#### RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE UNIVERSITÉ FRÈRES MENTOURI, CONSTANTINE FACULTÉ DES SCIENCES DE LA TECHNOLOGIE Département d'Électronique



N° d'ordre :76/D3C/2018 Série :07/Ele/2018

## THÈSE

## Présentée pour obtenir le diplôme de Doctorat 3<sup>éme</sup> cycle en **Électronique**

**Option : Micro et nanotechnologies** 

Par :

## Safia ARAFA

# THÈME

# Étude des composants à base de cristaux photoniques : Application dans le domaine du démultiplexage et de la détection

Soutenue le :

**Devant le jury :** 

Président : Abedlhafid CHAABI

Rapporteur : Mohamed BOUCHEMAT

**Examinateur :** 

Saida REBIAI

Souheil MOUATSI

Djamel KHEDROUCHE

Prof. Univ. Frères Mentouri Prof. Univ. Frères Mentouri

Prof. Univ. Frères Mentouri MCA. Oum EL Bouaghi MCA. Univ. M'sila

Travail effectué au Laboratoire Microsystèmes et Instrumentation (LMI), Faculté des sciences de la technologie, Département d'Electronique, Université Frères Mentouri, Route de Ain El Bey - 25017, Constantine, Algérie.



"Imagination is more important than knowledge. For knowledge is limited to all we now know and understand, while imagination embraces the entire world, and all there ever will be to know and understand."

— Albert Einstein —

## Remerciements

C e travail de thèse a été effectué au sein du Laboratoire Microsystèmes et Instrumentation (LMI),

Département d'Electronique de l'université de Constantine, sous la direction scientifique du Professeur Mohamed BOUCHEMAT.

La thèse est une période exigeante qui nécessite énormément d'investissement personnel dont on n'entrevoit rarement la fin, sauf le jour de la soutenance. C'est à cet instant là que l'on se rend compte qu'il s'agit d'une expérience riche en moments inoubliables. Je tiens donc à exprimer ma reconnaissance à toutes les personnes bienveillantes qui m'ont aidée, soutenue, conseillée, encouragée et que j'ai eu la chance de rencontrer pendant cette aventure scientifique et humaine.

Mes vifs et sincères remerciements vont à Monsieur **Mohamed BOUCHEMAT** Professeur à l'université de Constantine 1, qui a dirigé mon travail avec beaucoup de compétences et de patience. Je souhaite le remercier pour tous ses conseils, son soutien constant ainsi que sa disponibilité et surtout sa compréhension tout au long de cette thèse. Ses qualités humaines et ses remarques m'ont été précieuses et m'ont beaucoup aidé à la réalisation de ce travail.

Je tiens aussi à dire un grand merci à Madame **Touraya BOUCHEMAT**, professeur à l'université de Constantine qui a toujours trouvé le temps et l'énergie de me donner des conseils très précieux pendant toute la durée de ma thèse. J'ai beaucoup apprécié sa gentillesse, sa pédagogie et sa disponibilité.

*Je remercie, Monsieur Abedlhafid CHAABI, Professeur à l'université de Constantine 1, pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail en faisant l'honneur de présider le jury de ma soutenance.* 

Je souhaite remercier très chaleureusement Madame. Saida REBIAI, Professeur à l'université de Constantine 1, Monsieur Souheil MOUETSI, Maitre de conférences à l'université de Oum El Bouaghi et Monsieur Djamel KHEDROUCHE, Maitre de conférences à l'université M'Sila, d'avoir accepté d'examiner et de lire mon manuscrit et pour le temps qu'ils ont investi pour l'évaluer.

Mes vifs remercîments vont plus particulièrement à Monsieur Abdesselam HOCINI, professeur à l'université de M'sila pour son aide, son encadrement lors de mon premier article et surtout pour sa rigueur et sa disponibilité.

Durant ma période de thèse, j'ai eu la chance de travailler avec une équipe vraiment dynamique grâce à l'enthousiasme, la complémentarité et les compétences des différentes personnes qui la constituent. Je remercie plus particulièrement Docteur Ahlem BENMERKHI pour sa présence et son soutien, Docteur Mohamed Redha LEBBAL pour ses encouragements et ses conseils et pour sa grande gentillesse.

Je souhaite aussi remercier **Rachid DEGHDAK**, doctorant au laboratoire LMI, pour sa disponibilité et son aide lors de l'installation du logiciel Rsoft. Je lui souhaite une bonne continuation et un bon courage pour sa soutenance.

*Je salue mes collègues doctorantes du laboratoire LMI surtout mon amie et ma collègue Dallel BENELARBI. Je leur souhaite à toutes une bonne continuation et une bonne fin de thèse.* 

#### Remerciements

J'adresse mes vifs remerciements aux professeurs **Mohamed BENIDIR**, **Mohamed Taoufik BENHABILES et Faouzi SOLTANI**, pour leurs aides, leurs conseils tant appréciables que bénéfiques, leurs soutiens et leurs encouragements et surtout pour leurs disponibilités.

Je tiens à remercier ma famille et ma belle-famille, et tout particulièrement ceux qui me sont très chers mes parents, mes beaux-parents, mon frère, mes belles sœurs et mes beaux-frères sans oublier mon amie et ma sœur **Faten MESLEM**. Merci du fond du cœur pour votre confiance, votre soutien, votre amour, et surtout pour votre patience.

Enfin, j'exprime ma dernière pensée à mon cher mari **Chams Eddine** et mon petit ange **Ahmed Massine** pour m'avoir apporté le soutien l'amour affectueux et la bonne humeur dont j'avais tant besoin pour effectuer ce travail.

Merci à tous ceux que j'ai croisé à un moment ou bien un autre de ma vie qui, pour la plupart sans le savoir, ont contribué à me faire progresser.

A mon cher papa et ma chère maman Que dieu tout puissant vous garde et vous procure santé, bonheur et longue vie A mon mari que les expressions ne suffisent pas pour le remercier A mon petit rayon de soleil .....

# Liste des acronymes

Dans le cadre de ce travail, nous avons utilisé quelques abréviations dont nous rappelons la signification ci-dessous :

**CPhs** : Cristaux photoniques

**BIP** : Bande Interdite Photonique

- TE : Transverse Electrique, polarisation TE
- TM : Transverse Magnétique, polarisation TM

 $\lambda$  : Longueur d'onde

 $\lambda_0$ : Longueur d'onde de résonance

- **a** : Période du cristal photonique
- r : Rayon des motifs du cristal photonique
- **n** : Indice de réfraction
- neff : Indice de réfraction effectif
- $\vec{k}$  : Vecteur d'onde.
- $G^{\rightarrow}$ : Vecteur du réseau réciproque
- vg : Vitesse de groupe.
- c : Célérité de la lumière dans le vide.
- $\varepsilon$ : Permittivité diélectrique.

**BIP** : Bande Interdite Photonique

WDM : Wavelength Division Multiplexing, systèmes à multiplexage en longueur d'onde

DWDM : Dense Wavelength Division Multiplexing, systèmes à multiplexage en longueur d'onde dense

PICs : Photonic Integrated Circuits, circuits photoniques intégrés

FWHM : Full Width at Half Maximum, largeur à mi-hauteur du pic

FDTD : Méhode de calcul des différences finies dans le domaine temporel

PWE : Plane Wave Expansion method, méthode de décomposition en ondes planes.

- RI : Refractive Index
- S: Sensibilité
- **Q** : Facteur de Qualité
- LD : Limite de Détection

# Liste des figures

- Figure I.1. Exemples de représentations schématiques de cristaux photoniques unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D) et tridimensionnels (3D).
- Figure I.2. Exemples de réalisations naturelles de structures périodiques d'indice submicroniques. (a) Plume de paon où l'encadre de droite est une image prise au microscope électronique à balayage (MEB) de la coupe d'une barbule verte. (b) image au microscope électronique d'une opale naturelle constituée d'un réseau quasi-périodique de sphères de silice [8].
- Figure I.3. Schéma d'un cristal photonique unidimensionnel constitué d'un milieu diélectrique périodique fini.
- Figure I.4. Représentation d'un miroir de Bragg et de la relation de dispersion d'un miroir de Bragg à incidence normale : une bande interdite apparaît au bord de zone de Brillouin.
- Figure I.5. Structure du diagramme de dispersion d'un cristal photonique 1D (miroir de Bragg) constitué de l'alternance de deux matériaux de permittivités  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$  et de diamètres d= 0.5a, où a est la période du cristal photonique. (a) les deux matériaux ont la même permittivité  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 13$  (GaAs). (b) la permittivité des deux matériaux est :  $\varepsilon_1 = 13$  (GaAs),  $\varepsilon_2 = 12$  (GaAlAs). (c) la permittivité des deux matériaux est :  $\varepsilon_1 = 13$  (GaAs),  $\varepsilon_2 = 1$  (Air) [16].
- Figure I.6. (a) Représentation schématique de la de la Yablonovite, structure 3D de périodicité CFC (Cubique Face Centrée), [4], (b) Image MEB d'une structure Yablonovite en PMMA [23] et (c) Image MEB d'une structure tas de bois en silicium fabriqué par lithographie UV dans du silicium. [18].
- Figure I.7. (a) Image MEB d'une opale plane assemblée à partir de sphères de diamètre 855 nm directement sur un substrat silicium [7]. (b) Image MEB d'une opale inversée [21].
- Figure I.8. Structures 2D : a) Structure carrée, b) triangulaire et c) hexagonale.
- 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.
- Figure I.10. Diagramme de bande d'un cristal photonique bidimensionnel triangulaire. Les bandes en traits pleins correspondent aux modes propres ayant une polarisation Transverse Électrique, les bandes en pointillés aux modes propres ayant une polarisation Transverse Magnétique [24].
- Figure I.11. Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique (ε=12.25) : (a) Réseau triangulaire ; (b) Réseau carré [25].
- Figure I.12. Diagrammes de dispersion d'un CPh planaire constitué de réseau triangulaire de trous d'air de rayons 150 nm percé dans une membrane de silicium d'épaisseur 250 nm. Le calcul a été effectué par la méthode des ondes planes tridimensionnelles pour les polarisations TE (lignes pointilles) et TM (lignes continus).
- Figure I.13. Deux exemples typiques d'un cristal photonique bidimensionnel avec un fort contraste d'indice : (a) Membrane de Al0.1Ga0.9As suspendue dans l'air [33] (b) cristal photonique gravé dans une couche de GaAs. La couche GaAs repose sur une couche de AlxOy [28].
- Figure I.14. Image Microscope à Balayage Electronique (MEB) d'un cristal photonique gravé dans une hétérostructure [29].
- Figure I.15. Représentation schématique de la méthode de l'indice effectif.

Figure I.16.	Spectre de transmission d'une cavité à CPh réalisée sur un substrat de GaN. Le CPh se comporte comme un guide d'onde pour des longueurs d'ondes inférieures à 1570 nm et supérieures à 1595 nm. Entre deux, le CPh agit comme un miroir du fait de l'existence d'une bande interdite photonique. La résonance à 1574.8 nm, représentée en insert, présente ici un facteur de qualité de 34000 [33].
Figure I.17.	(a) Image au microscope électronique à balayage (MEB) d'une cavité de type L3 fabriquées à l'IEF. (b) Image MEB d'une cavité à confinement, par la bande interdite d'un guide à cristaux photoniques, réalisée par une modulation de la largeur de ce guide. (c) Schéma de principe d'une cavité à hétérostructure montrant le confinement des photons [39] (d) schéma de principe d'une cavité à modulation de largeur du défaut linéique [40].
Figure I.18.	Exemple de guide W1 à cristal photonique hexagonal de trous d'air sur un substrat de silicium sur isolant [36].
Figure I.19.	Schéma de guides W5 pour différentes géométries et orientations de mailles [48].
Figure I.20.	Exemple Schématisant les différents types de géométries de guides à cristaux photoniques.
Figure I.21.	Exemple de guide créé dans un réseau bidimensionnel triangulaire de trous d'air (a) de type symétrique et (b) de type antisymétrique.
Figure I.22.	Influence de la largeur du défaut sur le diagramme de dispersion d'un CPh à maille triangulaire en orientation $\Gamma$ K. De gauche à droite : CPh sans défaut ; guide W3 $\Gamma$ K ; guide W5 $\Gamma$ K [50].
Figure I.23.	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 $\lambda i$ . le filtre, réalisé dans un cristal bidimensionnel de symétrie hexagonale, permet d'extraire l'un des signaux (ici, celui à la longueur d'onde $\lambda 1$ ) en l'aiguillant dans une autre direction [13].
Figure I.24.	Image en microscopie électronique d'une fonction Fabry-Perot intégrée à un guide [71].
Figure I.25.	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) [71].
Figure II.1. Figure II. 2.	Schéma de principe d'un capteur. En haut : Détection homogène du changement d'indice de réfraction. En bas : Détection de surface. Les molécules cibles (en rouge) viennent spécifiquement reconnaitre les récepteurs (en noir) déposés sur la surface formant une couche qui modifie localement l'inde de réfraction [7].
Figure II.3.	Principe de fonctionnement d'un détecteur à SPR sur un prisme [13].
Figure II.4.	(a) Représentations schématique d'un interféromètre Mach-Zender [14], (b) Représentation schématique d'un interféromètre de Young [15].
Figure II.5.	Résonateur en anneau en silicium [22].
Figure II.6.	(a) Schéma d'un capteur à guide d'ondes à CPh sur SOI2, (b) Décalage de la longueur d'onde de coupure du guide dû à l'infiltration des huiles [41].
Figure II.7.	(a) Guide d'onde à cristal photonique W1 dans un substrat de silicium, (b) Décalage de la longueur d'onde dû au rattachement des molécules de biotin et de streptavidin a la surface de détection [42].
Figure II.8.	(a) Guide d'onde W1 avec une amélioration directe du volume de détection, (b) Amélioration du décalage de la longueur d'onde due à l'infiltration en volume de l'eau d'ionisé [42].
Figure II.9.	Figure II.9. Spectres de transmission du : (a) Premier capteur amélioré (modèle 1), (b) Deuxième capteur (modèle 2). Comme on les voit dans la partie insérée du graphe, les plus larges trous sont ceux qui vont être infiltrés [44].
Figure II.10.	(a) Image MEB d'un guide d'onde à CPh à fentes [34]. (b) Illustration de l'interaction lumière/matière entre le champ et les molècules cibles dans un guide à CPh à fentes [34].
Figure II.11.	Principe de la mesure de transduction optique d'une cavité à cristaux photoniques [4].

- Figure II.12. (a,b) Images SEM montrant respectivement les cavités H1-r et L3 au voisinage du guides à cristal photonique [61].
- Figure II.13. (a) Représentation schématique d'un capteur à indice de réfraction basé sur un CPh 2D avec un réseau triangulaire de trous d'air. (b) Spectres de transmission normalisés obtenus pour en variant l'indice de réfraction de n = 1.446 à n = 1.450 [58].
- Figure II.14. (a) Représentation schématique de l'intégration d'une nanocavité H<sub>2</sub> dans un guide d'onde W<sub>1</sub> à haute transmittance. (b) Changement de la longueur d'onde de résonnance de la nanocavité en fonction de l'augmentation de la concentration du sucre dans la solution eau-sucre [62].
- Figure II.15. Représentation schématique du capteur optimisé avec le guide réflecteur et les deux cavités en cascades. La dimension globale du capteur est de 8,7 × 7,5 μm<sup>2</sup>. (b) Spectre de transmission expérimental du capteur optimisé. Les taches noires et rouges correspondent respectivement aux l'infiltrations d'eau et d'huile [63].
- Figure II.16. Image au microscope électronique à balayage du capteur à fentes. Les trous et les fentes sont gravés au travers une plaque de silicium de 260 nm d'épaisseur déposée sur une couche de SiO<sub>2</sub> enterrée. Une vue en coupe des fentes d'un échantillon d'essai avec un angle d'inclinaison de 52° est également montrée sur la figure [64].
- Figure II.17. Représentation schématique d'une structure d'un réseau de capteur CPhs constitué de cinq cavités H<sub>0</sub> légèrement différentes couplées latéralement à un guide d'onde W<sub>1</sub>[67].
- Figure II.18. Représentation Schématique d'un réseau de capteurs à CPhs nanométrique intégrée sur un substrat monolithique.
- Figure II.19. Représentation schématique d'un réseau de capteurs à CPhs à gradient vertical de rayon avec cinq microcavités entrelacées (deux cavités L2 et trois cavités H1) [71].
- Figure II.20. Représentation schématique d'un réseau de capteurs à CPhs multiplexé constitué de 3 cavités à fente annulaire dans un environnement aqueux (n=1.33) [69].
- Figure II.21. (a) Représentation schématique d'un Capteur à CPh optimisé avec réflecteur et deux cavités en cascades. La dimension globale du dispositif est de 8.7 × 7.5 μm<sup>2</sup>. (b) Image du dispositif au microscope électronique à balayage [63].
- Figure III.1. Exemple de définition d'une super-cellule (a) dans le cas des cavités à cristaux photoniques (défauts ponctuelles) (b) dans le cas d'un guide d'onde (défaut linaire).
- Figure III.2. Division en cellules de Yee d'un volume de calcule FDTD.
- Figure III. 3. Principe de fonctionnement d'un milieu de type PML.
- Figure III.4. Diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire de trous d'air dans du silicium avec n=3.42 et r/a=0.43 pour la polarisation TE (en rouge) et TM (en bleu) (a) Résultats obtenus par la référence [16] et (b) Résultats obtenus via simulateur Bandsolve.
- Figure VI.1. (a) Réseau réel pour un motif triangulaire de trous d'air de période a, (b) Réseau réeiproque montrant la première zone de Brillouin et les deux directions de plus haute symétrie ΓK et ΓM.
- Figure IV.2. Diagramme de dispersion en polarisation TE du réseau triangulaire de trous d'air.
- Figure IV.3. Représentation schématique de la cavité H0 proposée couplée à des guides d'ondes d'entrée et de sortie. Le système guide d'onde-cavité est gravée au-dessus d'un substrat SOI.
- Figure IV.4. Variation de la longueur d'onde de résonance et du facteur Q en fonction du changement du rayon du trou central Rc de la cavité H0.
- Figure IV.5. (a) Spectres de transmission du biocapteur montrant le décalage de la longueur d'onde en fonction de l'augmentation du nombre de trous fonctionnels (N), (b) Les variations du facteur de qualité Q et de la sensibilité S en fonction du nombre de trous fonctionnels (N).

- Figure IV.6. Spectres de transmission de la structure du biocapteur optimisé. La distribution du champ électrique dans le plan x-y et la conception optimale de la structure avec la zone fonctionnelle colorée en bleu clair sont représentés dans les figures en insert.
- Figure IV.7. (a) Vue schématique en coupe latérale dans le substrat SOI de la structure de biocapteur en configuration anneaux. (b) Représentation schématique de la cavité à CPh formée de 10 trous en forme d'anneau couplée à des guides d'ondes d'entrée et de sortie.
- Figure IV.8. (a) Spectres de transmission de la structure avant l'infiltration de l'échantillon pour R<sub>in</sub> = 0,23a. (b) La distribution du champ électrique dans la cavité dans le plan x-y (La barre de couleur indique l'intensité du champ optique normalisé allant de -1 à 1).
- Figure IV.9. Décalage de la longueur d'onde de résonance en fonction de l'infiltration d'eau (ligne verte) dans la zone de détection annulaire de la cavité pour  $R_{in} = 0.23a$ .
- Figure IV.10. (a) Variations du facteur de qualité (Q) et de la longueur d'onde de résonance en fonction du changement du rayon interne des anneaux (R<sub>in</sub>) de 0,23*a* à 028*a*. (b)Variation de la sensibilité (S) en fonction de la variation du rayon interne des anneaux (R<sub>in</sub>).
- Figure IV.11. (a) Représentation schématique du biocapteur basé sur la cavité en configuration anneaux, les anneaux bleus désignent la zone de détection remplie d'eau DI. (b) Décalage de la longueur d'onde de résonance ( $\Delta\lambda$ ) en fonction de l'infiltration d'eau dans la zone de détection de la cavité pour R<sub>in</sub> = 0,255*a*.
- Figure IV.12. Représentation schématique de la structure du biocapteur indiquant le nombre de trous fonctionnels autour de la cavité résonante ; 4, 6, 14, 20, 54 trous fonctionnels jusqu'à infiltration totale de la structure.
- Figure IV.13. (a) Spectres de transmission correspondant aux différents cas d'infiltration, (b) Variations du facteur de qualité et de la sensibilité en fonction de l'augmentation du nombre de trous fonctionnels (N).
- Figure IV.14. (a) Représentation schématique de la structure optimale du biocapteur, les trous est les anneaux bleus forment la zone de détection. (b) Distribution du champ électrique au sein de la cavité dans le plan x-y (La barre de couleur indique l'intensité du champ optique normalisé allant de -1 à 1).
- Figure IV.15. Spectres de transmission correspondant à la variation de la longueur d'onde de résonance en fonction des différents cas de concentrations en glucose.
- Figure IV.16. Représentation schématique de la cavité H0 constituée de trous en forme d'anneau et couplée à deux guides d'ondes d'entrée et de sortie. Le système guides d'ondes- cavité est réalisé au-dessus d'un substrat SOI. (a) Vue de dessus. (b) Vue latérale.
- Figure IV.17. (a) Spectres de transmission de la structure de la cavité H0 constituée de trous en forme d'anneaux. (b) Distribution du champ électrique à travers cette cavité dans le plan x-y (La barre de couleur indique l'intensité du champ optique normalisé allant de -1 à 1).
- Figure IV.18. (a) Décalage en longueur d'onde de résonance en fonction de l'infiltration d'eau dans la région de détection de la cavité. (b) Image amplifiée du spectre de transmission correspondant à l'infiltration d'eau d'ionisée.
- Figure IV.19. (a) Variations du facteur de qualité et de la longueur d'onde de résonance en fonction de la variation du rayon interne (R<sub>in</sub>) de 0.22*a* à 0.27*a*. (b) La sensibilité calculée (S) en fonction du changement de rayon interne (R<sub>in</sub>).
- Figure IV.20. (a) Représentation schématique de la structure du filtre à CPh basé sur un défaut ponctuel de Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> de forme carrée. (b) Courbes de dispersion pour les polarisations TM et TE du CPh 2D sans défauts.
- Figure IV.21. (a) Variation de la transmission et du facteur de qualité Q en fonction de l'augmentation du nombre de tige (N) autour de la cavité. (b) Représentation schématique de la structure optimisée du filtre à CPh.
- Figure IV.22. (a) Spectre de transmission du filtre CPh obtenu en effectuant des simulations 2D-FDTD. (b) La distribution du champ électrique pour le mode TM dans le plan x-y à  $\lambda = 1552$  nm.
- Figure IV.23. Représentation schématique de la structure du filtre à CPh déplacé par rapport au guide d'onde d'entrée à l'échelle de la constante de réseau *a*.

- Figure IV.24. (a) Représentation schématique de la structure du démultiplexeur proposé à base de cavité carrée de nitrure de silicium. (b) Les spectres de transmission du démultiplexeur à CPh sont obtenus simultanément dans les quatre ports de sortie.
- Figure IV.25. Distributions du champ dans le démultiplexeur à quatre canaux aux longueurs d'onde de résonance de (a)1551,3 nm, (b) 1555,7 nm, (c) 1550,6 nm et (d)1554,2 nm.
- Figure IV.26. (a) Représentation schématique du démultiplexeur à base de cavité de nitrure de silicium (point bleu clair). (b) Spectre de transmission du démultiplexeur correspondant aux quatre ports de sorties.
- Figure IV.27. Représentation schématique du réseau de biocapteurs à CPhs proposé, la structure est constituée de trois cavités H0 en sandwich entre deux guides d'ondes. Les trous bleus clairs indiquent la zone de détection de chaque biocapteur.
- Figure IV.28. (a) Spectres de transmission pour les trois cavités H0 dans un environnement aqueux (IR = 1.33). (b) Distribution du champ électrique pour une propagation fondamentale en mode TE, à travers les trois cavités.
- Figure IV.29. Spectres de transmission des trois cavités (CPh-S1, CPh-S2, CPh-S3) lorsque la zone de détection d'un capteur est soumise à des variations d'indice de réfraction et les autres ne le sont pas. (a) le premier biocapteur (CPh-S1), (b) le deuxième biocapteur (CPh-S2), (c) le troisième biocapteur (CPh-S3).
- Figure IV.30. Décalage de la longueur d'onde de résonance  $\Delta\lambda$ , en fonction du changement de l'indice de réfraction ( $\Delta$ n) dans la zone de détection de chaque biocapteur et de ses ajustements linéaires associés (ligne rouge continue). (a) le premier biocapteur (CPh-S1), (b) le deuxième biocapteur (CPh-S2), (c) le troisième biocapteur (CPh-S3).
- Figure IV.31. Bruit (dB) entre les différents biocapteurs adjacents dans le réseau de détection proposé, lorsque (a) le premier biocapteur (CPh-S1), (b) le deuxième biocapteur (CPh-S2), (c) le troisième biocapteur (CPh-S3) est soumis à des variations d'indice de réfraction et les autres biocapteurs ne le sont pas.
- Figure IV.32. Représentation schématique du réseau de capteurs multicanaux proposé. Les carrés rouges indiquent les trois unités de détection intégrées, les anneaux bleus se réfèrent à la zone de détection initialement remplie d'eau [43].
- Figure IV.33. (a) Spectres de transmission des trois cavités optimisées. (b) Distribution du champ électrique pour la propagation fondamentale du mode de type TE, à travers les trois cavités H0.
- Figure IV.34. (a) Spectres de transmission correspondants des trois cavités H0 (CPh-S1, CPh-S2, CPh-S3) lorsque la zone de détection d'un capteur est soumise à des variations d'indice de réfraction et que les autres ne le sont pas. (b) Décalage de la longueur d'onde de résonance  $\Delta\lambda$  en fonction de l'augmentation de l'IR dans la zone de détection.
- Figure IV.35. Bruit (dB) entre chaque autre capteur et les deux autres adjacents, lorsque (a) CPh-C1, (b) CPh-C2 et (c) CPh-C3 est sous les variations d'indice de réfraction, respectivement et les autres capteurs ne le sont pas.

# Liste des tableaux

- Tableau VI.1. Variation de l'indice de réfraction (IR), la longueur d'onde de résonance (λ), le facteur de qualité (Q) et la sensibilité (S) en fonction des différentes concentrations de glucose (C).
- Tableau VI.2. Comparaison du biocapteur proposé avec diverses conceptions semblables à base de CPh.
- Tableau VI.3.
   Variation de la sensibilité, la longueur d'onde de résonance et le facteur en fonction de la variation de l'indice de réfraction.
- Tableau VI.4.Table IV.4. Variation de la longueur d'onde en fonction du déplacement du filtre par rapport au guide d'onde<br/>d'entrée.
- Tableau VI.5. Valeur de la longueur d'onde  $\lambda$ , de la largeur du pic à mi-hauteur  $\Delta\lambda$ , du facteur de qualité Q, du bruit ER et de la transmission T obtenue dans chaque port du démultiplexeur proposé.

# Table des matières \_\_\_\_\_

REMERECIMENTS	i
LISTE DES ACRONYMES	iii
LISTE DES FIGURES	iv
LISTE DES TARI FAUX	iv
TABLE DES MATIEDE	
	·····X
INTRODUCTION GENERALE	1
L GENERALITES ET CONCEPTS DE BASE DES CRISTAUX PHOTONIOUES	
I.1 INTRODUCTION	5
I.2 ELEMENTS THEORIQUES SUR LES CRISTAUX PHOTONIQUES	6
I.3 ANALOGIE ELECTRON-PHOTON	8
I 4 CRISTAUX PHOTONIOUES 1D 2D ET 3D	10
I.4.1 MIROIR DE BRAGG. UN CRISTAL PHOTONIOUE UNIDIMENSIONNEL	
I.4.1.1 OUVERTURE D'UNE BANDE INTERDITE	
I .4.2 LES CRISTAUX PHOTONIQUES TRIDIMENSIONNELS	13
I.4.3 LES CRISTAUX PHOTONIQUES BIDIMENSIONNELS	14
I .4.3.1 RESEAUX DIRECTS, RECIPROQUES ET ZONES DE BRILLOUIN	15
I .4.3.1.1 LE RESEAU RECIPROQUE	16
I .4.3.1.2 LA ZONE DE BRILLOUIN	16
I .4.3.2 FACTEUR DE REMPLISSAGE	17
I .4.3.3 CONTRASTE D'INDICE	17
1.4.3.4 DIAGRAMME DE BANDE	17
1.4.3.4.1 CARTES DES BANDES INTERDITES	
1.4.4 LES CRISTAUX PHOTONIQUES BIDIMENSIONNELS PLANAIRES	19
1.4.4.1 A ADDOCHE MEMBRANE OU SUDSTRAT	
I 4 4 1 2 APPROCHE SUBSTRAT (FAIBLE CONTRASTE D'INDICE)	
I.4.4.1.3 APPROXIMATION DE L'INDICE EFFECTIF.	
I.4.5 VITESSE DE PHASE ET VITESSE DE GROUPE	
I.4.6 INDICES DE REFRACTION DE GROUPE ET DE PHASE	25
I 5 DEFAUITS STRUCTURAUX / DISPOSITIES ELEMENTAIRES	25
I 5 1 LES CAVITES A CRISTAUX PHOTONIOUES (DEFAUTS PONCTUELS)	23
I.5.1.1 PRINCIPALES CARACTERISTIQUES D'UNE CAVITE A CRISTAL PHOTONIQUE	

I.5.1.1.1 LE FACTEUR DE QUALITE (Q)	26
I.5.1.1.2 LE VOLUME MODAL (V)	28
I.5.1.2 EXEMPLES DE CAVITES À CRISTAUX PHOTONIQUES	28
I.5.1.2.1 CAVITES A DEFAUTS PONCTUELS	28
I.5.1.2.2 LES CAVITES A DOUBLE HETEROSTRUCTURE.	29
I.5.1.2.3 CAVITES A MODULATION LOCALE DE LA LARGEUR D'UN DEFAUT LINEIOUE	30
L5.1.3 INFLUENCE DES PARAMETRES GEOMETRIOUES SUR LES CAVITES A CRISTAUX	
PHOTONIOUES	30
L5.2 GUIDES A CRISTAUX PHOTONIOUES (DEFAUTS ETENDUS)	
I 5 2 1 EXEMPLES DE GUIDES D'ONDES A CRISTAUX PHOTONIOUES	31
I.5.2.2 INFLUENCE DU DEFAUT SUR LE DIAGRAMME DE DISPERSION	33
I 6 APPLICATIONS DES CRISTAUX PHOTONIOUES	34
161 DEMULTIPLEXEUR A CRISTALIX PHOTONIOUES	35
16.1.1 FILTRES DE TYPE ADD-DROP	35
I 6 1 2 FIL TRES DE TYPE FARRY-PEROT	
I.6.2 CAPTEURS A CRISTAUX PHOTONIQUES	
L7 TECHNOLOGIES ET MATERIALIX	39
1711ES SEMI CONDUCTEURS	30
I.7.2 LES POLYMERES	40
I.8 CONCLUSION	41
I.9 RÉFÉRENCES DU CHAPITRE I	42
II. LES CRISTAUX PHOTONIQUES, BRIQUES DE BASES POUR LA BIODETECTION	
II.1 INTRODUCTION	47
II.2 DEFINITION D'UN CAPTEUR	48
II.3 DEFINITION D'UN BIOCAPTEUR	49
II 4 PARAMETRES CARACTERISANT I ES PERFORMANCES D'UN CAPTEUR	40
II.4 1 LA SENSIBILITE S	 49
II.4.2 LA RESOLUTION	
II.4.3 LA LIMITE DE DETECTION LD	50
II.4.4 LA SELECTIVITE	51
II.5 TECHNIQUES OPTIQUE DE BIODETECTION	51
II.5.1 BIOCAPTEUR AVEC MARQUEUR FLUORESCENT	51
II.5.2 BIOCAPTEUR SANS MARQUEUR FLUORESCENT « LABEL- FREE »	52
II.6 CAPTEURS OPTIQUES	54

	RS A RESONANCE PLASMON DE SURFACE	
II.6.2 CAPTEU	RS INTERFEROMETRIQUES	55
II.6.3 CAPTEL	RS A RESONATEURS EN ANNEAUX	
II.6.4 INCONV	ENIENIS EI LIMITES	
II.7 LES CAPT	EURS A CRISTAUX PHOTONIQUE	
II.7.1 ETAT D	E L'ART	
	ES ELEMENTAIRES, BRIQUES DE BASE POUR LA RIO DETECTION	60
II.8.1 CAPTEU	RS A BASE DE GUIDE D'ONDE	
II.8.2 CAVITE	A CRISTAL PHOTONIQUE	64
II.8.2.1 INFLU	ENCE DE FAIBLES PERTURBATIONS	66
II.8.2.2 EXEM	PLES D'APPLICATIONS	67
II.9 CAPTEUR	S A CPHS POUR UNE DETECTION PARALLELE ET MULTIPLEXEE	71
II.9.1 ANALYS	E DU BRUIT (TAUX D'EXTINCTION)	72
		74
II.10 CONCLU	SION	/0
II.11 REFERE	ICES DU CHAPITRE II	77
III. C	UTILS DE MODELISATION ET DE SIMULATION	
III.1 INTROD	ICTION	0.1
III.2 RAPPELS	SUR LES EQUATIONS DE MAXWELL	
III.2 RAPPELS	SUR LES EQUATIONS DE MAXWELL	81
III.2 RAPPELS III.3 METHOI	SUR LES EQUATIONS DE MAXWELL	
III.2 RAPPELS III.3 METHOI III.3.1 METHO	SUR LES EQUATIONS DE MAXWELL E DES ONDES PLANES DE DE LA SUPER-CELLULE	
III.2 RAPPELS III.3 METHOI III.3.1 METHO III.4 METHOI	E DES ONDES PLANES E DES ONDES PLANES DE DE LA SUPER-CELLULE E DES DIFFERENCES FINIES DANS LE DOMAINE TEMPOREL : FDTD	
III.2 RAPPELS III.3 METHOI III.3.1 METHOI III.4 METHOI III. 4.1 PRINCI	SUR LES EQUATIONS DE MAXWELL E DES ONDES PLANES DE DE LA SUPER-CELLULE E DES DIFFERENCES FINIES DANS LE DOMAINE TEMPOREL : FDTD PE DE BASE DE LA METHODE	
III.2 RAPPELS III.3 METHOI III.3.1 METHOI III.4 METHOI III.4.1 PRINCI III.4.2 EQUAT	E DES ONDES PLANES E DES ONDES PLANES DE DE LA SUPER-CELLULE E DES DIFFERENCES FINIES DANS LE DOMAINE TEMPOREL : FDTD PE DE BASE DE LA METHODE ONS DE MAXWELL AUX DIFFERENCES CENTREES	
III.2 RAPPELS III.3 METHOI III.3.1 METHOI III.4 METHOI III.4.1 PRINCI III.4.2 EQUAT III.4.3 STABIL III.4.4 CONDI	SUR LES EQUATIONS DE MAXWELL E DES ONDES PLANES DE DE LA SUPER-CELLULE E DES DIFFERENCES FINIES DANS LE DOMAINE TEMPOREL : FDTD PE DE BASE DE LA METHODE ONS DE MAXWELL AUX DIFFERENCES CENTREES ITE ET DISPERSION NUMERIQUES	
III.2 RAPPELS III.3 METHOI III.3.1 METHOI III.4 METHOI III.4.1 PRINCI III.4.2 EQUAT III.4.3 STABIL III.4.4 CONDIT	SUR LES EQUATIONS DE MAXWELL E DES ONDES PLANES DE DE LA SUPER-CELLULE E DES DIFFERENCES FINIES DANS LE DOMAINE TEMPOREL : FDTD PE DE BASE DE LA METHODE ONS DE MAXWELL AUX DIffERENCES CENTREES ITE ET DISPERSION NUMERIQUES IONS AUX LIMITES (PML)	
III.2 RAPPELS III.3 METHOI III.3.1 METHOI III.4 METHOI III.4 METHOI III.4.1 PRINCI III.4.2 EQUAT III.4.3 STABIL III.4.4 CONDIT III.5 OUTILS I	SUR LES EQUATIONS DE MAXWELL E DES ONDES PLANES DE DE LA SUPER-CELLULE E DES DIFFERENCES FINIES DANS LE DOMAINE TEMPOREL : FDTD PE DE BASE DE LA METHODE ONS DE MAXWELL AUX DIFFERENCES CENTREES ITE ET DISPERSION NUMERIQUES TONS AUX LIMITES (PML)	
III.2 RAPPELS III.3 METHOI III.3.1 METHOI III.4 METHOI III.4 METHOI III.4.2 EQUAT III.4.3 STABIL III.4.4 CONDIT III.5 OUTILS I III.5.1 BANDS	SUR LES EQUATIONS DE MAXWELL E DES ONDES PLANES DE DE LA SUPER-CELLULE E DES DIFFERENCES FINIES DANS LE DOMAINE TEMPOREL : FDTD PE DE BASE DE LA METHODE ONS DE MAXWELL AUX DIFFERENCES CENTREES ITE ET DISPERSION NUMERIQUES TONS AUX LIMITES (PML) DE MODELISATION	
III.2 RAPPELS III.3 METHOI III.3.1 METHOI III.4 METHOI III.4 METHOI III.4.2 EQUAT III.4.2 EQUAT III.4.3 STABIL III.4.4 CONDIT III.5 OUTILS I III.5.1 BANDS III.5.2 FULLW	SUR LES EQUATIONS DE MAXWELL E DES ONDES PLANES DE DE LA SUPER-CELLULE E DES DIFFERENCES FINIES DANS LE DOMAINE TEMPOREL : FDTD PE DE BASE DE LA METHODE ONS DE MAXWELL AUX DIfFERENCES CENTREES ITE ET DISPERSION NUMERIQUES IONS AUX LIMITES (PML) DE MODELISATION DLVE	
III.2 RAPPELS III.3 METHOI III.3.1 METHOI III.4 METHOI III.4 METHOI III.4.2 EQUAT III.4.2 EQUAT III.4.3 STABIL III.4.4 CONDIT III.5 OUTILS I III.5.1 BANDS III.5.2 FULLW III.5.2.1 FULLT	SUR LES EQUATIONS DE MAXWELL E DES ONDES PLANES DE DE LA SUPER-CELLULE E DES DIFFERENCES FINIES DANS LE DOMAINE TEMPOREL : FDTD PE DE BASE DE LA METHODE ONS DE MAXWELL AUX DIFFERENCES CENTREES ITE ET DISPERSION NUMERIQUES ITONS AUX LIMITES (PML) DE MODELISATION DUVE	
III.2 RAPPELS III.3 METHOI III.3.1 METHOI III.4 METHOI III.4 METHOI III.4.2 EQUAT III.4.2 EQUAT III.4.3 STABIL III.4.4 CONDIT III.5 OUTILS I III.5.1 BANDS III.5.2 FULLW III.5.2.1 FULL III.5.2.2 CRYS	SUR LES EQUATIONS DE MAXWELL E DES ONDES PLANES DE DE LA SUPER-CELLULE E DES DIFFERENCES FINIES DANS LE DOMAINE TEMPOREL : FDTD PE DE BASE DE LA METHODE ONS DE MAXWELL AUX DIFFERENCES CENTREES ITE ET DISPERSION NUMERIQUES IONS AUX LIMITES (PML) DE MODELISATION DE MODELISATION OLVE AVE ET CRYSTALWAVE VAVE	
<ul> <li>III.2 RAPPELS</li> <li>III.3 METHOI</li> <li>III.3.1 METHOI</li> <li>III.4 METHOI</li> <li>III.4 METHOI</li> <li>III.4.2 EQUAT</li> <li>III.4.3 STABIL</li> <li>III.4.4 CONDIT</li> <li>III.5 OUTILS III.5.1 BANDS</li> <li>III.5.2 FULLW</li> <li>III.5.2.1 FULL</li> <li>III.5.2.2 CRYS</li> <li>III.6 CONCLU</li> </ul>	SUR LES EQUATIONS DE MAXWELL	
<ul> <li>III.2 RAPPELS</li> <li>III.3 METHOI</li> <li>III.3.1 METHOI</li> <li>III.4 METHOI</li> <li>III.4 METHOI</li> <li>III.4.1 PRINCI</li> <li>III.4.2 EQUAT</li> <li>III.4.3 STABIL</li> <li>III.4.4 CONDIT</li> <li>III.5 OUTILS I</li> <li>III.5.1 BANDS</li> <li>III.5.2 FULLW</li> <li>III.5.2.1 FULL</li> <li>III.5.2.2 CRYS</li> <li>III.6 CONCLU</li> <li>III.7 REFEREN</li> </ul>	SUR LES EQUATIONS DE MAXWELL E DES ONDES PLANES DE DE LA SUPER-CELLULE	
III.2 RAPPELS III.3 METHOI III.3.1 METHOI III.4 METHOI III.4 METHOI III.4.2 EQUAT III.4.2 EQUAT III.4.3 STABIL III.4.4 CONDIT III.5 OUTILS I III.5.1 BANDS III.5.2 FULLW III.5.2.1 FULL III.5.2.2 CRYS III.6 CONCLU III.7 REFEREN IV. R	SUR LES EQUATIONS DE MAXWELL E DES ONDES PLANES DE DE LA SUPER-CELLULE E DES DIFFERENCES FINIES DANS LE DOMAINE TEMPOREL : FDTD PE DE BASE DE LA METHODE ONS DE MAXWELL AUX DIFFERENCES CENTREES ITE ET DISPERSION NUMERIQUES TONS AUX LIMITES (PML) DE MODELISATION DE MODELISATION DUVE AVE ET CRYSTALWAVE VAVE FALWAVE SION CES DU CHAPITRE III	

IV.2 DESCRIPTION DE LA STRUCTURE ETUDIEE	98
IV.3 CONCEPTION D'UN BIOCAPTEUR A BASE D'UN COUPLAGE GUIDES-CAVITE H0	99
IV.3.1 INFLUENCE DU NOMBRE DE TROUS FONCTIONNELS	102
IV.4 CONCEPTION D'UN BIOCAPTEUR A BASE DE CAVITE EN CONFIGURATION ANNEAUX	104
IV.4.1 PROPRIETES DE DETECTION DE LA STRUCTURE PROPOSEE	106
IV.4.2 INFLUENCE DU NOMBRE DE TROUS FONCTIONNELS	109
IV.4.3 DETECTION DE LA CONCENTRATION DE GLUCOSE DANS UNE SOLUTION AQUEUSE	111
IV.5 CONCEPTION D'UN CAPTEUR OPTOFLUIDIQUE A BASE D'UNE CAVITE H0 EN CONFIGUR	ATION
ANNEAUX	115
IV.5.1 CONCEPTION DE LA STRUCTURE.	115
IV.5.2 PROPRIETES DE DETECTION DE LA STRUCTURE PROPOSEE	117
IV.5.3 EXEMPLE D'APPLICATION : CAPTEUR OPTOFLUIDIQUE	119
IV.6 DETECTION MULTIPLEXEE	121
IV.6.1 DEMULTIPLEXEUR BASE SUR UN CPH DECONNECTE POUR LES APPLICATIONS DE	
TELECOMMUNICATION	121
IV.6.1.1 CONCEPTION D'UN DEMULTIPLEXEUR A QUATRE CANAUX A BASE D'UNE CAVITE	
CARREE DE SI3N4	121
IV.6.1.1.1 ANALYSE DES PROPRIETES DU FILTRE	122
IV.6.1.1.2 CONCEPTION DU DEMULTIPLEXEUR	
IV.6.1.1.3 ANALYSE DU BRUIT	127
IV.6.1.2 CONCEPTION D'UN DEMULTIPLEXEUR A QUATRE CANAUX BASE SUR UNE CAVITE	100
UKCULAIKE DE SI3N4	128
IV.6.2 CONCEPTION D'UN RESEAU DE BIOCAPTEURS POUR UNE DETECTION MULTIPLEXEE	129
IV.6.2.1 CONCEPTION D'UN RESEAU DE BIOCAPTEURS À BASE DE CAVITES HO	129
IV.6.2.1.1 ANALYSE DES PROPRIETES DE DETECTION DU RESEAU DE BIOCAPTEURS	131
IV.6.2.1.2 ANALYSE DU BRUIT ENTRE LES BIOCAPTEURS INTEGRES	
IV.6.2.2 CONCEPTION D'UN RESEAU DE CAPTEURS MULTICANAUX EN UTILISANT UNE CAVIT	E H0
EN CONFIGURATION ANNEAUX	134
IV.6.2.2.1 ANALYSE DES PROPRIETES DE DETECTION	135
IV.6.2.2.2 ANALYSE DU BRUIT	136
IV.7 CONCLUSION	139
IV.8 REFERENCES DU CHAPITRE VI	141
CONCLUSION GENERALE	144
PUBLICATIONS ET TRAVAUX REALISES	147

# Introduction générale

De nos jours, le développement des circuits photoniques intégrés représente un enjeu majeur pour répondre aux besoins industriels croissants dans des domaines aussi variés que multiples tels que les télécommunications (filtres, démultiplexeurs et fibres à cristaux photoniques), l'optoélectronique (lasers, photodétecteurs) et, plus récemment, la biodétection. Ces circuits doivent être de petite taille et doivent se soumettre à des impératifs de faible coût de réalisation. Ces besoins ont engendré l'émergence de nouvelles solutions technologiques, et en dans ce contexte, la photonique s'impose comme étant très prometteuse dans le domaine de la recherche pour le développement des dispositifs destinés à l'optique intégrée.

Notamment, Les propriétés optiques remarquables des cristaux photoniques (CPhs) ont conduit à la conception de nouveaux dispositifs photoniques visant des applications dans divers secteurs de l'industrie et des hautes technologies. Exploitant la technologie silicium et étant compatible avec les techniques de fabrication de la microélectronique actuelle [1], depuis leur découverte en 1987, les CPhs représentent un grand intérêt pour la communauté de l'optique intégrée [2]. Leurs propriétés optiques singulières, qui permettent la manipulation de la lumière à une échelle nanométrique, ont révolutionné le domaine de la photonique et ont permis la réalisation de nouvelle classe de dispositifs optiques très performantes. Leur application concerne un large éventail de domaines tels que la création de circuits de guidage de lumière nanophotoniques, de filtres et de modulateurs tout optiques ainsi qu'une nouvelle génération de capteur et de biocapteur à CPhs.

Les éléments de filtrage optique comptent parmi les composants les plus importants des systèmes de télécommunication. Ils permettent d'extraire une longueur d'onde précise d'un canal particulier, dans un flux de données, sans affecter les autres canaux. Ils sont capables de transmettre de manière sélective la lumière pour certaines longueurs d'onde spécifiques et d'acheminer ou de bloquer le reste des longueurs d'ondes. Ainsi le filtre à CPhs joue un rôle clé dans la conception et la réalisation d'une nouvelle génération de démultiplexeurs et de biodétecteurs [3-8].

La biodétection constitue un domaine de recherche exploitable pour le développement de transducteur biologique. Il repose essentiellement sur l'utilisation de techniques optiques pour l'étude et la caractérisation des phénomènes biologiques comme l'interaction entre deux molécules (processus de base de tout biocapteur). Toutefois, les progrès réalisés sur les CPhs, qui permettent de mieux contrôler la lumière avec une résolution nanométriques, et donc à l'échelle de la molécule, offrent la possibilité de réaliser de nouvelles plateformes de détection très performante et compatible avec les technologies de laboratoire sur puce « lab-on-chip »: la nanostructuration périodique du matériau permet un contrôle ultime de la lumière dans les domaines spatiaux temporels, tout en étant sensible à la présence des molécules et des cibles à détecter. Elle n'exige pas le marquage des molécules cibles et permet de quantifier en temps réel la présence de ces molécules dans des milieux très confinés.

Ces dernières années, les progrès rapides des technologies de réalisations et de conception des CPhs ont amélioré considérablement les performances de détection, en particulier en termes d'interaction lumièreanalyte, de miniaturisation des dispositifs, de conception et d'intégration microfluidiques [9-11]. Cependant, l'une de leur limitation actuelle est leur incapacité à effectuer un grand nombre de détections en parallèle voire une détection multiplexée. La nouvelle génération de biocapteur optique devrait être fiable et portable, capable d'être fabriquée avec des techniques de production actuelles, afin de réduire le coût des analyses multiparamétriques. Permettant ainsi, des mesures rapides en temps réel d'une grande quantité de paramètres biologiques ou physiques sur une seule puce de capteur compact [12,13]. C'est dans ce contexte que s'inscrit notre travail de thèse qui vise à exploiter les propriétés des CPhs pour le développement et la conception de nouveaux dispositifs optiques pour le filtrage, le démultiplexage et la biodétection afin d'aboutir à la création d'une plateforme monolithique à base d'un CPhs bidimensionnel. Ce dernier sera parfaitement adapté à la biodétection hautement sensible et multiplexée, sans marqueurs, et dont les unités de détection admettent un facteur de qualité élevé pour permettre la capture de faible concentration d'analyte.

Cette thèse s'articule autour de quatre chapitres :

Le premier chapitre est consacré à un rappel général des concepts de base des cristaux photoniques et leurs propriétés singulières, en particulier l'ouverture de bandes interdites photoniques. Après une brève évocation de leurs principes de fonctionnement et de leurs caractéristiques, nous focalisons notre étude sur les cristaux bidimensionnels (2D), et plus précisément sur leur principe de guidage et les différents types des cavités et des guides à cristaux photonique. Nous nous attardons par la suite sur l'influence des paramètres géométriques sur ces structures. Dans la deuxième partie de ce chapitre nous nous intéressons au couplage guide-cavité. Ainsi, nous justifions l'intérêt d'utiliser ces structures photoniques pour la conception et la réalisation des filtres, des démultiplexeurs en longueurs d'ondes et des capteurs tout optique. Enfin, nous clôturons ce chapitre par la présentation des propriétés optiques des différents matériaux et des technologies de fabrication des cristaux photoniques.

Dans le deuxième chapitre nous présentons les capteurs optiques. Nous commençons cette partie par un rappel de notions et de concepts généraux des transducteurs optiques, et en particulier les biocapteurs optiques. Ensuite, nous présentons un état de l'art sur les biocapteurs à cristaux photoniques et plus particulièrement, les biocapteurs à indice de réfraction. Dans un second temps, nous détaillons le mécanisme de détection parallèle ou multiplexage de détection sur une même plateforme. Ensuite, nous nous attardons sur les propriétés de démultiplexage et de détection optique. Enfin, une synthèse sur les travaux s'inscrivant dans ce contexte et un bref état de l'art des différentes structures seront également présentées.

Etant donné le caractère innovant de la réalisation des structures à cristaux photoniques pour l'optique intégrée, leur conception nécessite une bonne compréhension des outils de modélisations. Ainsi le troisième chapitre est consacré à la présentation de ces méthodes numériques, plus particulièrement la méthode des ondes planes (PWE), et celle des différences finies dans le domaine temporel (FDTD). Nous présentons par la suite les logiciels RSOFT (Fullwave et Bandsolve) et CristalWave, utilisés pour la modélisation des structures à cristaux photoniques qui sont exploités dans ce travail. Grace à ces outils de modélisation, nous pouvons tracer le diagramme de dispersion, étudier les propriétés optiques des structures à cristaux photoniques du champ électromagnétique.

Le quatrième chapitre est quant à lui consacré à l'étude et à la conception des biocapteurs à indice de réfraction à base de cristaux photoniques. Les structures proposées sont essentiellement à base de système de couplage guide-cavité H0. L'objectif principal de notre travail demeure le renforcement du confinement de la lumière au sein de cette cavité. Dans la première partie de ce chapitre, nous analysons en détail l'influence de la géométrie de la cavité sur les performances de détection. Ainsi nous présentons une configuration, à base de trous d'air annulaires, destinée à optimiser les propriétés de détection. Dans le but d'intégrer plusieurs unités de détection dans une même plateforme à cristal photonique, la technique de démultiplexage par répartition en longueur d'onde, pour séparer spatialement les réponses des biocapteurs intégrés, sera considérée. Pour cela, on considère deux structures de démultiplexeurs à base de filtrage sélectif en longueur d'onde. Comme pour le cas d'un biocapteur unique, et en nous basant sur cette technique, les deux configurations d'un réseau de biocapteur en configurations classique et annulaire, sont étudiées. 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 générale

- [1] S. Matsuo, A. Shinya, C.-H. Chen, K. Nozaki, T. Sato, Y. Kawaguchi, H. Taniyama, and M. Notomi, "20-gbit/s directly modulated photonic crystal nanocavity laser with ultra-low power consumption," Optics Express, vol. 19, n°. 3, pp. 2242–2250, 2011.
- [2] E. Yablonovitch, "Photonic band-gap crystals", J. Phys: Condensed Matter, vol 5 n°16, pp. 2443-2460, 1993.
- [3] H. Takano, B.S. Song, T. Asano, S. Noda, "Highly efficient multi-channel drop filter in a two-dimensional hetero photonic crystal," Optics Express, vol. 14, pp. 3491-3496, 2006.
- [4] A. Benmerkhi, M. Bouchemat, T. Bouchemat, N. Paraire, "Numerical optimization of high-Q-factor photonic crystal microcavities with a graded air lattice," Journal of the Optical Society of America B, vol. 28, pp. 336-341, 2011.
- [5] M.Y. Tekeste, J.M. Yarrison-Rice, "High efficiency photonic crystal based wavelength demultiplexer," Optics Express, vol. 14, pp. 7931-7942, 2006.
- [6] A. Rostami, H. Alipour Banaei, F. Nazari, A. Bahrami, "An ultra compact photonic crystal wavelength division demultiplexer using resonance cavities in a modified Ybranch structure," Optik, vol.122, pp.1481-1485, 2011.
- [7] F. Bougriou, T. Bouchemat, M. Bouchemat, N. Paraire, "Optofluidic sensor using twodimensional photonic crystal waveguides," The European Physical Journal Appllied Physics, vol. 62, pp. 11201, 2013.
- [8] A. Harhouz, A. Hocini, "Design of high-sensitive biosensor based on cavity-waveguides coupling in 2D photonic crystal," Journal of Electromagnetic Waves and Applications, vol. 29, pp. 659-667, 2015.
- [9] T. Stomeo, M. Grande, A. Qualtieri, A. Passaseo, A. Salhi, M.Vittorio. "Fabrication of force sensors based on twodimensional photonic crystal technology", Microelectronic Engineering, vol. 84, issue 5-8, pp.1450-1453, 2007.
- [10] T.M. Geppert, S.L. Schweizer, J. Schilling, C. Jamois, A.v. Rhein, D. Pergande, "Photonic crystal gas sensors" SPIE, Bellingham, WA, 2004: Proceedings of SPIE, vol. 5511, 2004.
- [11] M. Fauchet, Mindy Lee and Philippe, "Two-dimensional silicon photonic crystal based biosensing platform for protein detection," Optics Express, 2007, vol. 15, n°8, pp. 4530-4535, 2007.
- [12] Y. Liu, & H.W.M. Salemink, "Photonic crystal-based all-optical on-chip sensor", Opt. Exp., vol.20, n°18, pp. 19912-19920, 2012.
- [13] D. Yang, H. Tian, & Y. Ji, "Nanoscale photonic crystal sensor arrays on monolithic substrates using side-coupled resonant cavity arrays", Opt. Exp., vol.19, pp.20023-20034, 2011.

# Chapitre

# Généralités et concepts de base sur les cristaux photoniques

### Table des matières I.4 CRISTAUX PHOTONIQUES 1D, 2D ET 3D......10 1.4.1 MIROIR DE BRAGG, UN CRISTAL PHOTONIQUE UNIDIMENSIONNEL.......10 1.4.3 LES CRISTAUX PHOTONIQUES BIDIMENSIONNELS......14

I.4.4.1.2 APPROCHE SUBSTRAT (FAIBLE CONTRASTE D'INDICE)	22
I.4.4.1.3 APPROXIMATION DE L'INDICE EFFECTIF	22
I.4.5 VITESSE DE PHASE ET VITESSE DE GROUPE	23
I.4.6 INDICES DE REFRACTION DE GROUPE ET DE PHASE	25
I.5 DEFAUTS STRUCTURAUX / DISPOSITIFS ELEMENTAIRES	25
I.5.1 LES CAVITES A CRISTAUX PHOTONIQUES (DEFAUTS PONCTUELS)	25
I.5.1.1 PRINCIPALES CARACTERISTIQUES D'UNE CAVITE A CRISTAL PHOTONIQUE	
I.5.1.1.1 LE FACTEUR DE QUALITE (Q)	
I.5.1.1.2 LE VOLUME MODAL (V)	27
I.5.1.2 EXEMPLES DE CAVITES À CRISTAUX PHOTONIQUES	
I.5.1.2.1 CAVITES A DEFAUTS PONCTUELS	
I.5.1.2.2 LES CAVITES A DOUBLE HETEROSTRUCTURE.	29
I.5.1.2.3 CAVITES A MODULATION LOCALE DE LA LARGEUR D'UN DEFAUT LINEIQUE	29
I.5.1.3 INFLUENCE DES PARAMETRES GEOMETRIQUES SUR LES CAVITES A CRISTAUX	
PHOTONIQUES	
I.5.2 GUIDES A CRISTAUX PHOTONIQUES (DEFAUTS ETENDUS)	
I.5.2.1 EXEMPLES DE GUIDES D'ONDES A CRISTAUX PHOTONIQUES	31
I.5.2.2 INFLUENCE DU DEFAUT SUR LE DIAGRAMME DE DISPERSION	
I.6 APPLICATIONS DES CRISTAUX PHOTONIQUES	34
I.6.1 DEMULTIPLEXEUR A CRISTAUX PHOTONIQUES	
I.6.1.1 FILTRES DE TYPE ADD-DROP	
I.6.1.2 FILTRES DE TYPE FABRY-PEROT	
I.6.2 CAPTEURS A CRISTAUX PHOTONIQUES	
I.7 TECHNOLOGIES ET MATERIAUX	
I.7.1 LES SEMI-CONDUCTEURS	
I.7.2 LES POLYMERES	40
I.8 CONCLUSION	41
I.9 RÉFÉRENCES DU CHAPITRE I	42

#### I.1 Introduction

De nombreux progrès technologiques de l'histoire de l'humanité proviennent de notre compréhension des matériaux et de notre capacité à concevoir d'unique et de souhaitables propriétés matérielles pour un certain nombre d'applications. De nos ancêtres préhistoriques qui ont construit des outils de pierre et de fer durables, aux premiers ingénieurs de dispositifs semi-conducteurs qui ont appris à contrôler précisément la conductivité d'un matériau, notre capacité à concevoir et à fabriquer des structures utiles repose sur la collection croissante de matériaux naturels et artificiels. Durant ce dernier siècle, nous avons vu comment l'adaptation des propriétés électriques d'un semi-conducteur a permis l'invention et la démonstration de nombreux dispositifs, ce qui a provoqué une révolution technologique de l'information qui continue de transformer les capacités de calcul, de stockage de données et de communication de notre société. Les récents progrès de micro-technologies y compris la réduction des caractéristiques physique et à la miniaturisation des dispositifs ont rendu aujourd'hui possible la fabrication des circuits électroniques plus denses et plus rapides. Cependant, de nombreux défis apparaissent alors que nous continuons à réduire davantage les dimensions des dispositifs. En particulier, en raison de la forte consommation d'énergie et de l'interférence électromagnétique (EMI), les interconnexions métalliques posent un problème fondamental pour la prochaine génération de circuits électroniques.

Au cours des dernières années, la photonique est devenue une alternative attrayante à la technologie électronique en raison des avantages du traitement de l'information dans le domaine optique. Les interconnexions optiques sur puce et puce à puce offrent une solution à ce problème et promettent une bande passante plus grande pour suivre le rythme des dispositifs électroniques tout en réduisant la consommation d'énergie et étant à l'abri de l'EMI. D'autre part, la réalisation d'interconnexions optiques nécessite le développement de modulations à grande vitesse, de sources lumineuses de faible puissance, de commutateurs optiques, de guides d'ondes et de leur compacte intégration. Dans ce contexte, la découverte d'un nouveau type de matériel artificiel, appeler « cristal photonique » par John et Yablonovitch à la fin des années 1980, a suscité de la part de la communauté scientifique, un intérêt grandissant. 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 [1-3]. 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 la longueur d'onde de la lumière. De telles structures sont uniques car, du fait de leur périodicité, elles peuvent interdire la propagation de la lumière pour une certaine gamme de fréquences. Les cristaux photoniques offrent la perspective de réaliser des dispositifs photoniques capables de stocker, filtrer et guider la lumière.

Dans ce chapitre, Nous commencerons par présenter quelques bases théoriques des cristaux photoniques, en rappelant de manière succincte l'analogie électrons-photons. Dans une première partie, nous présenterons brièvement les différents types de cristaux photoniques ainsi que leurs propriétés électromagnétiques. Nous nous attarderons par la suite sur l'étude du phénomène d'ouverture des bandes interdites photoniques unidimensionnelles et bidimensionnelles. Etant donné que notre travail concerne exclusivement l'étude des structures à cristal photonique bidimensionnelle, nous passerons volontairement sous silence le cas des structures à bande interdite unie et tridimensionnelles et nous nous focaliserons dans une seconde partie sur le principe de guidage et de piégeage de lumière dans les différents types des guides et des microcavités à base des cristaux photoniques 2D, l'influence des paramètres physiques et géométriques sur ces structures sera également abordée. Nous terminons cette partie par la description des principales techniques de fabrication et de réalisation des structures à cristaux photoniques bidimensionnels, ainsi que par la description des propriétés optiques des différents matériaux utilisés, à savoir, le silicium, nitrure de silicium, semi-conducteurs III-V et les matériaux organiques (polymères).

#### I.2 Eléments théoriques sur les cristaux photoniques

Les cristaux photoniques ou les matériaux à bandes photoniques interdites (BIP) sont des structures artificielles qui présentent une modulation périodique de la constante diélectrique dans une ou plusieurs directions. Selon le nombre de directions (figure I.1), ces structures sont désignées par l'appellation de cristaux photoniques à une, deux ou trois dimensions.

Ce nouveau type de structures, a été proposé [1] et réalisé [2-3] pour la première fois par E. Yablonovitch à la fin des années quatre-vingt. En effet, le tout premier cristal photonique a été réalisé sans le savoir en 1915 par le physicien anglais William Laurence Bragg. Ce dernier a réussi par l'empilement périodique de couches transparentes à indices de réfraction différents à réfléchir 99.5 % de l'énergie incidente, ce qui reste impossible avec un miroir classique. Les travaux menés par la suite ont proposé d'inhiber l'émission spontanée dans les semi-conducteurs en généralisant le concept des miroirs de Bragg à plusieurs dimensions [1]. Par analogie avec le comportement des électrons dans un cristal, il est possible de décrire la propagation des photons dans un potentiel créé par la périodicité de l'indice optique. Si la variation de l'indice optique est suffisante, et si la période de cette structuration est typiquement du même ordre de grandeur que la longueur d'onde, alors il peut exister des directions dans lesquelles des photons d'une certaine énergie ne peuvent se propager : d'où la notion de bande interdite photonique [2].



Figure I.1. Exemples de représentations schématiques de cristaux photoniques unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D) et tridimensionnels (3D).

Cette propriété particulière des CPhs leurs offres la possibilité du contrôle de la propagation de la lumière de manière accrue et permet ainsi d'envisager de nombreuses applications dans le domaine des nanotechnologies [4-5].

Les cristaux photoniques existent aussi dans la nature à l'état minéral et biologique. L'origine de la coloration de nombreuses espèces animales et végétales provient des motifs périodiques. La coloration bleue des ailes de papillons morpho et des feuilles de certaines variétés de Sélaginelle en sont des exemples [6]. Les couleurs bleu, vert, jaune et marron des plumes de paons proviennent aussi de la diffraction par des cristaux photoniques 2D à nombre et longueur de maille variables. Quant à l'état minéral, l'arrangement des sphères de silice hydratée est le principal responsable des couleurs chatoyantes des opales naturelles qui sont dues également à la diffraction de la lumière par la structure périodique en cristal photonique tridimensionnel (figure. I.2) [7]. Les recherches sur les cristaux photoniques ont largement dépassé l'idée initiale du contrôle de l'émission spontanée. Elles couvrent aujourd'hui un large spectre allant de l'étude du couplage fort atome/cavité aux interconnexions optiques en vue d'applications dans de divers domaines tels que la télécommunication, la médecine ou encore la biologie.



Figure I.2. Exemples de réalisations naturelles de structures périodiques d'indice submicroniques. (a) Plume de paon où l'encadre de droite est une image prise au microscope électronique à balayage (MEB) de la coupe d'une barbule verte. (b) image au microscope électronique d'une opale naturelle constituée d'un réseau quasi-périodique de sphères de silice [8].

Du point de vue fabrication, modélisation et caractérisation les applications envisagées de ces cristaux à deux dimensions (2D) ont en effet atteint le niveau de maturité nécessaire. Néanmoins, La fabrication de CPh à trois dimensions (3D) reste encore au stade de la recherche. C'est pourquoi, pour l'instant, la majorité des travaux de recherche concerne les cristaux photoniques bidimensionnels.

#### I.3 Analogie électron-photon

La maîtrise du photon, particule élémentaire de la théorie de l'optique dont les caractéristiques sont régies par les équations de Maxwell est moins ancienne que celle de l'électron. Cependant les théories proposées pour mieux comprendre le comportement de ces deux « individus » sont similaires. L'analogie électron / photon découle de la similitude entre l'équation de Schrödinger régissant la propagation des électrons dans un matériau caractérisé par un potentiel électrostatique périodique, et les équations de Maxwell utilisées pour décrire la propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau caractérisé par sa constante diélectrique ε périodique.

L'équation de Schrödinger en régime stationnaire pour la fonction d'onde  $\Psi$  d'un électron dans un potentiel V s'écrit [9] :

$$\nabla^2 \Psi(\mathbf{r}) = \frac{2\mathbf{m}}{\mathbf{h}^2} \left( \mathbf{U} - \mathbf{V}(\mathbf{r}) \right) \Psi(\mathbf{r}) \tag{I.1}$$

Où U est l'énergie de l'électron, m sa masse.

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

$$\nabla \times [\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r})] = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r})$$
(I.2)

Les équations (I.1) et (I.2) sont deux équations aux valeurs propres. L'équation (I.1) définis 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) définis les valeurs possibles de la fréquence d'une onde se propageant dans un matériau en l'absence d'excitation extérieure et les amplitudes des champs associés. L'énergie E de l'électron et la fréquence  $\omega$  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 formel de l'équation de Schrödinger décrivant le mouvement des électrons dans le potentiel périodique d'un cristal.

A partir de cette analogie entre les deux systèmes on peut dire que de la même manière que la périodicité du potentiel cristallin d'un semi-conducteur entraîne l'apparition de bandes interdites en énergie pour les électrons, la modulation périodique de la constante diélectrique d'un cristal photonique permet l'ouverture des domaines de fréquences pour lesquels le cristal ne supporte pas de mode électromagnétique, autrement dit, pour lesquels la lumière ne peut pas se propager dans le matériau. Cette analogie va nous permettre d'appliquer les outils et les concepts développés en physique du solide, tels que les notions de réseau réciproque, de la zone de Brillouin ou du théorème de Bloch [1].

En outre, de la même façon que le dopage des semi-conducteurs par l'ajout des impuretés brise la périodicité du potentiel électrostatique et fait apparaître des niveaux d'énergie permis dans la bande interdite [10-12], l'introduction d'un défaut dans la périodicité d'un cristal photonique peut de même faire apparaître un mode localisé dans la bande interdite, c'est-à-dire d'une fréquence de propagation permise dans la bande interdite photonique [13,14]. Ce défaut est obtenu en modifiant la constante diélectrique dans une ou plusieurs des cellules élémentaires du cristal photonique. Il convient de noter, que de la même manière qu'un matériau cristallin peut être décrit par sa maille élémentaire dans l'espace réel et l'espace des vecteurs d'onde, les symétries des cristaux photoniques peuvent être aussi décrites par une maille élémentaire et par une zone de Brillouin (éventuellement réduite) dans l'espace réciproque.

#### I.4 Cristaux photoniques 1D, 2D et 3D

#### I.4.1 Miroir de Bragg, un cristal photonique unidimensionnel

Les matériaux à bandes interdites photoniques unidimensionnelles ou cristal photonique (1D) sont les plus simple à caractérisé. Ils sont constitués d'un empilement de deux couches alternées de matériaux homogènes ayant des constantes diélectriques différentes  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$ . Il s'agit donc d'une succession de couches alternées de haut et de bas indices de réfraction ayant un contraste suffisant. Ce type de structure est couramment connu sous le nom de miroir de Bragg (figure I.3). L'exemple le plus simple pour appréhender les mécanismes de formation de bandes interdites photonique est celui du système unidimensionnel d'épaisseur optique  $\lambda/4$ ,  $\lambda$  étant la longueur d'onde guidée autour de laquelle le matériau doit interdire la propagation des ondes électromagnétiques sous incidence normale.

D'une manière générale, le choix de l'épaisseur des couches permet d'obtenir une structure parfaitement réfléchissante sur une certaine bande de longueurs d'ondes. Celle-ci permet de faire apparaître des bandes de fréquences interdites, dans lesquelles la structure se comporte comme un réflecteur parfait. Les réseaux de Bragg ont prouvé leur utilité dans de nombreuses applications, on peut citer : les filtres de longueur d'onde sélectifs, les multiplexeurs, les convertisseurs de modes pour fibres optiques, compensation de la dispersion, lasers spéciaux à bande étroite...



Figure I.3. Schéma d'un cristal photonique unidimensionnel constitué d'un milieu diélectrique périodique fini.

#### I.4.1.1 Ouverture d'une bande interdite

Considérons un miroir de Bragg constitué d'une alternance de couches d'épaisseurs  $a_1$  et  $a_2$  et de permittivités  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$  ( $\varepsilon_1 < \varepsilon_2$ ) et appelons *a* la période spatiale de l'empilement avec  $a = a_1 + a_2$  (figure. I.4). Pour décrire la propagation de la lumière dans le miroir de Bragg, supposons qu'une onde plane électromagnétique arrive sous incidence normale aux couches avec un vecteur d'incidence  $\vec{k}$ . À chaque

interface entre deux couches, la lumière est partiellement réfléchie et transmise. Pour le cas particulier de  $\sqrt{\varepsilon_1}a_1 + \sqrt{\varepsilon_2}a_2 = \lambda_B/2$ , où  $\lambda_B$  est la longueur d'onde de Bragg, les ondes réfléchies sont alors en phase. Celles-ci interfèrent constructivement pour donner naissance à une onde réfléchie dans le milieu incident entraînant une réflexion totale. Ainsi la structure multicouche se comporte comme un miroir pour cette longueur d'onde particulière. De ce fait, lorsque deux ondes de même vecteur d'onde  $\vec{k}$  et de même énergie, qui se propagent dans deux directions opposées se couplent, une onde stationnaire de vecteur d'onde  $\vec{k} = \pi/a$ , donc de longueur d'onde 2a, est alors obtenue au bord de première zone de Brillouin. La périodicité du milieu diélectrique couple ces deux ondes de même énergie  $\omega_0$  engendrant deux états propres d'énergies distinctes  $\omega_1$  et  $\omega_2$ . 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 ( $n_1a_1 = n_2a_2$ ), la largeur  $\Delta\omega$  de cette bande interdite ne dépend que du contraste d'indice [15] :

$$\Delta \omega = \frac{4}{\pi} \sin^{-1} \left| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right| \tag{I.3}$$

Où n<sub>1</sub> et n<sub>2</sub> sont les indices de réfraction des deux matériaux diélectriques. La largeur de la bande interdite est d'autant plus faible que le contraste d'indice diminue. Au bord de la première zone de Brillouin les modes optiques propres de la structure sont stationnaires : l'énergie électromagnétique du mode d'énergie  $\omega_1$  se concentre dans la couche de fort indice tandis que celle du mode d'énergie  $\omega_2$  se concentre dans la couche de faible indice. C'est pour cette raison, les bandes de transmission correspondantes sont appelées communément bande d'air et bande diélectrique.



Figure. I.4 Représentation d'un miroir de Bragg et de la relation de dispersion d'un miroir de Bragg à incidence normale : une bande interdite apparaît au bord de zone de Brillouin.

Un exemple d'un diagramme de dispersion d'un cristal photonique 1D est représenté sur la figure I.4. La structure étudiée est constituée d'un milieu diélectrique homogène, isotrope, infini, avec une périodicité *a*. Selon cette période, une modulation de l'indice de réfraction est créée par l'alternance de deux couches d'épaisseurs d=0.5*a* et de permittivité différents  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$  [16]. Le diagramme de dispersion est limité à la première zone de Brillouin, donc de  $-\pi/a \le k \le \pi/a$ . Dans la même figure le diagramme de dispersion correspond à un milieu diélectrique homogène dans lequel une périodicité artificielle est attribuée.

Le deuxième diagramme de dispersion représenté sur la figure I.5 (b), correspond à un CPh à faible contraste d'indice (GaAs/GaAlAs), il ressemble au cas homogène mais avec une importante différence : une bande interdite est apparue entre les branches supérieure et inférieure des relations de dispersion et en conséquence toute onde ayant une fréquence dans cette BIP ne peut pas se propager dans ce milieu. Avec l'augmentation de la différence du contraste diélectrique (GaAs/Air) (figure I.5(c)), la bande interdite s'élargit. Sa largeur est en effet une fonction croissante de la différence d'indice de réfraction entre les deux matériaux. L'alternance de couches diélectriques d'indices différents, forme une bande interdite photonique. La position et la largeur de cette BIP peuvent être donc contrôlées en ajustant les paramètres géométriques et le contraste d'indice entre les différentes permittivités. Lorsque le contraste est faible, la largeur du BIP est faible (cas de la figure.1.5 b) et lorsqu'il est élevé, elle augmente considérablement (cas de la figure.1.5 (c)).



Figure I.5. Structure du diagramme de dispersion d'un cristal photonique 1D (miroir de Bragg) constitué de l'alternance de deux matériaux de permittivités  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$  et de diamètres d= 0.5a, où a est la période du cristal photonique. (a) les deux matériaux ont la même permittivité  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 13$  (GaAs). (b) la permittivité des deux matériaux est :  $\varepsilon_1 = 13$  (GaAs),  $\varepsilon_2 = 12$  (GaAlAs). (c) la permittivité des deux matériaux est :  $\varepsilon_1 = 13$  (GaAs),  $\varepsilon_2 = 12$  (GaAlAs). (c) la permittivité des deux matériaux est :  $\varepsilon_1 = 13$  (GaAs),  $\varepsilon_2 = 12$  (GaAlAs). (c) la

#### I .4.2 Les cristaux photoniques tridimensionnels

Les matériaux à Bandes Interdites Photoniques unidimensionnelle (BIP 1D) ou encore réseau de Bragg, contrôlent les ondes lumineuses incidentes avec un angle autour de la normale, le contrôle de la lumière dans un plan respectivement dans l'espace est possible en utilisant des matériaux à BIP 2D voire 3D. Les structures tridimensionnelles, comme leur nom l'indique, sont des structures dont la constante diélectrique est structurée périodiquement dans les trois directions de l'espace. Elles ont été les deuxièmes à être réalisées par Yablonovitch après les réseaux de Bragg. Son but était d'obtenir une bande interdite pour toutes les directions de l'espace afin d'inhiber l'émission spontanée de la lumière [1]. La yablonovite représentée sur la figure I.6 (a), été donc le premier cristal photonique 3D réalisé par E. Yablonovitch [17]. Conçue pour fonctionner aux longueurs d'onde centimétriques (domaine micro-ondes), cette structure est fabriquée en perçant mécaniquement des trous selon des angles bien choisis dans un bloc de plexiglas (indice 3.6), de façon à retrouver la structure cristalline du diamant qui est aussi celle du silicium.

Au fil des années, Beaucoup de travaux de recherche ont portés sur les différentes structures géométriques possibles et leur fabrication tout en cherchant à réduire la dimension des motifs afin d'aboutir à des cristaux photoniques présentant une bande interdite dans le proche infra-rouge et le visible (figure I.6 (b)). Il existe également d'autres structures qui autorisent l'apparition d'une bande interdite totale, notamment la structure dite en "tas de bois" qui consiste à empiler des réseaux 1D, en tournant de 90° et en décalant d'une demi-période deux réseaux consécutifs. L'exemple de la figure I.7 (c) est obtenu en déposant des rubans de silicium polycristallins dans des tranchées de silice par couches successives. Une fois cette structure est réalisée, la silice est ôtée afin d'obtenir un cristal photonique 3D Si/air dont le contraste d'indice est suffisant pour ouvrir une bande d'énergies interdites omnidirectionnelle [18].



Figure I.6. (a) Représentation schématique de la de la Yablonovite, structure 3D de périodicité CFC (Cubique Face Centrée), [4], (b) Image MEB d'une structure Yablonovite en PMMA [23] et (c) Image MEB d'une structure tas de bois en silicium fabriqué par lithographie UV dans du silicium. [18].

Une autre catégorie de structures a été largement étudiées notamment pour contrôler l'émission spontanée, basée sur l'organisation d'atomes sphériques, il s'agit dans ce cas des structures en opales et opales inversées [21] (figure I.7). Les opales sont composées d'empilements périodiques de billes de silice, de quelques centaines de nanomètres de diamètre. Sous leurs formes artificielles, les opales peuvent être fabriquées par auto-organisation colloïdale de billes de silice.



Figure I.7. (a) Image MEB d'une opale plane assemblée à partir de sphères de diamètre 855 nm directement sur un substrat silicium [7]. (b) Image MEB d'une opale inversée [21].

Cependant, le contraste d'indice de réfraction entre l'air et la silice est trop faible (inférieur à 2) pour faire apparaître une bande interdite complète. Dans le but d'améliorer ce contraste, il est possible d'utiliser les opales comme moule afin de déposer des matériaux à fort indice par infiltration, la silice étant éliminée par la suite. Ces structures artificielles, appelées opales inversées, possèdent bien une BIP omnidirectionnel (figure I.7 (b)). Ainsi, quel que soit le type de structure 3D choisi, l'élaboration de tels dispositifs à des échelles suffisamment réduites pour l'optique demeure une difficulté majeure, notamment pour obtenir une bande interdite dans la gamme des longueurs d'ondes du proche infrarouge ou du visible. La technique de fabrication de lithographie électronique permet de graver une grande variété de motifs dans ces structures [18]. Mais, elle présente quand même l'inconvénient d'être coûteuse et limitée à des dimensions de l'ordre de quelques microns. D'où la complexité et la difficulté de créer des défauts (cavités ou guides) dans ces structures ou de leur intégration dans les dispositifs optiques déjà existants. C'est pourquoi, la majorité des travaux de recherche actuelle concerne les cristaux photoniques bidimensionnels, plus faciles à réaliser, d'une complexité intermédiaire, plus accessibles aux diverses méthodes d'étude numérique et à la fabrication aux échelles de l'optique intégrée.

#### I.4.3 Les cristaux photoniques bidimensionnels

Les cristaux photoniques bidimensionnels (2D) ont été à la base du développement récent de la Micro-Nano-Photonique, notamment grâce aux outils de fabrication issus de la microélectronique déjà bien rodés qui permettent la réalisation des structures de tailles submicrométriques. Ce sont des structures qui présentent une modulation périodique de la permittivité diélectrique suivant deux directions de l'espace, et homogène dans la troisième. Ils sont généralement composés d'un réseau périodique de piliers de diélectrique dans l'air (structure déconnectée) ou de trous d'air percés dans une matrice formée par un matériau diélectrique ou semi-conducteur (structure connectée).

De façon générale, pour des raisons d'analyses et de modélisations ces structures sont considérées comme infiniment longues dans la direction perpendiculaire au plan de périodicité [22], cependant elles n'existent pas en réalité car seules les structures de hauteur finie peuvent être fabriquées. Ces dernières peuvent présenter une bande interdite photonique pour toutes les directions de propagation situées dans le plan de périodicité, et permettent donc un contrôle spatial des photons dans ce plan. Comme les réseaux de Bragg, les cristaux photoniques 2D exploitent l'aspect ondulatoire et profitent des interférences entre une onde incidente et les ondes réfléchies par chaque milieu. Leur utilité découle du fait qu'elles forment un système modèle pour accomplir des fonctions d'optiques planaires dont les structures peuvent être réduites sous certaines conditions (par exemple par la méthode de l'indice effectif)

#### I .4.3.1 Réseaux directs, réciproques et zones de Brillouin

Les cristaux photoniques 2D se distinguent selon leurs types de réseau, défini par un motif, une maille élémentaire et deux vecteurs de base. Les deux réseaux les plus courants pour l'organisation des piliers (ou des trous) sont le réseau carré et le réseau triangulaire (ou hexagonal) (figure I.8).



Figure I.8. Structures 2D : a) Structure carrée, b) triangulaire et c) hexagonale.

La représentation du diagramme de bandes interdites photoniques se fait pour des composantes du vecteur d'onde variant le long des directions de hautes symétries. Ces points se trouvent dans la première zone de Brillouin qui fait partie du réseau réciproque. Ces deux importantes notions à savoir le réseau réciproque et la zone de Brillouin seront rappelés dans la suite de cet ultime paragraphe.

#### I.4.3.1.1 Le réseau réciproque

Le réseau réciproque d'un cristal photonique 2D est défini à partir du réseau réel (ou direct) par une base de vecteurs propres  $\vec{b}_i$  définis selon le produit scalaire :

$$\vec{a}_i.\vec{b}_j = 2\pi\delta_{ij} \tag{I.4}$$

Où les  $\vec{a}_i$  et  $\vec{b}_j$  sont les vecteurs des réseaux réels et réciproques et  $\delta_{ij}$  est le symbole de Kronecker. Le réseau réciproque de chaque structure peut être également obtenu en traçant les lignes reliant un nœud donné du réseau direct à tous ses voisins, puis par le tracer des médiatrices de ces segments.

#### I.4.3.1.2 La zone de Brillouin

La fréquence des ondes planes qui se propagent dans un milieu à deux dimensions, forme une fonction périodique du vecteur  $\vec{a}$ , qui définit la direction de propagation dans tout l'espace réciproque.



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.

La plus petite aire issue de ces vecteurs a est une zone fondamentale qui s'appelle la première zone de Brillouin. Cette dernière, correspond à la zone définie par les plans médiateurs entre chaque motif de la maille représentant les points de hautes symétries du réseau réciproque. Donc la zone de Brillouin irréductible est la plus petite aire interceptée par ces médiatrices, elle contient l'ensemble des vecteurs d'ondes du photon qui permettent de décrire de façon complète le diagramme de bandes (figure I.9).

#### I.4.3.2 Facteur de remplissage

Dans l'espace directe, la cellule élémentaire est aussi définie par son facteur de remplissage *f*. Celui-ci est défini comme le rapport entre l'aire occupée par la particule élémentaire et l'aire de la cellule élémentaire [23].

Dans le cas d'une particule circulaire de rayon r dans un cristal de réseau carré et de période a, on peut définir le facteur de remplissage dans l'air comme suit :

$$f = \frac{\pi r^2}{a^2} \tag{I.5}$$

Dans le cas d'une particule circulaire de rayon r dans un cristal de réseau triangulaire et de période a, le facteur de remplissage dans l'air est donné pour l'expression :

$$f = \frac{2\pi r^2}{\sqrt{3}a^2}$$
(I.6)

#### I.4.3.3 Contraste d'indice

Pour une structure à CPh bidimensionnel, le contraste d'indice est défini par la différence entre l'indice de réfraction de la matrice diélectrique et l'indice de réfraction des motifs constituants le réseau [24].

#### I.4.3.4 Diagramme de bande

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

L'interprétation du diagramme de bande nécessite de prendre en compte l'influence de la polarisation de l'onde électromagnétique. En effet selon que l'on considère la polarisation Transverse Electrique (TE) ou Transverse Magnétique (TM), les bandes énergétiques permises ou interdites seront différentes. Il existe donc une bande interdite TE et une bande interdite TM lorsque les bandes interdites photoniques pour les polarisations TE et TM se recouvrent, on parle alors de bande interdite complète. Un cristal photonique peut également présenter une bande interdite pour l'une des polarisations mais pas pour l'autre. En effet, l'apparition de bandes interdites ainsi que leur largeur et leur position dépendent en particulier du taux de remplissage de la structure, du type de réseau et du paramètre de maille choisi et du contraste d'indice. On peut par exemple montrer que la configuration la plus propice à l'obtention d'une bande interdite complète

est le réseau triangulaire de trous dans un diélectrique de haut indice de réfraction. En effet, la bande interdite sera d'autant plus large que le contraste d'indice est grand. Quant au réseau triangulaire, c'est la forme de sa première zone de Brillouin presque circulaire qui favorise l'ouverture d'une bande interdite photonique.

Un exemple de diagramme de bande pour une structure à maille triangulaire est rapporté sur la figure I.10, dans le cas d'un cristal photonique constitué de trous d'air dans une matrice de diélectrique ( $\epsilon$ =12) avec un rapport r/a=0.4, où r le rayon des trous et a la période du réseau [24]. Le calcul est fait en utilisant la méthode des ondes planes qui sera décrite dans le chapitre III. A partir de ce diagramme, on observe la différence de comportement entre les polarisations TE et TM. On note en effet l'apparition d'une bande interdite photonique pour les deux polarisations. Par contre, pour la polarisation TE, la BIP est nettement plus large. Dans ce cas particulier, on note également que les deux bandes photoniques se chevauchent donnant lieu à une bande interdite photonique complète.



Figure I.10. Diagramme de bande d'un cristal photonique bidimensionnel triangulaire. Les bandes en traits pleins correspondent aux modes propres ayant une polarisation Transverse Électrique, les bandes en pointillés aux modes propres ayant une polarisation Transverse Magnétique [24].

#### I.4.3.4.1 Cartes des bandes interdites

Les cartes de bandes interdites représentent les bords de bandes interdites photoniques et montrent leurs positions pour un réseau donné en fonction du facteur de remplissage f (figure I.11). Elles donnent également un aperçu des possibilités de confinement de la lumière au sein du cristal photonique.


Figure I.11 : Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique (ε=12.25) : (a) Réseau triangulaire ; (b) Réseau carré [25].

Pour un réseau triangulaire de trous d'air dans du silicium, les bandes interdites en polarisation TE et TM s'ouvre respectivement pour f = 0.10 et f = 0.61. Dans le cas du réseau carré, les bandes interdites en polarisation TE et TM s'ouvrent respectivement pour f = 0.32 et f = 0.48 [25]. La région de bande interdite complète correspond à l'intersection des bandes interdites TE et TM. On constate que dans le cas d'un réseau triangulaire, les bandes interdites TE sont nettement plus larges et s'ouvrent pour des facteurs de remplissage plus faibles. Ce qui explique pourquoi le réseau triangulaire est généralement plus exploité que le réseau carré et souvent préféré pour confiner la lumière.

#### I.4.4 Les cristaux photoniques bidimensionnels planaires

Le cas d'un cristal photonique bidimensionnel périodique dans le plan (Oxy) et infiniment long dans la direction (Oz) reste un concept purement théorique et montre peu de promesses pour des applications en optique intégrée qui repose essentiellement sur le confinement vertical de la lumière. Ces contraintes technologiques ainsi que la possibilité de contrôler la lumière dans la troisième direction de l'espace nous amènent à envisager l'utilisation de structures associant les propriétés des guides d'onde plans 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 bidimensionnelles planaires [26]. Ces CPhs planaires se composent généralement d'une couche de diélectrique guidante de haut indice, où les motifs du CPh sont gravés, entourée de deux autres couches diélectriques de bas d'indice.



Figure I.12. Diagrammes de dispersion d'un CPh planaire constitué de réseau triangulaire de trous d'air de rayons 150 nm percé dans une membrane de silicium d'épaisseur 250 nm. Le calcul a été effectué par la méthode des ondes planes tridimensionnelles pour les polarisations TE (lignes pointilles) et TM (lignes continus).

Contrairement aux cristaux photoniques 2D, les cristaux photoniques planaires ont une hauteur finie qui influe fortement sur les propriétés optiques par l'apparition d'une structuration verticale des modes électromagnétiques. Leurs bandes interdites dépendent fortement du contraste d'indice et des paramètres géométriques du réseau. Ainsi, l'exemple du diagramme de bandes présenté sur la figure I.10 n'est maintenant plus valable et il est remplacé par celui de la figure I.12. On définit alors la notion de ligne de lumière [27] qui marque la limite entre les longueurs d'onde qui seront réfléchies à l'interface couche guidante/couche de confinement (la lumière restera alors dans la couche de guidante) et celles qui seront réfractées (la lumière sortira du cristal). Les modes situés sous la ligne de lumière sont donc des modes parfaitement guidés qui restent confinés dans le plan, alors que les modes situés au-dessus de la ligne de lumière peuvent se coupler au continuum des modes rayonnés qui sont des modes totalement délocalisés. Ces modes sont appelés modes à pertes (ou quasi guidés), car au cours de leur propagation ils perdent de l'énergie dans la troisième direction.

A cause de l'épaisseur finie de la couche guidante, les polarisations ne sont plus totalement découplées. On ne peut donc plus parler strictement de polarisations TE ou TM [27]. Les modes sont classés alors 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 deux groupes de modes sont totalement indépendants et ne peuvent pas se coupler entre eux. Cependant, il faut noter que le mode pair fondamental a une distribution verticale caractérisée par un champ E majoritairement confiné dans le plan. Ce mode présente donc un comportement très proche d'un mode purement TE. En revanche, dans le plan médian de la couche, ce mode reste purement TE. Pour désigner les modes pairs, on parlera donc de modes quasi-TE. Suivant le même raisonnement, on parlera de modes quasi-TM pour qualifier les modes impairs.

#### I.4.4.1 Approche membrane ou substrat

Afin d'assurer le confinement vertical de la lumière et limiter les pertes optiques potentielles dans la troisième direction, deux approches sont envisageables, suivant le contraste d'indice entre la couche guidante et le substrat elles se divisent en deux catégories principales.

#### I.4.4.1.1 Approche membrane (Fort contraste d'indice

Le confinement à fort contraste d'indice est généralement obtenu à l'aide d'une membrane semiconductrice suspendue dans l'air [28]. Cette dernière est obtenue par la déposition des couches de silicium (Si) sur une couche de silice (SiO2) ou encore par la déposition des couches de GaAs sur une couche de AlxOy (figure I.13 (b)). Le contraste d'indice est  $\Delta n \approx 2.5$  par rapport à l'air et  $\Delta n \approx 2$  par rapport à AlxOy. Dans ce cas, la lumière peut être parfaitement confinée dans la couche guidante à condition d'utiliser des modes situés sous la ligne de lumière.



Figure I.13. Deux exemples typiques d'un cristal photonique bidimensionnel avec un fort contraste d'indice : (a) Membrane de Al<sub>0.1</sub>Ga<sub>0.9</sub>As suspendue dans l'air [33] (b) cristal photonique gravé dans une couche de GaAs. La couche GaAs repose sur une couche de Al<sub>x</sub>O<sub>y</sub> [28].

Un fort contraste d'indice permet un bon confinement vertical de la lumière et limites les pertes de propagation. D'autre part, la profondeur nécessaire des trous est seulement de quelques centaines de nanomètres, ce qui rend la gravure donc plus facile. En revanche, ces structures sont fragiles et moins stables mécaniquement (membranes suspendues dans l'air) et souffrent d'une mauvaise évacuation thermique ce qui peut être gênant pour certaines applications notamment celles des lasers.

#### I.4.4.1.2 Approche substrat (Faible contraste d'indice)

Si la différence d'indice entre les deux milieux est faible ( $\Delta n \approx 0, 1-0, 2$ ), on parle donc d'approche substrat où les cristaux photoniques sont gravés dans des hétérostructures à faible contraste d'indice (figure I.14). Dans ce cas, le confinement vertical est faible et les pertes de propagation peuvent être importantes dans certaines situations. L'épaisseur de la couche guidante doit être relativement importante (supérieure au micromètre) pour conserver un guidage monomode. De plus, pour cette configuration il faut une gravure totale de la couche guidante et d'une partie de la couche de confinement pour minimiser les pertes verticales, et ceci pour des tailles de trous submicroniques. Du point de vue technologique, ce type de gravure est difficilement réalisable, c'est pourquoi il est préférable de se tourner vers l'autre approche, nécessitant un fort contraste d'indice.



Figure I. 14 : Image Microscope à Balayage Electronique (MEB) d'un cristal photonique gravé dans une hétérostructure [29].

#### I.4.4.1.3 Approximation de l'indice effectif

Des efforts considérables ont été déployés pour étudier et mieux caractériser les aspects théoriques et expérimentaux des cristaux photoniques planaires, en raison de leur fabrication contrôlée et leur potentiel pour les futurs circuits photoniques intégrés. Or, quelle que soit la méthode utilisée, la modélisation théorique exacte de ces structures nécessite un calcul entièrement tridimensionnel (3D). Un tel calcul est extrêmement long et surtout très consommateur (du point de vue) en espace mémoire et en ressources informatiques. Afin de pallier ce problème, L'approximation de l'indice effective (EI) est souvent la méthode la plus adaptée (appropriée) [30]. Dans cette méthode, l'indice de réfraction du matériau diélectrique est remplacé par l'indice effectif des modes guidés dans l'hétérostructure tridimensionnelle. De cette façon, le problème 3D est réduit en deux dimensions par un calcul 2D approximatifs plus simple où les efforts computationnels nécessaire pour la conception sont considérablement réduits.



Figure I.15. Représentation schématique de la méthode de l'indice effectif.

Cet indice effectif dépend des indices et des épaisseurs des matériaux composant l'hétérostructure ou de la membrane, de la longueur d'onde d'émission ainsi que de la polarisation de la lumière où il prend en compte la troisième dimension par le fait que la lumière rencontre un indice moyen entre le cœur et la gaine (figure I.19). Le changement de ce dernier est généralement plus grand en approche membrane ou le contraste d'indice est plus fort.

#### I.4.5 Vitesse de phase et vitesse de groupe

La propagation d'une onde monochromatique dans le cas simple d'un milieu linéaire, homogène et isotrope, est conditionnée par l'équation d'onde. Les solutions les plus élémentaires de cette équation, sont représentées par des ondes monochromatiques planes, dont la distribution de champ est une sinusoïde dans le temps et dans l'espace. La vitesse de propagation d'une telle onde est appelée « vitesse de phase », elle est le reflet de la vitesse de déplacement d'un point de l'espace associé à une valeur de phase fixée.

Pour une phase s'exprimant comme :

$$\Phi(\mathbf{x}, \mathbf{t}) = \omega \mathbf{t} - \mathbf{k}_0 \mathbf{x} + \Phi_0 \tag{I.7}$$

La vitesse de phase peut être déduite en écrivant que la phase reste inchangée après un déplacement  $\Delta x$  sur une durée  $\Delta t$ 

$$\Phi(\mathbf{x}, \mathbf{t}) = \omega(\mathbf{t} + \Delta \mathbf{t}) - \mathbf{k}_0(\mathbf{x} + \Delta \mathbf{x}) + \Phi_0$$
(I.8)  
Soit  
$$\omega \Delta \mathbf{t} = \mathbf{k}_0 \Delta \mathbf{x}$$
(I.9)  
D'où

$$v_{\phi} = \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{\omega}{k_0} \tag{I.10}$$

Du point de vue physique, les ondes planes monochromatiques n'existent pas dans la réalité, elles ne sont que des objets mathématiques. Cependant, de par leur uniformité à la fois dans le temps et dans l'espace, de telles ondes ne peuvent pas transmettre la moindre information. Ainsi, pour transmettre une information et donc un signal optique, on modifie l'amplitude ou la phase de l'onde monochromatique. En fait, le signal proprement dit (donc l'énergie lumineuse) se propage à la vitesse de groupe. La vitesse du groupe d'un paquet d'ondes correspond donc à la vitesse de propagation de ses maximas d'amplitude, c'est-à-dire à la vitesse de propagation de l'information et donc l'énergie lumineuse. Dans le cas 1D, elle peut être définie par [31] :

$$v_{g} = \left(\frac{\partial \omega}{\partial k}\right)_{k=k_{0}}$$
(I.11)

Avec :

$$\omega = k v_{\phi} \tag{I.12}$$

On peut ainsi relier la vitesse de groupe à la vitesse de phase par la formule de Rayleigh en passant dans l'espace des longueurs d'onde :

$$v_g = v_\phi - \lambda \frac{\partial v_\phi}{\partial \lambda} \tag{I.13}$$

A partir de la formule (1.13), nous pouvons constater que la vitesse de groupe peut être positive ou négative et être, en valeur absolue, plus ou moins grande que la vitesse de phase.

Dans le cas d'un cristal photonique à deux ou trois dimensions la vitesse de groupe peut être définie par la relation suivante [32] :

$$\vec{v_g} = \overline{\text{grad}}_{\vec{k}}(\omega) \tag{I.14}$$

Sachant que la dérivée de la relation de dispersion représente la vitesse de groupe de la lumière. Nous pouvons montrer alors à partir de la figure I.4 que cette vitesse de groupe en bord de zone de Brillouin (en  $k=\pm \pi/a$ ) devient nulle où les courbes de dispersion atteignent un extrémum. Les cristaux photoniques sont ainsi capables de ralentir la lumière.

#### I.4.6 Indices de réfraction de groupe et de phase

Les indices de réfraction de phase et de groupe se déduisent respectivement des vitesses de phase et de groupe par de simples relations qui sont :

$$n_{\phi} = \frac{c}{v_{\phi}} \text{ et } n_{g} = \frac{c}{v_{g}} \approx n_{\phi} - \lambda \frac{\partial n_{\phi}}{\partial \lambda}$$
 (I.15)

Les diagrammes de dispersion fournissent les relations  $\omega(k)$  pour les différentes directions de propagation des ondes, il est donc facile de remonter aux indices de phase et de groupe à partir des diagrammes en utilisant les relations (I.10), (I.11) et (I.15).

# I.5 Défauts structuraux / dispositifs élémentaires

La conception des dispositifs intégrés à base de CPhs bidimensionnels repose essentiellement sur une ingénierie de défauts structuraux au sein du cristal parfait lors de sa fabrication. Les géométries possibles sont quasi infinies et peuvent aller de la modification de la taille, de la forme ou même de l'indice d'un seul motif du cristal (cas de cavités) à des défauts plus étendus comme le retrait de rangées entières de motifs (cas de guides d'ondes).

Comme pour les semi-conducteurs, l'existence de ces défauts dans la périodicité du cristal entraîne l'apparition de niveaux permis, appelés modes de défauts, dans la bande interdite photonique du cristal parfait. Un contrôle de la propagation de la lumière au sein du cristal et à l'échelle de la longueur d'onde est donc envisageable via ces défauts. Selon le but recherché, on étudiera le comportement optique dans la structure à cristal photonique avec un seul défaut ou en couplant ces défauts entre eux, comme par exemple pour réaliser des fonctions de filtrage, de démultiplexage ou de détection. Néanmoins, l'utilisation de ces structures ouvre une voie vers une miniaturisation des composants d'optique intégrée et une amélioration de leurs performances.

#### I.5.1 Les cavités à cristaux photoniques (Défauts ponctuels)

Les défauts ponctuels sont créés en modifiant les caractéristiques d'une cellule de réseau. En effet, la création de ces défauts peut être effectuée par plusieurs manières. On peut ainsi procéder au retrait, à l'ajout ou à la modification d'un ou de plusieurs motifs 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.16). Dans tous ces cas, cette rupture locale du réseau périodique conduit à la création d'une cavité optique, susceptible de piéger ou de localiser les photons dans l'espace. Cette dernière peut générer des modes électromagnétiques résonants appelés modes de défaut qui viennent se positionner en énergie au sein des

bandes interdites du cristal photonique. Dans le spectre de transmission du cristal photonique est comme représenté sur la figure I.16, ce mode de défaut se traduit par l'apparition d'un pic fin dont la fréquence est localisée autour du site du défaut dans la bande interdite photonique.



Figure I.16. Spectre de transmission d'une cavité à CPh réalisée sur un substrat de GaN. Le CPh se comporte comme un guide d'onde pour des longueurs d'ondes inférieures à 1570 nm et supérieures à 1595 nm. Entre deux, le CPh agit comme un miroir du fait de l'existence d'une bande interdite photonique. La résonance à 1574.8 nm, représentée en insert, présente ici un facteur de qualité de 34000 [33].

Du point de vue historique, les caractéristiques de ces défauts ont été étudiées par plusieurs équipes [10]. La transmission de ces structures a été étudiée par [35, 36], mais c'est Joannopoulos et al. [3] qui ont été les premiers à montrer théoriquement que les propriétés des modes de défauts peuvent être contrôlées en modifiant la taille et le type de ces dernier.

#### I.5.1.1 Principales caractéristiques d'une cavité à cristal photonique

Le facteur de qualité Q et le volume modal V sont deux principales grandeurs caractéristiques des cavités à cristaux photoniques. La réalisation d'une cavité optique de grand facteur de qualité et de petit volume modal est essentielle pour faciliter l'interaction lumière-matière ainsi que les interactions photon-photon.

#### I.5.1.1.1 Le facteur de qualité (Q)

Il permet de mesurer la capacité d'un résonateur à conserver l'énergie. Le confinement d'un mode à la fréquence  $\omega_o$  est déterminé par le taux de perte de la cavité. Donc, le facteur de qualité Q d'un mode résonant de fréquence  $\omega_o$  est défini comme le rapport de l'énergie emmagasinée dans le résonateur moyennée dans le temps sur l'énergie dissipée par cycle soit [37] :

$$Q = \frac{\text{Energie emmagasinée}}{\text{Energie dissipée par cycle}} = \omega_0 \frac{U}{P}$$
(I. 16)

Où U est l'énergie emmagasinée dans le résonateur et P la puissance dissipée. Par conservation de l'énergie, la puissance dissipée moyennée sur un cycle est égale à l'opposé de la variation de l'énergie emmagasinée U. D'après la relation (I.16) on a :

$$P = -\frac{dU}{dt} = -\omega_o \frac{U}{Q}$$
(I.17)

La solution de cette équation différentielle du premier ordre a pour solution :

$$U(t) = U_0 e^{\frac{-\omega_0 t}{Q}}$$
(I.18)

La dépendance temporelle de l'énergie emmagasinée implique que les oscillations du champ à l'intérieur de la cavité s'atténuent comme suit :

$$E(t) = E_0 e^{\frac{-\omega_0 t}{2Q}} e^{i\omega_0 t}$$
(I.19)

Le confinement modal peut être caractérisé soit dans le domaine temporel ou dans le domaine fréquentiel. La transformée de Fourier de l'équation (I.19) permets de passer de l'un à l'autre et d'obtenir ainsi l'expression du champ électrique dans l'espace fréquentiel comme suit :

$$E(\omega) = E_o \frac{1}{\frac{\omega_0}{2Q} + j(\omega - \omega_o)}$$
(I.20)

Cette équation montre que le spectre fréquentiel du champ se présente sous la forme d'une fonction lorentzienne centrée à la fréquence de résonance  $\omega_o$  avec une largeur à mi-hauteur (FWHM)  $\Delta \omega$ . On déduit de la condition (1.21) une autre expression du facteur de qualité (I.22).

$$\left|E(\omega_o + \frac{\Delta\omega}{2})\right|^2 = \frac{1}{2}|E(\omega_o)|^2 \implies \Delta\omega = \frac{\omega_o}{Q}$$
(I.21)

$$Q = \frac{\omega_o}{\Delta\omega} = \frac{\lambda_o}{\Delta\lambda}$$
(I.22)

Cette expression peut aussi être interprétée comme le rapport entre le temps de vie du photon à l'intérieur de la cavité  $\tau_{ph}$ , et la période T :

$$Q = 2\pi \frac{\tau_{\rm ph}}{T} \tag{I.23}$$

#### I.5.1.1.2 Le volume modal (V)

Ce paramètre décrit le confinement spatial de la lumière au sein de la cavité et correspond au volume effectif occupé par le champ dans cette dernière. Le calcul du volume modal d'une cavité à CPh est difficile

dû à la complexité de la structure des modes dans le CPh, et exige généralement la simulation de la structure et l'extraction du profil de mode. Le volume modal peut être déterminé en utilisant la fonction diélectrique  $\varepsilon(\vec{r})$  et la fonction du champ électrique  $E(\vec{r})$  du profile de mode. Il est défini comme :

$$V = \frac{\int d^3 r \varepsilon(\vec{r}) |E(\vec{r})|^2}{\max\{\varepsilon(\vec{r})|E(\vec{r})|^2\}}$$
(I.24)

Le rapport Q/V est un indice de mérite qui caractérise la majorité des cavités, il permet de quantifier l'intensité de l'interaction lumière-matière au sein de la cavité.

La taille des cavités à CPh est généralement de l'ordre de quelques longueurs d'onde soit quelques microns. Le volume modal dans lequel est piégé la lumière peut être réduit jusqu'à la limite théorique de  $1/8 (\lambda/n)^3$ . Les photons confinés vont voir plusieurs fois le même environnement électronique, augmentant ainsi la probabilité d'interaction avec les électrons. Plus la cavité possède une résonance aigue plus la lumière va interagir avec la matière de la cavité. Ainsi, l'exaltation de cette interaction sera d'autant plus grande que la cavité sera petite et monochromatique.

#### I.5.1.2 Exemples de cavités à cristaux photoniques

Concernant le cas des cristaux photoniques bidimensionnels réalisés dans un réseau triangulaire de trous d'air, on peut globalement distinguer plusieurs types de cavités. À l'égard de leur structure morphologique, ils peuvent être classés en trois catégories : cavité à défaut ponctuel, cavité à double hétérostructure et cavité à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique.

#### I.5.1.2.1 Cavités à défauts ponctuels

Cette catégorie regroupe les cavités formées par l'omission d'un ou de 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 [38] (n le nombre de trous manquant). Une image au microscope électronique à balayage (MEB) d'une cavité de type L3 est représentée sur la figure I.17 (a).



Figure I.17. (a) Image au microscope électronique à balayage (MEB) d'une cavité de type L3 fabriquées à l'IEF. (b) Image MEB d'une cavité à confinement, par la bande interdite d'un guide à cristaux photoniques, réalisée par une modulation de la largeur de ce guide. (c) Schéma de principe d'une cavité à hétérostructure montrant le confinement des photons [39] (d) schéma de principe d'une cavité à modulation de largeur du défaut linéique [40].

#### I.5.1.2.2 Les cavités à double hétérostructure.

Les cavités à doubles hétérostructures, ont été initialement proposées par le groupe de S. Noda [39]. Ces structures sont essentiellement basées sur la modulation progressive de la période du cristal photonique. Cette modification conduit à la création d'un puits de potentiel pour le mode optique et modifie localement la structure de bande du cristal (figure I.17 (c)). La modulation de la période étant très faible (<~ 1%), la transition entre la cavité et les miroirs sera très douce et donc très peu de modes radiatifs seront introduits dans ce type de cavité.

#### I.5.1.2.3 Cavités à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique

Les structures des cavités à modulation locale de largeur de défaut linéique ont été proposées initialement par l'équipe de M. Notomi [40]. La structure de base de cette cavité est un simple guide d'onde à cristaux photoniques avec une rangée manquante. L'idée est d'éloigner légèrement certains trous entourant le guide d'onde d'une distance particulière (comme illustrée par la figure I.17 (d) et I.17 (b)). Le

guide non modifié servant de barrière et le décalage étant faible (environ 10 nm), le confinement de la lumière est très graduel, ce qui donne un facteur de qualité élevé. Ce type de cavité a permis de mettre en évidence le premier piégeage de photons d'une durée supérieure à la nanoseconde [41]. Cette structure est schématiquement illustrée dans la figure I.17 (b).

## I.5.1.3 Influence des paramètres géométriques sur les cavités à cristaux photoniques

La réalisation d'une simple cavité à CPh bidimensionnel dépend fortement de l'exploitation des propriétés de la bande interdite photonique (BIP). L'omission ou la modification de la forme ou de l'indice de réfraction d'un trou au sein d'un réseau à CPh 2D ménage une région spatiale cernée de rangées de trous se comportant comme des miroirs pour la gamme spectrale d'intérêt. Des effets de résonances induisent l'apparition de modes dans la microcavité ainsi créée [42-44]. Le contrôle des propriétés optiques d'une cavité à CPh effectué en modifiant plusieurs paramètres :

- La période et le facteur de remplissage du CPh, qui sont responsables de la position spectrale des modes et de la largeur du BIP.
- La géométrie de la cavité, essentiellement sa forme et sa taille.
- Le nombre de rangées de ChP bordant la cavité qui détermine la réflectivité des miroirs associés.
  En pratique, environ 8-9 rangées de CPh 2D triangulaire suffisent pour s'affranchir des fuites de lumière dans le plan à travers la couronne du CPh [45].
- L'infiltration des liquides dans les trous des cristaux photoniques modifie fortement les propriétés optiques de ces derniers.

# I.5.2 Guides à cristaux photoniques (Défauts étendus)

Les défauts étendus sont obtenus en introduisant un défaut linéaire dans un cristal photonique par l'omission ou par la modification de la gravure d'une ou de plusieurs lignes de motifs du cristal photonique (figure I.18). La lumière ne pouvant pénétrer au sein du cristal photonique, elle est contrainte de se propager le long du défaut : on a ainsi réalisé un guide d'onde. Les modes électromagnétiques associés à ce guide d'onde ayant une fréquence appartenant à la bande interdite photonique du CPh sont des modes confinés et peuvent se propager le long de ce guide.



Figure I.18. Exemple de guide  $W_1$  à cristal photonique hexagonal de trous d'air sur un substrat de silicium sur isolant [36].

Il est important de souligner le fait que le processus de guidage de la lumière est complètement différent de celui existant dans les guides optiques classiques, où le guidage est assuré par la réflexion totale due à la différence d'indice de réfraction, il est déterminé par la propagation des modes de Bloch [46]. Dans ce cas, les modes sont guidés par le phénomène de bande interdite photonique. Les réflexions multiples sur les motifs du cristal localisent la lumière le long de la zone de défaut. La conséquence immédiate est que l'on peut envisager de fabriquer des guides optiques présentant des courbures et des formes différentes, chose impossible dans un guide basé sur la réflexion totale [47].

#### I.5.2.1 Exemples de guides d'ondes à cristaux photoniques

Plusieurs types de guides peuvent être définis suivant la direction dans l'espace réel du CPh dans laquelle ils sont inscrits. Une rangée de trous omise dans la direction de la base de la symétrie du CPh permet de définir le guide de type  $W_n$ , avec n le nombre de rangées de motifs manquants. Les « murs » de ce type de guide à CPh sont plus réguliers. A l'inverse, un même guide défini dans la direction perpendiculaire de la symétrie du cristal photonique (guide de type  $CW_n$ ) se présente comme une succussion de cavités, plus ou moins couplées selon le nombre de trous omis dans la définition du défaut étendu. A titre d'exemple, la figure I.19 illustre un guide  $W_5$  dans des mailles carrées et triangulaires selon les orientations  $\Gamma K$  et  $\Gamma M$  en considérant un paramètre de maille *a* identique. L'omission des 5 rangées de trous, représentée par des cercles évidés sur la figure, constitue le guide d'onde. La largeur du guide dépend de la maille et de la période *a* du CPh [48].



Figure I.19. Schéma de guides W5 pour différentes géométries et orientations de mailles [48].

Dans le cas d'un guide W<sub>1</sub>, un virage à 60° peut même être défini, a priori sans rupture de la symétrie. Ce type de géométrie a suscité un grand intérêt car on pensait obtenir sur une large gamme de longueur d'onde, une transmission unitaire. Malheureusement, ce n'été pas le cas, la zone de virage se comporte comme une cavité fortement couplée aux deux guides semi-infinis mais avec ces propres modes, et induit une forte réflexion vers la source du guide. Comme on le constate, l'adaptation du vecteur d'onde n'est pas triviale et différents designs ont été proposés, comme pour les cavités, basés sur une ingénierie de trous au voisinage de la courbure pour optimiser la transmission. En couplant des cavités d'ordre plus élevé (par exemple H<sub>3</sub>), on obtient des guides de type CROW (coupled Resonant optical waveguide). Par rapport aux guides d'onde virage, ces derniers présentent sur une bande nettement plus étroite une grande amélioration des caractéristiques de transmission (figure I.20).



Figure I.20. Exemple Schématisant les différents types de géométries de guides à cristaux photoniques.

Les trous situés de part et d'autre du guide à CPh peuvent être : (a) soit en vis-à-vis, et, dans ce cas, le guide est dit symétrique, ou encore de type A (figure I.21(a)) ; (b) soit décalés d'un nombre demi entier de périodes, dans ce cas le guide est dit antisymétrique, ou encore de type B (figure I.21(b)).



Figure 1.21. Exemple de guide créé dans un réseau bidimensionnel triangulaire de trous d'air (a) de type symétrique et (b) de type antisymétrique.

#### I.5.2.2 Influence du défaut sur le diagramme de dispersion

L'insertion du défaut dans la structure influe fortement sur le diagramme de dispersion [49]. Un diagramme de bandes en orientation  $\Gamma K$  est tracé pour un CPh à maille triangulaire sans défaut (indice du matériau égal à 3.21 et facteur de remplissage en air égal à 30%) ainsi que pour un guide W<sub>3</sub> et W<sub>5</sub> (figure I.22). En comparant les diagrammes de dispersion, les structures avec défauts font apparaître des modes supplémentaires propageant à l'intérieur de la BIP du cristal parfait. En augmentant la largeur du défaut de W<sub>3</sub> à W<sub>5</sub>, le nombre de modes augmente dans le guide.



Figure I.22. Influence de la largeur du défaut sur le diagramme de dispersion d'un CPh à maille triangulaire en orientation ΓK. De gauche à droite : CPh sans défaut ; guide W<sub>3</sub> ΓK ; guide W<sub>5</sub> ΓK [50].

# I.6 Applications des cristaux photoniques

Les structures à CPhs sont très prometteuses pour réaliser des circuits optiques intégrés. Elles bénéficient des avancées technologiques majeures réalisées par l'industrie de la microélectronique qui permettent de structurer la matière sur des échelles nanométriques ouvrant notamment la voie à une intégration dans des circuits CMOS traditionnels. Reposant sur de forts contrastes d'indice, ces structures permettent de confiner la lumière dans des volumes de l'ordre de la longueur d'onde. Ainsi, des composants passifs tel que les guides virages et les coupleurs ont été réalisés sur des distances réduites dans des guides diélectriques à section rectangulaire. Mais c'est surtout leur propriété de fort confinement favorisant les interactions lumière matière qui leur permettent de concevoir et de réaliser des composants actifs de plus en plus efficaces.

Durant ces dernières années, l'application des cavités résonantes et des guides d'ondes à CPhs comme briques de base de circuits photoniques intégrés a fait l'objet de recherches significatives depuis cette dernière décennie. En se basant sur ces composants, différents dispositifs ont été proposés et démontrés dans plusieurs domaines disciplinaires allants de l'optique, l'optoélectronique, la télécommunication jusqu'à la biodétection. Grâce à leurs propriétés de ne laisser passer qu'une bande très étroite de fréquences, cet effet trouve de nombreuses applications dans les systèmes de communication optiques [51], tel que les résonateurs [52] et les antennes [53]. Les cavités présentant de fort facteurs de qualité et de faible volume modal, suscitent de vif intérêt notamment pour le contrôle de l'émission spontanée de la lumière et la réalisation d'une fonction particulièrement importante dans l'optique intégrée : Le multiplexage en longueur d'onde (WDM : Wavelength Division Multiplexing) [55]. D'une autre part, les propriétés de fort confinement optique leurs procurent un vif intérêt pour les applications de détection et de la biodetection, offrant ainsi de nouvelles perspectives pour concevoir des capteurs et des biocapteurs photoniques ultracompacts [56]. Cependant, de nombreux problèmes demeurent encore à résoudre, tant en matière de performances que d'intégration, avant de voir ce genre de nanotechnologie réellement sur le marché.

Comme constater, les applications des structures à BIP sont aussi nombreuses que variées. Ainsi dans cette section nous allons exposer seulement les applications qui sont fortement appropriées pour ce travail de thèse, à savoir : les filtres, les démultiplexeurs et les capteurs optiques.

#### I.6.1 Démultiplexeur à cristaux photoniques

Au cours de ces dernières années, l'accroissement du volume des données échangées dans les systèmes de télécommunications optiques a entraîné le développement de réseaux de télécommunications à très haut débit, réclament leur miniaturisation ces derniers nécessitent une intégration de composants de plus en plus dense. Ces composants doivent traiter une plus grande quantité d'informations et sous des débits de transfert plus élevés. Etant l'un des composants les plus importants et les plus essentiels de cette chaine, le démultiplexeur optique permet d'extraire plusieurs longueurs d'ondes bien précises et bien distinctes d'un flux de données.

Généralement, les composants à multiplexage en longueur d'onde WDM (Wavelenght Division Multiplexing) sont réalisés en utilisant des filtres à couche mince, des réseaux de Bragg ou des réseaux de guides d'ondes. Toutefois, ces dispositifs ne sont pas pratiques pour une intégration ultra-dense. Lors de ces dernières années, il a été démontré que les cristaux photoniques (CPh) notamment les bidimensionnels étaient des candidats prometteurs pour l'intégration de diverses fonctions pour les réseaux de communication tout optiques.

Pour effectuer le routage optique dans un réseau WDM, il y a besoin de composants capables d'aiguiller les canaux d'un signal d'entrée en fonction de leur longueur d'onde et ainsi de réaliser une fonction d'extraction. Différentes techniques ont déjà été présentées dans la littérature pour démultiplexer un signal grâce aux cristaux photoniques. Tout d'abord, il est possible d'utiliser le couplage entre deux guides à cristaux photoniques séparés par une faible distance, ces guides formant ce qu'on appelle un coupleur directionnel [57-59]. On peut aussi se servir du couplage entre deux guides et une cavité formant un filtre sélectif en longueur d'onde [60-62]. Enfin, l'effet superprisme permet également de réaliser un démultiplexage en longueur d'onde [63,64]. L'approche retenue repose sur le filtrage sélectif basé sur le couplage guide-cavité résonante. On trouve dans la littérature deux classes de filtres sélectifs à cristaux photoniques : les filtres du type Add/Drop ou la cavité est couplées de manière évanescente au guide d'onde porteur du signal [65,66] ou les filtres du type Fabry Pérot ou la cavité est insérée directement dans le guide [67,68]. On compte ainsi sur l'utilisation des cavités à faible volume et possédant un minimum de pertes pour réaliser un démultiplexeur compact.

#### I.6.1.1 Filtres de type Add-Drop

Le filtre add-drop joue un rôle clé dans les circuits photoniques intégrés. Il a suscité l'intérêt des chercheurs en raison de la demande significative pour sélectionner un canal requis à partir des systèmes WDM. Le filtre représenté dans la figure I.23, il est conçu sur une plateforme d'un cristal photonique 2D de symétrie hexagonale où l'on a introduit deux guides d'ondes couplés entre eux par une cavité centrale, également de forme hexagonale. Des fibres optiques (non représentées) sont placées aux entrées-sorties des guides d'ondes. L'un des guides d'onde (celui du bas) sert à propager un ensemble de signaux à des longueurs d'ondes différentes  $\lambda i$ , parmi lesquels se trouve le signal à la longueur d'onde  $\lambda_1$  que l'on veut sélectionner. La cavité centrale est choisie de façon à présenter une résonance à cette longueur d'onde, le cercle représenté sur la figure indique la localisation du champ électromagnétique associé au mode résonnant. Si les guides sont parfaitement couplés à la cavité, le faisceau optique à la longueur d'onde  $\lambda_1$  pourra ainsi passer intégralement d'un guide à l'autre, car la cavité optique présente une transmission unité pour le mode de champ qui lui est adapté. On aura donc réalisé la fonction de soustraction. On peut, à l'opposé, réaliser la fonction d'addition en injectant un signal de longueur d'onde  $\lambda_1$  par l'entrée gauche du guide supérieur.

Diverses versions du filtre Add-Drop à base de cristal photonique ont déjà été réalisées (voir, par exemple [13]). Cependant, la sélectivité est exigée pour prélever un canal de longueur d'onde parmi d'autres. Une telle sélectivité requière des facteurs de qualité de l'ordre de 10 000 pour la cavité servant au couplage (figure I.23) ainsi qu'un excellent couplage entre les guides et la cavité. Les meilleurs facteurs de qualité obtenus se situent autour de 3 000 pour les cavités les plus petites avec un seul trou manquant dans un cristal 2D [69]. Cette valeur croît à plus de 40 000 pour trois ou quatre trous manquants. Les travaux sont par ailleurs en cours pour optimiser le couplage entre guide et microcavité.



Figure I.23. 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 λ1) en l'aiguillant dans une autre direction [13].

#### I.6.1.2 Filtres de type Fabry-Perot

Il illustre la deuxième voie du couplage possible entre une cavité et un guide, la cavité Fabry-Pérot [70] a été intégré à un guide W1 en insérant des motifs dans le guide. La plupart des longueurs d'ondes guidées

seront réfléchies à l'extrémité du guide, sauf quelques-unes, qui seront couplées à la cavité. Cette approche permet plutôt de réaliser des dispositifs de type Fabry-Pérot (si un second guide est placé face à la cavité).

Une cavité mono défaut a été dans un premier temps utilisé et a permis d'obtenir une transmission résonnante. Les expériences de transmission ont pu être réalisées par C. Grillet au LEOM pour les dispositifs similaires de la figure I.24 sur la membrane d'InP avec un facteur de remplissage en air de l'ordre de 30%. Expérimentalement ce filtre, a prouvé un taux de transmission de l'ordre de 5% avec un facteur de qualité de 287. Ce taux de transmission est évidemment faible et provient des pertes des miroirs de la cavité et du couplage seulement partiel au mode de la cavité résonnante. Une manière naturelle d'obtenir un bon couplage entre le mode de cavité et le mode guidé est d'utiliser une géométrie de cavité proche de celle du guide.



Figure I.24. Image en microscopie électronique d'une fonction Fabry-Perot intégrée à un guide [71].

Une validation de ce concept a été faite numériquement. La structure étudiée comprend un guide W<sub>1</sub> et une cavité composée de deux motifs suivant la direction du guide. Deux motifs ont également été disposés de part et d'autre pour former les miroirs (elle sera donc appelée L2-2). L'excitation est réalisée à l'aide d'un dipôle polarisé suivant l'axe perpendiculaire au guide (y). La détection est réalisée en sortie du guide. Le spectre de transmission obtenu pour ce filtre a été normalisé par la transmission obtenue le long d'un guide simple, ce qui permet d'avoir une bonne idée de l'efficacité du couplage vers la cavité. Une comparaison a été faite avec une structure de type L1-2 (cavité constituée d'un seul motif). Pour la structure L2-2 un couplage de l'ordre 80% est obtenu pour la résonance située vers  $a/\lambda=0.36$ , sur la bande de transmission du mode fondamental (voir figure I.25 (b)). Pour la structure L2-1, deux transmissions de l'ordre de 20% apparaissent vers  $a/\lambda=0.41-0.42$  (voir figure I.25 (d)). Un premier essai expérimental de L2-2 a été fait sur des structures réalisées par C.Grillet au LEOM, de conception similaire à celle comprenant le filtre mono défaut. Les structures qui ont pu être exploitables lors de ce premier essai (facteur de remplissage de l'ordre de 0.3) n'ont pas permis l'observation de résonance en transmission. D'autres structures ont été réalisées avec des facteurs de remplissage plus forts.



Figure 1.25. 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) [71].

### I.6.2 Capteurs à cristaux photoniques

Au cours de ces dernières années, de nombreux capteurs optiques permettant la détection et la quantification instantanées des solutions biologiques et chimiques ont suscité un grand intérêt. Les techniques de détection optique les plus exploitées reposé essentiellement sur le principe de la résonance plasmonique de surface (SPR) [72], les résonances colorimétriques et des méthodes d'interférométrie [73]. Parmi ces technologies de détection optique, l'utilisation des cristaux photoniques comme méthode de transduction semble très prometteuse.

Les capteurs à CPh ont contribué à améliorer grandement les capacités de détection, notamment d'un point de vue interaction lumière-matière, de la miniaturisation des interfaces ou encore de meilleures sensibilités et limites de détection qui ont pu être obtenues, pour des temps de détection très courts. Ces dispositifs hautement ordonnés peuvent être fabriqués en utilisant des techniques de fabrication microélectroniques, et peuvent être facilement intégrés aux systèmes micro-fluidiques.

Dans la grande diversité des architectures proposées, les capteurs à CPh basé sur le couplage guide-cavité ont monté un fort potentiel pour leur réalisation. Étant donnée la possibilité d'ajuster précisément les

paramètres des cavités à CPh (facteur de qualité et fréquence de résonance) le contrôle du confinement de la lumière au sein de la cavité elle-même sera désormais possible. La longueur d'onde de résonance du mode optique résultant est très sensible aux perturbations de l'indice de réfraction des trous d'air du cristal photonique. La faible variation du changement d'indice a pour conséquence une faible variation de la fréquence ou 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 via le guide d'onde. Ces types de dispositifs font le principal objet de notre étude ils seront plus profondément détaillés dans le deuxième chapitre.

# I.7 Technologies et matériaux

La plus grande difficulté dans l'étude des cristaux photoniques consiste en leurs fabrications. En effet, la réalisation de ces structures pour le visible ou le proche infrarouge nécessite des modulations spatiales de l'indice de réfraction de quelques centaines de nanomètres. Or à cette échelle de longueur d'onde, la fabrication de tels dispositifs n'est pas commode.

Les cristaux photoniques 1D, communément appelés miroirs de Bragg, sont les structures photoniques les plus faciles à réaliser, compatible avec les technologies de la salle blanche, ces structures profitent d'une réalisation potentiellement aisée. Durant cette dernière décennie, les cristaux 2D ont connu une expansion considérable s'inscrivant dans le développement de l'optique intégrée. En profitant des progrès technologiques actuels, leurs techniques de fabrication sont de plus en plus maitrisées. Les cristaux photoniques 3D permettent quant à eux un contrôle omnidirectionnel de la lumière et offrent un grand potentiel d'applications. Cependant, leurs techniques de fabrication sont encore à un niveau de maturité technologique relativement faible, bien que des progrès aient été réalisés dans ce domaine.

La réalisation de cristaux photoniques nécessite l'utilisation des matériaux qui doivent être transparents dans la gamme spectrale sur laquelle ils sont étudiés et doivent avoir une permittivité diélectrique la plus grande que possible pour un fort confinement du champ. Grâce à leur technologie bien maîtrisée Les semiconducteurs constitue un choix judicieux pour cet usage.

### I.7.1 Les semi-conducteurs

En termes de marché, le monde des semi-conducteurs est prédominé par le silicium, pour la simple raison de son faible coût. En plus, ce dernier est transparent aux longueurs d'ondes des télécommunications et possède un indice de réfraction élevé. Actuellement, une grande partie des composants photoniques reposent sur les technologies du silicium, car compatible avec les techniques de fabrication de la microélectronique qui permettent en particulier d'envisager des productions massives des microsdispositifs. L'idée est de combiner la photonique avec l'électronique en exploitant les avantages de la technologie CMOS (Complementary Metal Oxide Semicoductor) pour placer des cavités et guides d'ondes en silicium sur des puces microélectroniques [74]

Les propriétés optiques du silicium ont été largement étudiées. Etant élevé, son indice de réfraction de 3.48 à la longueur d'onde des télécoms  $\lambda$ =1550 nm, permet la réalisation des cavités et des guides d'ondes optiques submicroniques basées sur un substrat de silice SiO<sub>2</sub>. Les pertes intrinsèques du silicium sont faibles. Grâce à la pureté très élevée de ces couches, le silicium présente très peu d'impuretés, ce qui réduit au minimum les défauts de diffusion et d'absorption. Des cavités optiques en silicium ont été largement étudiées, les premières études ont prédit des facteurs de qualité dépassant le un million tout en ayant un volume modal significativement très réduit. Sur des membranes de silicium on peut également noter des améliorations significatives du facteur de qualité s'élevant jusqu'à 45000 pour une version optimisée de L<sub>3</sub> [75]et 320 000 pour une version optimisée de la cavité H<sub>1</sub>[76]. Des facteurs de qualité de 220000 à 800000 ont aussi été rapportés par la modulation locale de la largeur d'une ligne de défaut [77].

Actuellement, La réalisation de cristaux photoniques sur les matériaux hétéroépitaxiés à fort contraste d'indice comme le GaAs, l'InP [78] ou encore le silicium sur des substrats dits Silicon-On-Insulator (SOI) [79] est intensément répandue. Possédant un fort contraste d'indice ces matériaux qui permettent d'obtenir de larges bandes interdites photoniques sont plus spécifiquement utilisés dans la fabrication des dispositifs à base de cristaux photoniques unis et bidimensionnels. La littérature montre de nombreuses méthodes de fabrication de réseaux périodiques sur semiconducteurs (lithographie X [80], MBE (Molecular Beam Epitaxy) [81] pour les structures bidimensionnelles et MOCVD (Metal Organic Chemical Vapor Deposition) [82], HVPE (Hybride Vapor Phase Epitaxy) [83] pour les structures unidimensionnelles ...). La technique la plus utilisée pour traiter l'InP ainsi que le GaN est le MOCVD. Et celle qui concerne le traitement de GaAs est la RIE ou la MBE. Cependant, l'utilisation de matériaux ayant un plus faible contraste d'indice, tels que les matériaux diélectriques comme Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, TiO<sub>2</sub> ou SiO<sub>2</sub> présentent un grand intérêt. Bien que les cristaux obtenus possèdent une bande interdite étroite, la faible différence d'indice avec le milieu environnant permet de limiter les pertes par diffusion due aux rugosités de surfaces.

#### I.7.2 Les polymères

Depuis plusieurs années, le développement de futur composant photonique à haute vitesse nécessite de nouveaux matériaux à non-linéarité optique élevée d'une part, et de vitesse de réponse rapide d'autre part. Dans ce contexte, les matériaux polymères possèdent des propriétés optiques très intéressantes, ce qui en fait d'eux un choix attractif pour les futurs circuits photoniques intégrés. De plus, l'utilisation de matériaux

organiques pour la commutation tout-optique représente un autre avantage : leur faible valeur d'indice de réfraction relative conduit à de faibles pertes par diffusion et à une grande efficacité de couplage avec les fibres optiques. En effet, les matériaux polymères peuvent être facilement manipulés par plusieurs techniques conventionnelles et non conventionnelles telles que la gravure sèche. Comparés aux puces à semi-conducteur coûteuses, les matériaux organiques fournissent des fabrications à bas coût de composants photoniques. De plus, ces avantages permettant une étude moins coûteuse de nouveaux concepts et composants fabriqués en polymères [84].

Ces dernières décennies, peu de travaux de recherche ont été effectués pour la conception des cavités à CPh en polymère caractérisées par un grand facteur de qualité et faible volume modal. La démonstration de ces cavités à grands facteurs de qualité dans les matériaux polymères peut ainsi offrir de nombreuses applications basées sur les fonctionnalités et la flexibilité de ces matériaux allant de la réalisation des capteurs biochimiques ultra-sensibles à des filtres purement optiques. Une nanocavité à CPh en polymère de facteur de qualité plus grand de 2300 et un volume modal de plus de 1.7 ( $\lambda/n$ )<sup>3</sup> a aussi été démontrée à partir d'un cristal photonique en polymère [88].

# **I.8** Conclusion

À l'issue de ce premier chapitre nous avons présenté les notions et les concepts de base associées aux cristaux photoniques. Parmi ces concepts nous avons vu que la propagation d'ondes à travers ces matériaux pouvait mener à la formation de bandes interdites ; plages de fréquences pour lesquelles aucune onde ne se propagera dans le cristal photonique. Nous avons également montré que suivant la forme de ces derniers, il était possible de contrôler la propagation de la lumière au sein des structures constituées de cristaux photoniques. L'utilisation de tels effets rend ces structures très prometteuses pour réaliser des composants optiques compacts et originaux et ouvre la voie à une intégration dans des circuits CMOS traditionnels notamment en ce qui concerne les domaines de la télécommunication et la détection.

# I.9 Références du chapitre I

- E.Yablonovitch, "Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics". Physical Review Letters, vol. 58, pp. 2059-2062, 1987.
- [2] S.John, "Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. Physical Review Letters", vol. 58, pp. 2486-2489, 1987.
- [3] J.D. Joannopoulos, P.R. Villeneuve, and S. Fan, "Photonic crystals. Solid State Communications, vol.102, pp. 165-173, 1997.
- [4] J.D Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, and R.D. Meade. "Photonic Crystals: Molding the Flow of Light" (Second Edition). Press, princeton university edition, 2008.
- [5] A. Taflove and S. C. Hagness, "Computational Electrodynamics, the Finite-Difference Time-Domain Method", 2nd ed. Artech House, Norwood, MA, 2005.
- [6] P. Vukusic, et J.R. Sambles, "Photonic structures in biology," Nature, vol.424, pp. 852-855, 2003.
- [7] J. Zi, X. Yu, Y. Li, X. Hu, C. Xu, X. Wang, X. Liu et R. Fu, "Coloration strategies in peacock feathers," Proceedings of the National Academy of Sciences, vol.100, pp. 12576-12578, 2003.
- [8] D. Yohan, « Conception et études optiques de composants micro-photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bande interdite de photon », Thèse de doctorat n°01-0081, L'institut national des sciences appliquées de lyon, Décembre 2001.
- [9] C. Kittel, Quantum Theory of Solids. John Wiley and Sons Inc., New York, 1963
- [10] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, R. D. Meade, A. M. Rappe, K. D. Brommer, et J. D. Joannopoulos, "Donor and acceptor modes in photonic band structure," Phys. Rev. Lett, vol. 67, pp. 3380-3383, 1991.
- [11] M. Plihal et A. A. Maradudin, "Photonic band structure of two-dimensional systems: the triangular lattice," Phys. Rev. B, vol. 44, pp. 8565-8571, 1991.
- [12] A. Shinya, M. Notomi, I. Yokohama, C. Takahashi, J. Takahachi, et T. Tamamura, "Two dimensional Si photonic crystals on oxide using SOI substrate," Opti. and Quant. Elect., vol. 34, pp. 113–121, 2002.
- [13] S. Noda, A. Chutinan, et M. Imada, "Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap structure," Nature, vol. 407, pp. 608, 2000.
- [14] C. Kee, S. P. Han, K. Byoung, et al., "Photonic band gaps and defect modes of polymer photonic crystal slabs," Appl. Phys. Lett., vol. 86, pp. 051101, 2005.
- [15] T.E. Sale, "Vertical cavity surface emitting lasers," Research Studies Press. Taunton, Somerset, England, 1995.
- [16] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, and J. N. Winn, "Photonic Crystals- Molding the Flow of Light," Princeton University Press, 1995.
- [17] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter et K. M. Leung, "Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms", Phys. Rev. Lett., vol. 67, n° 17, pp. 2295–2298,1991.
- [18] S.Y. Lin, J.G. Fleming, D.L. Hetherington, B.K. Smith, R. Biswas, K.M. Ho, M.M. Sigalas, W. Zubrzycki, S.R. Kurtz, and J. Bur. "A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths," Nature, Vol 394, n° 6690, pp 251–253, 1998.

- [19] E. Yablonovitch, "Photonic band-gap crystals," Journal of Physics: Condensed Matter, vol. 5, n°. 16, pp. 2443, 1993.
- [20] C. Cuisin, A. Chelnokov, J.-M. Lourtioz, D. Decanini et Y. Chen, "Submicrometer resolution Yablonovite templates fabricated by x-ray lithography," Appl. Phys. Lett., vol. 77, n° 6, pp. 770-772, 2000.
- [21] Y.A. Vlasov, et al., "On-chip natural assembly of silicon photonic bandgap crystals," Nature, vol. 414, pp. 289-293, 2001.
- [22] D. Maystre, "Electromagnetic study of photonic band gaps," Pure and Applied Optics: Journal of the European Optical Society Part A, vol. 3, n°. 6, pp. 975, 1994.
- [23] D. Felbacq, E. Centeno, "Theory of diffraction for 2D photonic crystals with a boundary," Optics communications, vol.199, pp. 39-45, 2001.
- [24] M. Zelsmann, "Nano-structures à base de cristaux photoniques en silicium sur isolant pour les circuits intégrés photoniques et l'émission de lumière," Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble 1, 2003.
- [25] D. BERNIER, « Proprietes de superprisme des cristaux photoniques sur substrats SOI pour le demultiplexage en longueur d'onde », Thèse de doctorat n° 9305, L'UNIVERSITE PARIS-SUD XI, ORSAY, 2008.
- [26] T. E. Sale, Vertical cavity surface emitting lasers. Research Studies Press Taunton, 1995.
- [27] S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos et L. A. Kolodziejski, "Guided modes in photonic crystal slabs", Phys. Rev. B, vol. 60, n° 8, pp. 5751-5758, 1999.
- [28] 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, vol.86, pp.2289–2292, 2001.
- [29] B. Wild, « Etude expérimentale des Propriétés Optiques des Cristaux Photoniques Bidimensionnels et de leur Accordabillité », Thèse de doctorat n°3573, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2006.
- [30] M. Qiu, "Effective index method for heterostructure-slab-waveguide-based two dimensional photonic crystal", Appl. Phys. Lett, vol.81, pp.1163-1165, 2002.
- [31] J. M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J.M. Gérard, D. Maystre, and A. Tchelnokov. « Les cristaux photoniques ou la lumière en cage ». Hermes science publications edition, 2003.
- [32] P. Yeh, "Electromagnetic propagation in birefringent layered media", J. Opt. Soc. Am., vol.69, n°.5, pp. 742-756, 1979.
- [33] I. Roland, Y. Zeng, Z. Han, X. Checoury, C. Blin, M. ElKurdi, A. Ghrib, S. Sauvage, B. Gayral, C. Brimont, T. Guillet, F. Semond, and P. Boucaud. "Near infrared gallium nitride two-dimensional photonic crystal platform on silicon,". Applied Physics Letters, vol.105, pp. 011104, 2014.
- [34] M. Sigalas, C. M. Soukoulis, E. N. Economou, C. T. Chan, et K. M. Ho, "Photonic band gaps and defects in two dimensions: Studies of the transmission coefficient," Phys. Rev. B, vol. 48, pp.14121, 1993.
- [35] F. Gadot, « Modelisation et caractérisation expérimentale de matériaux à Bandes Interdites Photoniques (BIP) en Micro-Ondes, » thèse de Doctorat, Université De Paris sud, Janvier 1999.
- [36] K. Sakoda, "Optical properties of photonic crystals," Springer Series in Optical Sciences, vol. 80, Springer-Verlag, Berlin, 2001.

- [37] P. J. Petersan, et S. M. Anlage, "Measurement of resonant frequency and quality factor of microwave resonators: Comparison of methods," Journal Of Applied Physics, vol. 84, n°6, pp.3392-3402, 1998.
- [38] H. Benisty, J.M.Lourtioz, A. Chelnokov, S. Combrie, et X.Checoury, "Recent advances toward optical devices in semiconductor based photonic crystals," Proceedings Of The IEEE, vol. 94, n°5, pp. 997-1023, 2006.
- [39] B. S. Song, S. Noda, T. Asano, et Y. Akahane, "Ultra-high Q photonic double heterostructure nanocavity," Nature Materials, vol.4, n°3, pp.207-210, 2005.
- [40] E. Kuramochi, M. Notomi, S. Mitsugi, A. Shinya, T. Tanabe, and T. Watanabe, "Ultrahigh-q photonic crystal nanocavities realized by the local width modulation of a line defect," Applied physics letters, vol. 88, n°. 4, pp. 1-3, 2006.
- [41] T. Tanabe, M. Notomi, E. Kuramochi, A. Shinya, and H. Taniyama, "Trapping and delaying photons for one nanosecond in an ultrasmall high-q photonic-crystal nanocavity," Nature Photonics, vol. 1, nº.1, pp. 49-52, 2007.
- [42] C.J.M. Smith, H. Benisty, D. Labilloy, U. Oesterle, R. Houdré, T.F. Krauss, R.M. De La Rue et C. Weisbuch, "Near-infrared microcavities confined by two-dimensional photonic crystals », Electronics Letters, vol.35, pp.228, 1999.
- [43] P. Pottier, C. Seassal, X. Letartre, J.L. Leclercq, P. Victorovitch, D. Cassagne et C. Jouanin, "Triangular and Hexaghonal High Q-Factor 2-D Photonic Bandgap Cavities on III-V Suspended Membranes," IEEE Journal of Lightwave Technology, vol.17, pp.2058, 1999.
- [44] P. R. Villeneuve, S. Fan, et J. D. Joannopoulos, "Microcavities in photonic crystals: mode symmetry, tunability and coupling efficiency," Physica. Review. B, vol. 54, pp.7837, 1996.
- [45] O. Painter, J. Vuckovic, et A. Scherer, "Defect modes of a two dimensional photonic crystal in an optically thin dielectic slab," J. Opt. Soc. Am. B, vol. 16, pp.275-285, 1999.
- [46] P. Sanchis, P. Bienstman, B. Luyssaert, R. Baets, J. Marti, "Analysis of Butt Coupling in Photonic Crystals" IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 40, pp. 541-550, 2004.
- [47] E. Chow, S. Y. Lin, J. R. Wendt, S. G. Johnson, et J.D. Joannopoulos, "Quantitative analysis of bend in effciency in photonic crystal waveguide bends at  $\lambda = 1.55 \mu m$  wavelengths," Opt. Lett, vol.26, pp.286-288, 2001.
- [48] O. Bouchard, « Etude de diodes laser à cavité planaire entièrement définie par cristal photonique : nouvelle approche pour le contrôle de l'émission », Thèse de doctorat, Université Toulouse III – Paul Sabatier, 2008.
- [49] R. C. Mc. Phedran, N. A. Nicorovici, D. R. McKenzie, L. C. Botten, A. R. Parker, et G. W. Rouse, "The sea mouse and the photonic crystal," Australian J. of Chem., vol 54, pp 241-244, 2001.
- [50] R.D. Meade, K. D. Brommer, A.M. Rappe, et J. D. Joannopoulos, "Photonic bound states in periodic dielectric materials," Phs. Rev. B, vol. 44, pp.13772-13774, 1991.
- [51] S. Fan, P.R. Villeneuve et J.D. Joannopoulos, "Channel-Drop Tunneling Through Localized States," Phys.Rev.Lett., vol.80, pp.960, 1998.
- [52] M. Berggren, A. Dodabalapur, R.E. Slusher, Z. Bao, A. Timko et O. Nalamasu, "Organic Lasers Based on Lithographically Defined Photonic-Bandgap Resonators," Europhys. Lett., vol.34 pp.90,1998.
- [53] B. Temelkuran, M. Bayindir, E. Ozbay, R. Bizwas, M. M. Sigalas, G. Tuttleet K. M. Ho, "Photonic Crystal-Based Resonant Antenna with a Very High Directivity", J. Appl. Phys, vol.87, pp. 603, 2000.

- [54] M. Mejer, A. Mekis, A. Dodabalapur, A. Timko, R. E. Slusher, J. D. Joannopoulos, and O. Nalamasu, "Laser action from two-dimensional distributed feedback in photonic crystals," Applied Physics Letters, vol. 74, pp. 7-9, 1999.
- [55] A. Chutinan, M. Mochizuki, M. Imada, and S. Noda, "Surface-emitting channel drop filters using single defects in two-dimensional photonic crystal slabs", Applied Physics Letters, vol.79, n°.17, pp.2690-2692,2001.
- [56] J. Dahdah, « Etude théorique et expérimentale de cavités photoniques en niobate de lithium Application a` la détection de gaz ». Thèse de Doctorat, Université de Franche-Comté, 2010.
- [57] M. Koshiba, "Wavelength division multiplexing and demultiplexing with photonic crystal waveguide couplers", Journal of Lightwave Technology, vol. 19, n° 12, pp. 1970-1975, 2001.
- [58] S. Boscolo, M. Midrio and C. G. Someda, "Coupling and decoupling of electromagnetic waves in parallel 2D photonic crystal waveguides", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 38, n° 1, pp. 47-53, 2002.
- [59] A. S. Sharkawy, S. Shi, D. W. Prather et R. A. Soref, "Electro-optical switching using coupled photonic crystal waveguides", Optics Express, vol. 10, n° 20, pp. 1048-1059, 2002.
- [60] C. Jin, S. Han, X. Meng, B. Cheng et D. Zhang, "Demultiplexer using directly resonant tunneling between point defects and waveguides in a photonic crystal", Journal of Applied Physics, vol. 91, n° 7, pp. 4771-4773, 2002.
- [61] M. Y. Tekeste et J. M. Yarrison-Rice, "High efficiency photonic crystal based wavelength demultiplexer", Optics Express, vol. 14, n° 17, pp. 7931-7942, 2006.
- [62] E. Drouard, H. Hattori, C. Grillet, A. Kazmierczak, X. Letartre, P. RojoRomeo et P. Viktorovitch, "Directional channel-drop filter based on a slow Bloch mode photonic crystal waveguide section", Optics Express, vol. 13, n° 8, pp. 3037-3048, 2005.
- [63] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato et S. Kawakami, "Photonic crystals for micro lightwave circuits using wavelength dependent angular beam steering", Applied Physics Letters, vol. 74, n° 10, pp. 13701372,1999.
- [64] T. Matsumoto, S. Fujita et T. Baba, "Wavelength demultiplexer consisting of Photonic crystal superprism and superlens", Optics Express, vol. 13, n° 26, pp. 10768-10776, 2005.
- [65] C.J.M. Smith, R.M. De La Rue, M. Rattier, S. Olivier, H. Benisty, C. Weisbuch, T.F. Krauss, R. Houdré et U. Oesterle, "Coupled guide and cavity in a two-dimensional photonic crystal," App. Phys. Lett., vol. 78, n°11, pp.1487, 2001.
- [66] H. Takano, Y. Akahane, T. Asano et S. Noda, "In-plane-type channel drop filter in a two-dimensional photonic crystal slab," App. Phys. Lett, vol.84, vol.13, pp. 2226, 2004.
- [67] D. Peyrade, E. Siberstein, P. Lalanne, A. Talneau et Y. Chen, "Short Bragg mirrors with adiabatic modal conversion," App. Phys. Lett., vol. 81, n° 5, pp. 829, 2002.
- [68] A.S. Jugessur, P. Pottier et R.M. De La Rue, "One dimensional periodic photonic crystal microcavity filters with transition mode-matching features, embedded in ridge waveguide," Elec. Lett., vol. 39, n°4, pp. 367, 2003.
- [69] T. Yoshie, J. Vuckovic, A. Scherer, H. Chen, et D. Deppe, "High-Quality Slab photonic crystals slab cavities," Appl.Phys. Lett., vol.79, pp.4289-4291, 2001.
- [70] J. Foresi, «Optical confinement and light guiding in high dielectric contrast materials systems », thése de doctorat : Massachussets institute of technology, Etats Unis,. pp.105, 1997.

- [71] 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, L'institut national des sciences appliquées de Lyon, Décembre 2001.
- [72] B. Liedberg, I. Lundstrom, E. Stenberg, "Principles of biosensing with an extended coupling matrix and surfaceplasmon resonance", Sens. Actuators B Chem, vol.11, pp. 63-72,1993.
- [73] R.G. Heideman, P.V. Lambeck, "Remote opto-chemical sensing with extreme sensitivity: design, fabrication and performance of a pigtailed integrated optical phase-modulated Mach-Zehnder interferometer system", Sens. Actuators B Chem. vol.61, pp.100-127,1999.
- [74] P. Jiang, G. N. Ostojic, R. Narat, D. M. Mittleman, V. L. Colvin et al., "The fabrication and bandgap engineering of photonic multilayers," Advanced Materials, vol. 13, n°. 6, pp. 389–393, 2001.
- [75] H. Gibbs, Optical bistability: controlling light with light. Elsevier, 2012.
- [76] M. Nomura, S. Iwamoto, M. Nishioka, S. Ishida, and Y. Arakawa, "Highly efficient optical pumping of photonic crystal nanocavity lasers using cavity resonant excitation," Applied physics letters, vol. 89, n°. 16, pp. 161111, 2006.
- [77] M. Nomura, S. Iwamoto, T. Yang, S. Ishida, and Y. Arakawa, "Enhancement of light emission from single quantum dot in photonic crystal nanocavity by using cavity resonant excitation," Applied physics letters, vol. 89, n°. 24, pp. 241124, 2006.
- [78] A.A.M. Kok, E.J. Geluk, B. Docter, J.J.G.M. van der Tol, R. Nötzel, M.K. Smit, R. Baets, "Transmission of pillar-based photonic crystal waveguides in InP technology," Applied Physics Letters, vol. 91, pp.201109-3, 2007.
- [79] A. Lupu , E. Cassan , S. Laval , L. El Melhaoui , P. Lyan , J. Fedeli, "Experimental evidence for superprism phenomena in SOI photonic crystals," Optics Express, vol. 12, pp. 5690–5696, 2004.
- [80] F. Cerrina, C. Marrian, "A path to nanolithography On Industrial", Appl. Of Synchr. Rad., 14-29 mars, 1996.
- [81] M.E. Lin, G. Koley, W. Liu, D. Biswas, "Optimized Planning and Operation of High Volume GaAs Epi-Wafer Manufacturing Facility", GaAs Mantech, 1999.
- [82] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, M.G. Mil'vidskii, J.M. Redwing, M. Shin, M. Skowronski, D.W. Greve, R.G. "Wilson Properties of Si donors and persistent photoconductivity in AlGaN", Solid-State Electronics, vol.42, pp.627-635, 1998.
- [83] E. Gil-Lafon, J. Napierala, D. Castelluci, A. Pimpinelli, R. Cadoret, B. Gerard, "Selective growth of GaAs by HVPE: keys for accurate control of the growth morphologies", J. of Crystal Growth, 222, pp.482-496, 2001.
- [84] A. Qualtieri, F. Pisanello, M. Grande, T. Stomeo, L. Martiradonna, G. Epifani, A. Fiore, A. Passaseo, and M. De Vittorio, "Emission control of colloidal nanocrystals embedded in si3n4 photonic crystal h1 nanocavities," Microelectronic Engineering, vol. 87, n°. 5, pp. 1435–1438, 2010.

# Chapitre II

# Les cristaux photoniques, briques de bases pour la biodétection

Table des matières	
II.1 INTRODUCTION	47
II.2 DEFINITION D'UN CAPTEUR	48
II.3 DEFINITION D'UN BIOCAPTEUR	49
II.4 PARAMETRES CARACTERISANT LES PERFORMANCES D'UN CAPTEUR	49
II.4.1 LA SENSIBILITE S	49
II.4.2 LA RESOLUTION	50
II.4.3 LA LIMITE DE DETECTION LD	50
II.4.4 LA SELECTIVITE	51
II.5 LA DETECTION ET LA BIODETECTION OPTIQUE	51
II.5.1 BIOCAPTEUR AVEC MARQUEUR FLUORESCENT	51
III.5.2 BIOCAPTEUR SANS MARQUEUR FLUORESCENT « LABEL- FREE »	
II.6 CAPTEURS OPTIQUES LABEL-FREE	54
II.6.1 CAPTEURS A RESONANCE PLASMON DE SURFACE	54
II.6.2 CAPTEURS INTERFEROMETRIQUES	55
II.6.3 CAPTEURS A RESONATEURS EN ANNEAUX	56
II.6.4 INCONVENIENTS ET LIMITES	57

II.7 LES CAPTEURS A CRISTAUX PHOTONIQUE	58
II.7.1 ETAT DE L'ART	59
II.8 DISPOSITIFS ELEMENTAIRES, BRIQUES DE BASE POUR LA BIO DETECTION	60
II.8.1 CAPTEURS A BASE DE GUIDE D'ONDE	60
II.8.2 CAVITE A CRISTAL PHOTONIQUE	64
II.8.2.1 INFLUENCE DE FAIBLES PERTURBATIONS	66
II.8.2.2 EXEMPLES D'APPLICATIONS	67
II.9 LES CAPTEURS A CPHS POUR UNE DETECTION PARALLELE ET MULTIPLEXEE	71
II.9.1 ANALYSE DU BRUIT (TAUX D'EXTINCTION)	72
II.10 CONCLUSION	76
II.11 REFERENCES DU CHAPITRE II	77

# **II.1 Introduction**

Depuis quelques années, les capteurs optiques ont connu un réel développement en raison de l'augmentation du nombre d'applications de détection dans des domaines aussi variés que multiples tels que la santé, la défense, la sécurité, le contrôle qualité pour n'en citer que quelques-uns. Le développement et l'intégration des technologies de silicium sur isolant (SOI) compatible CMOS dans les circuits photoniques, optiques et microfluidiques, a permis d'améliorer de manière significative les performances de détection en termes de sensibilité, de détection limite et de multiplexage de détection [1].

En particulier pour la détection d'une grande variété d'agents biologiques et chimiques, les capteurs photoniques ont fait l'objet de recherches intensives au cours de la dernière décennie. Les progrès réalisés en photonique, tant sur la compréhension des phénomènes physiques que sur la maitrise des procédés de fabrication, ont contribué à améliorer grandement leur capacité de détection, notamment dans les domaines de l'interaction lumière-analyte, de la miniaturisation des appareils, du multiplexage, de la conception et de l'intégration fluidiques. De meilleures sensibilités et de limites de détection ont ainsi pu être obtenues, pour des temps de détection plus courts, avec une maniabilité plus simple et des coûts de revient par mesure plus faibles [2].

Dans le but d'une future commercialisation des biocapteurs photoniques avec la technologie laboratoire sur puce (Lab On Chip), la nouvelle génération des biocapteurs devraient répondre à un certain nombre de critères. Ces derniers doivent être fiables, portables et compatibles avec les techniques et les procédés de fabrication actuelles. La technologie laboratoire sur puce offre donc un fort potentiel pour le développement des capteurs optiques intégrés sur puce, compatibles avec la détection parallèle sur une gamme spectrale ajustable allant du visible à l'infrarouge. Afin de réduire davantage le coût de fabrication et d'effectuer des analyses multiparamétriques permettant des mesures rapides et en temps réel sur une seule puce de détection, de nombreuses structures issues de l'optique intégrée ont été proposées. Notamment, grâce à leurs propriétés de fort confinement optique de la lumière dans un très petit volume, l'utilisation des cristaux photoniques dans les applications de détection semble être une solution très prometteuse. 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 [3].

Ce chapitre présente les principaux axes sur lesquels ce travail de thèse est fondé, c'est-à-dire : les capteurs optiques à variation d'indice de réfraction, les biocapteurs à cristaux photoniques et la détection parallèle ou le multiplexage de détection. Dans un premier temps, nous commencerons ce chapitre par quelques notions générales sur les biocapteurs optiques dits « label-free », en nous appuyant sur une revue non exhaustive de quelques exemples de systèmes de biodétection optiques. Dans un second temps, nous

nous focaliserons sur les propriétés des cristaux photoniques permettant leur utilisation comme briques de base de transducteur optique à variation d'indice de réfraction, puis nous établirons un bref état de l'art de ces capteurs. Nous verrons notamment l'application et l'intégration de ces dispositifs dans les nouvelles microtechnologies de laboratoire sur puce. Nous détaillerons par la suite le mécanisme de détection parallèle ou le multiplexage de détection sur une même plateforme. Ensuite, nous nous attarderons sur les propriétés de démultiplexage et de détection optiques. Enfin, une étude de synthèse sur les travaux s'inscrivant dans ce contexte et un bref état de l'art des différentes structures seront également présentés.

# **II.2 Définition d'un capteur**

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) [4]. Les grandeurs d'influence sont des grandeurs extérieures qui, selon leur nature et leur importance, provoquent des perturbations sur le capteur. Parmi les principales grandeurs d'influence : température, pression, humidité, concentration chimique, ....

Un capteur est capable de prélever et de sélectionner une grandeur abstraite, appelée information, qui sélectionne un évènement particulier parmi un ensemble d'évènements possibles. Pour pouvoir être traitée, cette information est portée par un support physique, appelé donc un signal. D'une façon générale le capteur est composé de trois éléments principaux : un élément sensible, un transducteur, et une interface de commande entre le signal et l'utilisateur.



Figure II.1. Schéma de principe d'un capteur.

Selon le type d'application désirée, le choix d'un capteur adéquat nécessite l'établissement préalable d'un capier des charges dans lequel sont énumérés :

- le type de l'événement à détecter,

- la nature de cet événement,

- la grandeur de l'événement,

- l'environnement de l'événement,

- etc....

# **II.3 Définition d'un biocapteur**

Le biocapteur est un dispositif qui a pour fonction la détection d'une espèce, d'intérêt biologique, à partir d'un échantillon biologique donné, e.g. une protéine, ou le glucose. En plus des éléments constituant un capteur, ce genre de dispositif est généralement doté d'un élément ou d'une couche biosélective ou chimiosélective chargée de reconnaître sélectivement l'espèce biologique présente dans l'analyte.

Cependant, même si la capacité de reconnaissance spécifique d'analytes est assurée par la couche sensible, un capteur doit être capable de traduire cette reconnaissance en un signal physiquement mesurable. Assuré par le transducteur, les différentes méthodes de transduction permettent donc de catégoriser les biocapteurs selon la nature de la propriété physique exploitée pour la reconnaissance moléculaire. Comme exemple, on distingue des biocapteurs basés sur des changements de propriétés optiques, électriques, magnétiques, acoustique ou thermiques.

# II.4 Paramètres caractérisant les performances d'un capteur

Le comportement général d'un capteur est caractérisé par l'évaluation de ces performances via certains paramètres [8, 9], parmi ces derniers les plus utilisés sont les suivants :

#### II.4.1 La sensibilité S

Ce paramètre correspond à la variation du signal mesuré relatif à une modification ou un changement de la grandeur physique dans l'environnement d'un capteur. Ce paramètre est propre au transducteur lui-même et ne dépend pas ou peu des autres équipements de mesure, on distingue deux types de sensibilités selon le domaine de recherche : La sensibilité de surface  $S_s$ , concerne un seul type de molécules, cette dernière peut être définie en fonction de l'épaisseur e de la couche de molécules adsorbées à la surface, elle est exprimée en unité d'indice de réfraction par nanomètre (nm /RIU) :

$$S_s = \frac{\partial n_{eff}}{\partial e}$$
(II. 1)

Où  $n_{eff}$  représente l'indice effectif du champ électromagnétique se propageant dans le capteur. Dans le cas d'une modification globale et homogène de l'indice de réfraction, la sensibilité homogène Sh est définie par :

$$S_{h} = \frac{\partial n_{eff}}{\partial n_{h}}$$
(II.2)

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

Expérimentalement, la détermination de la sensibilité dépend directement de la grandeur mesurée, c'est-àdire la longueur d'onde dans le cas des cristaux photoniques. Celle-ci sera présentée dans la suite.

#### **II.4.2** La résolution

La résolution R d'un capteur est la variation minimale de la valeur de la grandeur physique mesurée. Cette dernière, caractérise le plus petit décalage spectral possible qui peut être significativement mesuré par le capteur. Ce paramètre est essentiel pour la détection en très faibles quantités avec la meilleure précision possible. En pratique, la résolution spectrale du système dépend d'un certain nombre de paramètres, notamment du transducteur, de la méthode de lecture choisie, du rapport signal sur bruit et de la mesure ou encore du traitement des données. Ainsi, la résolution instrumentale  $R_m$  dépond fortement de la précision avec laquelle le signal de la transduction est relevé, elle est notamment influencée par la forme intrinsèque du signal mesuré.

#### II.4.3 La limite de détection LD

La limite de détection (LD) représente la valeur minimale de la concentration de l'espèce que l'on est capable de déceler ou de quantifier avec précision. Pour la détection réfractométrique, la LD décrit le plus petit changement d'indice de réfraction de l'échantillon pouvant être mesuré avec précision. Elle ne doit pas être confondue avec la sensibilité du capteur car elle dépend à la fois de la sensibilité et de la résolution instrumentale R<sub>m</sub> liée aux équipements utilisés pour la mesure du signal. La LD est utilisée pour évaluer la performance de l'association d'un capteur et d'un dispositif de mesure. Plus cette valeur est faible, plus plus le dispositif est dit sensible.

L'expression de la limite de détection déduite à partir de la définition de la sensibilité et de la résolution du capteur est donnée par [10] :

$$DL = \frac{R}{S}$$
(II.3)

#### II.4.4 La sélectivité

Ce paramètre permet au biocapteur d'être capable de faire la distinction entre l'analyte et toute autre substance présente dans le milieu. En d'autres termes, c'est la capacité du capteur à ne mesurer qu'une seule grandeur dans l'environnement où il est utilisé.

# **II.5** La détection et la biodétection optique

L'utilisation des biocapteurs pour la détection de molécules et d'espèces biologiques représente une technologie émergente. D'un grand intérêt pour la communauté, cette technologie a été développée dans divers laboratoires au niveau mondial avec pour objectifs d'améliorer encore plus les performances de détection. Une méthode de transduction ne doit pas seulement permettre la reconnaissance de la molécule mais elle doit également donner des informations sur sa qualité et sa quantité dans l'analyte.

L'avantage de la détection optiques par rapport à d'autres techniques est que le champ optique est non invasif et ne nuit pas aux molécules cibles situées à la surface du capteur. De plus, le signal optique n'est pas affecté par les conditions de charge de surface et le pH de la solution.

Dans le cadre de ce travail de thèse, la transduction optique est ainsi celle qui nous intéresse. De nombreux paramètres tels que les variations d'absorbance, de la fluorescence ou de l'indice de réfraction à la surface d'un capteur peuvent affecter les propriétés optiques d'un faisceau lumineux. Ainsi, selon la méthode de transduction on peut distinguer un vaste groupe de biocapteur optiques. Ces différents types de biocapteurs optiques sont classés selon deux protocoles de détection avec marquage fluorescent et sans marquage fluorescent.

#### **II.5.1 Biocapteur avec marqueur fluorescent**

Le principe de détection par fluorescence, repose sur une détection indirecte via l'association de la molécule cible avec une autre molécule fluorescente, appelées marqueur. En effet, la molécule fluorescente possède la propriété d'absorber de l'énergie lumineuse (lumière d'excitation) et de la restituer rapidement sous forme de signal fluorescent (lumière d'émission) [5]. Cette fluorescence permet de quantifier les molécules cibles.

Les biocapteurs à fluorescence sont très sensibles, ils présentent des faibles limites de détection et ils sont déjà commercialisés [5,6]. L'utilisant de cette technique, permet d'envisager une détection multiparamétrique à partir d'un seul échantillon analytique et dans une même plateforme.

Néanmoins, basé sur cette méthode de détection les biocapteurs présentent plusieurs inconvénients qui limitent leur fonctionnalité dans diverses disciplines, Car en plus de la nécessité d'utiliser un microscope couteux, équipé de filtres qui permettent de séparer la lumière émise de la lumière d'excitation, le phénomène de photoblanchiment ou de diminution de la quantité de signal dans ce genre de dispositifs à cause de la diminution progressive de la fluorescence au fur et à mesure de l'analyse est casi présent. On note également que la présence relativement fréquente des substances fluorescentes dans le milieu analytique, peut nuire à la fonctionnalité, la conformation, voire même la réactivité du biocapteur. Ainsi, le développement d'une alternative afin de pallier à l'utilisation des marqueurs est indispensable.

#### III.5.2 Biocapteur sans marqueur fluorescent « label- free »

Depuis ces dernières années, les technologies de détection optique sans marqueur « label- free » connaissent un réel essor notamment en raison de leur capacité à analyser directement les interactions moléculaires dans leur état naturel. Cela simplifie davantage les protocoles de préparation et permet de réaliser des études cinétiques d'interactions moléculaires en temps réel. Le principe de détection repose sur le changement d'une des propriétés de la lumière lorsque celle-ci est en contact avec l'élément d'intérêt.

Il existe pour cela différentes méthodes de détection comme celles exploitant des effets de changement d'indice de réfraction, de propriété d'absorbance ou de non-linéarité. Dans ce travail de thèse, nous nous intéresserons seulement à la détection basée sur le changement d'indice.

La détection par mesure de l'indice de réfraction est une mesure directement reliée à la concentration ou la densité de surface moléculaires. De ce fait, le signal de détection ne diminue pas proportionnellement au volume sondé contrairement à la fluorescence où le signal dépend du nombre total d'analytes présents dans tout le volume. Cette caractéristique peut s'avérer particulièrement utile lorsque l'on ne dispose que de très faibles volumes d'analytes ou d'échantillons.


Figure II. 2. En haut : Détection homogène du changement d'indice de réfraction. En bas : Détection de surface. Les molécules cibles (en rouge) viennent spécifiquement reconnaitre les récepteurs (en noir) déposés sur la surface formant une couche qui modifie localement l'inde de réfraction [7].

Dans la majorité des capteurs optiques, le mécanisme de détection repose sur la variation de l'indice effectif du mode de propagation qui se produit lorsqu'une variation des paramètres chimiques ou physiques est produite à la surface de la structure. Lorsqu'une onde optique traverse le cœur d'un guide d'onde optique, une fraction de son énergie, connue sous le nom de champ évanescent, s'étend au milieu environnant en diminuant exponentiellement son intensité depuis la surface. Ce champ évanescent sera responsable des changements de l'indice effectif du mode de propagation lorsque les événements de détection sont produits. Basé sur cette technique, on distingue deux catégories de biocapteurs dont le principe de détection est présenté schématiquement sur la figure II.2.

La première regroupe les biocapteurs capables de mesurer le changement d'indice de réfraction global lorsque celui-ci est mis en contact avec un milieu environnant. Dans la mesure où le champ est très intense à l'interface du capteur, une réponse de surface peut se superposer au changement d'indice de réfraction global, dans ce cas il s'agira de la deuxième catégorie de biocapteurs. Ces derniers, sont apte à mesurer le changement d'indice de réfraction induit par une reconnaissance moléculaire de surface.

L'idéal est que les molécules à détecter seront donc seulement celles se trouvent dans le domaine où le champ est localisé. Pour que cette reconnaissance soit vraiment spécifique à un seul type de molécules, il est donc possible de fonctionnaliser la surface avec des molécules de bio-reconnaissance (sonde). Ainsi, lorsque l'analyte est mis en contact avec le biocapteur, les molécules cibles vont se lier progressivement à la surface fonctionnalisée du capteur et couvrir la surface environnante. Cela se résulte en une augmentation de l'indice de réfraction global qui s'ajoute donc à la variation locale de l'indice à la surface du capteur. Cette variation de l'indice de réfraction constituera par la suite le signal de transduction, dont la forme est directement liée à concentration de l'analyte. N'étant pas spécifiques aux récepteurs sondes, les autres molécules présentes dans le milieu se trouvent hors du domaine d'interaction [7].

# **II.6 Capteurs optiques label-free**

Depuis ces dernières années, le développement des capteurs optique à indice de réfraction (RI) miniaturisés, biocompatibles, avec une réponse en temps réel et une simple utilisation, est devenu un enjeu majeur aussi bien du point de vue technologique que commercial.

Les techniques optiques utilisées dans ce contexte sont aussi nombreuses que variées, parmi les configurations les plus rencontrées, on distingue notamment les capteurs à résonance plasmonique de surface (SPR), les capteurs interférométriques et les capteurs optiques à résonateurs en anneaux.

# II.6.1 Capteurs à résonance plasmon de surface

Exploitant le phénomène onde plasmon de surface qui en résulte d'une oscillation de la densité de charges apparaissant à l'interface entre deux matériaux dont les constantes diélectriques sont de signes différents, plusieurs configurations de biocapteurs à SPR sont possibles. Ces dernières diffèrent selon la méthode d'excitation du plasmon de surface comme par exemple à l'aide de prismes [11] ou de fibres optiques [12].

Dans le cas d'un prisme, la lumière totalement réfléchie à l'interface du prisme et du métal génère une onde évanescente dans la couche de métal (figure II.3). Le couplage entre les photons et l'onde plasmon est alors obtenu pour un certain angle d'incidence où la constante de propagation de l'onde électromagnétique est identique à celle de l'onde plasmon [13].



Figure II.3. Principe de fonctionnement d'un détecteur à SPR sur un prisme [14].

La valeur de l'angle mesuré dépend directement de l'indice de réfraction du milieu environnant, cette propriété peut être utilisée dans certaines applications de détection. Ainsi la technologie SPR est devenue l'un des instruments privilégiés pour la mesure en temps réel de toutes les interactions biologiques.

Les capteurs à SPR sont commercialement disponibles et permettent d'atteindre de très faibles limites de détection. Néanmoins, leur application est limitée à certains domaines en raison de plusieurs inconvénients. Le champ évanescent ne pénètre dans le milieu environnant que sur une centaine de nanomètres, rendant difficile la détection de larges particules. Par ailleurs, la variation de l'indice de réfraction n'est détectée que par une seule onde plasmon. Il est donc difficile de différencier la variation d'indice du milieu analytique de celle de la surface. Par conséquent les performances de ces dispositifs sont limitées dans le cas de milieux complexes contenant de larges entités.

# **II.6.2** Capteurs interférométriques

L'interférométrie peut être utilisée pour détecter la différence de phase entre deux faisceaux lumineux collimatés d'une source de lumière cohérente. L'utilisation de l'interférométrie en biodétection consiste à mesurer le changement de phase de la lumière induit par la présence des molécules. Ce principe peut être implémenté dans la conception des interféromètres Mach-Zender (IMZ) (figure II.4(a)) ou de Young (IY) (figure II.4(b)).



Figure II.4. (a) Représentations schématique d'un interféromètre Mach-Zender [14], (b) Représentation schématique d'un interféromètre de Young [15].

Une lumière cohérente est injectée dans un guide d'onde puis se sépare équitablement à une jonction Y. L'un des deux bras est mis en contact avec la solution contenant les molécules à détecter tandis que l'autre bras sert de référence. La figure 1.4 (a) représente schématiquement un capteur basé sur l'IMZ, où l'on peut voir que le guide d'ondes d'accès est divisé en deux et qu'un seul d'entre eux sera en contact avec les analytes cibles. Ensuite, les deux guides d'ondes sont recombinés et le signal de sortie, est déterminé par la différence de phase entre les deux voies, est régi par l'équation :

$$I_{out} = \frac{I_{in}}{2} (1 + \cos(\Delta \varphi(\alpha)))$$
(II.4)

Dans le cas de l'interféromètre de young La figure 1.4 (b), les signaux des deux bras sont projetés sur une caméra CCD pour former des franges d'interférences dont le décalage peut être relié au retard de phase par transformation de Fourier.

Au cours des dernières années, plusieurs configurations d'IY ont été proposées [16, 17], il a été montré qu'il était possible d'atteindre une limite de détection de 9.10<sup>-8</sup> RIU [18]. Cette valeur est du même ordre de grandeur que les meilleures performances obtenues avec les capteurs IMZ [19, 20], résultat attendu du fait de leur architecture similaire. Les biocapteurs à IY sont déjà disponibles dans le marché [21]. Toutefois, l'inconvénient majeur de ce type de capteurs reste leur type de réponse. Ayant une réponse sinusoïdale (mesure de phase) et non linéaire comme les autres capteurs optiques, la variation de cette dernière est beaucoup plus faible aux maximas de la courbe, ce qui entraine automatiquement une diminution de la sensibilité du capteur.

#### II.6.3 Capteurs à résonateurs en anneaux

Leur principe de fonctionnement repose sur le confinement de la lumière par une succession de réflexion totales internes dans la cavité (figure II.5). Dans ce cas la détection est due à l'interaction entre le champ électromagnétique se propageant dans cette cavité et les molécules présentes à la surface.

La configuration en cercle permet la propagation de modes appelés « modes de galerie ». Contrairement aux cas précédents, dans ce type de dispositifs, la longueur de l'interaction entre la lumière et les molécules n'est plus directement liée à la longueur physique totale du capteur, mais au nombre de révolutions de la lumière dans le résonateur. Ainsi l'interaction efficace de la lumière avec les analytes cibles sera liée au facteur de qualité (Q) de la cavité, par conséquent, des résonateurs à Q élevé sont souhaités. Les facteurs Q élevés impliquent des temps d'interaction plus élevés avec les molécules dans la région de détection. Ces fortes propriétés de facteur de qualité (Q) et de la géométrie employée permettant donc d'atteindre de faibles limites.



Figure II.5. Résonateur en anneau en silicium [22].

En raison de leur faible contraste d'indice, les résonateurs en anneaux présentent des sensibilités nettement plus inférieures à celles des détecteurs plasmoniques. Fabriqués à partir des matériaux diélectriques, ces dispositifs sont censés théoriquement avoir des pertes optiques extrêmement basses. Cela est vérifié dans le cas des pertes par diffusion. Néanmoins, des pertes d'émission dues à la forme courbée des résonateurs sont observées et demeurent sensiblement importantes.

# II.6.4 inconvénients et limites

D'une façon générale, les biocapteurs optiques sont bien implantés dans le monde industriel. Les techniques label-free présentés semblent performantes en termes de détection. Cependant, afin d'être intégrés dans les systèmes « lab-on-chip » et de répondre à plusieurs informations à la manière des systèmes multiplexés, la nouvelle génération des capteurs doit présenter encore de meilleures sensibilités, de meilleures limites de détection et de plus ils doivent être plus facilement manipulables, tout en réduisant le coût de revient par dispositif en termes de matériels, matériaux et personnels.

Les technologies de détection présentées, comme les résonateurs en anneaux, semblent répondre à ces besoins, mais le vrai problème provient des sources et des détecteurs disponibles. Bien que les zones de détection en soient très petites, les capteurs requièrent souvent un laser externe ou un spectromètre par exemple pour fonctionner pleinement. Donc, pour que le produit soit au final un dispositif « lab-on-chip », au stade actuel il est plutôt « chip-in-lab ». Néanmoins, la détection multi-paramétrique est possible mais difficilement réalisable, car elle demande à ce que les sources soient séparées et les détecteurs multipliés [3]. Une alternative consiste à analyser chaque zone de détection les unes après les autres, comme c'est le cas par exemple pour les capteurs proposés par la société Genalyte [23]. bien que le développement de

systèmes de ces systèmes a permis d'accélérer les processus de reconnaissance mais la rapidité de détection demeure à prouver.

De ce fait, le défi actuel reste de pouvoir obtenir des performances de détection toujours plus grandes afin de répondre au mieux au besoin accru de la nanotechnologie, à cet égard, de plus en plus de géométries et de configurations sont étudiées. Ces dernières années, un vif intérêt a été porté aux cristaux photoniques, ceux-ci ayant montré un fort potentiel à être utilisés pour la détection puisqu'ils semblent réunir beaucoup des critères requis par les nouveaux capteurs, tels que déjà décrits précédemment [24,25]. L'atout majeur de ces nanostructures photoniques est de permettre une forte interaction entre la lumière et analyte, encore bien plus que dans le cas des résonateurs en anneaux, ce qui permet d'atteindre de faibles limites de détection, tout en étant parfaitement compatible avec la technologie « lab-on-chip ».

# II.7 Les capteurs à cristaux photonique

Les cristaux photoniques [26,27], 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 [28]. 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'analyte biologique, 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 [29].

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.

## II.7.1 Etat de l'art

C'est depuis seulement ces dernières années que l'étude des cristaux photoniques pour le développement de détecteurs et biodétecteurs 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 [30]. 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 [31] ont pu améliorer cette limite de 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 micromolaires [32]. 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.

En même temps, un nouveau type de biocapteur à CPhs basé sur les CPhs à fente, a été théoriquement proposé et expérimentalement démontré [33-36]. Typiquement fabriqués sur des substrats de silicium sur isolant (SOI), les CPhs à fente combinent deux types de structures photoniques, à savoir le guide d'ondes à fente et le cristal photonique pour confiner la lumière dans de très petits volumes. Ce fort confinement est l'avantage clé des CPhs à fente, car il permet d'augmenter davantage les interactions lumière-substance d'intérêt. Cependant, les premiers travaux dans ce domaine [33] ont montré que les propriétés optiques des guides d'ondes à CPhs à fentes sont très différentes de celles de leurs contreparties.

Contrairement aux CPhs classique où la majeure partie de la lumière est confinée dans le diélectrique à haut indice, les CPhs à fentes guident principalement la lumière dans l'air. En raison de la discontinuité du champ électrique et de la grande différence de l'indice de réfraction à l'interface entre le silicium et la fente, le mode de cavité à l'intérieur de la fente peut être considérablement amélioré [37]. Ainsi ces structures présentent l'avantage d'avoir des sensibilités et des facteurs de qualité relativement élevés par rapport aux cavités et aux guides à CPhs classiques [38].

Ce nouveau type de structure présente non seulement des opportunités pour la réalisation de micro dispositifs ultrasensibles mais offre également un fort potentiel pour les applications de laboratoire sur puce en permettant leur intégration dans une même plateforme de détection.

# II.8 Dispositifs élémentaires, briques de base pour la bio détection

### II.8.1 Capteurs à base de guide d'onde

Dans un guide d'onde à CPhs, la longueur d'onde de coupure ( $\lambda_{cutoff}$ ) est la caractéristique spectrale la plus couramment utilisée pour suivre les perturbations de l'indice de réfraction. En particulier,  $\lambda_{cutoff}$  décrit la longueur d'onde maximale pour laquelle le mode optique peut se propager dans le guide d'onde à CPhs, elle dépend principalement de l'indice de réfraction du milieu de couverture. Les performances des capteurs à base de guide d'ondes à CPhs sont donc quantifiées en surveillant les changements de cette longueur d'onde en fonction de la variation de l'indice de réfraction dans l'environnement du guide dû à la présence de l'analyte. La sensibilité du capteur est donc définie comme le rapport entre les changements de  $\lambda_{cutoff}$  et les changements de l'indice de réfraction du milieu de couverture et s'exprime comme suit [39] :

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

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



Figure II.6. (a) Schéma d'un capteur à guide d'ondes à CPh sur SOI2, (b) Décalage de la longueur d'onde de coupure du guide dû à l'infiltration des huiles [41].

Les capteurs à guide d'ondes sont particulièrement sensibles aux variations de l'indice de réfraction en volume, car le réseau entourant la région de guidage est facilement pénétré par les fluides [40]. Dans ce contexte, l'équipe de Skivesen et al. [39] ont proposé un capteur à base de guide d'onde pour mesurer l'indice de réfraction et détecter la concentration de la protéine (figure II.6 (a)). En infiltrant la région des trous d'air avec de l'eau et des huiles d'indices de réfraction connus, la longueur d'onde de coupure s'est déplacée vers le rouge (redshift), voir vers des longueurs d'onde plus élevées, comme le montre la figure II.6 (b).



Figure II.7. (a) Guide d'onde à cristal photonique W1 dans un substrat de silicium, (b) Décalage de la longueur d'onde dû au rattachement des molécules de biotin et de streptavidin a la surface de détection [42].

Avec un décalage de longueur d'onde de près de 20 nm, des concentrations autour de 10  $\mu$ g / ml ont été mesurées avec un bon rapport signal-bruit. Un plus petit décalage a été démontré par l'équipe de Buswell et al. [40] en utilisant un dispositif similaire à base d'un guide d'onde W1, dans lequel des molécules de biotine et de streptavidine ont été attachées à la surface du CPh et au réseau du guidage, comme le montre la figure II.7.

En raison de la petite quantité d'analyte impliqué dans l'interaction, le décalage de la longueur d'onde est beaucoup plus petit, inférieur même à 1 nm. L'utilisation de ce genre de dispositif permet la détection d'une large plage d'indice de réfraction dynamique qui s'étend de l'air à des fluides très visqueux.



Figure II.8. (a) Guide d'onde W1 avec une amélioration directe du volume de détection, (b) Amélioration du décalage de la longueur d'onde due à l'infiltration en volume de l'eau d'ionisé [42].

Dans le cas des deux capteurs illustrés dans les figures II.6 et II.7, l'interaction du champ avec les molécules est principalement limitée à la surface du défaut linéaire. La structure à base de guide d'onde présentée été idéale pour la détection des signaux avec un grand changement d'indice de réfraction en volume, et non pour la détection de petites variations. De ce fait, Buswell et al [42] ont montré que la structure à guide d'ondes peut encore être optimisée en ajoutant des trous plus petits que ceux du réseau periodique dans la région du guidage comme le montre la figure II .8 En les ajoutant donc directement à la région du guide d'ondes, l'interaction avec le champ est augmentée, et la sensibilité est nettement améliorée.

Un autre paramètre important qui doit être pris en compte pour améliorer davantage les performances de détection dans un capteur à guide d'onde est le rayon des trous localisés sur les deux côtés du guide d'onde. L'une de nos équipes de recherche, Bougriou et al [43,44] a étudié l'effet de la modification de la taille et de la forme des trous adjacents au guide d'onde et elle a démontré que le mode guidé dépend fortement de la taille de ces trous. Dans un premier temps, la sensibilité du dispositif a été évaluée en surveillant le décalage de la longueur d'onde de coupure lorsque le capteur, initialement exposé à la couverture d'air (n= 1), est ensuite recouvert par une solution aqueuse (c'est-à-dire eau désionisée avec n= 1,33).

Par conséquent, le décalage de longueur d'onde de coupure est estimé à 30 nm, en raison de la grande variation de l'indice de couverture. Ensuite, la sensibilité du capteur a pu être améliorée en infiltrant l'échantillon uniquement dans les trous adjacents au guide d'onde. Un décalage de coupure de 20 nm correspondant à une sensibilité de 60 nm / RIU a été obtenu.



Figure II.9. Spectres de transmission du : (a) Premier capteur amélioré (modèle 1), (b) Deuxième capteur (modèle 2). Comme on les voit dans la partie insérée du graphe, les plus larges trous sont ceux qui vont être infiltrés [44].

Finalement, pour améliorer davantage la sensibilité et la transmission, deux conceptions optimisées de capteurs ont été proposées (figure II.9), où le rayon des trous localisés de chaque côté de la ligne du défaut est optimisé. La transmission et la surface disponible pour la détection augmentent considérablement. Une nette amélioration de la sensibilité est obtenue pour ces deux configurations, S = 869 nm/RIU est atteinte pour une valeur du rayon de 1.67r (avec r est r rayon des trous du réseau périodique) relatif au modèle 1 et S = 927nm/RIU pour une valeur de rayon de 1.65r correspondant au modèle 2.

Depuis cette dernière décennie, les cristaux photoniques à fente ont été développés et expérimentalement réalisés, cette nouvelle conception représente une avancée majeure dans divers domaines notamment celui de la détection et la biodétection. Les CPhs à fentes combinent les avantages du confinement spatial de la lumière produit par les guides d'ondes à fente avec le confinement temporel de la lumière assuré par les CPhs dans une structure unique. Ceci est très avantageux car la majeure partie de la lumière interagit avec le contenu de la fente [45]. D'une manière plus simple, un CPhs à fentes peut être vu comme un défaut de fente d'air dans un guide W<sub>1</sub> standard comme le montre la figure II.10 (a).

Conçu donc par l'ouverture d'une fente le long du guide d'onde à CPh, le guide d'onde à fente présente la caractéristique unique de guider et de confiner fortement la lumière dans une fente étroite à faible indice de réfraction [46]. Cette nouvelle conception se révèle comme un choix judicieux en vue de la réalisation de biocapteurs optiques.

La figure II.10(b) montre l'interaction de la lumière avec les molécules du milieu analytique dans la fente du guide d'onde à CPhs. En raison de leurs faibles volumes modaux, ces structures présentent l'avantage

d'avoir des sensibilités et des facteurs de qualité relativement élevés par rapport aux structures classiques à CPhs [38]. En raison de la discontinuité du champ électrique et de la grande différence de l'indice de réfraction à l'interface entre le silicium et la fente, les modes à l'intérieur de la fente peuvent être considérablement améliorés [37].



Figure II.10. (a) Image MEB d'un guide d'onde à CPh à fentes [34]. (b) Illustration de l'interaction lumière/matière entre le champ et les molècules cibles dans un guide à CPh à fentes [34].

En 2008, Yamamoto et al. [38] ont proposé un nouveau capteur à CPh, dans lequel le confinement était obtenu en modifiant localement les trous d'air adjacents a un guide d'ondes à fente. Les résultats du calcul ont montré qu'un facteur de l'ordre de  $2 \times 10^5$ , pouvait être obtenu en utilisant cette configuration.

Un an après, Di Falco et al. [47] ont démontré expérimentalement qu'un facteur de qualité de 50 000 et une sensibilité de 1500 nm / RIU pouvaient être obtenus en utilisant une structure à fente optimisée, cette dernière était conçue en faisant varier le pas du CPhs environnant le long du guide à fente. Plus tard, d'autres structures à fente [48, 49] plus performantes ont été proposés et expérimentalement démontrées. Combinant à la fois les propriétés de fort confinement optique avec celles de la lumière lente dans les guides à CPhs, cette configuration est plus particulièrement utilisée pour la conception et la réalisation d'une nouvelle génération de capteurs à gaz ultrasensibles, elle permet d'améliorer considérablement l'interaction entre la lumière lente et les molécules du gaz à mesurer.

# II.8.2 Cavité à cristal photonique

Etant des structures typiques, les cavités CPhs présentent un fort confinement spatial et temporel de la lumière et une longue durée de vie des photons [50], améliorant ainsi considérablement la force d'interaction entre le champ optique et le matériau de la région de défauts. Vu la possibilité d'ajuster précisément les paramètres des cavités à CPhs (facteur de qualité et fréquence de résonance), ces dernières montrent un fort potentiel d'application divers domaines.

En ce qui concerne les applications de détection, l'effet de la forte interaction lumière-matière donne lieu à un mode optique avec une longueur d'onde de résonance très sensible aux variations locales du milieu environnant. Dans la grande diversité des architectures proposées, les cavités à CPhs se présentent donc comme un bloc de construction très prometteur pour la réalisation des capteurs optiques hautement sensibles [51]. En plus, leur zone de détection effective de l'ordre micrométrique, voire nanométrique dans certaines conceptions, leur procure une possibilité d'intégration dans des plates-formes « lab-on-chip » pour une détection instantané sur site.

Dès lors qu'une faible variation du changement d'indice au sein de la cavité a pour conséquence une faible variation de la fréquence du mode d'intérêt, cette propriété peut être utilisée comme méthode de transduction et justifie le choix d'utilisation des CPhs comme détecteurs optiques. La position spectrale  $\lambda_0$  de la résonance de la cavité sert de référence. Ainsi, la mesure de la variation de la position spectrale  $\Delta\lambda$  revient à mesurer la variation du changement d'indice  $\Delta n$  lié à la reconnaissance d'analyte à la surface de la cavité. Ce principe est illustré sur la figure II.11.



Figure II.11. Principe de la mesure de transduction optique d'une cavité à cristaux photoniques [7].

Ainsi, les performances d'une cavité à CPh pour des applications de détection sont caractérisées par les paramètres suivants :

le facteur de qualité de la résonance qui doit être le plus élevé que possible afin que de très faibles
 décalages en longueur d'onde puissent être observables. Cela est directement lié à la limite de détection.

– le rapport Q/V, plus il est grand, plus les interactions lumière/matière sont grandes, ce qui signifie qu'un large effet est obtenu pour les petites cavités.

- la sensibilité dans le cas des capteurs réfractométriques à CPhs est définie par :

$$S_{\lambda} = \frac{\Delta \lambda}{\Delta n}$$
(II. 6)

Exprimée en nm/RIU. Dans les applications des CPhs à la détection, plus le décalage en longueur d'onde mesuré est grand, plus le capteur est dit sensible. Il est donc tout à fait possible de réaliser des études quantitatives sur la bioreconnaissance de molécules en surface des cavités des CPh en mesurant seulement le décalage de la résonance en temps réel. Expérimentalement, les mesures sont faites avant et après infiltration des fluides afin de mieux quantifier le décalage de longueur d'onde.

# **II.8.2.1 Influence de faibles perturbations**

L'utilisation des cristaux photoniques comme briques de base pour la réalisation de détecteurs sensibles, permet de déterminer de quelle façon la propagation de la lumière est modifiée lorsque celle-ci interagit avec la cible à détecter.

Dans la mesure où une faible variation du changement d'indice au sein de la cavité à CPh a pour conséquence une faible variation de la fréquence du mode d'intérêt, l'application de la théorie des perturbations donne une relation utile lorsqu'on considère des petits changements de l'indice de réfraction qui se produisent souvent dans ce genre de dispositifs avec la variation de fréquence donnée par [52]

$$\Delta \omega = -\frac{\omega}{2} \frac{\iiint \Delta \varepsilon(\vec{r}) |\vec{E}(\vec{r})|^2 d^3 \vec{r}}{\iiint \varepsilon(\vec{r}) |\vec{E}(\vec{r})|^2 d^3 \vec{r}} + 0(\Delta \varepsilon^2)$$
(II.7)

Autrement dit ; dans le cas où la fonction diélectrique passe d'une valeur initiale  $\varepsilon$  à une valeur  $\varepsilon + \Delta \varepsilon$ , la théorie des perturbations nous permet d'évaluer la variation  $\Delta \omega$  de la fréquence associée de propagation d'un mode dans la cavité. Cette équation indique que le changement fractionnaire de la fréquence d'un mode optique du CPh dépend linéairement à la fois de la variation fractionnaire de l'indice de réfraction et de la fraction de l'énergie du champ électrique dans la région où l'indice de réfraction est perturbé. Comme l'indice de réfraction est typiquement une propriété de l'analyte détecté, les scientifiques ont cherché à utiliser les propriétés uniques des CPhs pour améliorer la sensibilité en localisant le champ électrique seulement dans la région où l'analyse de la cible se produira.

L'erreur d'approximation peut être négligée dans le cas où  $\frac{|\Delta\epsilon|}{\epsilon} < 1\%$ 

En supposant que la présence de molécules à la surface du CPh modifie l'indice d'une valeur  $\Delta n$  et ce de façon uniforme, et en écrivant que  $\Delta \epsilon/\epsilon \approx 2\Delta n/n$  on obtient alors à partir de l'équation II.5 la relation suivante :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx -\frac{\Delta\omega}{\omega} \approx \frac{\Delta n}{n}$$
(II.8)  
(fraction de  $\int \epsilon |\vec{E}(\vec{r})|^2$  dans la région perturbée)

Ainsi, toute augmentation de l'indice de réfraction à la surface ou aux alentours du cristal photonique induit une diminution de la fréquence des modes guidés.

# **II.8.2.2 Exemples d'applications**

Idéalement, la détection doit être hautement sélective et suffisamment sensible aux petites concentrations d'analytes. Basées sur les cavités à CPhs, différentes conceptions et configurations sont ainsi constamment développées et optimisées pour améliorer davantage les performances de détection. Une conception appropriée pour la biodétection est une tâche essentielle qui doit être manipulée avec soin afin d'obtenir les propriétés de détection requises. Par suite, diverses conceptions et configurations de biocapteurs ont été proposées et exécutées en utilisant différents types de cavités à CPhs telles que les cavités linéiques L<sub>n</sub> [53], les cavités hexagonales H<sub>n</sub> [30,54], les cavités en anneaux [55,56] et les cavités couplées au guide d'onde [57-60]. Pratiquement, en raison des difficultés du couplage et du transfert de la lumière aux systèmes à cavité ou à résonateur unique, les systèmes couplés (guide d'ondes-cavité) sont privilégiés. Intégrées aux guides d'ondes à CPhs, les cavités couplées offrent plusieurs avantages en termes de compacité et de performance, elles sont notamment faciles à intégrer aux systèmes de détection parallèles et multiples [1].



(a)

(b)



Figure II.12. (a,b) Images SEM montrant respectivement les cavités H1-r et L3 au voisinage du guides à cristal photonique [61].

Des exemples de tels systèmes comprennent ceux de Dorfner et al. [61], qui ont présenté une étude théorique et expérimentale d'un filtre à CPhs à base de SOI pour la détection du changement d'indice de

réfraction dans les fluides. La lumière est transmise de manière évanescente entre deux nanocavités (L3 et H1-r) insérés entre deux guides d'ondes W1 d'entrée et de sortie (figure II.12).

Du point de vue performances, les résultats obtenus montrent que la nanocavité (H1-r) est la meilleure avec un facteur de 3000 et une sensibilité de 155 nm / RIU. Dans la même année, Wang et al. [58] ont proposé une autre conception, cette fois-ci en insérant directement une microcavité entre deux guides d'ondes à CPhs (figure II.13 a).

Les spectres de transmission du capteur sont calculés en faisant varier l'indice de réfraction ambiant de n = 1.0 à n = 1.6 sont (figure II.13 (b)). Les résultats de ces calculs prouvent qu'un changement d'indice de réfraction ambiant de  $\Delta n$  = de 0.001 est clairement détectable, donnant une sensibilité de 330 nm/RIU. Avec cette nouvelle configuration, une bonne résolution ainsi qu'une meilleure efficacité de transmission sur large plage de mesure d'indice de réfraction sont obtenues.



Figure II.13. (a) Représentation schématique d'un capteur à indice de réfraction basé sur un CPh 2D avec un réseau triangulaire de trous d'air. (b) Spectres de transmission normalisés obtenus pour en variant l'indice de réfraction de n = 1.446 à n = 1.450 [58].

Dans le même contexte, en 2014 Zhou et al. [62] ont proposé l'intégration d'une nanocavité à haute transmittance  $H_2$  dans un guide d'onde  $W_1$  à large bande au-dessus d'un substrat de silicium sur isolant (SOI). La structure est utilisée comme un biocapteur optofluidique pour la détection de la concentration du glucose dans une solution sucre-eau (figure II.14).



Figure II.14 : (a) Représentation schématique de l'intégration d'une nanocavité H<sub>2</sub> dans un guide d'onde W<sub>1</sub> à haute transmittance. (b) Changement de la longueur d'onde de résonnance de la nanocavité en fonction de l'augmentation de la concentration du sucre dans la solution eau-sucre [62].

En modifiant le nombre et la taille des trous d'air aux extrémités de la nanocavité, un rendement de transmission supérieur à 95%, accompagné d'un taux d'extinction de 25 dB ont pu être obtenus. Dans ces conditions optimales, le dispositif présente une sensibilité de 131.70 nm / RIU avec un facteur Q d'environ 3000.

Récemment, Liu et al. [63] ont proposé un modèle expérimental d'un capteur optique à CPhs basé sur une configuration add-drop avec deux cavités en cascade, le tout a été incorporé dans un substrat de SOI (figure II.15 (a)). Le dispositif est destiné principalement pour la détection d'infiltration d'eau et d'huile. Expérimentalement, une différence d'indice de réfraction de  $\Delta n$ = 0.12 entre les échantillons d'eau et de l'huile a donné un décalage de longueur d'onde de  $\Delta\lambda$ =18.3 nm, ce qui correspondait parfaitement aux résultats des calculs (figure II.15 (b)). La sensibilité obtenue est de l'ordre de 153 nm / RIU.



Figure II.15. Représentation schématique du capteur optimisé avec le guide réflecteur et les deux cavités en cascades. La dimension globale du capteur est de 8,7 × 7,5 μm<sup>2</sup>. (b) Spectre de transmission expérimental du capteur optimisé. Les taches noires et rouges correspondent respectivement aux l'infiltrations d'eau et d'huile [63].

Les cavités à CPhs constituent donc d'excellentes structures pour confiner la lumière puisqu'elles permettent de localiser le champ dans la membrane diélectrique, mais l'interaction avec le milieu analytique extérieur reste faible puisqu'elle se limite au champ évanescent. Dans la section précédente, nous avons vu que les guides à fentes permettent de confiner la lumière dans le milieu de faible indice, ce qui peut se révéler comme un grand avantage pour les applications de la biodétection.

En effet, les espèces à détecter se trouvant dans le milieu analytique, elles interagissent alors directement avec le champ et pas seulement avec la partie évanescente. Par conséquent, adopter une conception ou une architecture à fente peut s'avérer être un choix judicieux en vue de la réalisation de biocapteurs optiques. L'avantage des cavités à CPh à fente est qu'elles sont caractérisées par des volumes modaux pouvant être jusqu'à deux ordres de grandeur plus faibles que les cavités classiques pour des facteurs de qualité relativement élevés. Le confinement est alors optimisé par l'obtention de cavités ayant des forts Q/V. Ce critère est un élément essentiel qui a servi à l'optimisation des paramètres des cavités à fente.

Dans la littérature, on ne recense que quelques cavités à CPhs à fente destinées aux applications de détection. Cette géométrie montre son efficacité quant à la réalisation de capteurs ultrasensibles. Dans cette optique, Y. Liu et al [64] ont présenté une conception d'un capteur basé sur une structure d'une cavité dans laquelle un groupe de fentes est créé (figure II.16). L'ajout de ces fentes a permis d'améliorer l'interaction lumière-matière entre les photons confinés et les analytes. Les expériences ont montré qu'un changement d'indice de réfraction de  $\Delta n = 0.12$  entre deux échantillons provoque un décalage spectral de 23.5 nm et une valeur de  $\Delta n$  de 0.039 provoque un décalage spectral entre deux autres échantillons de 5.1 nm.



Figure II.16. Image au microscope électronique à balayage du capteur à fentes. Les trous et les fentes sont gravés au travers une plaque de silicium de 260 nm d'épaisseur déposée sur une couche de SiO<sub>2</sub> enterrée. Une vue en coupe des fentes d'un échantillon d'essai avec un angle d'inclinaison de 52° est également montrée sur la figure [64].

Il est soutenu que des facteurs de qualité plus élevés contribuent à la détection de faible changement dans les longueurs d'onde de résonance. Ainsi, l'amélioration du facteur de qualité du résonateur réduira d'avantage l'impact du bruit sur la détermination de la longueur d'onde de résonance [10], ceci contribue fortement à l'amélioration de la sensibilité et la limite de détection. Cependant, pour les applications de détections. Ces derniers peuvent également être améliorés en procédant à l'amélioration du couplage et l'optimisation topologique de la géométrie du dispositif (forme, taille des trous et épaisseur de la couche silicium) ce qui augmente d'avantage l'intensité dans la zone de détection. L'ajustement des paramètres géométriques de la cavité offre donc une grande liberté structurelle pour affiner encore les propriétés optiques du capteur [65,66]. Cependant, certains problèmes critiques tels que l'obtention d'une haute sensibilité ou l'amélioration du couplage de la lumière dans les structures à CPhs demeurent à résoudre.

# II.9 Les capteurs à CPhs pour une détection parallèle et multiplexée

Comme dans les sections précédentes, les cavités à CPhs présentant un fort facteur de qualité, un faible volume modal, et permettent d'améliorer fortement l'interaction entre l'analyte et la lumière, ce qui augmente davantage la sensibilité. Cependant, basés sur cette configuration, la plupart des capteurs à CPhs fonctionnent typiquement en tant que capteur ponctuel ou unique limitant ainsi nombre de cibles pouvant être détectées en même temps. Afin de surmonter cet inconvénient et réaliser plusieurs sites voire unités de

détection sur une même plateforme, de nombreux réseaux de capteurs basés sur des cavités à CPhs en cascade ont été développés.

C'est dans cette optique que Yang et al. [67] ont étudié théoriquement les performances d'un dispositif constitué d'un réseau de capteurs à indice de réfraction nanométrique intégrés sur un substrat monolithique, la structure est conçue en utilisant des cavités résonnantes  $H_0$  couplées latéralement à un guide d'onde (voir la figure II.17). Les spectres de résonance de sortie des différentes cavités étaient indépendants les uns des autres montrant ainsi le fonctionnement indépendant de chaque unité de détection. En ajustant les paramètres de la structure la sensibilité a pu être améliorée de 84,39 nm / RIU jusqu'à 161,25 nm / RIU.



Figure II.17. Représentation schématique d'une structure d'un réseau de capteur CPhs constitué de cinq cavités H<sub>0</sub> légèrement différentes couplées latéralement à un guide d'onde W<sub>1</sub>[67].

En outre, Olyaee et al. [68] ont également démontré qu'un réseau de capteurs pouvait également être réalisé cette fois-ci en couplant latéralement de part et d'autre certaines cavités H1 à un guide à CPhs. La sensibilité obtenue pour cette structure était de l'ordre de 165.45 nm / RIU.

# **II.9.1** Analyse du bruit (Taux d'extinction)

Comme indiqué précédemment, dans un réseau de capteurs à CPhs, la réponse de chaque unité de détection en fonction de la variation de l'indice de réfraction doit être complètement indépendante, de telle manière que le décalage en longueur d'onde de l'un d'entre eux n'affecte pas les autres. Dans ce cas, le bruit est un paramètre crucial pour évaluer les performances de détection des réseaux de détections parallèles et multiplexées. Il est estimé entre chaque unité de détection en calculant le taux d'extinction (ER), ce dernier est défini par l'équation suivante [69] :

$$ER = 10 \log \frac{T}{T_i}$$
(II.9)

Où: T: L'efficacité de transmission maximale d'un capteur à la fréquence de résonance  $\omega 0$  lorsque la zone de détection RI de ce capteur varie;

T<sub>i</sub>: L'efficacité de transmission minimale des autres capteurs à la même fréquence de résonance

Afin d'augmenter efficacement la densité d'intégration des capteurs tout en diminuant le bruit interférentiel entre les différentes unités de détections constituant la structure, Yang et al. [70] ont rapporté l'étude d'un réseau de capteurs intégrés basé sur six cavités H0 couplées côte à côte à des guides d'ondes parallèles (figure II.18).



Figure II.18 : Représentation Schématique d'un réseau de capteurs à CPhs nanométrique intégrée sur un substrat monolithique [70].

Les cavités utilisées présentent des facteurs de qualité de l'ordre de 2.10<sup>3</sup>. Les calculs numériques ont indiqué une sensibilité de 100 nm / RIU avec un taux d'extinction de -4 dB. Dans le même contexte, en utilisant un CPhs à gradient de rayons comme plateforme monolithique dans des environnements aqueux, Zhang et al [71] ont démontré un réseau de capteurs couplés formé de cavités de type L3 et H1 entrelacés sur les deux côtés du guide d'onde (figure II.19). Les simulations ont montré une sensibilité de 100 nm / RIU avec un taux de bruit inférieure à -13 dB.



Figure II.19. Représentation schématique d'un réseau de capteurs à CPhs à gradient vertical de rayon avec cinq microcavités entrelacées (deux cavités L2 et trois cavités H1) [71].

Cependant, les inconvénients principaux que présentent ces réseaux de détection basés sur le couplage des cavités de manière côte à côte au guide d'onde, résident dans le fait que plus le nombre de capteurs intégrés sur la plateforme monolithique est grand, plus l'espacement des pics de résonance des cavités adjacentes est étroit. Par conséquent, les signaux de détection de chaque unité peuvent interagir les uns avec les autres engendrant un fort taux d'extinction, voire un grand bruit. Cela entraînera des difficultés à reconnaître les signaux de détection provenant des différentes cavités et donc des différents analytes, limitant ainsi les performances du dispositif.

Afin de limiter l'effet du bruit entre les capteurs adjacents, Huang et al [69] ont proposé un réseau de capteurs intégré dans une structure multiplexée. La structure fonctionne dans un environnement aqueux et est constituée de trois cavités à fente annulaire permettant un forte interaction lumière- analyte (figure II.20). Les résultats des calculs montrent que le dispositif présente un facteur de qualité supérieur à 10<sup>4</sup> et un taux de bruit inférieur à -25.8 dB.



Figure II.20. Représentation schématique d'un réseau de capteurs à CPhs multiplexé constitué de 3 cavités à fente annulaire dans un environnement aqueux (n=1.33) [69].

Récemment, Liu et al. [63] ont présenté un réseau de capteurs basé sur une configuration add-drop avec un réflecteur et une cavité à CPhs supplémentaire. La simulation et les résultats expérimentaux étaient en bon accord avec une sensibilité RI de 153nm / RIU (figure II.21). On conclut donc que la diminution de l'intensité d'intégration des capteurs n'agit pas seulement sur la réduction ou la diminution du taux de bruit, mais elle améliore également l'efficacité du dispositif en améliorant les performances de chaque unité de détection intégrée.



Figure II. 21. (a) Représentation schématique d'un Capteur à CPh optimisé avec réflecteur et deux cavités en cascades. La dimension globale du dispositif est de  $8.7 \times 7.5 \ \mu\text{m}^2$ . (b) Image du dispositif au microscope électronique à balayage [63].

# **II.10** Conclusion

Dans ce chapitre nous avons évoqué les capteurs optiques et plus précisément ceux utilisés pour la biodétection, nous avons présenté les principales technologies de détection. Grâce à leurs propriétés optiques importantes comme le fort confinement de la lumière dans des petits volumes, nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux capteurs à cristaux photoniques. Nous avons également montré le fort potentiel des cavités et des guides d'ondes à CPhs. Détenant les qualités requises de tailles et de confinement, les cavités à CPhs se présentent comme une plateforme très prometteuse pour le développement des futurs systèmes miniatures de détection notamment pour les applications (lab-on-chip). Nous avons mis en évidence leurs applications dans les systèmes de détection multiples et parallèles. Les formidables progrès réalisés dans ce domaine durant cette dernière décennie ont rendu possible la détection instantanée de plusieurs échantillons sur une même plateforme. Toutefois, le développement de ces applications se heurte encore à la difficulté rencontrée dans la fabrication et la caractérisation de ces matériaux. Cette difficulté rend coûteuses en temps et en argent les études expérimentales systématiques. Il a été donc nécessaire de disposer d'une modélisation théorique et numérique efficace et rapide afin de gagner du temps et minimiser le cout des expériences. De ce fait, le chapitre suivant sera entièrement dédié à la présentation générale des méthodes numériques utilisées dans ce travail de thèse, voire la méthode des ondes planes et la méthode des différences finies dans le domaine temporel.

# II.11 Références du chapitre II

- [1] S. Mandal, D. Erickson, "Nanoscale optofluidic sensor array", Opt. Express, vol.16, pp.1623–1631, 2008.
- [2] W. Suh, M. F. Yanik, O. Solgaard, S.Fan, "Displacementsensitive photonic crystal structures based on guided resonance in photonic crystal slabs", Appl.Phys. Lett, vol.82,n°.13, pp.1999- 2001, 2003.
- [3] 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 labelfree assays in labs-on-chips", Lab Chip, vol.10, pp. 281-290, 2010.
- [4] G. Asch, « Les capteurs en instrumentation industrielle », Edition 4, Publié par Dunod, pp. 816, 1993.
- [5] S. Ray, P.J. Reddy, S. Choudhary, D. Raghu, S. Srivastava, "Emerging nanoproteomics approaches for disease biomarkerdetection: A current perspective", Journal of proteomics, vol. 74, n nº 12, pp. 2660-2681, 2011.
- [6] J. Homola, S.S. Yee, and G. Gauglitz, «Surface plasmon resonance sensors: Review», Sens. Actuators B, vol. 54, pp.3-15, 1999.
- [7] C. BLIN, « Développement de cristaux photoniques en diamant : modélisation, technologie et application à la biodétection », thèse de doctorat, l'université pierre et marie curie, le 23 janvier 2015.
- [8] B.T. Cunningham. Label-free biosensors: Techniques and applications. Cambridge University Press, New York, pp.1-28, 2009.
- [9] A. D'Amico and C. Di Natale. "A contribution on some basic definitions of sensors properties". IEEE Sensors Journal, vol.1, n n°3, pp.183-190, 2001.
- [10] I.M. White, X. Fan, "On the performance quantification of resonant refractive index sensors". Opt. Express, vol.16, n°.2, pp.1020–1028, 2008.
- [11] K. Matsubara, S. Kawata, and S. "Minami. Multilayer system for a high-precision surface plasmon resonance sensor". Optics Letters, vol.15, n°1, pp.75-77, 1990.
- [12] A. K. Sharma, R. Jha, and B. D. "Gupta. Fiber-optic sensors based on surface plasmon resonance: a comprehensive review". IEEE Sensors journal, vol.7, n°.8, pp.1118-1129, 2007.
- [13] G. Xiao and W.J. Bock. "Photonic Sensing: Principles and Applications for Safety and Security Monitoring". John Wiley and Sons, Inc, 2012.
- [14] J. G. Castelló, « A Novel Approach to Label-Free Biosensors Based on Photonic Bandgap Structures (Doctoral dissertation», thèse de doctorat. Université polytechnique de Valencia, 2014.
- [15] A. Ymeti, J. Greve, P.V. Lambeck, T.Wink, v. Hövell, Beumer, R.R. Wijn, R.G. Heideman, V. Subramaniam, and J.S.Kanger. "Fast, ultrasensitive virus detection using a young interferometer sensor". Nano Letters, vol.7, n°.2, pp.394–397, 2007.
- [16] T. Nagel, E. Ehrentreich-Forster, M. Singh, K. Schmitt, A. Brandenburg, A. Berka, and F. F. Bier, "Direct detection of tuberculosis infection in blood serum using three optical label-free approaches". Sensors and Actuators B: Chemical, vol.129, n°.2, pp.934-940, 2008.
- [17] D. Hradetzky, C. Mueller, and H. Reinecke. "Interferometric label-free biomolecular detection system". Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, vol.8, n°.7, pp. S360, 2006.

- [18] A. Brandenburg, R. Krauter, C. Künzel, M. Stefan, and H. Schulte. "Interferometric sensor for detection of surface-bound bioreactions". Appl. Opt., vol.39, n°.34, pp.6396-6405, 2000.
- [19] R. Bernini, G. Testa, L. Zeni, and P.M. Sarro. "Integrated optofluidic mach-zehnder interferometer based on liquid core waveguides". Applied Physics Letters, vol. 93, no. 1, 2008.
- [20] P.V. Lambeck, G.J. Veldhuis, R.G. Heideman, and K. Worhoff. "Integrated optical devices for chemical sensing". Quimica Analitica, vol.18, n°.1, pp.011106,10-19, 1999.
- [21] Farfield. http://www.farfield.group.com.
- [22] K.De Vos, I. Bartolozzi, E. Schacht, P. Bienstman, and R. "Baets.Silicon-on-insulator microring resonator for sensitive and label-free biosensing". Opt. Express, vol. 15, n°.12, pp.7610-7615, 2007.
- [23] Genalyte. http://www.genalyte.com.
- [24] M.R Lee and P.M Fauchet. "Two-dimensional silicon photonic crystal based biosensing platform for protein detection. Optics express", vol.15, n°.8, pp.4530-4535, 2007.
- [25] S. Pal, R. A. Yadav, A. M. Lifson, J. E. Baker, P. M. Fauchet, and B. L. Miller. "Selective virus detection in complex sample matrices with photonic crystal optical cavities", Biosens. Bioelectron., vol.44, pp. 229-234, 2013.
- [26] E. Yablonovitch, "Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics". Physical Review Letters, vol. 58, pp.2059, 1987.
- [27] J. D.Joannopoulos, P. R. Villeneuve, and Fan, S. "Photonic crystals: putting a new twist on light". Nature, vol. 386, pp.143-149, 1997.
- [28] D. Erickson, T. Rockwood, T. Emery, A. Scherer, and D. Psaltis, "Nanofluidic tuning of photonic crystal circuits". Optics Letters, vol. 31, pp.59-61, 2006.
- [29] J. Topolancik, P. Bhattacharya, J. Sabarinathan, P. C. Yu, "Fluid detection with photonic crystal-based multichannel waveguides", Appl. Phys. Lett, vol 82, n°.8, pp. 1143-1145, 2003.
- [30] 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, vol. 29, n°.10, pp.1093, 2004.
- [31] M. Lončar, A. Scherer, and Y. Qiu. "Photonic crystal laser sources for chemical detection". Applied Physics Letters, vol.82, n°.26, pp.4648–4650, 2003.
- [32] S. Chakravarty, J. Topolancik, P. Bhattacharya, S. Chakrabarti, Y. Kang, and M. E. Meyerhoff. "Ion detection with photonic crystal microcavities". Opt. Lett., vol.30, n°.19, pp.2578–2580, 2005.
- [33] A. Di Falco, L. O'Faolain, T.F. Krauss. "Dispersion control and slow light in slotted photonic crystal waveguides". Appl. Phys. Lett, vol. 92, n° 8, pp. 083501, 2008.
- [34] M.G. Scullion, A. Di Falco, T.F. Krauss, "Slotted photonic crystal cavities with integrated microfluidics for biosensing applications". Biosens. Bioelectron, pp.101–105, vol. 27. 2011.
- [35] W.C Lai, S. Chakravarty, X. Wang, C. Lin, R.T. Chen. "Photonic crystal slot waveguide absorption spectrometer for on-chip near-infrared spectroscopy of xylene in water". Appl. Phys. Lett, vol.89, pp. 023304, 2011.
- [36] B. Wang, M.A. Dundar, R. Notzel, F. Karouta, S. He, W. van der Heijden. "Photonic crystal slot nanobeam slow light waveguides for refractive index sensing". Appl. Phys. Lett, vol.97, pp. 151105, 2010.

- [37] V. Almeida, Q. Xu, C.A. Barrios, and M. Lipson, "Guiding and confining light in void nanostructure". Opt. Lett, vol.29, pp.1209-1211, 2004.
- [38] T. Yamamoto, M. Notomi, H. Taniyama, E. Kuramochi, Y. Yoshikawa, Y. Torii, and T. Kuga, "Design of a highq air-slot cavity based on a width-modulated line-defect in a photonic crystal slab". Optics express, vol. 16, n°. 18, pp. 13809-13817, 2008.
- [39] Benedetto Troia, Antonia Paolicelli, Francesco De Leonardis and Vittorio M. N. Passaro "Photonic Crystals for Optical Sensing: A Review", chapter book, Advances in Photonic Crystals, pp.242-287, 2013.
- [40] T. Hasek, H. Kurt, D. S. Citrin, and M. Koch. "Photonic crystals for fluid sensing in the subterahertz range". Appl. Phys. Lett., vol. 89, pp. 173508, 2006.
- [41] N. Skivesen, A. Tetu, M. Kristensen, J. Kjems, L. H. Frandsen, and P. I. Borel. "Photonic crystal waveguide biosensor". Optics Express, vol.15, n°.6, pp.3169-3176, 2007.
- [42] S. C. Buswell, V. A. Wright, J. M. Buriak, V. Van, and S. Evoy. "Specific detection of proteins using photonic crystal waveguides". Opt. Express, vol.16, pp.15949-15957, 2008.
- [43] F. Bougriou, T. Boumaza, M. Bouchemat and N. Paraire, "Sensitivity analysis of a photonic crystal waveguide for refraction index sensing", Phys. Scr, vol. 2012, n°. T151, pp.014064, 2012.
- [44] F. bougriou, « Etude théorique des matériaux a bandes Interdites photoniques bidimensionnels : Applications dans le domaine du guidage Optique et la détection », thèse de doctorat Université Constantine 1,16 décembre 2013.
- [45] A. Di Falco, L. O'Faolain, and T. F. Krauss. "Photonic crystal slotted slab waveguides" Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications, vol.6, n°.1, pp.38-41, 2008.
- [46] C.Caer, X.Le Roux, and E. Cassan, "Enhanced localization of light in slow wave slot photonic crystal waveguides" Opt. Lett, vol.37, pp.3660-3662, 2012.
- [47] A. Di Falco, L. O'faolain, and T. F. Krauss. "Chemical sensing in slotted photonic crystal heterostructure cavities". Applied physics letters, vol. 94, n°.6, pp. 063503, 2009.
- [48] S. Hamed Mirsadeghi, E. Schelew, & J. F. Young. "Photonic crystal slot-microcavity circuit implemented in silicon-on-insulator: High Q operation in solvent without undercutting". Applied Physics Letters, vol.102, n°.13, pp.131115. 2013.
- [49] C. Caër, S.F. Serna-Otálvaro, W. Zhang, X. Le Roux, and E. Cassan, "Liquid sensor based on high-Q slot photonic crystal cavity in silicon-on-insulator configuration". Opt. Lett, vol. 39, pp.5792-5794, 2014.
- [50] P. Lalanne, C. Sauvan, and J. P. Hugonin, "Photon confinement in photonic crystal nanocavities". Laser & Photonics Reviews, vol.2, n°.6, pp.514-526, 2008.
- [51] S. Chakravarty, A. Hosseini, X. Xu, L. Zhu, Y. Zou, R. T. Chen, "Analysis of ultra-high sensitivity configuration in chip-integrated photonic crystal microcavity bio-sensors". Applied physics letters, vol.104, n°.19, pp.191109, 2014.
- [52] J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N.Winn, and R.D. Meade. "Photonic Crystals: Molding the Flow of Light" (Second Edition). Press, princeton university edition, 2008.
- [53] Y. Liu, H.W.M. Salemink, "Photonic crystal-based all-optical on-chip sensor", Opt. Exp, vol. 20, n°.18, pp 19912-19920, 2012.

- [54] A. Benmerkhi, M. Bouchemat, T. Bouchemat, "Improved sensitivity of the photonic crystal slab biosensors by using elliptical air hole" Optik, vol.127, pp.5682–5687, 2016.
- [55] F. Hsiao, C. Lee, "Computational study of photonic crystals nano-ring resonator for biochemical sensing", IEEE Photonics J, vol.10 1185-1191, 2010.
- [56] B. Li, and C. Lee, "NEMS diaphragm sensors integrated with triple-nano-ring resonator". Sensors and Actuators A: Physical, vol.172, n°.1, pp.61-68, 2011.
- [57] A. Harhouz, A. Hocini, "Design of high-sensitive biosensor based on cavity waveguides coupling in 2D photonic crystal", J. Electromagn. Wave Appl. vol. 29, pp. 659–667, 2015.
- [58] X. Wang, Z. Xu, N. Lu, J. Zhu, G. Jin, "Ultracompact refractive index sensor based on microcavity in the sandwiched photonic crystal waveguide", Opt. Commun, vol. 281, pp. 1725–173, 2008.
- [59] A. Hocini, A. Harhouz, "Modeling and analysis of the temperature sensitivity in two dimensional photonic crystal microcavity", J. Nanophotonics, vol.10, pp.016007-016010, 2016.
- [60] X. Wanga, Q. Tanb, C. Yangb, N. Lua, G. Jinb, "Photonic crystal refractive index sensing based on sandwich structure", Optik, vol.123, pp.2113-2115, 2012.
- [61] D.F. Dorfner, T. Hurlimann, T. Zabel, L.H. Frandsen, G. Abstreiter, J.J. Finley, Silicon "photonic crystal nanostructures for refractive index sensing", Appl. Phys. Lett, vol. 93, pp. 181103–181106, 2008.
- [62] J. Zhou, H. Tian, D. Yang, Q. Liu, Y. Ji, "Integration of high transmittance photonic crystal H2 nanocavity and broadband W1 waveguide for biosensing applications based on Silicon-on-Insulator substrate". Opt. Commun., vol.330, 175-183, 2014.
- [63] Y. Liu, H.W.M. Salemink, "Sensitive all-optical channel-drop sensor in photonic crystal". J. Lightwave Technol. Vol.33, 3672–3678, 2015.
- [64] Liu, Y., & H. W. M. Salemink. "All-optical on-chip sensor for high refractive index sensing". Applied Physics Letters, vol.106, n°.3, pp.031116, 2015.
- [65] A. Benmerkhi, M. Bouchemat, T. Bouchemat, "Influence of elliptical shaped holes on the sensitivity and Q factor in 2D photonic crystals sensor", Photonics Nanostruct, vol. 20, pp. 7–17, 2016.
- [66] L. Huang, H. Tian, J. Zhou, Q. Liu, P. Zhang, Y. Ji, "Label-free optical sensor by designing a high-Q photonic crystal ring-slot structure", Opt. Commun, vol.335, 73–77, 2015.
- [67] D. Yang, H. Tian, and Y. Ji, "Nanoscale photonic crystal sensor arrays on monolithic substrates using sidecoupled resonant cavity arrays", Opt. Express, vol.19, pp.20023-20034, 2011.
- [68] S. Olyaee and S. Najafgholinezhad, "Computational study of a label-free biosensor based on a photonic crystal nanocavity resonator" Appl. Opt, vol.52, pp. 7206-7213, 2013.
- [69] L. Huang, H. Tian, J. Zhou, Y. Ji, "Design Low Crosstalk Ring-Slot Array Structure for Label-Free Multiplexed Sensing", Sensors, vol. 14, pp.15658–15668, 2014.
- [70] D. Yang, H. Tian, Y. Ji, "Nanoscale Low Crosstalk Photonic Crystal Integrated Sensor Array", IEEE Photonics J, vol.6, pp. 1-7, 2014.
- [71] P. Zhang, H. Tian, D. Yang, Q. Liu, J. Zhou, L. Huang, Y. Ji, "Radius vertical graded nanoscale interlaced coupled photonic crystal sensors array", Opt. Commun, vol. 355, pp. 331-336, 2015.

# Chapitre III

# Outils de modélisation et de simulation

# Table des matières III.5.1 BANDSOLVE 92

# **III.1 Introduction**

Les besoins en calculs numériques se font d'autant plus ressentir que le coût de fabrication d'un objet structuré à l'échelle nanométrique reste très élevé. Ainsi, pour concevoir un composant, il devient impérativement préférable d'avoir recours au calcul numérique plutôt qu'à la fabrication onéreuse de multiples échantillons. Toutefois, le calcul numérique s'avère extrêmement compliqué. Il s'agit en effet de calculer la diffraction et la propagation des champs électromagnétiques dans des structures géométriques complexes, composées de matériaux présentant de forts contrastes d'indice tout en faisant coexister des éléments de grande et de petite taille par rapport à la longueur d'onde. L'algorithme de calcul numérique doit être donc apte à décrire toutes ces structures avec précision et rapidité.

Durant ces dernières décennies, de nombreux outils de modélisation des phénomènes de propagation et de diffraction des ondes électromagnétiques ont été développés, mais ils avaient aussitôt présenté leurs limites faute de moyens de calcul, laissant ainsi plus de place aux études analytiques. C'est durant ces dernières années que l'intérêt des chercheurs pour les méthodes de calcul s'est accru avec le développement des ordinateurs et l'augmentation des capacités des calculateurs. Les méthodes numériques se sont ainsi développées, au moment où d'autres ont vu le jour, permettant de la sorte de traiter des problèmes ayant des géométries de plus en plus complexes.

En utilisant ces méthodes pour la caractérisation des cristaux photoniques, les effets d'imperfections et les défauts de fabrication peuvent être prédits avec précision. Basées sur la résolution des équations de maxwell, ces méthodes sont nombreuses, variées et classées suivant le domaine dans lequel elles opèrent, fréquentiel ou temporel. Pour Les méthodes fréquentielles, elles opèrent dans l'espace de Fourier et permettent d'obtenir simultanément les structures de bandes et l'état des modes ; dans cette catégorie on peut citer la méthode de décomposition en ondes planes (PWE) [1], la méthode de décomposition en modes guidés (GME) [2] et la méthode modale de Fourier (FMM) [3]. Les méthodes temporelles, de leurs côtés, concernent celles qui opèrent dans l'espace direct, elles sont les plus adaptées pour réaliser des simulations qui impliquent une évolution des champs, tels que des calculs de transmission et de temps de relaxation à la résonance, parmi ces méthodes on distingue la méthode des éléments finis (FEM) [4] et la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) [5]. À noter que certaines de ces méthodes peuvent être tout à fait complémentaires. Par exemple, pour prédire la propagation des champs dans des structures guidantes, il est très utile d'étudier les bandes interdites photoniques dans un cristal équivalent sans défaut par une méthode de la première catégorie avant de réaliser des propagations avec une des méthodes relatives à la deuxième catégorie (beaucoup plus consommatrice en ressources informatiques).

Dans ce contexte, notre intérêt s'est porté sur quelques-unes de ces méthodes parfaitement adaptées à l'étude des cristaux photoniques. La première partie de ce chapitre sera consacrée à une présentation relativement restreinte de la théorie de la propagation d'ondes électromagnétiques dans les cristaux photoniques. Pour ce faire, nous rappelons les équations de Maxwell ainsi que l'équation d'onde. La deuxième partie arborera en détail les méthodes de simulation numérique que nous avons exploitées dans le cadre de nos travaux de thèse, en l'occurrence la PWE, les éléments finis et la FDTD. Nous terminerons ce chapitre par une brève présentation des outils numériques de modélisation et de simulations utilisées pour ce travail de recherche.

# **III.2 Rappels sur les équations de Maxwell**

La modélisation d'un problème électromagnétique passe en premier lieu par l'écriture des équations de Maxwell. Leur résolution permet de caractériser et de décrire la propagation des ondes électromagnétiques dans un cristal photonique.

Dans un milieu isotrope, linéaire, sans perte, de permittivité relative  $\varepsilon_r(\vec{r})$  (nombre réel car le milieu est non absorbant), non magnétique (i.e. la perméabilité magnétique relative est égale à 1), et en supposant que les courants et les charges sont absents, ces équations peuvent être écrites de la manière suivante :

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \vec{H}(\vec{r},t) = 0 & \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r},t) = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}(\vec{r},t)}{\partial t} \\ \vec{\nabla} (\epsilon_r(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r},t)) = 0 & \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r},t) = \epsilon_0 \epsilon_r(\vec{r}) \frac{\partial \vec{E}(\vec{r},t)}{\partial t} \end{cases}$$
(III. 1)

Où  $\vec{E}(\vec{r},t)$  et  $\vec{H}(\vec{r},t)$  désignent respectivement les champs électriques et magnétiques,  $\varepsilon_0$  et  $\mu_0$  représentent la permittivité électrique et la perméabilité magnétique du vide,  $\varepsilon_r$  représente également la permittivité relative qui est fonction des coordonnées du point de l'espace où  $\vec{r}$  et t symbolises les dépendances spatiales et temporelles.

Comme déjà évoqué dans le premier chapitre, le même comportement physique est observé à l'échelle macroscopique si l'on change d'une manière proportionnelle les dimensions et la longueur d'onde du système à étudier, on peut dire que, dans ces lois d'électromagnétisme, il n'y a pas de longueur fondamentale. Il est donc pratique d'utiliser la loi d'échelle pour modéliser les cristaux photoniques, en introduisant une fréquence normalisée  $u = a /\lambda$ , avec a une longueur caractéristique du cristal et  $\lambda$  la longueur d'onde.

A la direction de propagation, les champs  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  et  $\vec{H}(\vec{r}, t)$  sont transverses et vérifient les équations d'onde suivantes :

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\epsilon_{\rm r}(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{\rm H}(\vec{r},t)\right) = -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{\rm H}(\vec{r},t)}{\partial t^2} \tag{III.2}$$

$$\frac{1}{\varepsilon_{\rm r}(\vec{r})}\vec{\nabla} \times \left(\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r},t)\right) = -\mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r},t)}{\partial t^2} \tag{III.3}$$

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

$$\begin{cases} \vec{E}(\vec{r},t) = \vec{E}(\vec{r})e^{-i\omega t} \\ \vec{H}(\vec{r},t) = \vec{H}(\vec{r})e^{-i\omega t} \end{cases}$$
(III.4)

Où les champs  $\vec{E}(\vec{r},t)$  et  $\vec{H}(\vec{r},t)$  peuvent être vus chacun comme une superposition de modes harmoniques,  $\lambda$  est la longueur d'onde dans le vide :  $\lambda = 2\pi c/\omega$  et c étant la célérité de la lumière dans le vide. Ainsi on définit le vecteur d'onde  $\vec{k}$  dans un trièdre  $(\vec{E},\vec{H},\vec{K})$  direct avec  $k = \frac{n^2 \omega^2}{c^2}$  (n étant défini de tel sorte que :  $n^2 = \varepsilon_r(\vec{r})$ ).

Par analyse de Fourier, il sera désormais possible de résoudre le problème à partir d'une combinaison linéaire d'éléments de cette base de solutions harmoniques.

Le champ physique est à présent représenté par les parties réelles des grandeurs complexes des champs  $\vec{E}(\vec{r},t)$  et  $\vec{H}(\vec{r},t)$ . Cependant, la résolution du problème se réduit aux deux équations suivantes :

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times H(\vec{r})\right) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \vec{H}(\vec{r}) \\ \vec{\nabla} \times \left(\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r})\right) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) \end{cases}$$
(III.5)

# **III.3 Méthode des ondes planes**

La décomposition en ondes planes, communément appelée PWE (Plane Wave Expansion), est sans aucun doute la méthode la plus utilisée par la communauté scientifique travaillant dans les domaines de la photonique, pour lesquels les systèmes étudiés sont généralement périodiques. Elle s'est imposée comme l'un des outils de modélisation privilégiés des cristaux photoniques [6,7] et figure, par ailleurs, parmi les premiers formalismes à avoir été employés afin de mettre théoriquement en évidence l'existence de bandes interdites photoniques. La PWE est une méthode vectorielle qui traite le problème électromagnétique macroscopique en appliquant une périodicité aux conditions aux limites.

Le théorème de Bloch permet de décomposer le champ magnétique ou électrique sur une base d'ondes planes et de transformer la résolution des équations de Maxwell en un problème classique de diagonalisation de matrice (calcul de valeurs et vecteurs propres). Cette méthode est essentiellement utilisée pour analyser les propriétés dispersives des matériaux à bandes interdites photoniques, elle permet aussi de déterminer la fréquence, la polarisation, la symétrie ainsi que distribution du champ pour les modes d'une structure à cristal photonique.

Compte tenu de la périodicité de la permittivité diélectrique dans un cristal photonique et d'après le théorème de Bloch, le champ magnétique  $\vec{H}$  ainsi que la fonction diélectrique  $\epsilon(\vec{r})$  peuvent être développés en ondes planes comme suit :

$$H(\vec{r}) = \sum_{\vec{G},\vec{N}} h\left(\vec{G}_{i}\right) \cdot \hat{e}_{N} \cdot \exp\left(\left(i\vec{k} + \vec{G}_{i}\right) \cdot \vec{r}\right)$$
(III. 6)

$$\frac{1}{\epsilon(\vec{r})} = \sum_{\vec{G}} \eta(\vec{G}) \cdot \exp(i\vec{G} \cdot \vec{r})$$
(III. 7)

où  $\vec{k}$  est le vecteur d'onde appartenant à la première zone de Brillouin,  $\vec{G}$  le vecteur du réseau réciproque, N=1 ou 2 et  $\hat{e}_1$  et  $\hat{e}_2$  étant les vecteurs unitaires perpendiculaires aux  $(\vec{k} + \vec{G}_i)$ .

 $\eta(\vec{G})$  représente la transformé de fourier de l'inverse de  $\varepsilon(\vec{r})$ , elle est définie comme :

$$\eta(\vec{G}) = \frac{1}{\Omega} \int_{\text{cell}} \frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \cdot \exp(-i\vec{G} \cdot \vec{r}) \, d\vec{r}$$
(III.8)

Où  $\Omega$  désigne la surface de la cellule unitaire.

En injectant les expressions de champ magnétique et de la fonction diélectrique (équation (III.6), et (III.7)) dans le système d'équations d'état (III.5), on arrive à l'équation matricielle suivante :

$$\sum_{\overline{G'}} \left| \vec{k} + \vec{G} \right| \left| \vec{k} + \vec{G'} \right| \eta \left( \vec{G} - \vec{G'} \right) \epsilon^{-1} \left( \vec{G} - \vec{G'} \right) \begin{pmatrix} \hat{e}_2 \cdot \hat{e'}_2 & -\hat{e}_2 \cdot \hat{e'}_1 \\ -\hat{e}_1 \cdot \hat{e'}_2 & \hat{e}_1 \cdot \hat{e'}_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h'_1 \\ h'_2 \end{pmatrix} = \frac{\omega^2}{c^2} \begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix}$$
(III. 9)

La résolution de l'équation (III.9) peut se faire en utilisant la méthode de diagonalisation. Pour différentes valeurs du vecteur d'onde  $\vec{k}$ , on peut donc obtenir une série de fréquences propres  $\omega$  (valeurs propres de la matrice) qui va constituer la structure de bande photonique, élément de base dans l'étude des cristaux photoniques car elle permet de tracer une «cartographie» de tous les états électromagnétiques possibles pouvant exister dans la structure photonique.

Dans le cas des cristaux photoniques periodiques 2D dans le plan (x, y) (où la constante diélectrique est invariente suivent la direction z),  $k_z = 0$ ,  $e_2 = e_z$ , et  $e_1$ est toujours dans le plan (x,y), on constate alors deux polarisations indépendantes  $h_1$  et  $h_2$ . Tant que  $h_1$  est dans le plan (x,y),  $h_2$  est suivent z, ce qui nous amène à identifier les deux types de polarisations TE et TM corespendant à  $h_1$  et  $h_2$ respectivement.

L'équation III.9 se decompose en modes TE et TM suivent les deux equations :

TE: 
$$\sum_{\vec{G'}} |\vec{k} + \vec{G}| |\vec{k} + \vec{G'}| \eta(\vec{G} - \vec{G'}) h_1(\vec{G'}) = \frac{\omega^2}{c^2} h_1(\vec{G})$$
(III. 10)

TM: 
$$\sum_{\vec{G'}} |\vec{k} + \vec{G}| |\vec{k} + \vec{G'}| \eta(\vec{G} - \vec{G'}) h_2(\vec{G'}) = \frac{\omega^2}{c^2} h_2(\vec{G})$$
(III. 11)

Les équations (III.10) et (III.11) constituent un problème aux valeurs propres dont la résolution est possible par des méthodes numériques standards. La convergence de ce dernier dépend principalement du nombre de vecteurs du réseau réciproque pris en compte. Ainsi qu'un nombre minimum de vecteur  $\vec{G}$  est nécessaire pour d'écrire correctement la permittivité du cristal photonique.

Les coefficients de Fourier de la constante diélectrique ou de son inverse, qui permettent de déterminer la structure de bande d'un cristal photonique sont exprimés comme suit :

$$\eta(\vec{G}) = \begin{cases} \frac{1}{\varepsilon_{b}} + \frac{\pi}{\Omega} \left( \frac{1}{\varepsilon_{a}} - \frac{1}{\varepsilon_{b}} \right) (r^{2}), \ \vec{G} = 0\\ \frac{2\pi}{\Omega G} \left( \frac{1}{\varepsilon_{a}} - \frac{1}{\varepsilon_{b}} \right) [rJ_{1}(G(r))], \quad \vec{G} \neq 0 \end{cases}$$
(III.12)

Où, J<sub>1</sub> est la fonction de Bessel d'ordre 1.  $\varepsilon_a = 1$  représente la constante diélectrique de l'air et  $\varepsilon_b$  est la constante diélectrique du silicium.

Pour un cristal photonique à motif annulaire les coefficients de Fourier s'expriment comme suit :

$$(\vec{G}) = \begin{cases} \frac{1}{\varepsilon_{b}} + \frac{\pi}{\Omega} \left(\frac{1}{\varepsilon_{a}} - \frac{1}{\varepsilon_{b}}\right) \left(R_{out}^{2} - R_{in}^{2}\right), \ \vec{G} = 0\\ \frac{2\pi}{\Omega G} \left(\frac{1}{\varepsilon_{a}} - \frac{1}{\varepsilon_{b}}\right) \left[R_{out}J_{1}(G(R_{out})) - R_{in}J_{1}(G(R_{in}))\right], \ \vec{G} \neq 0 \end{cases}$$
(III.13)

Où Rin et Rout désignent respectivement les rayons interne et externe des motifs annulaires.

Cette méthode est bien adaptée à l'étude de cristaux photoniques infiniment périodiques, elle a été utilisée par plusieurs chercheurs pour la détermination de la bande interdite photonique des structures bidimensionnelles, tridimensionnelles ainsi que la structure du graphite. En pratique, on définit la structure d'un réseau périodique par une cellule de base que l'on répète suivant les directions désirées afin de former un cristal photonique parfait sans défaut de périodicité couvrant l'espace de calcul entier.

#### III.3.1 Méthode de la super-cellule

La méthode de décomposition en ondes planes est très efficace pour calculer les diagrammes de bandes de cristaux photoniques parfaitement périodiques. Cependant, pour les structures non périodiques comprenant des défauts tels que les guides d'ondes ou les cavités, les calculs des diagrammes de dispersion ne peuvent se faire directement par cette méthode. La périodicité du cristal brisé par le défaut doit être réintroduite. Pour cela, La méthode de la super-cellule est instaurée. Développée par [8], cette technique consiste à introduire le défaut au centre d'une cellule de base comprenant plusieurs rangées de motifs et de la répéter indéfiniment dans les directions correspondant au réseau d'origine pour donner naissance à un nouveau réseau parfaitement périodique (figure III.1).



Figure III.1. Exemple de définition d'une super-cellule (a) dans le cas des cavités à cristaux photoniques (défauts ponctuelles) (b) dans le cas d'un guide d'onde (défaut linaire).

Le domaine simulé correspond donc à une infinité de défauts séparés par des zones de CPh. En raison de la périodicité artificielle introduite par le calcul PWE, ces défauts agiront l'un sur l'autre et peuvent se coupler. À ce titre, le choix de la taille de la super-cellule est primordial, une super-cellule trop petite permettrait donc aux modes de défauts d'interférer entre eux, créant ainsi des modes artefacts. En revanche, une grande cellule permet de bien isoler les modes les uns des autres, néanmoins elle exige un temps de calcul plus important.

Typiquement, pour un cristal réalisé dans un matériau diélectrique de permittivité relative avoisinant les 10, la méthode de la super-cellule s'applique parfaitement, à condition que la distance entre les défauts soit supérieure ou égale à 4 périodes du cristal d'origine [9].

# III.4 Méthode des différences finies dans le domaine temporel : FDTD

La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) [10] est l'une des méthodes numériques les plus couramment utilisées pour examiner la propagation du champ électromagnétique, par la résolution des équations de Maxwell dans les structures diélectriques. Issue de l'algorithme présenté par Yee [11] en 1966, cette méthode revient à mailler finement l'intégralité de la structure ainsi qu'une partie du vide qui l'entoure, puis à appliquer les équations de Maxwell discrétisées dans le temps et dans l'espace en chaque point du maillage afin d'obtenir l'évolution temporelle du champ électromagnétique en réponse à une excitation donnée. Il n'y a donc pas d'inversion de matrice ou de recherche de valeurs propres comme dans le cas de la PWE.

Le calcul de toutes les composantes du champ électromagnétique à tous les instants et sur tout le domaine du calcul permet d'obtenir de nombreuses informations précises, même dans un milieu structuré à fort contraste d'indice comme les cristaux photoniques, notamment grâce à l'utilisation de la transformée de Fourier. On peut alors, à partir de la propagation d'un seul pulse temporel, obtenir des spectres en fréquence en divers points de la structure ainsi que des cartes de champs harmoniques, ce qui amène l'utilisateur à réaliser de véritables expériences numériques pour comprendre et schématiser les processus de propagation au sein du cristal photonique.

C'est réellement l'évolution des ressources informatiques qui a fait de cette méthode l'une des plus appréciés pour l'étude de la propagation dans les cristaux photoniques, car comme de nombreuses méthodes numériques : le calcul direct de toutes les composantes de champs en tout point de la structure exige des ressources informatiques importantes, limitant ainsi le calcul des structures 3D à quelques périodes de cristal, même pour les plus puissants calculateurs. C'est pourquoi, dans le cadre de cette thèse nous serons souvent confrontées à des calculs 2D. De nos jours, le temps de calcul diminue sans cesse, un ordinateur personnel permet la modélisation 2D d'une structure à cristal photonique d'environ 20x50µm, en quelques minutes.

#### III.4.1 Principe de base de la méthode

~-

La méthode FDTD est basée essentiellement sur la résolution directe des équations de Maxwell sous leur forme différentielle. Rappelons que dans le cas où le matériau est isotrope, non dispersif, sans source et transparent les équations différentielles de Maxwell dans un repère cartésien (x, y, z), s'écrivent :

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left( \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left( \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right)$$
(III. 14)

$$\frac{\partial L_y}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left( \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right)$$
(III. 15)  
$$\frac{\partial E_z}{\partial E_z} = 1 \left( \frac{\partial H_y}{\partial H_y} - \frac{\partial H_z}{\partial H_x} \right)$$
(III. 15)

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{t}}{\partial \mathbf{t}} = \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial \mathbf{x}}{\partial \mathbf{x}} - \frac{\partial \mathbf{y}}{\partial \mathbf{y}} \right) \\ \frac{\partial \mathbf{H}_{\mathbf{x}}}{\partial \mathbf{t}} = \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial \mathbf{E}_{\mathbf{y}}}{\partial \mathbf{z}} - \frac{\partial \mathbf{E}_{\mathbf{z}}}{\partial \mathbf{y}} \right) \end{aligned}$$
(III. 16) (III. 17)

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right)$$
(III. 18)
$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right)$$
(III. 19)

Remarquons que les variations spatiales des composantes magnétiques H régissent l'évolution temporelle des composantes de champ éclectique E et vice-versa (inversement).

Dans le cas des cristaux photoniques périodiques bidimensionnels (suivant les deux directions (x et y) et invariant suivant la troisième (z)), la réduction de ce système dans le plan (x,y) permet de le subdiviser en deux sous-systèmes indépendants. L'un fait intervenir les composantes de champ électrique du plan (Ex, Ey) et la composante normale au plan (Hz), et l'autre fait intervenir les composantes de champs restantes (Hx, Hy, Ez), donnant naissance aux deux polarisations : transverse magnétique TM et transverse électrique TE respectivement.
Dans la littérature, Il n'est toutefois pas rare de voir des notations inversées, il vaut donc mieux préciser clairement les composantes de champs considérées.

#### III.4.2 Equations de Maxwell aux différences centrées

La résolution numérique de ce système d'équations aux dérivées partielles, comme l'indique l'appellation de cette méthode, s'appuie sur leur discrétisation spatiale et temporelle aux différences finies centrées. Une fonction f(x,y,z,t) qui peut représenter l'une des composantes électromagnétiques sera notée f(i,j,k,n) et calculée en des points discrets de l'espace-temps. i, j et k définissant un point spatial de calcul, et n représente le nombre d'échantillonnage temporel. Les dérivées partielles figurant dans les équations de Maxwell sont approchées aux différences fines centrées à partir de leur développement de Taylor au second ordre comme suit :

$$\frac{\partial f(x, y, z, t)}{\partial x} = \frac{f(x + \Delta x/2, y, z, t) + f(x - \Delta x/2, y, z, t)}{\Delta x} + o(\Delta x)^2$$
(III. 20)

Où  $\Delta x$  représente le pas de discrétisation suivant la direction x et le terme  $(\Delta x)^2$  représente l'erreur d'ordre 2 commise, et qui sera négligée par la suite.

L'algorithme proposé par Kane Yee, utilise de manière astucieuse cette discrétisation dans les équations de Maxwell. Il propose la division du volume de calcul en Cellules parallélépipédiques comme l'illustre la figure III.2. Les champs électriques et magnétiques sont ainsi localisés suivant une configuration bien précise dans l'espace, et déterminés pour chaque itération temporelle. Les composantes électriques sont calculées en des points de la cellule de Yee, appelés nœuds électriques, qui sont toujours situés au milieu d'une arête.



Figure III.2. Division en cellules de Yee d'un volume de calcule FDTD.

Les composantes magnétiques sont toujours calculées aux centres des faces de la cellule (nœuds magnétiques). Cette répartition des composantes permet au schéma de Yee de respecter la continuité des composantes tangentielles électriques et normales magnétiques à l'interface de deux milieux différents. Les discrétisations spatiales des composantes des champs électriques et magnétiques sont décalées d'un demi-pas spatial ( $\Delta/2$ )suivant l'axe x, avec  $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \Delta$ . De la même manière le calcul temporel des composantes magnétiques est décalé d'un demi-pas de temps sur celui des composantes félectriques qui sont calculées tous les n $\Delta t$ . Quant aux composantes magnétiques, elles sont calculées aux instants (n+1/2)  $\Delta t$ . L'évolution du champ électromagnétique en fonction du temps est donc déterminée en chaque point du réseau par un processus itératif.

Grâce à l'utilisation du principe des différences finies centrées, les équations de Maxwell sont converties en six équations de mise à jour pour les six composantes de champ. Les phénomènes électromagnétiques régis par ces équations ne peuvent être décrits correctement que par un choix judicieux au niveau des paramètres de discrétisation.

L'application de cette approximation implique une discrétisation immédiate pour les dérivées partielles constituant les équations de Maxwell ((III.14) -(III.19)). Dans l'exemple présenté ci-dessous, deux des composantes de champ sont données :

$$E_{\chi}\Big|_{(i+\frac{1}{2},j,k)}^{n+1} = E_{\chi}\Big|_{(i+\frac{1}{2},j,k)}^{n} + \frac{\Delta t}{\varepsilon_{0}\varepsilon_{r}(i,j,k)} \left( \frac{H_{Z}\Big|_{(i+1/2,j+1/2,k)}^{n+1/2} - H_{Z}\Big|_{(i+\frac{1}{2},j-1/2,k)}^{n+1/2}}{\Delta y} - \frac{H_{y}\Big|_{(i+\frac{1}{2},j,k)}^{n} - H_{y}\Big|_{(i+\frac{1}{2},j,k-1/2)}^{n+1/2}}{\Delta z} \right)$$
(III. 21)

$$H_{\chi}\Big|_{(i,j+\frac{1}{2},k+1/2)}^{n+1} = H_{\chi}\Big|_{(i,j+\frac{1}{2},k+1/2)}^{n-1} + \frac{\Delta t}{\mu_{o}\mu_{r}}\left(\frac{E_{y}\Big|_{(i,j+\frac{1}{2},k+1)}^{n} - E_{y}\Big|_{(i,j+1/2,k)}^{n}}{\Delta z} - \frac{E_{z}\Big|_{(i,j+\frac{1}{2},k+1/2)}^{n} - E_{z}\Big|_{(i,j+1/2,k+1/2)}^{n}}{\Delta y}\right)$$
(III.22)

Les coordonnées spatiales (i, j, k) de la grille sont notées en indices et les coordonnées temporelles numérotées suivant n apparaissent en exposant.

#### III.4.3 Stabilité et dispersion numériques

L'évolution de la propagation du champ électromagnétique, dans l'algorithme de la FDTD dépend fortement du pas spatial ( $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$ ) et du pas temporel ( $\Delta t$ ). Pour assurer la stabilité du calcul numérique le choix de ces paramètres est primordial, il faut donc garantir une certaine cohérence entre les discrétisations temporelles et spatiales afin d'assurer la convergence de la solution numérique. Ces problèmes de stabilités numériques explicites ont été analysés par Courant, Friedrich et Levy (CFL), à partir d'une approche mathématique rigoureuse.

Le critère CFL a été appliqué à la méthode de la FDTD par Taflove [12], il permet de pallier à la divergence des calculs engendrés par l'approximation des dérivées, l'algorithme de Yee devient intrinsèquement stable si cette condition entre le pas temporel et le pas spatial est vérifiée :

$$\Delta t \le \frac{1}{c\sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}}$$
(III.23)

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

$$\Delta t \le \frac{1}{c\sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2}}}$$
(III. 24)

Si  $\Delta x = \Delta y = \Delta$ , alors cette condition se simplifie à :

$$\Delta t \le \frac{\Delta}{c\sqrt{2}} \tag{III.25}$$

 $O\dot{u}$  : c est la vitesse est de la lumière dans le vide.

Cette condition signifie que la discrétisation temporelle devra être inférieure au temps nécessaire à l'onde pour parcourir une cellule de discrétisation spatiale. En d'autres termes, l'onde ne peut pas se propager d'une cellule à l'autre à une vitesse supérieure à celle de la lumière.

Le passage des formes analogiques et continues des équations de Maxwell aux approximations numériques et discrètes peut entraîner l'apparition d'une dispersion non physique des signaux qui se propagent sur la grille de calcul, cet effet parasite est nommée dispersion numérique. Conséquence directe de la discrétisation spatiale et de l'emploi des approximations par différences finies, ce phénomène dépend de plusieurs paramètres, comme le pas de discrétisation et l'angle d'incidence. Il se traduit principalement par la déformation des signaux, les erreurs de phase, les anisotropies numériques et l'atténuation de l'onde [13].

Dans le but de limiter cette dispersion et réduire ces effets à des valeurs de précision acceptables, plusieurs études ont été faites. Il a été démontré que la dispersion numérique de la vitesse de phase dépend du rapport  $\frac{\Delta}{\lambda}$ , D'après la référence [13] le remède consiste à mailler très finement dans la grille de la FDTD, avec un maillage de l'ordre de  $\lambda/16$  où :  $\lambda$  est la longueur d'onde de l'intervalle spectral considéré. C'est typiquement cette discrétisation qui sera choisie dans les calculs FDTD réalisés par la suite.

Le choix des paramètres d'échantillonnage spatial résulte donc d'un compromis entre la minimisation des approximations géométriques, la réduction de la dispersion mais également la limitation des ressources informatiques nécessaires au calcul.

#### **III.4.4 Conditions aux limites (PML)**

En périphérie du domaine de calcul les équations classiques de la FDTD ne sont plus valables, les champs situés au bord de ce domaine ne peuvent ainsi être calculés. Afin de résoudre ce problème, il sera évident de diviser le domaine de discrétisation en deux parties : une zone de champ total localisée

au centre et une zone de champ diffracté à ses bords. Les composantes des champs seront donc égales soient à celles du champ total au centre, soit à celles du champ diffracté aux bords où des réflexions parasites apparaissent et perturbent fortement le calcul. En effet, celles-ci perturbent le système de telle sorte que le signal réel devient complètement perturbé, ce qui veut dire que la séparation entre ce qui est réel physiquement et de ce qui relève des phénomènes parasites, purement numérique est impossible. De ce fait, il est primordial de mettre en place des conditions aux limites adaptées, afin d'éviter ces réflexions parasites au bord de la structure modélisées.

Ces conditions aux limites peuvent être absorbantes, réfléchissantes ou périodiques. L'une des méthodes absorbantes connues comme étant l'une des plus performantes et qui semble s'affirmer aujourd'hui comme la plus efficace pour la modélisation des cristaux photoniques est la méthode des PML (acronyme de Perfectly Matched Layer) [14]. Elle consiste à entourer le système de couches parfaitement absorbantes avec un même matériau que celui de sortie du système modélisé. Ces couches sont donc du même indice optique que le matériau de sortie, mais néanmoins elles présentent une conductivité électrique ( $\sigma = 0$ ) et magnétique non nulles ( $\sigma^* \neq 0$ ).

De plus elle vérifie la condition d'adaptation d'impédance d'une onde à l'interface entre deux milieux ayant le même indice, dont l'un est absorbant (présentant une conductivité électrique  $\sigma$  et magnétique  $\sigma^*$  non nulle). Dans le vide cette condition s'exprime :

$$\frac{\sigma}{\varepsilon_{\rm o}} = \frac{\sigma^*}{\mu_{\rm o}} \tag{III.26}$$

Où  $\epsilon_o$  et  $\mu_o$  sont respectivement la permittivité électrique et la perméabilité magnétique du vide.



Figure III. 3. Principe de fonctionnement d'un milieu de type PML.

Ainsi les couches PML permettent d'atténuer l'onde incidente et éviter ces réflexions indésirables. Pour limiter la réflexion en bord de domaine, l'épaisseur de la couche absorbante doit être choisie de manière à absorber totalement l'onde incidente afin d'éliminer des réflexions résiduelles au bord du domaine.

Cependant cette méthode d'adaptation d'impédance n'est valable qu'en incidence normale et une réflexion à l'interface entre les deux milieux réapparaît dès que l'on s'en écarte.

Afin de pallier ce problème on utilise l'astuce développée par Bérenger vers les années 90 [14]. Cette dernière consiste à rendre le milieu absorbant et artificiellement biaxe [14]. L'absorption est non nulle en incidence normale à l'interface (figure III.3), elle est nulle parallèlement à celle-ci, de plus l'onde transmise est fictivement décomposée en deux ondes :

- Une onde à incidence normale, ne subissant pas de réflexion à l'interface entre le milieu non absorbant et le milieu absorbant et vérifiant la condition (III.26)
- Une onde à incidence rasante à l'interface qui ne rencontre aucune absorption. Par conséquent, cette onde ne subit aucune réflexion.

L'addition des couches du type PML tout autour du domaine de calcul a l'effet d'absorber toute onde incidente arrivant avec une incidence quelconque sans engendrer de réflexion parasite. L'épaisseur de cette couche doit être choisie aussi grande que nécessaire pour absorber l'onde incidente sans trop augmenter le temps de calcul.

# **III.5** Outils de Modélisation

La conception et la modélisation des composants à base de cristaux photoniques nécessitent l'utilisation d'outils de simulation bien adaptés. Basés sur les méthodes numériques détaillées au-dessus, nous présentons rapidement celles qui ont été exploités dans ce travail de thèse. Chacun de ces outils de calcul, tous complémentaires, permettent de fournir des informations nécessaires à la compréhension du fonctionnement des dispositifs.

#### **III.5.1 BandSolve**

Les résultats de simulations des structures des bandes photoniques qui seront exposés dans ce manuscrit seront confortés à des calculs d'ondes planes, réalisés grâce au logiciel commercial « BandSOLVE ». Développé par Rsoft, BandSOLVE est un module de simulation pour la génération et l'analyse des structures à bandes interdites photoniques. Basé sur la méthode des ondes planes, ce module de simulation est idéal pour produire les diagrammes de bande des structures périodiques à bandes interdites photoniques tels que les guides d'ondes 2D et 3D à cristal photonique et les sites de défauts. En outre, il peut être appliqué à des structures de fibres telles que les fibres à cristaux photoniques, qui sont particulièrement difficiles à étudier par les autres techniques de simulation.

BandSOLVE est principalement utile pour optimiser les propriétés des structures à cristaux photoniques, qui sont simulés par la suite via la méthode FDTD implémentée dans le module FullWAVE, pour examiner les propriétés dépendantes du temps comme les pertes et ainsi calculer les distributions de champ dans des structures de dimensions finies [15].

Dans le cas des cristaux photoniques bidimensionnels, les deux polarisations TE (avec le champ E perpendiculaire à l'axe des motifs) et TM (où le champ E est parallèle à l'axe des motifs) sont découplées et donnent lieu à deux diagrammes de bandes indépendants, par contre, l'existence de la bande interdite dans les deux cas n'est pas forcément nécessaire. (Il n'existe pas forcément une bande interdite dans les deux cas).

Afin de valider nos calculs avec ceux présentés dans la littérature, nous avons repris l'exemple traité par [16]. La structure du cristal photonique présenté dans ce dernier est une maille triangulaire composée de trous d'air (n=1) de formes cylindriques périodiques de rayon r=0.43a, immergés dans un milieu diélectrique (Si) d'indice de réfraction (n=3.42).

Dans les figures III.4 (a) et III.4 (b), nous présentons respectivement la structure de bande calculée par [16] et celle que nous avons simulée via Bandsolve. D'après les résultats obtenus, on constate une parfaite concordance entre nos calculs PWM et ceux présentés dans la référence [16]. Les zones hachurées bleu et rouge marquent les bandes interdites photoniques de chacune des polarisations. On remarque aussi que seules les fréquences comprises entre 0,385 a/ $\lambda$  et 0,406 a/ $\lambda$  permettent l'ouverture d'une bande interdite.



Figure III.4. Diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire de trous d'air dans du silicium avec n=3.42 et r/a=0.43 pour la polarisation TE (en gris clair) et TM (en gris foncé) (a) Résultats obtenus par la référence [16] et (b) Résultats obtenus via simulateur Bandsolve.

#### **III.5.2 Fullwave et crystalWave**

Au cours de ce présent travail, le calcul 2D-FDTD a été profondément exploré en utilisant les deux logiciels commerciaux disponibles au sein de notre laboratoire Fullwave de RSoft et CrystalWave de Photon Design. Sur la base du concept proposé par Yee [17], les mêmes paramètres et les données d'entrée ont été utilisés pour les deux logiciels tout en respectant les conditions aux limites.

#### **III.5.2.1** Fullwave

Comme Bandsolve, le simulateur Fullwave est un module complémentaire des logiciels développés par l'entreprise RSoft. Basé sur la célèbre méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) [11], il est entièrement intégré dans l'environnement Rsoft CAD qui permet à l'utilisateur de définir les propriétés des matériaux et la géométrie de la structure d'un dispositif photonique.

Fullwave peut modéliser avec précision des structures (limitées, infinies, périodiques ou non), formées par différents matériaux qui peuvent être diélectriques, magnétiques ou métalliques, aussi bien que les matériaux anisotropes, dispersifs, et non linéaires. Ce logiciel est parfaitement adapté à nos simulations puisqu'il permet de suivre l'évolution du champ électromagnétique au cours du temps en tout point de la structure. On peut ainsi obtenir les cartographies du champ électromagnétique à n'importe quel endroit et n'importe quel moment. La connaissance de l'évolution du champ en fonction du temps permet également d'obtenir des informations sur la réponse spectrale de la structure du cristal photonique. Pour assurer le bon fonctionnement du logiciel ainsi que la convergence des résultats, il est nécessaire de définir l'environnement de la structure et en conséquence les conditions aux limites. Il sera donc primordial d'imposer des conditions absorbantes au bord du domaine de calcul, ce qui permettra d'éviter les réflexions parasites engendrées aux bords de la fenêtre du calcul FDTD afin de simuler un domaine ouvert. Dans ce travail, nous avons pris en considération le modèle des couches absorbantes du type PML (Perfectly Matched Layer) [5] présenté et détaillé précédemment, ce dernier est parfaitement adapté aux modélisations des cristaux photoniques.

#### III.5.2.2 CrystalWave

CrystalWave est également un puissant moteur de simulation des logiciels produits par l'entreprise Photon Design [18], il est développé pour la conception et la modélisation des composants d'optique intégrée et notamment optimisé pour la modélisation des structures à base de cristaux photoniques (réseau 2D et 3D).

CrystalWave comprend un éditeur de réseau spécialement dédié à la modélisation des structures à cristal photonique, il est équipé d'un certain nombre de moteurs de simulation de haute performance, ce qui en fait l'outil le plus complet pour la modélisation de ces structures. Il permet donc la conception et la modélisation d'une grande variété de composants telles que, les guides d'ondes arbitraires, les cavités,

les filtres, les démultiplexeurs ainsi que les lasers à cristaux photoniques. Avec les options FDTD (Finite Difference Time Domain) et FEFD (Finite Element Frequency Domaine), CrystalWave peut être utilisé pour effectuer des calculs 2D et 3D FDTD et FEFD afin de simuler la propagation de la lumière à travers un réseau avec ou sans défaut.

Avec d'autres outils entièrement intégrés, CrystalWave peut être aussi utilisé pour améliorer automatiquement les designs en utilisant des techniques d'optimisation à la fine pointe de la technologie.

Dans nos simulations, les paramètres utilisés pour les PML sur les deux axes X et Z sont les suivants : - PML Width=  $0.5 \mu m$  (c'est l'épaisseur des régions PML).

- PML Refl. =10-8 (c'est la réflectivité maximale désirée dans les régions PML).

## **III.6** Conclusion

Nous avons distingué dans ce chapitre l'existence actuelle d'un certain nombre de méthodes permettant la modélisation et la résolution des problèmes liés aux cristaux photoniques et aux structures périodiques. Chacune de ces méthodes numériques, ayant une formulation différente, présente des avantages et des inconvénients, étant plus ou moins adaptés à l'étude de tel ou tel autre système. Ainsi, le choix de la méthode de calcul reste primordial, il se base essentiellement sur son degré de complexité, de son adéquation avec le système à étudier, et dépend du comportement physique que l'on envisage d'observer, des problèmes à résoudre et enfin des moyens de calcul disponibles. Afin de prédire la propagation des champs et l'ouverture des bandes interdites photoniques dans les structures à cristal photonique, certaines de ces méthodes doivent être utilisées de façon complémentaire.

Dans cette partie, deux méthodes numériques (ondes planes et FDTD) pour le calcul théorique des cristaux photoniques ont été détaillées. La méthode des ondes planes qui est une technique de résolution dans le domaine fréquentiel, vise principalement la génération du diagramme de bandes pour les structures présentant des constantes diélectriques périodiques. Basée sur la résolution des équations aux valeurs propres, cette technique permet d'avoir accès aux fréquences réduites et aux profils des modes de la structure étudiée. En second lieu, la méthode des déférences finies dans le domaine temporel (FDTD) a été présentée, étant beaucoup plus exigeante en temps et en ressources informatiques, elle est plus adaptée au calcul des diagrammes de transmission et de réflexion que celui des structures de bandes photoniques. Grâce à l'utilisation de conditions aux limites, elle permet également de remédier aux phénomènes de diffraction apparaissant au bord de la structure à modéliser. Basé sur ces deux méthodes, les logiciels Fullwave, Bandsolve et CrystalWave développés respectivement par RSoft et Photon Design, ont été exploités pour la simulation des différentes structures qui font l'objet de notre travail de thèse.

# III.7 Références du chapitre III

- K. M. Leung, Y. F. Liu, "Photon band structures the plane wave method", Physical Review B, vol. 41, n°.14, pp.10188, 1990.
- [2] L. C. Andreani, D. Gerace, "Photonic-crystal slabs with a triangular lattice of triangular holes investigated using a guided-mode expansion method", Physical Review B, vol.73, pp. 235114. 2006.
- [3] K. Knop. "Rigorouse diffraction theory for transmission phase gratings with deep rectangular grooves". J.Opt. Soc. Am., vol.68, pp.1206-1210, 1978.
- [4] F. Brechet, J. Macrou, D. Pagnoux, P.Roy, "Complete analysis of the characteristics of propagation into photonic crystal fibers, by the finite element method", Optical Fiber Technology. vol. 6, n°. 2, pp. 181-191, 2000.
- [5] A. Mekis, S. Fan, et J.D. Joannopoulos, "Absorbing Boundary Conditions for FDTD Simulations of Photonic Crystal Waveguides", IEEE Microwave and Guided Wave Letters, vol 9, n°.12, pp.502-504, 1999.
- [6] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. "Soukoulis, Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures", Phys. Rev. Lett., vol. 65, n°. 25, pp. 31523155, 1990.
- [7] M. Plihal and A. A. Maradudin, "Photonic band structure of two dimensional systems: The triangular lattice", Phys. Rev. B, vol. 44, n°. 16, pp. 85658571, 1991.
- [8] S. Guo and S. Albin, "A simple plane wave implementation method for photonic crystal calculation", Optc. Society of America, 2001.
- [9] Jean-Michel Lourtioz, « Cristaux photoniques et « gaps » de photons Aspects fondamentaux », Techniques de l'Ingénieur, AF 3 710, 07/2004.
- [10] A. Taflove and S. C. Hagness, «Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time Domain Method». Artech, 2000.
- [11] K.S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problem involving Maxwell's equations in isotropic media", IEEE Trans Antennas Propagation, vol 14, pp 302-307, 1966.
- [12] A. Taflove and M. E. Brodwin, Microwave Theory Tech., "Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell's equations", IEEE Trans, vol. MTT-23, pp.888-896, 1975.
- [13] A. Taflove and S. C. Hagness, «Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method», Third Edition. Artech House, 2005.
- [14] J.P. Berenger, «A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves», Journal of Computational Physics 114, pp. 185, 1994.
- [15] C. T. Chan, Q. L. Yu, K. M. Ho, «Order N spectral method for electromagnetic waves», Physical Review B vol.51, 1995.
- [16] M. Zelsmann, "Nano-structures à base de cristaux photoniques en silicium sur isolant pour les circuits intégrés photoniques et l'émission de lumière," Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble 1, 2003.
- [17] The FDTD simulations were carried out with Fullwave commercial software by RSoft Design Group, version 6.1, license 16847214.
- [18] The FDTD simulations were carried out with CrystalWave commercial software by Photon Design Group, version 4.8, licensee: Univ.Constantine? Licence N°:PDXTAL 10-1764 Date 12 Fev 2013 Key N°: PRDB 1228

# Chapitre IV

# Résultats et interprétations

Table des matières	
IV.1 INTRODUCTION	97
IV.2 DESCRIPTION DE LA STRUCTURE ETUDIEE	98
IV.3 CONCEPTION D'UN BIOCAPTEUR A BASE D'UN COUPLAGE GUIDES-CAVITE H0	99
IV.3.1 INFLUENCE DU NOMBRE DE TROUS FONCTIONNELS	
IV.4 CONCEPTION D'UN BIOCAPTEUR A BASE DE CAVITE EN CONFIGURATION ANNEAUX	104
IV.4.1 PROPRIETES DE DETECTION DE LA STRUCTURE PROPOSEE	107
IV.4.2 INFLUENCE DU NOMBRE DE TROUS FONCTIONNELS	109
IV.4.3 DETECTION DE LA CONCENTRATION DE GLUCOSE DANS UNE SOLUTION AQUEUSE	111
IV.5 CONCEPTION D'UN CAPTEUR OPTOFLUIDIOUE A BASE D'UNE CAVITE H0 EN CONFIGURA	ATION
ANNEAUX	115
IV.5.1 CONCEPTION DE LA STRUCTURE	115
IV.5.2 PROPRIETES DE DETECTION DE LA STRUCTURE PROPOSEE	117
IV.5.3 EXEMPLE D'APPLICATION : CAPTEUR OPTOFLUIDIQUE	119
IV.6 DETECTION MULTIPLEXEE	121
IV.6.1 DEMULTIPLEXEUR BASE SUR UN CPH DECONNECTE POUR LES APPLICATIONS DE	
TELECOMMUNICATION	121
IV.6.1.1 CONCEPTION D'UN DEMULTIPLEXEUR A QUATRE CANAUX A BASE D'UNE CAVITE CA	ARREE
DE SI3N4	121
IV.6.1.1.1 ANALYSE DES PROPRIETES DU FILTRE	122

IV.6.1.1.2 CONCEPTION DU DEMULTIPLEXEUR	125
IV.6.1.1.3 ANALYSE DU BRUIT	127
IV.6.1.2 CONCEPTION D'UN DEMULTIPLEXEUR A QUATRE CANAUX BASE SUR UNE CAVITE	
CIRCULAIRE DE SI3N4	128
IV.6.2 CONCEPTION D'UN RESEAU DE BIOCAPTEURS POUR UNE DETECTION MULTIPLEXEE	129
IV.6.2.1 CONCEPTION D'UN RESEAU DE BIOCAPTEURS A BASE DE CAVITES H0	129
IV.6.2.1.1 ANALYSE DES PROPRIETES DE DETECTION DU RESEAU DE BIOCAPTEURS	131
IV.6.2.1.2 ANALYSE DU BRUIT ENTRE LES BIOCAPTEURS INTEGRES	133
IV.6.2.2 CONCEPTION D'UN RESEAU DE CAPTEURS MULTICANAUX EN UTILISANT UNE CAVITE HO	EN
CONFIGURATION ANNEAUX	134
IV.6.2.2.1 ANALYSE DES PROPRIETES DE DETECTION	135
IV.6.2.2.2 ANALYSE DU BRUIT	137
IV.7 CONCLUSION	139
IV.8 REFERENCES DU CHAPITRE VI	141

# **IV.1 Introduction**

Dans le précédent chapitre, la possibilité d'utiliser les cristaux photoniques en tant que brique de base pour la biodétection a été démontrée. Depuis cette dernière décennie, ces nanostructures ont évolué vers la miniaturisation des composants avec pour but ultime la réalisation des circuits lab-on-chip ultra compactes, rendant ainsi la détection multiplexée et parallèle sur la même plateforme à CPh complètement réalisable. Généralement utilisés pour la détection physique et chimique / biochimique, les capteurs à CPhs fournissent un fort confinement de la lumière dans l'analyte grâce aux effets de la bande interdite photonique [1]. Ainsi la lumière peut être concentrée dans un très petit volume, renforcant donc l'interaction lumière-analyte [2]. Ce phénomène rend les capteurs très sensibles aux variations de l'indice de réfraction produites par la reconnaissance d'espèces biologiques. Les analyses sont réalisées en temps réel et ne nécessitent pas l'utilisation de marqueurs. L'ensemble des résultats des études et des expériences citées précédemment sont largement pris en compte afin de choisir les paramètres géométriques optimales de la structure permettant l'amélioration des conditions de détection. Bien que les recherches soient encore récentes, nous verrons l'intérêt que présentent ces structures photoniques pour de telles applications. Particulièrement, Les CPhs à deux dimensions (2D) à réseau triangulaire ont montré leurs aptitudes dans la mise en évidence de microcavités optiques à haut facteur de qualité Q [3, 4]. Ce qui en fait d'eux un choix attrayant pour la réalisation de capteurs à haute sensibilité [5, 6]. Ce chapitre vise à démontrer la faisabilité, via la validation de preuves de concept, de l'utilisation des cristaux photoniques pour la biodétection et la détection multiplexées.

Ce chapitre est consacré à l'étude numérique des biocapteurs à CPhs à haute sensibilité, la structure utilisée est basée sur le couplage guide-cavité H<sub>0</sub>. Dans un premier temps, nous analysons en détail l'influence de la géométrie de cette cavité sur le facteur de qualité, la transmission et la fréquence de résonance. Nous évaluons par la suite les performances de détection voire le facteur de qualité et la sensibilité en fonction du nombre des trous fonctionnels. Afin d'améliorer l'intensité du champ électrique et donc le confinement de la lumière au sein de la cavité, la configuration en forme d'anneau est adoptée, cette dernière permet de fortement confiner le champ électromagnétique dans la région de détection augmentant ainsi l'interaction lumière -analyte. L'objectif principal de nos travaux demeure l'optimisation du confinement de la lumière au sein de ces cavités. Pour cela, différentes stratégies de conception sont exploitées afin d'optimiser les performances de détection de ces dispositifs. Dans le but d'intégrer plusieurs unités de détection dans une même plateforme à CPhs et surmonter la détection à usage unique, un réseau de branchement multicanaux est conçu. Pour une meilleure amélioration du niveau de détection et la restriction simultanée du bruit entre les biocapteurs adjacents, la technique bien connue du multiplexage par répartition en longueur d'onde, pour séparer spatialement les réponses des biocapteurs intégrés, est employée. Comme pour le cas d'un biocapteur unique, les deux configurations classiques et en anneaux sont étudiées et simultanément évaluer. Les propriétés optiques de ces structures photoniques sont numériquement déterminées en effectuant des simulations à l'aide de la méthode des différences finies dans le domaine temporel.

# IV.2 Description de la structure étudiée

Comme nous l'avons évoqué précédemment, dans ce travail, nous nous sommes intéressés aux cristaux photoniques membranaires basés sur un réseau triangulaire de trous d'air percés dans une membrane de silicium posée sur une couche à faible indice de SiO<sub>2</sub>. La technologie silicium sur isolant a été largement considérée [8] car elle permet un fort confinement vertical de la lumière. Ce dernier résulte du fort contraste d'indice entre le silicium et l'air. Basées sur cette technologie, ces structures sont en effet réalisables par les techniques habituelles d'épitaxie de couches minces, et leur fabrication ne requiert que les technologies standards de la micro et opto-électronique. Tous ces avantages font d'eux des plateformes prometteuses pour la réalisation de la nouvelle génération de composants d'optique intégrée.

Les propriétés des cristaux photoniques sont théoriquement décrites par leurs structures de bandes interdites photoniques. Le calcul et l'évolution des diagrammes de ces bandes sont déterminés par la méthode des ondes planes. Tandis que pour la transmission, elle est calculée par la méthode des différences finies dans le domaine temporel FDTD-2D, ces deux méthodes sont décrites dans chapitre III.

En ce qui concerne le réseau, notre choix s'est orienté vers le réseau triangulaire de trous d'air. Pour des raisons de symétrie, ce dernier présente la plus large bande interdite photonique. La figure VI.1 présente le réseau réel d'un CPhs triangulaire, ainsi que son réseau réciproque associé dans l'espace des vecteurs d'onde. Un tel réseau possède trois points particuliers de plus haute symétrie :  $\Gamma$ , K et M. Comme dans la physique du solide, il suffit uniquement de connaître les propriétés du cristal pour une onde se propageant dans les deux directions M



Figure VI.1. (a) Réseau réel pour un motif triangulaire de trous d'air de période a, (b) Réseau réciproque montrant la première zone de Brillouin et les deux directions de plus haute symétrie ΓK et ΓM.

# IV.3 Conception d'un biocapteur à base d'un couplage guides-cavité H0

La structure proposée est constituée d'un réseau triangulaire de trous d'air de rayon r (r = 180.5nm) gravés périodiquement selon une constante de réseau a (a = 475 nm) dans une membrane de silicium (Si) (indice de réfraction  $n_{si} = 3.45$ ) de 230 nm d'épaisseur. Une couche de dioxyde de silicium (SiO<sub>2</sub>) d'une épaisseur de 1500 nm est utilisée comme fond pour supporter la membrane de Si. Cette couche à faible indice située sous la membrane de Si de haut indice permet de confiner la lumière au sein de la cavité, en empêchant les pertes optiques vers le substrat inférieur, le confinement de la lumière dans la direction verticale est alors assuré par la réflexion totale interne. Afin de réduire les efforts de calcul nécessaires pour les calculs 3D plus complexes, la méthode de l'approximation de l'indice effectif est exploitée pour passer aux calculs à 2D qui eux nécessitent beaucoup moins de ressources informatiques. L'approximation de l'indice effectif, très utilisée pour les simulations d'optique guidée, permet de substituer l'hétérostructure d'épaisseur finie d'indice n par un milieu infiniment épais d'indice neff, et ainsi de réduire le problème 3D à un problème 2D. En utilisant cette approximation le CPh est remplacé par un système 2D avec un milieu diélectrique d'indice de réfraction effectif neff = 2.87 pour un mode fondamental guidé TE. Dans ce travail, les conditions de PML sont parfaitement prises en compte dans les calculs afin d'éviter toute réflexion à la limite de la région analysée [9]. Dans un premier temps, avant d'examiner les caractéristiques de la structure en termes de transmission, il est judicieux de présenter le diagramme de bandes de la structure sans défaut car d'un point de vue matériau, il faut s'assurer de l'existence d'une bande interdite photonique suffisamment large : celle-ci n'existe que pour des contrastes d'indice suffisamment élevés.

En effet, le choix des paramètres du réseau triangulaire de trous d'air permet l'ouverture d'une bande interdite aux alentours de la gamme de la longueur d'onde souhaitée. D'une manière plus précise, les paramètres de réseau donnés précédemment sont choisis pour obtenir une bande interdite qui s'ouvre pour le mode fondamental TE aux alentours des longueurs d'onde relatives aux fenêtres des télécommunications. La figure IV.2 représente le diagramme de dispersion de la structure étudiée, ce dernier a été déterminé avec le logiciel desimulation Bandsolve de RSoft, basé sur la méthode des ondes planes (PWE). Ce diagramme représente : - En abscisse, le parcours effectué par le vecteur d'onde lorsqu'il décrit le contour formé par les points de haute symétrie  $\Gamma$ , X, M de la première zone de Brillouin (figure IV.1.b).

- En ordonnée, la fréquence des modes calculés.

Pour chaque vecteur d'onde du contour défini par les points de hautes symétries de la première zone de Brillouin, il existe plusieurs fréquences correspondantes aux différents modes de propagation susceptibles d'évoluer dans CPhs. En fonction de ce calcul, nous pouvons donc déterminer les bandes interdites photoniques (BIPs) du cristal considéré. Dans la figure IV.2, une bande interdite est observée pour la polarisation TE mais aucune bande interdite n'apparaît pour la polarisation TM.



Figure IV.2. Diagramme de dispersion en polarisation TE du réseau triangulaire de trous d'air.

En effet, les BIPs TM s'ouvrent généralement pour des structures déconnectées, tandis que l'ouverture de BIPs TE est plutôt favorisée pour des structures connectées comme le présent cas (trous d'air). La bande interdite TE s'ouvre pour des fréquences normalisées entre  $0.281 < a/\lambda < 0.0413$  correspondants aux longueurs d'onde 1150.5 nm  $< \lambda < 1693.0$  nm. Une onde électromagnétique incidente dans le plan perpendiculaire au réseau des trous sera donc réfléchie si sa fréquence est comprise dans l'intervalle spectral précédent.

Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre II, les biocapteurs à base de systèmes couplés guidecavité, offrent plusieurs avantages en termes de compacité, de sensibilité et de facteur de qualité (Q), de facilité d'extension aux réseaux de mesures parallèles ou multiplexées [10,11, 12, 13]. C'est dans cette optique que nous proposons la conception d'un biocapteur à base de couplage guide-cavité H0. La structure étudiée est représentée dans la figure IV.3. Le biocapteur comprend deux tronçons de guides suivant la direction ГK et une cavité H0 formée par l'augmentation de la taille du trou central (Rc). Dans le processus de simulation, une impulsion gaussienne polarisée TE, couvrant toute la plage de fréquences d'intérêt, est injectée dans le port du guide d'entrée pour exciter les modes de la cavité. Un moniteur de puissance est placé à la fin du guide d'onde de sortie pour mesurer le signal transmis. Afin d'améliorer la précision de la simulation, l'analyse 2D-FDTD du logiciel commercial RSoft a été réalisée avec une grille de pas 0,01. La lumière d'excitation se propage dans le premier guide et se couple au deuxième à travers la cavité. Cette lumière est ensuite détectée à la sortie du guide d'ondes. Via la cavité ce type de couplage permet d'extraire une ou plusieurs fréquences se propageant dans le guide d'entrée. Ces fréquences peuvent par la suite être réorientées, de manière directive, vers le second guide également juxtaposer à la cavité.



Figure IV.3. Représentation schématique de la cavité H0 proposée couplée à des guides d'ondes d'entrée et de sortie. Le système guide d'onde-cavité est gravée au-dessus d'un substrat SOI.

L'obtention d'une haute sensibilité S ( $\Delta\lambda / \Delta n$ ), dépend largement de l'augmentation à la fois de la surface de détection et du facteur Q, cela augmente largement la capacité du dispositif à détecter non seulement de petites concentrations d'analyte, mais également les petites variations de cette dernière. Afin d'augmenter la surface de détection ainsi que le facteur de qualité nous procédons à la variation du rayon du trou central (Rc) de la cavité H0. Le facteur de qualité rend compte de la capacité de la cavité à piéger la lumière et représente la mesure des pertes. À la résonance, le photon subit des réflexions multiples entre les miroirs définissant la cavité et ne sort de celle-ci qu'après un certain temps que l'on peut considérer comme la durée de vie du photon dans la cavité.



Figure IV.4. Variation de la longueur d'onde de résonance et du facteur Q en fonction du changement du rayon du trou central Rc de la cavité H0.

Les variations du facteur Q et de la longueur d'onde de résonance en fonction changement de Rc de 0,579a à 0,621a sont représentées sur la figure IV.4. A partir de ces résultats nous constatons qu'avec l'augmentation du rayon du trou de défaut central Rc, le pic de résonance de la cavité se décale vers les petites longueurs d'ondes (décalage vers bleu), cela est dû au fait de la réduction du matériau diélectrique dans la région de la cavité avec résultant de l'augmentation de la taille du trou d'air Rc. De même, le facteur Q est amélioré avec l'augmentation de Rc suivie d'une légère diminution. D'après la figure IV.4 le rayon du trou d'air de Rc = 0.603a conduit à une conception optimale avec un facteur Q de 92963.

# IV.3.1 Influence du nombre de trous fonctionnels

Il est essentiel de noter que pour les applications de biodétection, la magnitude du décalage de la longueur d'onde résonante dépend de la combinaison de nombreux facteurs tels que le nombre de trous fonctionnels pour la détection et le changement effectif de l'indice de réfraction du milieu. Pour étudier la dépendance de la sensibilité au nombre de trous fonctionnels, nous varierions le nombre de trous fonctionnels (N) remplis avec l'analyte (eau n = 1.33) y compris le trou du défaut central et les trous environnants jusqu'à infiltration totale de la structure.



Figure IV.5. (a) Spectres de transmission du biocapteur montrant le décalage de la longueur d'onde en fonction de l'augmentation du nombre de trous fonctionnels (N), (b) Les variations du facteur de qualité Q et de la sensibilité S en fonction du nombre de trous fonctionnels (N).

Les spectres de transmission correspondant aux différents cas d'infiltration (N varie d'un seul trou fonctionnel au remplissage total de la structure à CPhs) sont représentés sur la figure IV.5a. Comme on peut le voir sur cette figure, le décalage de la longueur d'onde de résonnance augmente avec l'augmentation du nombre de trous fonctionnels. Cela est dû à la diminution de la valeur de l'indice effectif entre les trous et la membrane semiconductrice [14], par conséquent, la sensibilité augmente au fur et à mesure que le nombre de trous fonctionnels augmente.

Les tendances de variation du facteur Q et de la sensibilité en fonction de la variation du nombre de trous fonctionnels (N) correspondant aux différents cas d'infiltration locale sont représentées sur la figure IV.5b. Comme indiqué sur cette figure, la sensibilité augmente avec l'augmentation du nombre de trous fonctionnels, alors que le facteur Q diminue. Par conséquent, il en résulte un compromis entre le choix du facteur Q et celui de la sensibilité. Selon les résultats obtenus, le facteur Q optimal de 35718 et la sensibilité de 534,54 nm / RIU (unité d'indice de réfraction) sont tous deux atteints pour N = 7 où le pic de résonance est situé à 1504.5 nm (figure IV.6). Ces valeurs sont significativement améliorées et peuvent être favorablement comparables avec des études similaires antérieures rapportées dans les références [15-17].

De plus, nous recherchons la limite de détection de l'indice de réfraction, qui est aussi l'un des plus importants paramètres permettant l'évaluation des performances de détection. Comme mentionné dans le chapitre II, La limite de détection (DL) est exprimée comme suit [18] :

$$DL = \frac{\lambda_0}{10 \text{ Q S}} \tag{IV.1}$$

Où  $\lambda_0$  représente la longueur d'onde de résonance, qui est égale à 1504.5 nm, S est la sensibilité et Q représente le facteur de qualité. En se basant sur les résultats ci-dessus, la limite de détection calculée pour ce biocapteur est d'environ 7,88 × 10<sup>-6</sup> RIU.



Figure IV.6. Spectres de transmission de la structure du biocapteur optimisé. La distribution du champ électrique dans le plan x-y et la conception optimale de la structure avec la zone fonctionnelle colorée en bleu clair sont représentés dans les figures en insert.

# IV.4 Conception d'un biocapteur à base de cavité en configuration anneaux

L'amélioration des performances d'un biocapteur et l'augmentation de ses capacités à détecter les petites concentrations d'analyte et les variations dans ce dernier, dépendent fortement de l'amélioration et du renforcement du confinement de la lumière au sein de la zone de détection. Cela favorise l'interaction lumièreanalyte à l'emplacement précis du milieu de l'analyte. Par conséquent, la sensibilité et le facteur Q peuvent être améliorés de manière significative. Dans ce contexte, nous présentons la conception et la modélisation d'un biocapteur à CPh basé sur une cavité à configuration anneaux. Cette dernière, fournit un excellent confinement optique dans la région de détection, ce qui améliore les interactions lumière-matière à l'emplacement précis de l'analyte. Ainsi, la sensibilité et le facteur de qualité peuvent être améliorés de manière significative. Le dispositif est potentiellement utilisé pour la détection de faible concentration de glucose dans une solution aqueuse.

En considérant la technologie silicium sur isolant (SOI), la structure proposée est constituée d'un réseau triangulaire de trous d'air avec r = 0.37a où *a* est la constante du réseau (*a* = 530 nm). Pour un substrat de

silicium d'épaisseur h = 230 nm et une couche de dioxyde de silicium (SiO<sub>2</sub>) d'une épaisseur de 1500 nm, l'indice effectif équivalent pour un mode fondamental guidé TE est de neff =2.838. Les propriétés de dispersion de la structure à CPh sans défaut sont analysées en utilisant la méthode 2D-PWE du logiciel BandSOLVE. Pour la polarisation TE, une large bande interdite photonique est obtenue s'étendant de  $\omega 1$  = 0.278 (a/ $\lambda$ ) à  $\omega 2$  = 0.4 (a/ $\lambda$ ), cela correspond à un intervalle de longueurs d'onde qui s'étend de 1323.7 à 1908.1 nm. Par conséquent, cette plage de longueurs d'onde est largement suffisante pour répondre à la demande de détection, où la variation de l'analyte produit un grand décalage de longueur d'onde de résonance.

Le dispositif proposé se compose d'un système de deux guides d'ondes couplés à une cavité (figure IV.7). Les deux guides d'ondes sont obtenus en enlevant une rangée de trous d'air dans la direction x. Ils sont utilisés pour coupler la lumière dans et hors la cavité à CPh. La cavité consiste en des trous en forme d'anneau gravés dans la couche de Si. Il faut noter que cette configuration des trous en forme d'anneau offre non seulement plus de flexibilité en terme de conception par rapport aux configurations circulaires classiques, mais augmente également le confinement du champ optique et donc les interactions lumière-analyte dans la zone annulaire à faible contraste d'indice [19,20]. Les paramètres des trous en forme d'anneau sont définis par leurs rayons internes et externes  $R_{in} = 126.5 \text{ nm} (0,23a)$  et  $R_{out} = 247.5 \text{ nm} (0,45a)$  respectivement. La région d'air annulaire est donnée par  $R_{out}$ - $R_{in} = 121 \text{ nm}$ . L'ensemble du système de la cavité est séparé des guides d'ondes d'entrée et de sortie par trois trous. Plus de détails concernant la réalisation des trous en forme d'anneau sont cités dans la référence [21].



Figure IV.7. (a) Vue schématique en coupe latérale dans le substrat SOI de la structure de biocapteur en configuration anneaux. (b) Représentation schématique de la cavité à CPh formée de 10 trous en forme d'anneau couplée à des guides d'ondes d'entrée et de sortie.

La méthode bidimensionnelle des différences finies dans le domaine temporel (2D-FDTD) est utilisée pour estimer la fonctionnalité du dispositif. Les conditions (PML) ont été prises en compte dans les calculs. Une impulsion optique gaussienne polarisée TE couvrant la plage de longueurs d'ondes d'intérêt, est injectée dans le port d'entrée pour exciter les modes de la cavité. Un moniteur de puissance a été placé à l'extrémité du guide d'ondes de sortie pour mesurer le signal transmis (figure IV.7(a)). L'analyse FDTD est réalisée avec une taille de grille de 0.01. La réponse spectrale de la cavité sans la présence de l'analyte est représentée sur la figure IV.8(a). Dans ce cas, la cavité conçue présente deux modes de résonance correspondant aux longueurs d'onde de 1.3424 nm et 1373.7 nm respectivement. Les valeurs du facteur de Q des deux pics de résonances sont ensuite calculées en utilisant la méthode 2D-FDTD combinée avec l'analyse rapide des harmoniques (fast harmonic analysis) également intégrée dans le logiciel Rsoft de fulwave.

Afin d'analyser quantitativement les propriétés de détection de la structure, le mode résonant  $\lambda = 1373.7$ nm est choisi pour observer le décalage de la longueur d'onde de résonance, car il présente le facteur Q le plus élevé de  $7.06 \times 10^3$ . La figure IV .8 (b) montre le profil de la propagation de la lumière à travers la cavité dans le plan xy, sur cette figure on voit clairement que le champ optique est bien confiné dans la région d'intérêt. De ce fait, les propriétés de la large BIP et du fort confinement de la lumière ont été bien exploités dans cette conception, rendant la cavité très sensible aux petites variations de l'indice de réfraction due au grand degré d'interaction lumière-matiére.



Figure IV.8. (a) Spectres de transmission de la structure avant l'infiltration de l'échantillon pour  $R_{in} = 0,23a$ . (b) La distribution du champ électrique dans la cavité dans le plan x-y (La barre de couleur indique l'intensité du champ optique normalisé allant de -1 à 1).

#### IV.4.1 Propriétés de détection de la structure proposée

Afin d'analyser le fonctionnement du biocapteur basé sur la cavité en configuration anneaux, une série de simulation FDTD est réalisée. L'analyse préliminaire est effectuée en supposant une infiltration locale d'eau désionisée (DI) dans la zone de détection, correspond au changement de l'indice de réfraction des anneaux de 1 (air) à 1.33 (eau DI). Pour une infiltration locale, une technique précise basée sur la technologie de micro-infiltration par l'intermédiaire de pipettes creuses de taille submicroniques a été démontrée expérimentalement [22]. Cette technique permet un dépôt de liquide contrôlé à l'intérieur du trou à CPh souhaité, sans aucune influence sur les trous adjacents.

Les propriétés de détection de la structure étudiée sont estimées quantitativement par le calcul de la sensibilité S. Selon les résultats obtenus, la longueur d'onde de résonance de sortie se décale vers le rouge en raison de l'augmentation de l'indice de réfraction ambiant de la zone de détection, ce qui confirme la reconnaissance de l'analyte. Comme on le voit sur la figure.IV.9, une variation de l'indice de réfraction de  $\Delta n = 0.33$  entre l'air et l'eau conduit à un décalage spectral de 140.7 nm ce qui correspond à une sensibilité de 426.36 nm / RIU.

Dans le but d'améliorer le facteur de qualité du biocapteur proposé, la largeur des anneaux est modifiée en ajustant le rayon interne  $R_{in}$ . Nous avons fixé la valeur du rayon extérieur  $R_{out}$  à 0.45*a* et nous faisons varier le rayon interne  $R_{in}$  de 0.23*a* à 0.28*a* avec un incrément de 0.01*a*.



Figure IV.9. Décalage de la longueur d'onde de résonance en fonction de l'infiltration d'eau (ligne verte) dans la zone de détection annulaire de la cavité pour  $R_{in} = 0.23a$ .

Les variations du facteur Q et des longueurs d'onde de résonance selon la variation du rayon interne  $R_{in}$  des anneaux sont représentées sur la figure IV.10 (a). A partir de cette figure, on peut constater que la longueur

d'onde de résonance se déplace vers des valeurs plus élevées, cela est dû à l'augmentation de l'apport du matériau diélectrique dans la région de la cavité. De même, le facteur de qualité augmente avec l'augmentation du rayon interne des anneaux de 0.23a à 0.28a, puis pour  $R_{in} = 0.27a$  il atteint son maximum de  $1,36 \times 10^5$  pour un mode de résonance situé à 1470.9 nm, suivis d'une forte diminution. L'augmentation de la valeur du rayon interne correspond à la diminution de la région d'air annulaire, lorsque  $R_{in}$  est supérieur à 0.27a, la zone des anneaux devient très mince. En conséquence, le confinement de la lumière dans la zone de la cavité diminue et les fuites optiques deviennent plus importantes, ce qui influe négativement sur durée de vie des photons dans la zone de la cavité, provoquant ainsi une forte diminution de la valeur du facteur de qualité.

La sensibilité calculée en fonction de la variation du rayon interne  $R_{in}$  et de l'indice de réfraction air-eau est représentée sur la figure IV.10 (b). D'après cette figure, on peut noter qu'en augmentant la valeur de  $R_{in}$  qui correspond à la diminution de la zone de détection annulaire, la sensibilité diminue progressivement. Cela est dû à la diminution progressive de l'interaction entre les modes optiques et l'analyte.



Figure IV.10. (a) Variations du facteur de qualité (Q) et de la longueur d'onde de résonance en fonction du changement du rayon interne des anneaux ( $R_{in}$ ) de 0,23*a* à 028*a*. (b)Variation de la sensibilité (S) en fonction de la variation du rayon interne des anneaux ( $R_{in}$ ).

Compte tenu du fait que le facteur de qualité est amélioré de manière notableble avec l'augmentation de la valeur du rayon interne des anneaux, alors que la sensibilité diminue progressivement, il en résulte donc un compromis quant aux choix de ces deux paramètres. Le produit maximum du facteur de qualité et de la sensibilité peut donc être obtenu lorsque le rayon interne R<sub>in</sub> est égal à 0.255*a*. En se basant sur ces résultats, la structure finale du biocapteur est conçue pour cette valeur.



Figure IV.11. (a) Représentation schématique du biocapteur basé sur la cavité en configuration anneaux, les anneaux bleus désignent la zone de détection remplie d'eau DI. (b) Décalage de la longueur d'onde de résonance ( $\Delta\lambda$ ) en fonction de l'infiltration d'eau dans la zone de détection de la cavité pour R<sub>in</sub> = 0,255*a*.

Les figure IV.11 (a) et (b) représentent le biocapteur optimisé et la propagation du mode fondamental TE dans la cavité avant et après l'infiltration d'eau. Pour la longueur d'onde de résonance de 1558.1 nm, le facteur de qualité correspondant à cette structure est de  $1.0172 \times 10^5$ . En utilisant la configuration en anneau, les valeurs du facteur de qualité et de la sensibilité sont significativement améliorées et favorablement comparables, aux récents travaux rapportés dans [17, 23-24].

# **IV.4.2 Influence du nombre de trous fonctionnels**

Il est essentiel de rappeler que pour les applications de détection et de biodétection, un grand décalage de la longueur d'onde de résonance dépend fortement du nombre de trous fonctionnels pour la détection ainsi que du changement d'indice de réfraction de l'analyte. Nous supposons que les anneaux et les trous environnants sont complètement remplis avec l'analyte (l'eau DI). Lorsque l'événement de détection se produit, l'indice de réfraction change en raison de la présence de l'analyte dans toute la zone fonctionnelle. Afin d'étudier la dépendance de la sensibilité au nombre de trous fonctionnels (N), on fait varier ces derniers autour de la cavité résonante (figure IV.12).



Figure IV.12. Représentation schématique de la structure du biocapteur indiquant le nombre de trous fonctionnels autour de la cavité résonante ; 4, 6, 14, 20, 54 trous fonctionnels jusqu'à infiltration totale de la structure.

Les spectres de transmission correspondant aux différents cas d'infiltration sont représentés sur la figure IV.13 (a). Comme on peut le voir, le décalage de la longueur d'onde de résonance augmente en augmentant le nombre de trous fonctionnels. Ceci est dû à la diminution du contraste de l'indice de réfraction entre les trous infiltrés et la membrane semi-conductrice [14,25], en conséquence, la sensibilité devient plus élevée.

La valeur optimale de la sensibilité (688.18 nm/RIU) est obtenue pour une infiltration totale de la structure, alors que le facteur de qualité et la transmission (indiquée par la ligne marron sur la figure IV.13 (a)) sont dans valeurs minimales. Cela explique notre choix de l'infiltration locale au lieu du remplissage total de la structure. Les variations du facteur de qualité et de la sensibilité en fonction de l'augmentation du nombre de trous fonctionnels (N) correspondant aux différents cas d'infiltration locale sont représentés dans la figure IV.13(b). Comme le montre cette dernière, la sensibilité augmente en augmentant le nombre de trous fonctionnels, tandis que le facteur de qualité diminue proportionnellement. Par conséquent, le cas de N = 4 a été choisis comme compromis permettant à la fois l'obtention d'un bon facteur de qualité de 1.064×10<sup>5</sup> et d'une haute sensibilité de 408.49 nm / RIU.



Figure IV.13. (a) Spectres de transmission correspondant aux différents cas d'infiltration, (b) Variations du facteur de qualité et de la sensibilité en fonction de l'augmentation du nombre de trous fonctionnels (N).

#### IV.4.3 Détection de la concentration de glucose dans une solution aqueuse

Dans cette section, nous démontrons que la structure proposée est étudiée ci-dessus peut être exploitée en tant que biocapteur opto-fluidique pour la détection de la concentration en glucose dans une solution aqueuse (figure IV.14 (a)). Afin d'étudier la variation de la sensibilité en fonction des différents cas de concentrations de glucose, une plage d'indice de réfraction correspondant aux échantillons de concentration de glucose allant de 0 à 60 g / L a été sélectionnée. L'indice de réfraction relatif à chaque cas de concentration peut être calculée par [26] :

$$n = 0.00011889C + 1.33230545$$
(VI.2)

Où C et n représentent respectivement la concentration (g/L) et l'indice de réfraction de la solution de glucose. Le profil de distribution de l'intensité du champ dans le plan x-y pour le mode de résonant  $\lambda = 1569.9$  nm de la structure optimale du biocapteur est représenté sur la figure IV.14(b). En raison de l'augmentation de la durée de vie des photons et du grand degré d'interaction lumière-matière, une amplification significative et un fort confinement de la lumière dans la zone de détection sont clairement observés. Cela confer à la cavité une forte sensibilité aux petites variations de l'indice de réfraction.



Figure IV.14. (a) Représentation schématique de la structure optimale du biocapteur, les trous est les anneaux bleus forment la zone de détection. (b) Distribution du champ électrique au sein de la cavité dans le plan x-y (La barre de couleur indique l'intensité du champ optique normalisé allant de -1 à 1).

La réponse spectrale de la cavité en fonction des changements de l'indice de réfraction, correspondant à l'infiltration de la solution aqueuse avec les sept cas de concentration de glucose est représentée sur la figure IV.15. Le pic de résonance situé à 1569.9 nm ( $a/\lambda = 0.3376$ ) est identifié comme mode de référence correspondant à 0 g / L de concentration en glucose. Il faut noter que, lorsque la concentration de glucose croit, le mode de la cavité se décale en réponse à l'augmentation de l'indice de réfraction de 1.33230545 à 1.33943885.



Figure IV.15. Spectres de transmission correspondant à la variation de la longueur d'onde de résonance en fonction des différents cas de concentrations en glucose.

Les résultats de simulation sont illustrés sur le tableau 1. A partir de ces résultats on constate que le mode de résonance varie pour le moindre changement de l'indice de réfraction dans l'échantillon, ce qui conduit à une détection et une mesure précise des concentrations de glucose dans l'échantillon. On peut également noter que la valeur du facteur de qualité augmente par rapport à sa valeur initiale (avant l'infiltration) des échantillons au fur et à mesure que la concentration de glucose augmente. Cela résulte de l'augmentation de l'indice de réfraction ambiant, qui réduit le contraste du CPh [25]. De ce fait, nous pouvons conclure que ce biocapteur de glucose présente une grande précision en étant très sensible aux faibles variations de l'indice de réfraction de la solution. Un changement de l'indice de réfraction de 0.18% dans la solution conduit à un décalage de 1.1 nm du pic de résonance correspondant à une sensibilité de 462.21 nm / RIU et un facteur Q de 1.112×10<sup>5</sup>. Afin d'évaluer de manière plus précise les performances d'un biocapteur, il est également nécessaire de déterminer la limite de détection (DL), inversement proportionnelle aux valeurs optimales de Q et S. Cette dernière est estimée à 3.03×10<sup>-6</sup> RIU.

C (g/L)	IR	λ (nm)	Q factor	S (nm/RIU)
0	1,33230545	1569.9	1.087x10 <sup>5</sup>	
10	1,33349435	1570.4	1.099x10 <sup>5</sup>	420.55
20	1,33468325	1571.0	1.112x10 <sup>5</sup>	462.61
30	1,33587215	1571.5	1.125x10 <sup>5</sup>	448.59
40	1,33706105	1572.0	1.137x10 <sup>5</sup>	441.58
50	1,33824995	1572.6	1.142x10 <sup>5</sup>	454.20
60	1,33943885	1573.1	1.164x10 <sup>5</sup>	448.59

Tableau VI.1. Variation de l'indice de réfraction (IR), la longueur d'onde de résonance ( $\lambda$ ), le facteur de qualité (Q) et la sensibilité (S) en fonction des différentes concentrations de glucose (C).

Le tableau IV.2 présente les comparaisons des performances du biocapteur en configuration anneaux avec les différents biocapteurs basés sur le couplage guides d'ondes-cavité, mais avec différentes conceptions. Les valeurs de la sensibilité et du facteur de qualité de ces structures ainsi que leurs correspondantes limites de détection sont également rapportées.

Références	Structure de détection	S (nm/RIU)	Q	LD (RIU)
[10]	Biocapteur formé par deux guides d'ondes et une microcavité.	330	3.82×10 <sup>3</sup>	-
[23]	Biocapteur constitué d'une nanocavité de type H <sub>2</sub> et d'un guide d'onde W <sub>1</sub> à large bande.	131.70	2.96×10 <sup>3</sup>	-
[17]	Capteur à base de cavité à fente annulaire couplée à des guides d'ondes d'entrée et de sortie.	160	107	8.75 ×10 <sup>-5</sup>
[27]	Capteur constitué d'une cavité résonnante en forme d'anneau couplée à des guides d'ondes d'entrée et de sortie.	330	8.2×10 <sup>6</sup>	1.24 ×10 <sup>-5</sup>
[28]	Capteur consistant en une cavité en anneau couplée à un guide d'onde optofluidique à lumière lente.	293	950	-
Dans ce travail	Biocapteur basé sur un couplage d'une cavité de trous en forme d'anneau et de deux guides d'ondes d'entrée et de sortie	462.61	1.112×10 <sup>5</sup>	3.03×10 <sup>-6</sup>

Tableau VI.2. Comparaison du biocapteur proposé avec diverses conceptions semblables à base de CPh.

Comme le montre le tableau IV.2, le biocapteur proposé présente une sensibilité nettement plus élevée par rapport aux autres conceptions, cela revient à la configuration en anneaux qui favorise l'interaction lumièrematière dans la zone de détection. De plus, les valeurs du facteur de qualité et la limite de détection de la structure proposée sont favorablement comparables aux récents travaux. La précision du biocapteur de glucose proposé et du capteur biochimique rapporté dans la référence [27] est estimée par le facteur de mérite du biocapteur (FOM = S.Q /  $\lambda_0$ ) où S, Q et  $\lambda_0$  représentent respectivement la sensibilité, le facteur de qualité et la longueur d'onde de résonance. Selon les résultats rapportés ci-dessus et par rapport à ceux de la référence [27], le biocapteur proposé présente la valeur la plus élevée de l'FOM, cette dernière est estimée à  $3.27 \times 10^4$ .

D'un point de vue expérimental, les difficultés que l'on peut rencontrer au cours du processus de fabrication de cette structure résident dans la réalisation des anneaux. Comme ils sont composés de tiges diélectriques émergées et centrées dans des trous d'air, un alignement très précis est nécessaire lors du processus de positionnement. Afin de surmonter ces problèmes, des techniques de fabrication plus contrôlées ont été développées. En utilisant la lithographie par faisceau d'électrons (EBL), Säynätjoki et al. [21] ont démontré qu'une mince zone à motifs annulaire de l'ordre de 60 nm gravée au-dessus d'une membrane de silicium de 240 nm d'épaisseur, pouvait être réalisée avec succès. En évitant l'alignement difficile de l'EBL, Zhou et al. [29] ont mis au point une nouvelle méthode basée sur le dépôt de couche atomique (ALD) et la gravure sacrificielle. D'après leurs résultats cette technique pourrait atteindre une précision d'alignement jusqu'au niveau atomique. En se basant sur ces derniers, la mise en œuvre pratique de la structure proposée peut être

tout à fait possible. Les résultats obtenus démontrent que le dispositif proposé peut être un bloc de construction fondamentale très prometteur pour la réalisation d'une détection multiplexée sans marqueur dans une même plateforme à CPh. Cette application est largement exploitée dans divers domaines tels que la biodétection et la surveillance environnementale.

# IV.5 Conception d'un capteur optofluidique à base d'une cavité H0 en configuration anneaux

Dans la section précédente, nous avons démontré que la configuration des trous en forme d'anneau permet de confiner fortement la lumière au sein de la cavité, ce qui augmente davantage les interactions lumièreanalyte à l'emplacement précis de la zone de détection. Ainsi, la sensibilité et le facteur de qualité ont pu être significativement améliorés. Cependant, le biocapteur proposé fonctionne comme une seule unité de détection, limitant ainsi le nombre de cibles ou d'analytes pouvant être détectées en même temps. Dans ce contexte, nous proposons la conception d'un capteur optofluidique à base d'une cavité H0 en utilisant la configuration en anneaux. En diminuant la taille de la cavité nous espérons pouvoir intégrer plus d'unités de détection dans une plateforme monolithique à CPh. Cette action peut engendrer une légère diminution des performances du capteur par rapport à ceux présentés dans la section précédente. Cependant cela n'altère en rien les performances du biocapteur, qui demeurent intéressantes, répondant aux attentes actuelles.

## **IV.5.1** Conception de la structure

Généralement, les fluides présentent un indice de réfraction plus faible que les matériaux solides utilisés pour la réalisation des dispositifs photoniques, ainsi, l'augmentation de l'interaction fluide-lumière nécessite un fort confinement du champ électromagnétique dans les régions à faible indice (le fluide). Concernant les dispositifs à CPhs, ceci peut être réalisé grâce à des conceptions et des designs en forme de fente et d'anneau. Ces configurations garantissent une large plage de détection et une sensibilité nettement améliorée par rapport aux structures classiques à CPh [19, 20].

La figure IV.16 montre une vue schématique de dessus de la structure proposée et de sa vue en coupe latérale. Considérant la technologie SOI, le CPh utilisé est constitué d'un réseau triangulaire de trous d'air avec un rayon de r = 0.38a, où *a* est la constante du réseau (*a* = 550 nm). En utilisant l'approximation de l'indice effective [30], le CPh est remplacé par un système 2D avec un indice de réfraction effectif de 2.868, du mode fondamentalement guidé TE dans une membrane de Si de 230 nm d'épaisseur sur d'une couche de SIO<sub>2</sub> de 1550 nm. Les conditions de PML sont prises en compte dans les calculs [9], la largeur de la couche PML autour de la structure est estimée à 500 nm.



Figure IV.16. Représentation schématique de la cavité H0 constituée de trous en forme d'anneau et couplée à deux guides d'ondes d'entrée et de sortie. Le système guides d'ondes- cavité est réalisé au-dessus d'un substrat SOI. (a) Vue de dessus. (b) Vue latérale.

Le dispositif est constitué de deux guides d'ondes couplés à une microcavité. Les deux guides d'ondes sont obtenus en ôtant une rangée de trous d'air dans la direction x. Ils sont utilisés pour coupler la lumière dans et hors cavité. La cavité H0 est constituée de six trous en forme d'anneau [31], définis par leur rayon interne et externe  $R_{in} = 126,5$  nm (0,23a) et  $R_{out} = 247,5$  nm (0,45a), la région annulaire de l'air est donnée par  $R_{out}$ - $R_{in} =$ 121 nm. L'ensemble du système de la cavité est séparé des guides d'ondes d'entrée et de sortie par trois trous. Concernant le côté expérimental, les détails à propos de la réalisation des anneaux sont rapportés dans la référence [21].

Pour le processus de simulation, une impulsion gaussienne polarisée TE, couvrant toute la gamme de fréquences d'intérêt, est lancée au port d'entrée pour exciter les modes de la cavité. Un moniteur de puissance est placé à la fin du guide d'ondes de sortie pour mesurer le signal transmis. Les propriétés de dispersion du CPh régulier (sans défaut) sont analysées par la méthode d'expansion d'onde plane (2D-PWE) en utilisant le logiciel Rsoft (BandSOLVE). Grâce au fort contraste existant entre le silicium et l'air, un large intervalle de bande qui s'étend de  $\omega_1 = 0.2355$  (a /  $\lambda$ ) à  $\omega_2 = 0.3530$  (a /  $\lambda$ ) est obtenu pour la polarisation TE, correspondant à la plage de longueurs d'onde de 1332 nm à 1960.3 nm. Par rapport à la référence [32], où la bande passante disponible ne dépasse pas 200 nm, la gamme de longueur d'onde obtenue dans ce travail est largement étendue, permettant de satisfaire la demande de détection où le mode résonant produit un grand décalage de la longueur d'onde.



Figure IV.17. (a) Spectres de transmission de la structure de la cavité H0 constituée de trous en forme d'anneaux. (b) Distribution du champ électrique à travers cette cavité dans le plan x-y (La barre de couleur indique l'intensité du champ optique normalisé allant de -1 à 1).

La figure IV.17 représente le spectre de transmission et la distribution du champ électrique de la structure proposée. Comme on peut le constater sur la figure IV.17(a), lorsque la cavité est en situation de résonance, un pic aigu de forme lorentzienne apparaît à l'intérieur de la BIP à une longueur d'onde de résonance de 1409.5 nm (a /  $\lambda = 0,3902$ ). Le facteur de qualité correspondant à ce mode est de  $1.12 \times 10^4$ . Le profil de propagation de la lumière à travers la structure de la cavité dans le plan xy est représenté sur la figure IV.17 (b), sur cette figure on peut clairement voir que le champ est fortement confiné dans la zone annulaire de la cavité [31]. Ce qui rend la cavité très sensible aux variations de l'indice de réfraction due à la forte interaction lumière-matière.

# IV.5.2 Propriétés de détection de la structure Proposée

Afin d'illustrer le principe de fonctionnement du capteur proposé, une série de simulation FDTD est réalisée. L'analyse primaire est faite en supposant l'infiltration d'eau (DI) dans la zone de détection correspondant à la variation de l'indice de réfraction des anneaux de 1 (air) à 1.33 (eau DI). Selon les résultats de simulation, la longueur d'onde de résonance se décale vers le rouge en raison de l'augmentation de l'indice de réfraction, ce qui confirme l'identification de l'analyte.



Figure IV.18. (a) Décalage en longueur d'onde de résonance en fonction de l'infiltration d'eau dans la région de détection de la cavité. (b) Image amplifiée du spectre de transmission correspondant à l'infiltration d'eau d'ionisée.

Comme on peut le voir sur la figure IV.18 (a), une variation de l'indice de réfraction de  $\Delta n = 0.33$  entre l'air et l'eau conduit à un décalage spectral de 121.6 nm correspondant à une sensibilité de 368.48 nm / RIU. Cette valeur est largement élevée et favorablement comparable aux résultats des travaux similaires rapportés dans [28, 16, 17, 24]. La figure IV.18 (b) montre le pic de résonance amplifié qui correspond à l'infiltration d'eau, en raison de la petite largeur à mi-hauteur (FWHM), un grand facteur de qualité de 1.8937×10<sup>4</sup> est atteint.

Afin d'augmenter la valeur du facteur de qualité, nous procédons à la modification de la largeur des anneaux constituant la cavité par l'ajustement de leurs rayons internes ( $R_{in}$ ). Pour cela nous fixons la valeur du rayon externe ( $R_{out}$ ) à 0.45*a* et nous avons fait varier le rayon interne ( $R_{in}$ ) de 0.22*a* à 0.27*a* avec un incrément de 0.01*a*.

Les tendances de variation du facteur Q et de la longueur d'onde de résonance en fonction de la variation de R<sub>in</sub> sont représentées sur la figure IV.19 (a). A partir de ce graphe, on peut noter qu'avec l'augmentation de la valeur de R<sub>in</sub>, la largeur des anneaux devient plus étroite ainsi que la zone de détection qui diminue au fur et à mesure que R<sub>in</sub> augmente. Par conséquent, la longueur d'onde de résonance est décalée vers des valeurs plus élevées, cela est dû à la diminution du matériau à faible constante diélectrique et de l'augmentation du matériau à constante diélectrique élevée dans la région de la cavité. De même, le facteur de qualité évolue avec l'augmentation de la valeur (R<sub>in</sub>) et donc avec la réduction des anneaux, le mode optique est plus localisé lorsque la largeur de l'anneau est plus étroite. En conséquence, la durée de vie des photons devient plus longue et un facteur de qualité plus élevé peut donc être obtenu.

Pour améliorer davantage les performances de détection, il est nécessaire de concevoir un capteur qui fournit une grande sensibilité. Par conséquent, en augmentant l'interaction matière-lumière dans la zone de détection, nous maximisons le décalage de la longueur d'onde de résonance dû à la reconnaissance de l'analyte, ainsi la sensibilité du dispositif sera améliorée. La variation de cette dernière en fonction de la variation de R<sub>in</sub> est représentée sur la figure IV.19 (b). Comme pour le cas précédent (figure IV.18 (a)), le  $\Delta$ n est calculé entre l'air (n = 1) et l'eau désionisée (n = 1.33) donc avec la valeur fixe de 0.33. Afin de d'observer l'effet des variations de R<sub>in</sub> sur la sensibilité, il est évident de maintenir le  $\Delta$ n à une valeur fixe en utilisant le même type d'analyte tout en changeant les valeurs de R<sub>in</sub>. On peut noter que pour une augmentation de la valeur de R<sub>in</sub> qui correspond à la réduction des anneaux et donc de la zone de détection on affecte négativement la sensibilité.

Comme le facteur de qualité est remarquablement amélioré en augmentant la valeur du rayon interne alors que la sensibilité diminue graduellement, Pour le choix de ces deux paramètres on relève un compromis. Par conséquent, un facteur de qualité optimal de  $1.936 \times 10^4$  et une sensibilité de 340.60 nm / RIU sont tous deux atteints lorsque le rayon interne R<sub>in</sub> est égal à 0.245a. En se basant sur ces résultats, la limite de détection équivalente est estimée à  $2.18 \times 10^{-5}$  RIU. La structure conçue possède un grand avantage en raison de son volume de détection extrêmement faible, ce qui en fait d'elle une plateforme prometteuse pour les applications intégrées de laboratoire sur puce « lab-ob-chip ».



Figure IV.19. (a) Variations du facteur de qualité et de la longueur d'onde de résonance en fonction de la variation du rayon interne (R<sub>in</sub>) de 0.22*a* à 0.27*a*. (b) La sensibilité calculée (S) en fonction du changement de rayon interne (R<sub>in</sub>).

# **IV.5.3 Exemple d'application : Capteur optofluidique**

Suite à l'étude du système guides-cavité en tant que capteur à indice de réfraction dans la section ci-dessus, nous exploitons cette structure en tant que capteur optofluidique. Pour démontrer sa capacité à la détection

optofluidique, on a supposé que la zone de détection soit préalablement remplie d'eau pure (n = 1.33). Afin de prévoir plus de fonctionnalité pour ce dispositif, les paramètres structuraux ont été choisis de telle sorte que la largeur de la zone annulaire soit complètement remplie de diverses solutions [33, 34]. Dans le but d'analyser quantitativement la sensibilité du dispositif proposé, différentes solutions avec des indices de réfraction de 1.335, 1.34, 1.345, 1.35, 1.355, 1.36, 1.365, 1.37 et 1.377 [17], sont infiltrées dans la zone de détection annulaire. Les résultats de simulation illustrés dans le tableau IV.3 indiquent qu'en raison du changement de l'indice de réfraction de la zone de détection qui correspond à l'infiltration de différents liquides, le pic de résonance se décale linéairement vers une plus grande longueur d'onde en réponse à l'augmentation de l'indice de réfraction ambiant dans la zone de détection.

On peut noter que la valeur du facteur de qualité du résonateur augmente par rapport à sa valeur initiale avant l'infiltration des échantillons. Ceci est dû à l'augmentation de l'indice de réfraction ambiant qui réduit le contraste du CPh.

Indice de réfraction	Longueur d'onde (nm)	Facteur de qualité (Q)	Sensibilité (nm/RIU)
1.330	1550.6	25338	
1.335	1552.8	27321	440.00
1.340	1554.9	27796	430.00
1.345	1557.1	28239	433.33
1.350	1559.2	28635	430.00
1.355	1561.4	30461	432.00
1.360	1563.5	32082	430.00
1.365	1565.9	32853	437.14
1.370	1567.8	36998	430.00
1.377	1570.6	37667	425.53

Tableau. IV.3. Variation de la sensibilité, la longueur d'onde de résonance et le facteur en fonction de la variation de l'indice de réfraction.

Contrairement aux cavités conventionnelles à CPh, où la plus grande partie de la lumière est confinée dans la membrane diélectrique et seule l'extrémité évanescente du mode optique rencontre l'analyte d'intérêt, dans le cas de la cavité H0 en configuration anneaux proposée, un changement de l'indice de réfraction relatif au contenu des anneaux est ressenti par la majorité du champ modal, modifiant fortement la longueur d'onde de résonance du système. Comme indiqué sur le tableau IV.3, ce fort confinement de la lumière se traduit par une sensibilité de 440 nm/RIU et un facteur de qualité de  $3.77 \times 10^4$ . Ces caractéristiques offrent à ce capteur optofluidique de fortes opportunités d'intégration et d'utilisation dans les systèmes de détection multiplexée sans marqueur.

# **IV.6 Détection multiplexée**

Les systèmes de multiplexage ou démultiplexage par répartition en longueur d'onde (WDM) sont l'un des constituants les plus importants des systèmes de télécommunications optiques. Ils sont considérés comme une solution prometteuse conférant la bande passante adéquate à la prochaine génération de dispositifs de télécommunication et de détection optique. Ces systèmes sont basés sur des technologies de filtrage qui permettent notamment d'extraire un signal à bande étroite à partir d'une grille de canaux densément espacés. Pour cela et durant ces dernières années, plusieurs techniques de filtrage sélectif ont été proposées afin d'obtenir des dispositifs de démultiplexage en longueur d'onde avec un minimum de canaux et de bandes passantes très étroites. Des exemples de tel systèmes comprennent des filtres à CPhs basés sur un couplage entre deux guides d'ondes rapprochés [14, 15], deux guides d'ondes couplés à une cavité [16] et des filtres à base de super-prisme à indice de réfraction négatif [17], ou d'une cavité résonnante à CPh à hétérostructure [19, 20]. En adoptant la configuration basée sur le couplage guides d'ondes-cavité, le but de notre étude est de concevoir une structure compacte pour le filtrage en longueurs d'onde, qui repose entièrement sur un CPh 2D sans complexité, avec comme objectif; réduire la taille totale du dispositif, la complexité de la structure, la bande passante, l'espacement des canaux et ainsi améliorer le facteur de qualité et l'efficacité de transmission tout en diminuant le bruit interférentiel entre les différents canaux. C'est dans cette optique que nous proposant l'étude d'un démultiplexeur tout optique permettant l'extraction de quatre longueurs d'onde appartenant à la bande de télécommunications C pour des applications en télécommunication et en multi-détection.

# IV.6.1 Démultiplexeur basé sur un CPh déconnecté pour les applications de télécommunication IV.6.1.1 Conception d'un démultiplexeur à quatre canaux à base d'une cavité carrée de Si3N4

Le dispositif est basé sur une structure déconnectée d'un CPh 2D a réseau carré constituée de tiges de silicium (Si) circulaires avec n=3.45 immergées dans une matrice d'air. La constante de réseau du CPh *a* est égale à 500 nm alors que le rayon des tiges est r = 0.2a. Le processus du filtrage est effectué en considérant un nouveau type de microcavité de nitrure silicium carré Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> (n = 1.974), cette dernière est conçue en introduisant une tige carrée de côté Lc (Lc= 0.395 *a*) de Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> à la place de la tige cylindrique centrale. Les conditions de couplage optimales sont obtenues en couplant directement la cavité aux deux guides d'ondes fonctionnant comme ports d'entrée et de sortie (figure IV.20(a)). Le diagramme de dispersion est représenté sur la figure IV.20 (b), d'après cette figure on remarque que la BIP s'ouvre pour une polarisation TM sur la plage de longueur d'onde de 1219.5-1785.7 nm, cependant la BIP n'existe pas pour les modes TE [35] (lignes rouges sur la figure IV.20(b)).


Figure IV.20. (a) Représentation schématique de la structure du filtre à CPh basé sur un défaut ponctuel de Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> de forme carrée. (b) Courbes de dispersion pour les polarisations TM et TE du CPh 2D sans défauts.

Afin d'étudier les propriétés du filtre et d'évaluer ses performances, une série de simulation 2D-FDTD où des conditions de PML sont prises en compte est effectuée. Une impulsion optique gaussienne polarisée TM couvrant la plage de longueur d'onde d'intérêt, est injectée dans le port d'entrée pour exciter les modes de la cavité. Un moniteur de puissance est placé au bout du guide d'ondes de sortie pour mesurer le signal transmis.

## IV.6.1.1.1 Analyse des propriétés du filtre

Dans la structure proposée, la longueur des guides d'ondes d'entrée et de sortie pourrait être optimisée pour atteindre simultanément un facteur de qualité et une transmission élevée. Par conséquent, pour améliorer le facteur Q du filtre, il faut réduire les fuites du champ électrique afin de diminuer les pertes de rayonnement dans la cavité, cela revient à améliorer la réflectivité des miroirs de la cavité. On sait que le facteur de qualité est proportionnel à 1/ (1-R) où R est la réflexion du miroir. Pour optimiser le facteur Q il faut augmenter le nombre de tiges au tour de la cavité, dans ces conditions la lumière sera fortement confinée à l'intérieur de la cavité et la réflexion ne sera plus limitée par les pertes.

Dans le but d'étudier l'influence de la longueur des guides à CPh sur le facteur de qualité et la transmission du mode résonant, on augmente le nombre de tiges (N) entre la cavité et les guides d'onde afin d'améliorer la réflectivité des miroirs de cette dernière. Dans ce cas N est égal à 2, 3 et 4.

La figure IV.21(a) représente la dépendance du facteur Q et la transmission à la variation du nombre de tiges N entourant la cavité. On peut noter que le facteur Q croit considérablement avec l'augmentation de N car le nombre de parois de la cavité augmente. La valeur élevée de Q est donc principalement due au renforcement des miroirs de la cavité tout en diminuant les pertes radiatives intrinsèques. Ainsi la seule source de pertes présente dans la cavité se situe donc au niveau de l'interface des miroirs.

D'après la figure, on peut constater que pour N=4, le facteur Q du mode résonnant situé à  $\lambda_0 = 1552$  nm est amélioré par rapport à N=2 et 3, la valeur du facteur Q calculé pour cette résonance était d'environ 1.42305×10<sup>5</sup> alors que la transmission était considérablement faible. Par contre, une transmission plus élevée mais un facteur Q plus faible sont obtenus pour le cas de deux et trois tiges. Cependant, le point de N = 3 peut être vu comme point de démarcation où on a une transmission et un facteur Q égal à 2.38×10<sup>4</sup> pour la longueur d'onde de résonance située à 1552.2 nm. Afin d'acquérir simultanément un facteur de qualité optimum et une bonne valeur de la transmission, Il est donc impératif de choisir le nombre de tiges N = 3 pour la conception de notre filtre (figure IV.21(b)).



Figure IV.21. (a) Variation de la transmission et du facteur de qualité Q en fonction de l'augmentation du nombre de tige (N) autour de la cavité. (b) Représentation schématique de la structure optimisée du filtre à CPh.

La figure IV.22 (a) montre la réponse spectrale du filtre à CPh obtenue en utilisant le simulateur CRYSTALWAVE. Un pic aigu apparaît à l'intérieur de la bande interdite, ce pic monomode est identifié comme mode résonant, ce résultat indique que le dispositif agit comme un filtre à bande étroite. Comme on peut le voir sur la figure, les simulations montrent, que l'efficacité de transmission pour le mode calculé situé à  $\lambda = 1552$  nm est proche de 100% avec un facteur de qualité de 23800.

La figure IV.22 (b) montre le profil du champ électrique dans la structure du filtre à CPh dans le plan x-y pour le mode résonant situé à  $\lambda = 1552$  nm.



Figure IV.22. (a) Spectre de transmission du filtre CPh obtenu en effectuant des simulations 2D-FDTD. (b) La distribution du champ électrique pour le mode TM dans le plan x-y à  $\lambda = 1552$  nm

Dans le but de sélectionner plusieurs longueurs d'onde avec un faible espacement de canaux et améliorer l'efficacité de couplage de la lumière dans la structure, on procède à la variation de la distance de réflexion du filtre par la modification de sa position initiale par rapport au guide d'onde d'entrée. La représentation schématique du filtre déplacé est représentée sur la figure IV.23. En fonction de la variation de la distance de réflexion, la longueur d'onde de résonance est décalée de moins de 0.9 nm dans la plupart des cas comme indiqués dans le tableau IV.4. Cela nous permettra pour la première fois de sélectionner ou de filtrer des longueurs d'onde espacées de moins de 0.9 nm, tout en ayant un bon facteur de qualité et une bonne transmission [36]. Ainsi on localise la distance de réflexion optimale qui permet un espacement minimal entre les longueurs d'onde autour de 1550 nm, qui sont susceptibles d'avoir le moins de chevauchement possible et donc le moins de bruit.



Figure IV.23. Représentation schématique de la structure du filtre à CPh déplacé par rapport au guide d'onde d'entrée à l'échelle de la constante de réseau *a*.

Déplacement	Longueur d'onde de résonance (nm)		
-03a	1550.0		
-05a	1550.6		
+09a	1551.3		
00a	1552.2		
-07a	1552.7		
+12a	1552.8		
-11a	1553.5		
-09a	1553.6		
+11a	1554.1		
-12a	1554.2		
+03a	1555.8		
+05a	1555.9		

Table IV.4. Variation de la longueur d'onde en fonction du déplacement du filtre par rapport au guide d'onde d'entrée.

## IV.6.1.1.2 Conception du démultiplexeur

Selon les résultats précédents, nous appliquons la même technique pour la conception d'un démultiplexeur à CPh à quatre canaux, pour cela on intègre quatre filtres dans une plateforme à CPh de 205 um<sup>2</sup> de taille. Le dispositif est composé de 5 ports où le port 1 correspond au port d'entrée du signal et les ports 2, 3, 4, 5 sont les ports de sortie. La représentation schématique de la structure est illustrée sur la figure IV.24 (a). La lumière est injectée via le port 1 à travers le guide d'onde d'entrée puis elle est couplée à l'entrée des quatre filtres où elle sera divisée en quatre canaux. En se basant sur les résultats précédents, la disposition des filtres est choisie afin de permettre un équilibre adéquat entre l'efficacité de couplage et les degrés de résonance.



Figure IV.24. (a) Représentation schématique de la structure du démultiplexeur proposé à base de cavité carrée de nitrure de silicium. (b) Les spectres de transmission du démultiplexeur à CPh sont obtenus simultanément dans les quatre ports de sortie.

Comme convenu, le démultiplexeur proposé peut séparer le signal d'entrée en quatre longueurs d'onde de 1550.6 nm, 1551.3 nm, 1554.2 nm et 1555,6 nm.

Afin d'obtenir une transmission maximale dans chacun des ports, certains paramètres doivent être correctement déterminés pour permettre le passage de plus de lumière. Ainsi on procède au changement de la taille des tiges à l'extrémité de l'entrée et de sortie des filtres dont la réponse spectrale est faible en transmission. Les tiges modifiées sont colorées en jaune, bleue et vert (figure IV.24 (a)), leurs rayons respectifs sont de haut en bas sont de 0.16 nm, 0.17 nm et 0.196 nm. Les résultats de simulation sont représentés sur la figure IV.24(b), les transmissions normalisées des quatre longueurs d'onde sont égales à 99.79, 83.13 et 95.31, 100% respectivement. Le facteur de qualité calculé dans chaque port et pour chaque longueur d'onde est : port 2 (1550.6 nm) Q = 17171, port 3 (1551.3 nm) Q = 15208, port 4 (1554.2 nm) Q = 19187 et le port 5 (1555.6 nm) Q=18970. Les valeurs de la transmission, du facteur de qualité ainsi que l'espacement moyen obtenus dans ce travail sont largement comparables à la plupart des résultats indiqués dans les références [38-41].



Figure IV.25. Distributions du champ dans le démultiplexeur à quatre canaux aux longueurs d'onde de résonance de (a)1551,3 nm, (b) 1555,7 nm, (c) 1550,6 nm et (d)1554,2 nm

Les distributions du champ dans le démultiplexeur correspondant aux longueurs d'onde à la sortie des ports 2, 3, 4 et 5, sont représentées sur la figure IV.25. Sur cette figure, il est clairement visible que les longueurs d'onde  $\lambda = 1550.6$  nm,  $\lambda = 1551.3$  nm, et  $\lambda = 1554$ .2 nm et  $\lambda = 1555.6$  nm sont extraites du guide d'onde d'entrée et transférées aux guides d'onde de sortie par l'intermédiaire des quatre cavités.

## IV.6.1.1.3 Analyse du bruit

La détermination du bruit entre les différents canaux est très importante pour l'évaluation des performances d'un démultiplexeur. Chaque filtre du composant doit fonctionner indépendamment sans que les réponses interagissent les unes avec les autres. Le bruit est évalué en calculant un taux d'extinction (ER) défini comme suit [42] :

$$ER = 10 \log \frac{T}{T_i}$$
(IV. 3)

Où T représente la transmission maximale d'un filtre pour la longueur d'onde de résonance  $\lambda_0$  et Ti représente la transmission minimale des autres filtres pour la même longueur d'onde. Les rapports d'extinction (ER), le facteur de qualité et la transmission à chaque canal pour le démultiplexeur proposé sont résumés dans le tableau IV.5. D'après les résultats présentés dans ce tableau, on remarque qu'un taux d'extinction extrêmement faible entre les unités de filtrage adjacentes du démultiplexeur (inférieur à -20,17 dB) est obtenu pour cette configuration. Ces résultats sont améliorés par rapport à des travaux similaires rapportés dans les références [19, 24]. Par conséquent, cette caractéristique de faible bruit fait du dispositif proposé une plateforme prometteuse pour la réalisation des circuits intégrées pour les application lab-on-chip ainsi que pour les applications à haute sélection d'informations.

Ports	λ (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	Q	ER (dB)	T (%)
Port 2	1550.6	0.0903	17171	-30.23	99.79
Port 3	1551.3	0.1020	15208	-31.73	83.13
Port 4	1554.2	0.0810	19187	-30.17	95.31
Port 5	1555.6	0.0820	18970	-33.21	99.99

Table IV.5. Valeur de la longueur d'onde  $\lambda$ , de la largeur du pic à mi-hauteur  $\Delta\lambda$ , du facteur de qualité Q, du bruit ER et de la transmission T obtenue dans chaque port du démultiplexeur proposé.

### IV.6.1.2 Conception d'un démultiplexeur à quatre canaux basé sur une cavité circulaire de Si3N4

Suite à l'étude précédente et dans le but de simplifier la conception du démultiplexeur, dans cette partie, nous proposons d'étudier un démultiplexeur à base de cavités de nitrure de silicium mais cette fois-ci le point de défaut est une tige cylindrique et non carrée et le processus du filtrage est différent. Pour cela, nous reprendrons les mêmes paramètres que ceux dans le précédent paragraphe : réseau carré de tiges en silicium d'indice de réfraction n Si = 3.45, rayon des tiges r = 0.2a, avec a = 500 nm.

Le processus du filtrage est effectué cette fois par la variation du rayon de la tige centrale du Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>. Les résultats de simulation sont représentés dans la figure IV.26 (a). A partir de cette figure on constate que les longueurs d'onde de résonance se décalent de moins de 0.8 nm en fonction de la variation du rayon (R) de la tige. Cela signifie que le filtre proposé est capable de filtrer des longueurs d'onde autour de 1550 nm avec un espacement inférieur à 0.8 nm. Afin d'améliorer simultanément le facteur de qualité et la transmission, on refait la même étude que précédemment concernant le nombre de tiges (N) autour de la cavité, les résultats de simulation sont représentés sur la figure IV.26 (b). Le facteur de qualité augmente progressivement avec l'augmentation de N autour de la cavité alors que la transmission diminue considérablement, on choisit donc N=3 ou à la fois un bon facteur de qualité et une transmission élevée sont obtenus.



Figure IV.26. (a) Représentation schématique du démultiplexeur à base de cavité de nitrure de silicium (point bleu clair). (b) Spectre de transmission du démultiplexeur correspondant aux quatre ports de sorties.

Donc pour R = 0.22a et N= 3, la longueur d'onde de résonance et de 1556.1 nm et le facteur de qualité et la transmission sont de 17 900 et 100% respectivement. En exploitant les résultats obtenus, on conçoit un démultiplexeur à CPh avec une structure identique à la précédente en intégrant quatre filtres optiques dans une plateforme d'une taille totale de 205 um<sup>2</sup>. Les rayons des tiges de Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> sont de : 0.22a, 0.2208a, 0.2216a et 0.2224a respectivement.

Les spectres de transmission sont représentés sur la figure IV.27(b), sur cette figure on voit clairement que le dispositif proposé peut séparer la lumière en quatre longueurs d'onde bien distinctes. Le facteur de qualité calculé pour chaque spectre dans chaque port est de : le port 2 (1556.1nm) Q = 16042, le port 3 (1557 .5 nm) Q = 16234, le port 4 (1558.4 nm) Q = 15575 et le port 5 (15589.7 nm) Q = 16953. Pour améliorer la transmission dans le port 2 et 5, les rayons des tiges à l'extrémité des guides d'onde d'entrées et de sorties dans chacun des ports sont fixés à 0.18 nm. Ainsi les transmissions normalisées obtenues dans les quatre ports sont respectivement de 99.73%, 99.02 % et 98.13 % et 99.98 %.

Selon l'équation (IV.3), la valeur moyenne du bruit ou du taux d'extinction calculée entre les différents canaux du démultiplexeur est de -30.14 dB. Du point de vue performances ce dispositif présente une légère baisse comparée au démultiplexeur précédent notamment au niveau du facteur de qualité, cela est dû au fort confinement de la lumière que procure la grande cavité à tige carrée grâce à sa stabilité, cela rend le dispositif plus résistant vis-à-vis des déformations structurelles. Cependant, la structure proposée reste plus aisée à concevoir car elle présente moins de complication du point de vue réalisation.

#### IV.6.2 Conception d'un réseau de biocapteurs pour une détection multiplexée

## IV.6.2.1 Conception d'un réseau de biocapteurs à base de cavités H0

Suite à l'étude présentée dans la première section sur le biocapteur monolithique dont la conception est basée sur le couplage guides-cavité H0, nous proposons l'étude d'une structure de réseau de biocapteurs à haute sensibilité intégrée dans une plateforme monolithique à CPh, cette dernière est potentiellement utilisée pour la détection multiplexée sans marqueurs dans un environnement aqueux. Afin d'améliorer le niveau de détection et de restreindre simultanément la valeur du bruit entre les unités de détection adjacentes, la technique bien connue du multiplexage par répartition en longueur d'onde est utilisée pour séparer spatialement les réponses des biocapteurs intégrés.

En se basant sur les résultats rapportés précédemment pour la cavité H0, nous présentons un réseau de biocapteurs dans une structure multiplexée à CPhs, le dispositif est constitué de trois cavités de même type avec différentes longueurs d'onde de résonance (figure IV.27). Les paramètres spécifiques du réseau de biocapteurs sont déterminés en fixant la valeur du rayon de trou central (Rc) de chaque unité de détection (CPh-Sn) comme suit : CPh-S1: Rc1 = 285 nm, CPh-S2: Rc2 = 291.5 nm, CPh-S3: Rc3 = 278.5 nm.



Figure IV.27. Représentation schématique du réseau de biocapteurs à CPhs proposé, la structure est constituée de trois cavités H0 en sandwich entre deux guides d'ondes. Les trous bleus clairs indiquent la zone de détection de chaque biocapteur.

La figure IV.28 (a), représente les spectres de transmission et les longueurs d'ondes obtenues dans un environnement aqueux pour chaque unité de détection. Les longueurs d'ondes des unités de détections sont situées à 1517.3 nm, 1547.2 nm et 1575.3 nm correspondant respectivement aux lignes continues vertes, bleues et rouges. On peut noter que les trois longueurs d'onde de résonance sont bien espacées, elles se situent également dans la fenêtre des longueurs d'ondes de télécommunication et comme prévu, chaque unité de détection présente une transmission élevée.



Figure IV.28. (a) Spectres de transmission pour les trois cavités H0 dans un environnement aqueux (IR = 1.33). (b) Distribution du champ électrique pour une propagation fondamentale en mode TE, à travers les trois cavités.

Le profil du champ électrique pour une propagation en mode fondamental TE à travers les trois cavités est représenté sur la figure IV.28 (b). D'après cette figure on constate que la lumière est fortement confinée à l'intérieur de chaque cavité résonante, cela signifie que la durée de vie des photons est aug<sup>2</sup>menté ainsi des

facteurs de qualité plus élevés peuvent être obtenus. Les facteurs de qualité calculés pour les résonateurs sont respectivement 44360, 28710 et 25029. Ces valeurs présentent une amélioration par rapport aux autres travaux rapportés dans [12,32,44].

### IV.6.2.1.1 Analyse des propriétés de détection du réseau de biocapteurs

Pour analyser les sensibilités de l'ensemble des biocapteurs intégrés en milieu aqueux, l'indice de réfraction de la zone de détection fonctionnelle des trois biocapteurs est modifié respectivement. La figure IV.29 montre les spectres de transmission composés des trois cavités prises en sandwich (CPh-S1, CPh-S2, CPh-S3), lorsque l'indice de réfraction d'une zone fonctionnelle d'un biocapteur est modifié et que les autres ne le sont pas.



Figure IV.29. Spectres de transmission des trois cavités (CPh-S1, CPh-S2, CPh-S3) lorsque la zone de détection d'un capteur est soumise à des variations d'indice de réfraction et les autres ne le sont pas. (a) le premier biocapteur (CPh-S1), (b) le deuxième biocapteur (CPh-S2), (c) le troisième biocapteur (CPh-S3).

Comme on peut le voir sur cette figure, le décalage de la longueur d'onde de résonance se produit uniquement pour le biocapteur actif alors que les autres demeurent inchangés. On peut également noter que la position spectrale du pic de résonance détecté à la sortie du guide d'onde se déplace vers des longueurs d'onde plus élevées (décalage vers le rouge) lorsque l'indice de réfraction de la zone fonctionnelle du biocapteur augmente de 1.330, 1.335, 1.340, 1.345, 1.350, 1.355, 1.360, 1.365, 1.370, 1.377, respectivement, ce qui est en bon accord avec des travaux antérieurs [45,46]. La figure IV. 30 montre le décalage de la longueur d'onde de résonance de chaque unité de détection en fonction des variations de l'indice de réfraction. Les formes géométriques colorées indiquent les valeurs de décalage de la longueur d'onde de résonance ( $\Delta\lambda$ ) en fonction des variations de l'indice de réfraction ( $\Delta$ n), obtenues en effectuent des simulations 2D-FDTD, tandis que la ligne continue rouge représente un ajustement linéaire. A partir de ces résultats, les sensibilités calculées des trois biocapteurs sont S1 = 440 nm / RIU, S2 = 520 nm / RIU et S3 = 400 nm / RIU, respectivement. D'après l'équation (IV.1), la limite de détection calculée pour ce réseau de biocapteurs est d'environ 6.58×10<sup>-6</sup> RIU. Ces résultats sont favorablement comparables aux travaux similaires rapportés dans [44, 45].



Figure IV.30. Décalage de la longueur d'onde de résonance Δλ, en fonction du changement de l'indice de réfraction (Δn) dans la zone de détection de chaque biocapteur et de ses ajustements linéaires associés (ligne rouge continue). (a) le premier biocapteur (CPh-S1), (b) le deuxième biocapteur (CPh-S2), (c) le troisième biocapteur (CPh-S3).

## IV.6.2.1.2 Analyse du bruit entre les biocapteurs intégrés

Le bruit entre les différentes unités de détections intégrés est un paramètre très important pour évaluer les performances du réseau de détection. Dans cette section, le bruit entre les unités de détection adjacentes est analysé en effectuant une simulation détaillée et en calculant le taux d'extinction (ER) qui est donné par l'équation (IV.3) [45]. Le bruit ou le taux d'extinction calculé pour chaque biocapteur et les deux autres biocapteurs adjacents (PhC-S1, PhC-S2 et PhC-S3) dans la structure proposée est représentée sur la figure IV.31.



Figure IV.31. Bruit (dB) entre les différents biocapteurs adjacents dans le réseau de détection proposé, lorsque (a) le premier biocapteur (CPh-S1), (b) le deuxième biocapteur (CPh-S2), (c) le troisième biocapteur (CPh-S3) est soumis à des variations d'indice de réfraction et les autres biocapteurs ne le sont pas.

Le bruit est calculé lorsqu'un biocapteur est exposé à des variations d'indice de réfraction et que les autres ne le sont pas. Comme on le voit sur cette figure, le bruit entre chaque biocapteur et les unités de détection adjacentes dans le réseau proposé est inférieur à -26 dB. La valeur moyenne du bruit pour les trois capteurs est inférieure à -26,12 dB. Cette valeur est nettement améliorée par rapport à celles rapportées des travaux similaires [44, 47]. Elle est également en bon accord avec les résultats présentés dans [45], de plus la conception que nous proposons est moins complexe. Cette faible valeur de bruit pourrait être exploitée pour le développement des applications de détection parallèle et multiplexée.

# IV.6.2.2 Conception d'un réseau de capteurs multicanaux en utilisant une cavité H0 en configuration anneaux

Lorsque la densité d'intégration des unités de détection est trop grande dans un même substrat, l'espacement de résonance entre les différentes réponses des capteurs adjacents diminue et les signaux de détection en réponse aux variations de l'indice de réfraction peuvent interagir facilement les uns avec les autres. Cela entraînera des difficultés pour la reconnaissance des différents analytes. Cependant, afin de séparer spatialement les pics des résonances des capteurs intégrés, la technique bien connue du multiplexage par répartition de longueur d'onde est utilisée. En outre, pour améliorer encore plus les performances de détection et limiter simultanément le taux de bruit entre les capteurs adjacents, le dispositif proposé est conçu en intégrant une série de trois capteurs basés sur le système de cavité H0 en configuration anneaux optimisé (CPh-S1, CPh-S2, CPh -S3), dans une structure de réseau de branchement multiplexé (figure IV.32).



Figure IV.32. Représentation schématique du réseau de capteurs multicanaux proposé. Les carrés rouges indiquent les trois unités de détection intégrées, les anneaux bleus se réfèrent à la zone de détection initialement remplie d'eau [43].

En tenant compte de l'espacement de résonance entre les réponses des capteurs adjacents, les paramètres spécifiques des unités de détection sont déterminés en fixant la valeur du rayon interne des anneaux pour chaque capteur comme suit : CPh-S :  $R_{in1} = 0.26a$ ; CPh-S2 :  $R_{in2} = 0.22a$ ; CPh-S3 :  $R_{in3} = 0.24a$ , les trous en forme d'anneau bleu clair représentés sur la figure IV.25 indiquent la zone de détection de chaque capteur.

Les spectres de transmission de sortie obtenus pour les trois cavités H0 optimisées sont représentées sur la figure IV.33 (a). Comme on peut le voir, dans un environnement aqueux (IR = 1.33), les pics de résonances sont situés à 1516.8 nm, 1545.3 nm et 1577.4 nm correspondants respectivement aux lignes continues vertes, bleues et rouges. On peut également noter que les trois longueurs d'onde de résonance se trouvent dans la région de longueur d'onde de télécommunication avec un espacement de résonance approprié pour permettre la détection et, comme prévu, elles présentent une efficacité de transmission élevée.



Figure IV.33. (a) Spectres de transmission des trois cavités optimisées. (b) Distribution du champ électrique pour la propagation fondamentale du mode de type TE, à travers les trois cavités H0.

La figure IV.33(b) montre le profil de champ électrique pour une propagation du mode fondamental de type TE à travers les trois cavités H0 optimisées. D'après cette figure on constate que la lumière est fortement confinée à l'intérieur de chaque cavité résonante, la durée de vie des photons au sein de ces cavités augmente donc en favorisant les interactions lumière-matière, ainsi des facteurs de qualité plus élevés peuvent être obtenus. Les facteurs de qualité correspondants aux trois pics sont respectivement égaux à 29215, 45082 et 57376. Comparées aux résultats rapportés dans [32, 44, 45, 12], les valeurs obtenues sont significativement améliorées.

#### IV.6.2.2.1 Analyse des propriétés de détection

Afin d'étudier les propriétés de détection du dispositif proposé dans un environnement aqueux, chaque zone de détection des trois capteurs est soumise indépendamment aux variations de l'indice de réfraction. La figure IV.34(a) illustre les spectres de transmission des trois capteurs pour chaque cas ou la zone de détection d'un capteur est soumise à des variations d'IR et que les autres ne le sont pas.



Figure IV.34. (a) Spectres de transmission correspondants des trois cavités H0 (CPh-S1, CPh-S2, CPh-S3) lorsque la zone de détection d'un capteur est soumise à des variations d'indice de réfraction et que les autres ne le sont pas. (b) Décalage de la longueur d'onde de résonance Δλ en fonction de l'augmentation de l'IR dans la zone de détection.

Comme on peut le voir sur cette figure, le décalage de la longueur d'onde se produit uniquement avec les capteurs actifs ou fonctionnels tandis que les autres restent complètement inchangés. On peut facilement voir que lorsqu'on change l'IR de la zone de détection des trois capteurs de 1.33 à 1.377, la position spectrale des pics de résonance se déplace vers des longueurs d'onde plus élevées (décalage vers le rouge). Par conséquent, le décalage de la longueur d'onde de résonance indique un incrément de l'indice de réfraction ambiant et confirme l'identification de l'analyte.

La figure IV.34 (b) représente le décalage de la longueur d'onde de résonance de chaque unité de détection en fonction des variations de IR. Les formes géométriques colorées indiquent les valeurs de décalage de longueur d'onde de résonance ( $\Delta\lambda$ ) en fonction des variations de l'IR ( $\Delta$ n) obtenues à partir des simulations FDTD, la ligne continue rouge représente l'ajustement linéaire associé. Selon ces résultats, les sensibilités calculées pour les trois capteurs à partir des pentes illustrées sur la figure IV.34 (b) sont : S1 = 420 nm / RIU, S2 = 450 nm / RIU et S3 = 440 nm / RIU, respectivement. D'après l'équation (IV.1), la variation minimale détectable (LD) ou la limite de détection calculée pour la structure proposée est de 1.153×10<sup>5</sup> RIU. Ces résultats sont considérablement améliorés par rapport à ceux rapportés dans des travaux de recherche actuels [44,45,47,12].

#### IV.6.2.2.2 Analyse du bruit

Comme observée précédemment, dans un réseau de capteurs, la réponse de chaque capteur intégré en fonction de la variation de l'IR doit être complètement indépendante, de telle manière que le décalage relatif à un capteur n'affecte en rien celui des autres. Dans ce cas, le bruit entre les unités de détection est évalué en calculant le taux d'extinction (ER) qui est défini par l'équation (IV.3).

Le bruit calculé entre les capteurs adjacents (CPh-C1, CPh-C2 et CPh-C3) dans la structure à branches lorsqu'un capteur est exposé à des variations d'IR et que les autres ne le sont pas est représenté sur la figure IV.35. On peut noter dans ce cas qu'en augmentant l'IR dans la zone de détection de CPh-C1, le bruit entre CPh-C1 et CPh-C2 diminue en raison de l'augmentation de l'espacement de résonance entre les réponses des deux capteurs. La même tendance de variation est également observée avec le deuxième capteur CPh-C2 mais avec une légère augmentation de la valeur du bruit entre CPh-C1 et CPh-C3 et CPh-C2 et CPh-C3. Cela est dû au déplacement du pic de résonance du CPh-C2 vers ceux de CPh-C3 et CPh-C1, en réponse à l'augmentation de l'IR dans sa zone de détection. En raison de sa position éloignée (à l'extrémité de la structure), une diminution remarquable de la valeur du bruit du CPh-C3 est observée. Cependant, la valeur du bruit minimale est obtenue pour CPh-C1, car selon les variations de l'IR, le pic de résonance tend à se déplacer vers des longueurs d'onde plus grandes loin des pics de résonance de CPh-C2 et CPh-C3.



Figure IV.35. Bruit en dB entre un capteur et les deux autres adjacents, lorsque (a) CPh-C1, (b) CPh-C2 et (c) CPh-C3 subissent des variations d'indice de réfraction.

Comme prévu, les résultats théoriques indiquent une variation de bruit uniforme avec un taux extrêmement faible de l'ordre de -43.78 dB. Cette dernière peut être aisément compétitive par rapport aux travaux rapportés dans [44,45,47]. Par conséquent, la distance appropriée entre les capteurs adjacents dans la conception améliorée de la structure à branchement a permis une réduction significative du bruit par rapport au réseau précédent. Comme montré précédemment dans la première section, grâce à la configuration en anneaux, les unités de détection du réseau à branchements sont aptes à détecter de petites variations d'indice de réfraction, tel que pour la concentration du glucose. De plus, cette structure possède la propriété d'être extensible et pourrait contenir plus d'unités de détection des deux côtés du guide d'onde. Ce qui permet d'aboutir à une forte

densité d'intégration avec un faible taux de bruit entre les différentes unités de détection sur la plate-forme monolithique à CPh.

## **IV.7** Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié les biocapteurs optiques a indice de réfraction (IR) à base de CPhs bidimensionnels. La première partie consiste à étudier des biocapteurs optiques comme une seule unité de détection. Pour cela deux concepts ont été proposés, le premier repose sur l'étude d'une cavité H0 à modulation locale d'un défaut ponctuel, cette dernière est prise en sandwich entre deux guides d'ondes d'entrée et de sortie à CPh. En premier lieu, nous avons étudié les propriétés de la BIP et les modes résonants de la cavité H0 en utilisant les méthodes 2D-PWE et 2D-FDTD. Par ailleurs, nous avons analysé les propriétés de détection de la structure proposée, on se basant pour cela sur les propriétés de la cavité et nombre de trous fonctionnels autour du point de défaut central, pour N=7 trous un facteur Q optimal de 3.57×10<sup>4</sup> et une sensibilité de 534.54 nm / RIU ont été relevés. Dans le deuxième concept nous avons tenté d'améliorer les performances de détection du biocapteur et augmenter sa sensibilité aux petites variations de la concentration d'analyte. Pour cela, nous proposons la conception et la modélisation d'un biocapteur à CPh à base de cavité à configuration anneaux, nous avons démontré que cette dernière permet de renforcer le confinement de la lumière au sein de la zone de détection de la cavité. Ce dispositif est destiné à la détection de faible concentration de glucose dans une solution aqueuse. Les paramètres de détection et la position spectrale du mode résonant ont été déterminés par l'ajustement des rayons internes des anneaux constituant la cavité ainsi que le nombre de trous fonctionnels autour de cette dernière. Les résultats de simulation montrent qu'un changement dans l'IR de 0.18% conduit à un décalage de 1.1 nm dans le pic de résonance, ce qui correspond à une sensibilité de 462.21 nm / RIU. Un facteur de qualité de 1.112×10<sup>5</sup> et une détection limite de 3.03×10<sup>-6</sup> RIU sont également relevés pour cette conception.

Dans la seconde partie de ce chapitre nous avons étudié un démultiplexeur à CPh permettant l'extraction de quatre longueurs d'ondes pour les deux applications de télécommunication et de multi-détection. Dans le but d'améliorer les propriétés de démultiplexage tout en diminuant le bruit interférentiel entre les différents canaux, deux structures à base de CPh déconnecté ont été proposées avec deux principes de filtrage différents. Le premier repose sur la variation de la distance de réflexion d'un filtre à CPh à base d'une cavité à tige carrée de Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> et le second sur la variation du rayon de la tige circulaire centrale d'un filtre à CPh. D'un point de vue performances, le premier dispositif présente une légère hausse comparé au second notamment au niveau du facteur Q, cela est dû au fort confinement de la lumière que procure la grande cavité à tige carrée grâce à sa stabilité. Ce qui rend la structure plus durable vis-à-vis des déformations structurelles. Cependant la deuxième structure est plus facile à concevoir car elle présente moins de complication pour la réalisation.

Afin de surmonter le problème à usage unique des biocapteurs proposés dans la première partie, nous avons utilisé le principe de démultiplexage en longueurs d'ondes pour séparer spatialement les réponses spectrales des différentes unités de détection. En nous basant sur les résultats de la section précédentes nous avons proposé deux conceptions, la première consiste en un réseau de trois cavités H0 avec trois différentes longueurs d'onde de résonance où une sensibilité de 520 nm/RIU et un facteur Q de 4.44×10<sup>4</sup> sont obtenus avec un bruit de 26.12 dB. Dans le but de diminuer ce bruit, une deuxième conception basée sur une structure à branchement est proposée. Pour les mêmes variations de l'IR, cette conception a montré une sensibilité de 450 nm/RIU et un facteur Q de 5.74×10<sup>4</sup>. le tout pour un bruit uniforme de moins 43.7 dB. En plus de sa capacité à détecter de faible variation d'IR, cette combinaison de performances permet à cette structure d'être un candidat potentiel pour la conception et le développement de futures générations attrayantes de circuits à détection multiplexée.

## IV.8 Références du chapitre VI

- A. Scherer, O. Painter, J. Vučković, M. Lončar, T. Yoshie, "Photonic crystals for confining, guiding, and emitting light, IEEE Trans. on nanotechnol", vol.1, pp.4-11, 2002.
- [2] N.A. Mortensen, S. Xiao, J. Pedersen, "Liquid-infiltrated photonic crystals: enhanced light-matter interactions for lab-on-a-chip applications", Microfluid Nanofluid, vol.4, pp. 117-127, 2008.
- [3] Y. Akahane, T. Asano, B. S. Song, and S. Noda, «Fine-tuned high-Q photonic crystal nanocavity», Opt.Exp., vol.13 n°4, pp.1202-1214, 2005.
- [5] Z. Zhang and M. Qiu, "Small-volume waveguide-section high Q microcavities in 2D photonic crystal slabs", Opt. Express 12, pp.3988, 2004.
- [6] C. L. C. Smith, U. Bog, S. Tomljenovic-Hanic, M. W. Lee, D. K. C. Wu, L. O'Faolain, C. Monat, C. Grillet, T. F. Krauss, C. Karnutsch, R. C. McPhedran and B. J. Eggleton, "Reconfigurable microfluidic photonic crystal slab cavities", Opt. Express, vol.16, n°20, pp.15887-15896, 2008.
- [7] D. Yang, H. Tian and Y. Ji, "The properties of lattice-shifted microcavity in photonic crystal slab and its applications for electro-optical sensor", Sens and Act A: Physical, vol. 171, n° 2, pp. 146-151, 2011.
- [8] J. D. Joannopoulos, R. D. Maede, and J. N. Winn, "Photonic crystals: Molding the FLow of light", Princeton Univ. Press, 1995.
- [9] J. P. Berenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves". Journal of computational physics, vol.114, pp.185-200,1994.
- [10] X. Wang, Z. Xu, N. Lu, J. Zhu, and G. Jin, "Ultracompact refractive index sensor based on microcavity in the sandwiched photonic crystal waveguide structure", Opt. Commun, vol.281, pp.1725-1731, 2008.
- [11] D. F. Dorfner, T. Hürlimann, T. Zabel, L. H. Frandsen, G. Abstreiter et al. "Silicon photonic crystal nanostructures for refractive index sensing", Appl. Phys. Lett, vol.93, pp.181103, 2008.
- [12] D. Yang, H. Tian, & Y. Ji, "Nanoscale photonic crystal sensor arrays on monolithic substrates using side-coupled resonant cavity arrays", Opt. Exp., vol.19, n°.21, pp 20023-20034, 2011.
- [13] S. Arafa, M. Bouchemat, T. Bouchemat, A.Benmerkhi, "High sensitive photonic crystal multiplexed biosensor array using H0 sandwiched cavities". In EPJ Web of Conferences, vol. 139, pp. 00003. EDP Sciences, 2017.
- [14] A. Faraon, D.Englund, J. Fushman, J. Vučković, N. Stoltz, P. Petroff, "Local quantum dot tuning on photonic crystal chips". Applied Physics Letters, vol.90 n°.21, pp.213110-213113, 2007.
- [15] A. Harhouz, A. Hocini, "Design of high-sensitive biosensor based on cavity waveguides coupling in 2D photonic crystal", Journal of Electromagnetic Waves and Applications, vol. 29, n°. 5, pp.659–667, 2015.
- [16] T. J. Karle, D. H. Brown, R. Wilson, M. Steer, T. E. Krauss, "Planar photonic crystal coupled cavity waveguides". IEEE Journal of selected topics in quantum electronics, vol.8, n°.4, pp.909-918,2002.
- [17] L. Huang, H. Tian, J. Zhou, Q. Liu, P. Zhang, Y. Ji, "Label-free optical sensor by designing a high-Q photonic crystal ring-slot structure". Optics Communications, 335, pp. 73-77.2015.
- [18] I. M. White, X. Fan, "On the performance quantification of resonant refractive index sensors. Optics express", vol.16, n°.2, pp.1020-1028. 2008.

- [19] H.S. Dutta, A.K. Goyal, S. Pal, "Sensitivity enhancement in photonic crystal waveguide platform for refractive index sensing application", J. Nanophotonics, vol.8, pp.083088–083088, 2014.
- [20] F. Bougriou, T. Bouchemat, M. Bouchemat, N. Paraire, "Optofluidic sensor using two-dimensional photonic crystal waveguide", Eur. Phys. J. Appl. Phys, vol.62, pp.11201, 2013.
- [21] A. Säynätjoki, M. Mulot, K. Vynck, D. Cassagne, J. Ahopelto, H. Lipsanen, "Properties, applications and fabrication of photonic crystals with ring-shaped holes in silicon-on-insulator", Photon. Nanostruct. Fundam. Appl, vol.6, pp. 42-46, 2008.
- [22] F. Intonti, S. Vignolini, V. Turck, M. Colocci, P. Bettotti, L. Pavesi, S.L. Schweizer, R. Wehrspohn, D.S. Wiersma, "Rewritable photonic circuit", Appl. Phys. Lett, vol.89, pp. 211117-211120, 2006.
- [23] J. Zhou, H. Tian, D. Yang, Q. Liu, Y. Ji, "Integration of high transmittance photonic crystal H2 nanocavity and broadband W1 waveguide for biosensing applications based on Silicon-on-Insulator substrate", Opt. Commun. vol.330, pp.175–183, 2014.
- [24] A. Benmerkhi, M. Bouchemat, T. Bouchemat, "Influence of elliptical shaped holes on the sensitivity and Q factor in 2D photonic crystals sensor", Nanostr. Fundam. Appl, vol.20, pp.7–17, 2016.
- [25] M. Loncar, A. Scherer, "Microfabricated optical cavities and photonic crystals", in: K. Vahala (Ed.) Optical microcavities, World Scientific Publishing, 2004.
- [26] Y.L. Yeh, "Real time measurement of glucose concentration and average refractive index using a laser interferometer", Opt. Lasers Eng, vol.46, pp.667–670, 2008.
- [27] L. Huang, H. Tian, D. Yang, J. Zhou, Q. Liu, P. Zhang, Y. Ji, "Optimization of figure of merit in label-free biochemical sensors by designing a ring defect coupled resonator", Opt. Commun, vol.332, pp. 42-49, 2014.
- [28] F. Hosseinibalam, S. Hassanzadeh, A. Ebnali-Heidari, C. Karnutsch, "Design of an optofluidic biosensor using the slow-light effect in photonic crystal structure", Appl. Opt, vol.51, pp.568–576, 2012.
- [29] Z. Zhou, "Accurate top-down processing of silicon photonic device", J. MicroNanolithogr. SPIE Newsroom (2010). http://dx.doi.org/10.1117/ 2.1201001.002580.
- [30] M. Qiu, "Effective index method for heterostructure-slab-waveguide-based two dimensional photonic crystals", Appl. Phys. Lett, vol.81, pp.1163, 2002.
- [31] S. Arafa, M. Bouchemat, T. Bouchemat, A. Benmerkhi, A. Hocini, "Infiltrated photonic crystal cavity as a highly sensitive platform for glucose concentration detection, Optics Communications", vol.384, pp.93-100,2017.
- [32] S. Olyaee, S. Najafgholinezhad, "Computational study of a label-free biosensor based on a photonic crystal nanocavity resonator", Appl. Optics, vol.52, pp. 7206-7213,2013.
- [33] C. A, Barrios, K. B, Gylfason, B.Sánchez, A. Griol, H. Sohlström, M. Holgado, R. Casquel, "Slot-waveguide biochemical sensor", Opt. Lett, vol.32, pp. 3080–3082, 2007.
- [34] T. Claes, J.G. Molera, K. De Vos, E. Schacht, R. Baets, P. Bienstman, "Label-Free Biosensing With a Slot Waveguide-Based Ring Resonator in Silicon on Insulator", IEEE Photonics J, vol.1, pp.197–204, 2009.
- [35] S. Arafa, M. Bouchemat, T. Bouchemat, A. Benmerkhi, "Design of Optical Filter Based on Photonic Crystal Squared Silicon Nitride Microcavity. Nanoscience and Nanotechnology", vol.6, n°.1A, pp.97-104, 2016.
- [36] N.D. Gupta, V.Janyani, "Dense wavelength division demultiplexing using photonic crystal waveguides based on cavity resonance", Optik, vol.125, pp. 5833–5836, 2014.

- [37] M.R. Rakhshani, M.A. Mansouri-Birjandi, Z. Rashki, "Design of Six Channel Demultiplexer by Heterostructure Photonic Crystal Resonant Cavity" International Research Journal of Applied and Basic Sciences, vol.4, pp. 976-984, 2013.
- [38] L. He, X. Xu, N. Liu, T. Yu, L. Fang, "Ultracompact triplexer by coupling and decoupling of multiple photonic crystal waveguides". Journal of Optics, vol.12, n°o.6, pp.065502, 2010.
- [39] S. Bouamami, R. Naoum, "Compact WDM demultiplexer for seven channels in photonic crystal", Optik, vol.125, pp. 7072–7074, 2014.
- [40] M. R Rakhshani, M.A. Mansouri-Birjandi, "Design and Optimization of Photonic Crystal Triplexer for Optical Networks", International Journal of Computer Science Issues, vol. 9, n° 1, pp. 24-28, 2012.
- [41] L. Lia,b, G.Q. Liua,b, Y.H. Chena,b, F.L. Tanga,b, K. Huanga,b, L.X. Gonga, "Photonic crystal multi-channel drop filters with Fabry-Pérot microcavity reflection feedback", Optik, vol.124, pp. 2608-2611, 2013.
- [42] S. Rawal, R.K. Sinha, "Design, analysis and optimization of silicon-on-insulator photonic crystal dual band wavelength demultiplexer", Optics Communications, vol. 282, pp. 3889-3894, 2009.
- [43] A. Safia, M. Bouchemat, T. Bouchemat, A. Benmerkhi, "Design of Four channels Demultiplexer based on two dimensional photonic crystal silicon nitride microcavities", International Year of Light and Light-based Technology, Alger, 14, 15 Décembre 2015.
- [44] D. Yang, H. Tian, Y. Ji, "Nanoscale low crosstalk photonic crystal integrated sensor array", IEEE Photonics J, vol.6, pp.1-7, 2014.
- [45] L. Huang, H. Tian, J. Zhou, Y. Ji, "Design low crosstalk ring-slot array structure for label-free multiplexed sensing". Sensors, vol.14, n°.9, pp.15658-15668, 2014.
- [46] S. Arafa, M.Bouchemat, T. Bouchemat, A. Benmerkhi, Optik, "High sensitive optofluidic sensor array based on ring-shaped holes photonic crystal H0-cavity", vol.131, pp.49-57, 2017.
- [47] P. Zhang, H. Tian, D. Yang, Q. Liu, J. Zhou, L. Huang, Y. Ji, "Radius vertical graded nanoscale interlaced-coupled photonic crystal sensors array", Opt. Commun, vol.355, pp.331–336, 2015.

# Conclusion générale

Les études menées depuis cette dernière décennie sur l'utilisation des cristaux photoniques pour la réalisation des circuits intégrés répondant aux exigences des nouveaux systèmes de lab-on-chip ont prouvé que ces structures périodiques constituent des candidats potentiels pouvant offrir de nouvelles perspectives pour le développement et la réalisation d'une future génération de circuits intégrés tout optique.

L'ensemble des travaux présentés dans ce manuscrit ont pour objectif l'étude et la conception de nouveaux éléments et de structures à CPhs pour des systèmes de détection et de multiplexage en longueur d'onde. Pour cela l'ensemble de ce travail est consacré dans sa globalité à l'étude de biocapteurs optiques à indice de réfraction à base de CPhs (2D) et leurs utilisations comme une unité de détection et par la suite comme un élément de base pour une détection multiplexée. En se basant sur les propriétés de démultiplexage en longueur d'onde, deux concepts de biocapteurs ont été proposés, le premier repose sur l'étude d'une cavité H0 à modulation locale d'un défaut ponctuel, ce dernier est pris en sandwich entre deux guides d'ondes d'entrée et de sortie à CPhs. En premier lieu, nous avons sélectionné soigneusement les paramètres du réseau triangulaire qui permettent l'ouverture d'une large bande interdite afin d'avoir une vaste plage de détection dans la gamme des fréquences souhaitées. Ensuite on a étudié les modes résonants de la cavité en utilisant la méthode 2D-FDTD, cette dernière permet de déterminer la position spectrale, le facteur de qualité des modes résonants de cette dernière, dont la longueur d'onde de résonance est située dans la bande interdite photonique déjà calculée par la méthode PWE-2D. Par ailleurs, nous avons montré que les propriétés optiques de cette structure sont sensibles aux variations géométriques du point de défaut central. En considérant l'influence de la largeur de ce dernier sur les modes résonants de la cavité H0, nous prouvons la possibilité d'effectuer un réglage fin de la position spectrale et du facteur de qualité du mode résonant. Nous analysons par la suite les propriétés de détection de la structure proposée, en nous basant sur les paramètres géométriques de la cavité et le nombre de trous fonctionnels autour du point de défaut central (N). Pour N= 7 trous un facteur Q optimal de 35718 et une sensibilité de 534.54 nm / RIU ont été relevés pour un pic de résonance situé à 1504.5 nm.

Dans le deuxième concept nous tentons d'améliorer les performances de détection du biocapteur et d'augmenter sa sensibilité aux petites variations de la concentration d'analyte. Pour cela, nous avons proposé la conception et modélisation d'un biocapteur à CPh basé sur d'une cavité en configuration annulaire, nous démontrons que cette dernière permet de renforcer le confinement de la lumière au sein de la zone de détection ce qui favorise l'interaction lumière-analyte à l'emplacement précis de la zone de détection. Par conséquent, les paramètres de détection du dispositif sont améliorés de manière significative. Le dispositif est potentiellement exploité pour la détection d'une faible concentration de glucose dans une solution aqueuse. Les paramètres de détection et la position spectrale du mode résonant sont déterminés par l'ajustement des rayons internes des anneaux constituant la cavité ainsi que le nombre de trous fonctionnels autour de cette dernière. Les résultats de calcul montrent qu'une variation de l'indice de réfraction de 0.18% conduit à un décalage de 1.1 nm du pic de résonance, ce qui correspond à une sensibilité de 462.21 nm / RIU. Un facteur de qualité de 1.112×10<sup>5</sup> et une détection limite de 3.03×10<sup>-6</sup> RIU sont également relevés pour cette conception.

Dans la seconde partie de ce travail nous procédons à l'étude des démultiplexeurs optiques à CPh permettant l'extraction de quatre longueurs d'ondes pour les deux applications de télécommunication et de multi-détection. Dans le but d'améliorer les propriétés de démultiplexage tout en diminuant le bruit interférentiel entre les différents canaux, deux structures basées sur un CPh déconnecté sont proposées avec deux principes de filtrage différents. Le premier repose sur la variation de la distance de réflexion d'un filtre à CPh dont la cavité est à tige carrée de Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> et pour le second on fait varier le rayon de la tige circulaire centrale également en Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>. D'un point de vue performance, le premier dispositif présente une légère hausse comparée au second notamment au niveau du facteur Q, cela est dû au fort confinement de la lumière que procure la grande cavité à tige carrée grâce à sa stabilité, ce qui rend la structure plus durable vis-à-vis des déformations structurelles. Cependant la deuxième conception est plus facile à concevoir car sa réalisation est moins complexe.

Afin de concevoir une plateforme à CPhs pour une détection multiplexée, et de surmonter le but à usage unique des biocapteurs proposés dans la première partie, nous exploitons le principe de démultiplexage en longueur d'onde pour séparer spatialement les réponses spectrales des différentes unités de détection. En utilisant les résultats de la section précédente nous proposons deux conceptions, la première consiste en un réseau de trois cavités H0 avec trois différentes longueurs d'onde de résonance où une sensibilité de 520 nm/RIU et un facteur Q de 4.44×10<sup>4</sup> sont relevés avec un bruit de 26.12 dB. Dans le but de diminuer ce bruit, une deuxième conception basée sur une structure à branchement est proposée. Pour les mêmes variations de l'IR, cette conception affiche une sensibilité de 450 nm/RIU et un facteur Q de 5.74×10<sup>4</sup> le tout pour un taux de bruit de moins 43.7 dB.

Cette valeur de bruit est nettement améliorée par rapport à celle des travaux similaires actuels. En plus de sa capacité à détecter de faibles variations d'IR, la conception proposée est moins complexe. Cette faible valeur de bruit pourrait être exploitée pour le développement des applications de détection parallèle et multiplexée.

D'après les résultats obtenus, les structures proposées dans ce travail constituent une plateforme très prometteuse pour les applications de biodétection. De ces résultats, il est donc possible de dégager quelques perspectives intéressantes. Les performances de détection pourraient être améliorées d'avantage, notamment du point de vue conception de cavités et de guides d'ondes à CPhs à fente. L'utilisation des biocapteurs photoniques à base de cavité plasmonique, représenterait également une voie intéressante à explorer. Le couplage de l'effet plasmonique à une configuration compacte à CPhs permet de perfectionner de manière significative les performances des biocapteurs.

## Publications et travaux réalisés

## **Publications**

- S. Arafa, M. Bouchemat, T. Bouchemat, A. Benmerkhi, A.Hocini, "Infiltrated photonic crystal cavity as a highly sensitive platform for glucose concentration detection". Optics Communications, vol.384, pp.93-100, 2017. doi.org/10.1016/j.optcom.2016.10.019.
- S. Arafa, M. Bouchemat, T. Bouchemat, A. Benmerkhi, "High sensitive optofluidic sensor array based on ring-shaped holes photonic crystal H0-cavity". Optik-International Journal for Light and Electron Optics, vol.131, pp.49-57, 2017. doi.org/10.1016/j.ijleo.2016.11.051.
- **S.** Arafa, M. Bouchemat, T. Bouchemat, A. Benmerkhi, "Design of Optical Filter Based on Photonic Crystal Squared Silicon Nitride Microcavity". Nanoscience and Nanotechnology, vol.6, no.1A, pp.97-104, 2016. 10.5923/c.nn.201601.19.

## *Communications*

- S. Arafa, M. Bouchemat, T. Bouchemat, A. Benmerkhi, "High sensitive photonic crystal multiplexed biosensor array using sandwiched h0 cavities". Nanophotonics and micro/ nano optics international conférence, PARIS, 7-9 décembre 2016.
- S. Arafa, M. Bouchemat, T. Bouchemat, A. Benmerkhi, "Design of Optical Filter Based on Photonic Crystal Squared Silicon Nitride Microcavity". Applied nanotechnology and Nanoscience International Conférence, PARIS, 5-7 novembre 2015.
- S. Arafa, M. Bouchemat, T. Bouchemat, A. Benmerkhi, "Design of Four channels Demultiplexer Based on Two Dimensional Photonic Crystal Silicon Nitride Microcavities" Optics and Photonics Algeria, ALGER, 14-15 Décembre 2015.
- S. Arafa, M. Bouchemat, T. Bouchemat, A. Benmerkhi, "Design of five channel demultiplexer based on twodimensional photonic Crystal". Design of Programmable Electronic Systems for Téléommunications, BORDJ BOU ARRERIDJ, Le 18 juin2014.

Thèse de doctorat : Etude des composants à base de cristaux photoniques : Application dans le domaine du démultiplexage et de la détection. Présentée par : ARAFA Safia Encadrée par : BOUCHEMAT Mohamed

## Résumé

De nos jours, Le développement de capteurs biologiques est devenu un enjeu majeur afin de répondre aux besoins actuels dans des domaines aussi variés qu'exigeant. La détection ou l'analyse en temps réel des cibles doit être privilégiée et la réponse doit être facile à lire et extrêmement rapide. En parallèle, les progrès des nanotechnologies et en particulier ceux des cristaux photoniques, qui permettent de manipuler la lumière avec une résolution nanométrique, et donc à l'échelle de la biomolécule, offrent la possibilité d'aboutir à de nouvelles plateformes de détection très performantes.

Dans ce contexte, ce travail de thèse vise l'étude et la conception de biocapteurs à indice de réfraction à base de cristaux photoniques. Les structures proposées sont essentiellement basées sur le système de couplage guide-cavité H0. L'objectif principal de notre travail demeure le renforcement du confinement de la lumière au sein de cette cavité. Dans la première partie de ce travail nous analysons en détail l'influence de la géométrie de la cavité sur les performances de détection. Ainsi nous présenterons une configuration à base de trous d'air annulaires afin d'améliorer les propriétés de détection. Dans le but d'intégrer plusieurs unités de détection dans une même plateforme à cristal photonique, la technique de démultiplexage (DWDM) par répartition en longueur d'onde pour séparer spatialement les réponses des biocapteurs intégrés sera étudiée : Deux structures de démultiplexeurs basés sur un filtrage sélectif en longueurs d'onde seront également présentées. Comme pour le cas d'un biocapteur unique, et en se basant sur cette technique les deux configurations d'un réseau de biocapteur en configuration classique et en anneaux seront étudiées et simultanément évaluées. Les propriétés optiques de ces structures photoniques seront numériquement évaluées en effectuant des simulations à base de la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD). Les résultats obtenus indiquent que la réponse de chaque unité de capteur varie indépendamment en termes de modifications d'indice de réfraction. En conséquence, une sensibilité de 450 nm / RIU et une diaphonie inférieure à -43,78 dB ont été atteintes pour la structure en configuration anneaux, tout en maintenant un facteur de qualité aussi élevé que  $5.74 \times 10^4$ . Cette combinaison de performances permet à cette structure d'être un candidat potentiel pour la conception et le développement de future génération attrayantes de circuits à détection multiplexée.

#### Mots-Clés : cristaux photoniques, l'optique intégrée, biocapteurs, démultiplexeur, cavité, FDTD.

## Summary

Nowadays, the development of biological sensors has become a major issue in order to meet the current and the future needs in diverse areas demanded. Real-time detection or analysis should be preferred and the response should be easy to read and extremely fast. In parallel, the progress of nanotechnologies and in particular those of photonic crystals, which make it possible to manipulate the light at nanometric resolution, and thus at the biomolecule scale, offers the possibility of achieving a new high-performed detection platform.

In this context, this thesis aims to study and to design refractive index biosensors based on photonic crystals. The structures proposed are essentially based on a H0 cavity coupled waveguide system. The main objective of our work remains the enhancement of light confinement within the cavity area. In the first part of this work we analyze in detail the influence of the cavity geometry on the detection performances. Thus, we present a configuration based on ringed air holes to improve the detection properties. In order to integrate several detection units in the same photonic crystal platform, the wavelength division demultiplexing (WDM) technique to spatially separate the responses of the integrated biosensors will be studied: Two structures of demultiplexers based on a selective filtering will also be presented. As for the case of a single biosensor and based on this technique the configurations of classical and ringed biosensor array will be studied and simultaneously evaluated. The optical properties of these photonic structures will be numerically evaluated by performing simulations based on the finite difference time domain (FDTD) method. The obtained results indicate that the response of each sensor unit shifts independently in terms of refractive index variations. Accordingly, a sensitivity of 450 nm / RIU and a crosstalk of less than -43.78 dB have been achieved for the ringed configuration, while maintaining a quality factor as high as 5.74×10<sup>4</sup>. These features make the designed structure a promising platform for performing monolithic integration and high multiplexed label-free detection.

## Keywords: Photonic crystal, integrated optics, biosensors, demultiplexer, cavity, FDTD.

#### ملخص:

في الوقت الحاضر، أصبح تطوير أجهزة الاستشعار البيولوجية قضية رئيسية من أجل تلبية الاحتياجات الحالية حسب ما تتطلبه مجالات مختلفة. يجب أن يتم تفضيل الكشف أو التحليل في الوقت الفعلي ويجب أن تكون الاستجابة سهلة القراءة وسريعة للغاية. في موازاة ذلك، تقدم تكنولوجيا النانو ولا سيما تلك الخاصة بالبلورات الفوتونية، التي تجعل من الممكن التلاعب بالمواد ذات الدقة النانومترية، وبالتالي على مقياس الجزيء الحيوي، مما يوفر إمكانية الوصول إلى منصات كشف جديدة عالية الأداء .

في هذا السياق، تهدف هذه الرسالة إلى دراسة وتصميم أجهزة الاستشعار البيولوجية الانكسارية على أساس البلورات الفوتونية. تعتمد يبقى الهدف الرئيسي لعملنا هو تعزيز حبس الضوء داخل هذا التجويف. في الجزء HO. اعلى نظام اقتران التجويف الهياكل المقترحة أساس الأول من هذا العمل، نحلل بالتفصيل تأثير هندسة التجويف على أداء الكشف. وبالتالي، سوف نقدم التكوين على أساس فتحات الهواء الحلقي لتحسين خصائص الكشف. من أجل دمج العديد من وحدات الكشف في نفس منصة كريستال ضوئية واحدة، سيتم دراسة تقنية انقسام للفصل استجابات أجهزة الاستشعار البيولوجية المتكاملة: استنادا على هده التقنية سيتم تقديم هيكلان من وحدات (WDM) الطول الموجي التقسيم الانتقائي للأطوال ال اسيتم دراسة لهيكلان لشبكة ، على هذه التقنية وبناء ، موجية. بالنسبة لحالة جهاز استشعار حيوي واحد الاستشعار البيولوجي في التكوين الكلاسيكي والحلقة الدائرية وتقبيمهما في وقت واحد. وسيتم تقييم الخصائص البصرية لهذه الهياكل تشير النتائج التي تم الحصول عليها إلى أن استجابة كل وحدة (FDTD) . الفوتونية عن طريق إجراء عمليات المحاكاة على أساس وتداخل أقل nm / RIU 450 من الالالال منتعار تختلف بشكل مستقل من حيث التغيرات في معامل الانكسار. ونتيجة لذلك، تم تحقيق حساسية تبلغ هذا المزيج من الأداء يسمح لهذا الهيكل 5.74 ×104 ديسيبل للبنية ذات الشكل الحلقي، مع الحفاظ على عامل جودة يصل إلى 83.78 من ان يكون مرشح محتمل لتصميم وتطوير جيل قوي من الدوائر الكشف عن تعدد الإرسال .

الكلمات المفتاحية: البلورات الضوئية، البصريات المتكاملة، أجهزة الاستشعار البيولوجية، مزيلات الدمج، التجويف، FDTD

••