators, Telkomnika Indones. J. Electr. Eng., 2013, vol. 11(1), pp.513–516.

- [19] S. Olyaee, A. Mohebzadeh-Bahabady Designing a novel photonic crystal nano-ring resonator for biosensor application, Opt. Quantum Electron., 2015, vol. 47(7), pp.1881–1888.
- [20] T. Suganya, S. Robinson, Design of 2D photonic crystal based force sensor using paralleloid ring resonator, Ictact J. on Micoelectronics, 2017, vol. 3(3), pp.425-430.
- [21] Rajalakshmi, G., Sivanantharaja, A., Shanmuga Sundar, D.: Design and optimization of twodimensional photonic crystal-based optical filter. J. Nonlinear Opt. Phys. Mater., 2015, vol. 24, pp.1550027.
- [22] Z. Rashki, S.J. Seyyed Mahdavi Chabok, Novel design of optical channel drop filters basedon two-dimensional photonic crystal ring resonators, Opt. Commun.,2017, vol. 395, pp.231–235.
- [23] S. Rezaee, M. Zavvari, H. Alipour-Banaei, A novel optical filter based on H-shape photonic crystal ring resonators, Optik, 2015,vol.126, pp.2535–2538.
- [24] D. Sun, X. Fu, H. Jiang, "Simulations for dual-rail driven electrooptic modulators of BaTiO3 crystal thin-film waveguides," Opt. Commun, 2013, vol. 301-302, pp.152–158.
- [25] Y. Watanabe, D. Sawamura, M. Okano, Recurrent local resistance breakdown of epitaxial BaTiO3 heterostructure, Applied physics letters, 1998, vol. 72, pp.2415.
- [26] M. Dašić, and M.A. Popović, Minimum drop-loss design of microphotonic microring-resonator channel add-drop filters, 20th Telecommunications Forum (TELFOR),2012, pp.927-930, doi: 10.1109/TELFOR.2012.6419360.
- [27] R. Arunkumar, T. Suaganya, S. Robinson, Design and Analysis of 2D Photonic Crystal Based Biosensor to Detect Different Blood Components, Photonic Sensors, 2019, vol. 9 (1), pp.69–77.
- [28] B.M. Hemanth Kumar, P.C. Srikanth, A.M.Vaibhav, A novel computation method for detection of Malaria in RBC using Photonic biosensor, Int. j. inf. tecnol., 2021, vol.13(5), pp.2053–2058.
- [29] S. Olyaee, A.M. Bahabady, A Two-curve-shaped biosensor using photonic crystal nano-ring resonators, "J.Nanostruct., 2014, vol. 4, pp.303–308.
- [30] S. Robinson, K.V. Shanthi, Analysis of protein concentration based on photonic crystal ring resonator, Int. J. Opt. and Photonics, 2016, vol. 10, pp.123–130.

CONCLUSION GENERALE

Conclusion Générale

La recherche sur les cristaux photoniques (CP) a considérablement évolué au cours de ces dernières années, tant au niveau fondamental qu'appliqué. Ces structures périodiques à fort contraste d'indice influencent radicalement la propagation des photons. Des structures à Bandes Interdites Photoniques (BIP), qui interdisent la propagation des photons dans certaines plages de fréquence, peuvent ainsi être réalisées. Etant données les difficultés technologiques à fabriquer des systèmes tridimensionnels, on opte généralement pour les BIP 2D. L'adaptation des cristaux photoniques à l'optoélectronique permet d'envisager de nouvelles perspectives telles que la réalisation de composants d'optique intégrée aux dimensions réduites et l'intégration de plusieurs fonctions sur un même substrat. Les applications potentielles des BIP 2D sont très vastes : contrôle de l'émission spontanée dans les dispositifs, guides rectilignes ou à fort rayon de courbure, filtres, multiplexeurs, microcavités à grand facteur de qualité et capteurs.

Les études menées depuis une dizaine d'années sur l'utilisation de cristaux photoniques (CPs) pour la réalisation de capteurs à lecture optique, ont montré qu'elles pouvaient offrir de nombreuses perspectives. L'ensemble du travail présenté dans cette thèse constitue une contribution à l'étude et la conception de capteurs de tension à base d'un matériau à bande interdite photonique à deux dimensions. Ce capteur fonctionne comme un filtre à bande étroite où un seul mode résonant peut apparaître dans une gamme de longueurs d'ondes de 1.5 à 2 μ m appartenant à la gamme des télécommunications optiques.

Dans ce travail, nous avons proposé un capteur de tension à base d'un cristal photonique bidimensionnel carré de taille 21*21 avec un indice de réfraction de titanate de baryum ($n_{BTO}=2.29$), le rayon de barres diélectriques est de 140 nm, et la période a= 630 nm. Le matériau BTO est extrêmement attrayant en raison de son grand coefficient électro-optique, temps de réponse ultrarapide, très faible perte optique et faible consommation d'énergie. Par conséquent, le matériau électro-optique à base de BTO est pris en compte pour la conception du filtre.

Ce capteur est composé de deux quasi guides d'ondes et d'un résonateur en anneau à cristal photonique (PCRR) de forme U. Nous avons utilisé cette nouvelle forme afin d'obtenir un bon couplage entre les guides d'ondes et le résonateur. La plupart des longueurs d'ondes guidées seront réfléchies à l'extrémité du guide, sauf quelques-unes, qui seront couplées au résonateur. Le guide d'onde du haut est appelé guide d'onde drop ; il est créé par l'omission d'une rangée de tiges du cristal photonique dans la direction ΓX . Tandis que celui du bas est appelé guide d'onde bus, Il est également créé en supprimant une rangée de tiges du cristal photonique dans la direction ΓX . Le résonateur en anneau de forme U est conçu en omettant 24 tiges de BTO. Les tiges de réflexion situées en bas et en haut de la nanostructure jouent un rôle très important sur la transmission et sur le facteur de qualité.

Le dispositif proposé offre une efficacité de transmission de 100% et de facteur de qualité de 24064. La plateforme des matériaux électro-optiques est parfaitement adaptée aux systèmes de communication optique à canal étroit et aux applications de détection.

De nos résultats, on peut constater que la sensibilité d'indice de réfraction (Sn) est de 622,22 nm/RIU, la Sensibilité de tension (SV) est de1,12 nm/V, et la sensibilité du champ électrique (SE) est de 2,24 nm par kV/mm.

Pour effectuer ces simulations, nous avons utilisé deux logiciels de Rsoft CAD, dont le premier module est appelé BandSOLVE qui est basé sur la méthode des ondes planes (PWE), et le second appelé FullWave, basé sur la méthode des différences finies temporelles (FDTD).

Résumé :

Notre travail est une proposition d'une nouvelle structure de capteur de tension à base de cristaux photoniques, elle est composée de deux guides d'ondes entre lesquels est inséré un résonateur en anneau à cristal photonique de la forme U. Nous effectuons des modifications au niveau de la structure afin d'optimiser des paramètres importants de ce capteur tels que le facteur de qualité et la transmission. Les performances de ces capteurs sont améliorées par l'obtention d'un facteur de qualité élevé et donc un bon confinement de la lumière dans le milieu des défauts du semi-conducteur qui rend plus sensible les photons à la variation de la tension. Le dispositif proposé offre une efficacité de transmission de 100% et un facteur de qualité de 24064. Les matériaux électro-optiques sont parfaitement adaptés aux systèmes de communication optique à canal étroit et aux applications de détection. De nos résultats, on peut constater que la sensibilité d'indice de réfraction (Sn) est de 622.22 nm/RIU, la Sensibilité de tension (SV) est de 1.12 nm/V, et la sensibilité du champ électrique (SE) est de 2.24 nm par kV/mm. Les résultats de la simulation exposés dans cette thèse sont effectués et analysés par les deux méthodes PWE et FDTD, grâce au logiciel Rsoft.

Mots clés : Cristaux photoniques, Résonateur en anneau, Guide d'onde, Capteur, Facteur de Qualité, FDTD, PWE.

ملخص:

عملنا عبارة عن اقتراح لهيكل جديد لمستشعر الجهد يعتمد على البلورات الضوئية، ويتكون من دليلين موجيين وحلقة بلورية فوتونية ذات شكل حرف U، موضوعة بينهما . ثم نقوم بإجراء تعديلات على الهيكل من أجل تحسين العوامل المهمة لهذا المستشعر مثل عامل الجودة والإرسال. لهذه الأسباب، يمكننا شرح أداء أجهزة الاستشعار التي حصلت عليها خاصة بحقيقة وجود عامل جودة كبير وبالتالي احتواء جيد للضوء في وسط عيب أشباه النواقل مما يجعل الفوتونات أكثر حساسية لتغيرات الجهد.

يوفر الجهاز المقترح كفاءة إرسال بنسبة 100 % وعامل جودة 24064. منصة المواد الكهروضوئية مناسبة تمامًا لأنظمة الاتصالات الضوئية الضيقة وتطبيقات الاستشعار. من نتائجنا، يمكن ملاحظة أن حساسية معامل الانكسار (Sn)هي 622.22 نانومتر /RIU / ، وحساسية الجهد (SV) هي 1.12 نانومتر / فولت ، وحساسية المجال الكهربائي (SR) هي 2.24 نانومتر الكل كيلو فولت / مم. سيتم تنفيذ وتحليل نتائج المحاكاة المقدمة في هذه الكهربائي (SE) هي 2.24 نائومتر /RIU / ، وحساسية الجهد (SV) هي 1.12 نانومتر / فولت ، وحساسية معامل الانكسار (Su) مي Su المحرفة في دولي المحلم (Su) مي الكهربائي (Su) مي 2.24 نائومتر /RIU / ، وحساسية المجلا المحلم المحال الكهربائي (Su) مي Su المحلم المحلم المحلم المحلم (Su) مي Su المحلم المحلم المحلم الكهربائي (Su) مي 2.24 نائومتر الكل كيلو فولت / مم. سيتم تنفيذ وتحليل نتائج المحاكاة المقدمة في هذه الكهربائي (Su) مي 2.24 ما محلم المحلم المحلم المحلم الكهربائي (Su) مي 2.24 نائومتر الكل كيلو فولت / مم. سيتم تنفيذ وتحليل نتائج المحاكاة المقدمة في هذه الكهربائي (Su) مي 2.24 ما محلم المحلم الكهربائي (Su) مي 2.24 نائومتر الكل كيلو فولت / مم. سيتم تنفيذ وتحليل نتائج المحاكاة المقدمة في هذه الأطروحة بواسطة طريقتين Pwe و FDTD ، وذلك بفضل برنامج Rsoft.

الكلمات المفتاحية: البلورات الضوئية، الرنان الحلقي، الدليل الموجى، الاستشعار، عامل الجودة PWE،FDTD.

Abstract

This work is a proposal for a new structure of voltage sensor based on photonic crystals; it is composed of U-shaped photonic crystal ring resonator placed between two waveguides. The sensors structures have been changed in order to improve important sensor parameters such as quality factor and transmission. A large quality factor induces a good light confinement in semiconductor defect,

Résumés

making the photon more sensitive to voltage variation. The studied device offers nearly 100% transmission efficiency and a quality factor about 24064. The electro-optical materials properties are ideally suited for narrow-channel optical communication systems and sensing applications. The values of about 622.22 nm / RIU, 1.12 nm / V and $2.24 \text{ nm per kV / mm have been obtained for refractive index sensitivity (Sn), the voltage sensitivity (SV) and the electric field sensitivity (SE), respectively. The results of the simulation presented in this thesis are carried out and analyzed by the two methods PWE and FDTD, using the Rsoft software.$

The simulation results presented in this thesis are carried out and analyzed by the two methods plane wave expansion (PWE) and finite-difference time-domain (FDTD) using the Rsoft software.

Keywords: Photonic crystals, ring resonator, Waveguide, Sensor, Quality factor, FDTD, PWE.