

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

Université Mohamed Boudiaf - M'sila  
Faculté de Technologie  
Département d'Electronique



## THÈSE

Présentée en vue de l'obtention du diplôme de  
**Doctorat en Sciences en Electronique**

Présentée par:

*HARHOUZ Ahlam*

## THÈME

---

**Contribution à l'étude et la conception des capteurs à base  
de cristaux photoniques**

---

Soutenue publiquement le 27/04/2017

Devant le jury:

SAIGAA Djamel	Président	Professeur	Univ. M'sila
HOCINI Abdesselam	Rapporteur	Professeur	Univ. M'sila
BOUCHEMAT Thouraya	Examineur	Professeur	Univ. Constantine1
BOUCHEMAT Mohamed	Examineur	Professeur	Univ. Constantine1
LAHOUBI Mahieddine	Examineur	Professeur	Univ. Annaba
KHEDROUCHE Djamel	Examineur	Maître de conférences	Univ. M'sila

*Toutes les lettres ne sauraient trouver les mots qu'il faut...  
Tous les mots ne sauraient exprimer la gratitude, l'amour,  
Le respect, la reconnaissance...  
Aussi, c'est tout simplement que*



*Je dédie ce travail*

*A ma très chère mère ses encouragements et son soutien matériel et moral tout au long de ma scolarité.*

*A ma sœur Chaima et mon frère Saddek et sa femme Fatma, Et plus particulièrement à mon beau frère Hakim pour son encouragement qui m'ont aidé à surmonter toutes les difficultés.*

*A ma tante Ladouria.*

*A mon neveu Iyad et mes nièces Lina, Nada, kameliya*

*A mon encadreur Mr Hocini Abdesselam.*

*A toute Ma famille.*

# Remerciements

**C**e travail de thèse a été effectué au sein du laboratoire d'Analyse des Signaux et Systèmes (LASS), Département d'Electronique de l'Université de M'sila, sous la direction scientifique du Professeur Abdesselam HOCINI.

*J'adresse mes profonds remerciements à mon directeur de thèse, professeur Abdesselam HOCINI, pour m'avoir confié ce travail et assurer l'encadrement de cette thèse, et Je suis très reconnaissante pour la confiance qu'il m'a accordé, ses conseils judicieux, son disponibilité et le soutien constant qu'il m'a prodigué au cours de l'élaboration de ce travail.*

*J'exprime ma vive gratitude à Monsieur Djamel SAIGAA, Professeur à l'Université de M'sila, pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail en faisant l'honneur de présider le jury de ma soutenance.*

*J'exprime ma reconnaissance aux personnes qui ont eu la gentillesse de faire partie de mon jury de thèse.*

*Je remercie Madame Thouraya BOUCHEMAT, Professeur à l'Université Constantine1, pour l'intérêt qu'elle a porté à ce travail et pour avoir accepté d'examiner mon travail en participant au jury de thèse.*

*Mes remerciements vont également à Monsieur Mohamed BOUCHEMAT, Professeur à l'Université Constantine 1, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour avoir accepté d'examiner mon travail en participant au jury de thèse.*

*Je remercie également Monsieur Mahieddine LAHOUBI, Professeur à l'Université de Badji Mokhtar Annaba, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour avoir accepté d'examiner mon travail en participant au jury de thèse.*

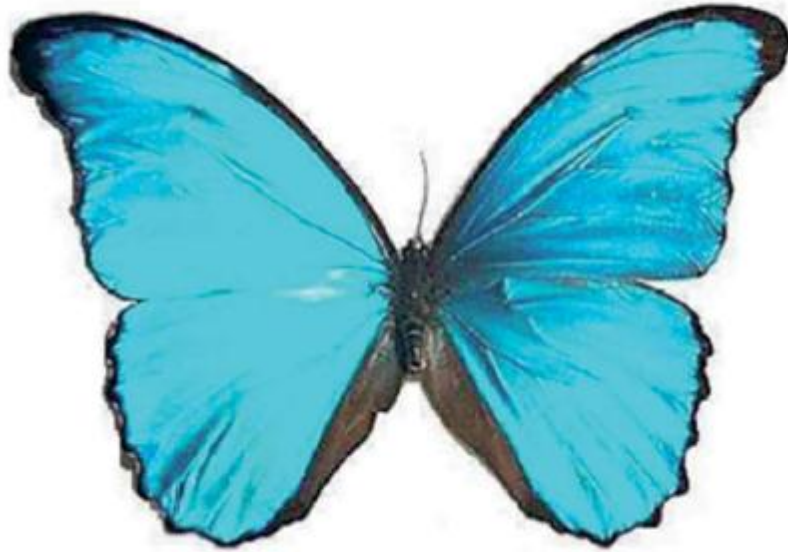
*Je tiens également à remercier Monsieur Djamel KHEDROUCHE, Maitre de conférences à l'université Mohamed Boudiaf de M'Sila, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour avoir accepté d'être examinateur de cette thèse.*

*Je remercie tous les membres de l'équipe que j'ai pu côtoyer durant toutes ces années passées avec eux, en particulier: Ahmed Kahlouche, Tarek Zouache, Mounir Bouras, khadija Belabbes Oussama Bouleghimat , Riad Moukhtari , Asma Ouanoughi , Mouhssin Maache .*

**J**e tiens également à remercier Monsieur Bruno PALPANT, Professeur au Centrale Supélec Paris, de m'avoir aidé durant mon séjour au laboratoire de photonique quantique et moléculaire (ENS-CACHAN).Merci à ceux qui ont su m'apporter une aide "technique", notamment Thomas Antoni, pour qui rien n'est impossible. Merci aussi à tous les membres de l'équipe LPQM au Centrale Supélec Paris : Gramoz Cubreli, Nadia Djellali, Christine Thibault, Pamina Winkler.

*“If only it were possible to make dielectric materials in which electromagnetic waves cannot propagate at certain frequencies all kinds of almost-magical things would be possible”*

*J. Maddox  
Nature 348, 481 (1990)*



*“The prohibition of wave propagation in the forbidden gap makes these periodic dielectric structures valuable as highly ideal reflective mirrors, for example, for use in Fabry-Perot resonators. “*

*Eli Yablonovitch  
Physical review letters 58(20) (1987)*

## Résumé

Les cristaux photoniques (CPs) sont des structures artificielles réalisées dans le but d'ouvrir une bande interdite suivant les différentes directions, dans cette bande il apparaît une gamme de fréquence pour laquelle la lumière ne peut plus se propager. L'ouverture d'une bande interdite est due à la variation périodique de l'indice diélectrique à l'échelle de la longueur d'onde, cette variation peut être unidimensionnelle, bidimensionnelle ou tridimensionnelle. Ces propriétés rendent les cristaux photoniques intéressants pour de nombreuses applications en optique intégrée. Les applications potentielles des cristaux photoniques sont très vastes : réalisation des cavités résonantes de taille très réduite, des guides d'ondes, des virages, des filtres sélectifs, des fibres optiques et des capteurs.

Dans ce contexte, cette thèse vise à l'étude et la conception des capteurs à base de cristaux photoniques bidimensionnels (CP-2D) pour application en optique intégrée. Les biocapteurs CPs à base de guide à cavité couplé CCWG (Coupled Cavities Wave Guide) offrent plusieurs avantages en termes de sensibilité, de facteur de qualité Q élevé et de large gamme de détection. Pour cela, nous avons basé, dans notre étude, sur deux conceptions : biocapteur à indice de réfraction (RI) à base d'une cavité à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique, et biocapteur RI à base de guide à cavité couplée. L'objectif est d'améliorer la sensibilité et la limite de détection de ces biocapteurs en fonction des paramètres physiques et géométriques. Nous avons également proposé une nouvelle structure de biocapteur RI à base de guide à cavité couplée. Afin d'acquérir simultanément une sensibilité optimale et une valeur élevée de la transmission de ce biocapteur, notre amélioration a porté sur l'optimisation de la région sensible du biocapteur, seulement les deux lignes de trous d'air localisés de chaque côté de la ligne du défaut ont été modifiés, ainsi que le nombre de trou autour de la cavité. Pour effectuer ces simulations, nous avons utilisé deux logiciels de Rsoft CAD, dont le premier module est appelé BandSOLVE qui est basé sur la méthode des ondes planes (PWE), et le second appelé FullWave, basé sur la méthode des différences finies temporelles (FDTD). Le biocapteur est très sensible à la variation de RI dans les trous d'air, et il peut être optimisé pour réaliser une large plage de mesure et une grande sensibilité. On a calculé une sensibilité de 530 nm/RIU pour une variation d'indice de 0.001 RIU, a été obtenue.

**Mots-Clés : cristaux photoniques, l'optique intégrée, capteurs, guides d'ondes, cavité, FDTD**

## Summary

Photonic crystals (PhCs) are artificial structures carried out for the purpose of opening a band gap in different directions, in this band there appears a frequency range for which the light cannot propagate, the opening of a band gap is due to the periodic variation of the dielectric index on the wavelength scale, this variation can be one-dimensional, two-dimensional or three-dimensional. These properties make photonic crystals interesting for many applications in integrated optics. Potential applications of photonic band gap materials are many and varied: production of resonant cavities of very small size, waveguides, turns, splitters, selective filters, optical fibers and sensors. In this context, the aim of this thesis is to study and design of two-dimensional photonic crystal (PhC-2D) sensors for application in integrated optics. The Coupled Cavities Wave Guide (CCWG) biosensors provide several advantages in terms of sensitivity, high quality factor (Q) and a wide range of detection. For this, we have based, in our study, on two conceptions. A refractive index (RI) biosensor based on a cavity realized by the local width modulation of a line defect, and RI biosensor based on a coupled cavity guide. The aim is to improve the sensitivity and limit of detection of these biosensors as a function of the physical and geometrical parameters. We have proposed a novel coupled cavity guide biosensor structure. In order to acquire the high sensitivity and transmission of this biosensor simultaneously. Our improvement focused on the optimization of the sensitive region of the biosensor, by changing either the radius of the air holes localized at each side of the line defect, and adjusting the number of holes around the cavity. To perform these simulations we used two software of Rsoft CAD, the first module is called BandSOLVE which is based on the plane wave method (PWE), and the second called FullWave, based on Finite-difference time-domain method (FDTD). The biosensor is very sensitive to the variation of RI in the air holes and can be optimized to achieve a wide measuring range and high sensitivity. A sensitivity of 530 nm / RIU was calculated for an index change of 0.001 RIU.

**Keywords: photonic crystals, integrated optics, sensors, waveguides, cavity, FDTD**

## المخلص

البلورات الضوئية هي هياكل اصطناعية نفذت لغرض فتح فجوة غير مسموح فيها لانتشار الضوء في اتجاهات مختلفة، فتح هذه فجوة يرجع إلى الاختلاف الدوري لمعامل انكسار العازل على مقياس الطول الموجي، و يمكن أن يكون هذا الاختلاف ذا بعد واحد، ثنائي الأبعاد أو ثلاثي الأبعاد. هذه الخصائص تجعل البلورات الضوئية مثيرة للاهتمام للعديد من التطبيقات في مجال البصريات المدمجة، التطبيقات المحتملة لمواد ذات أشرطة ضوئية ممنوعة: تحقيق فجوات رنانة صغيرة الحجم، موجة موجات، في هذا السياق، فإن الهدف من هذا البحث هو دراسة وتصميم أجهزة مرشحات انتقائية، والألياف البصرية وأجهزة الاستشعار. استشعار باستعمال البلورات الضوئية ثنائية الأبعاد للتنفيذ في البصريات المدمجة. أجهزة الاستشعار المصممة باستعمال اقتران بين موجة الموجة والفجوة الخطية تقدم العديد من المزايا من حيث حساسية عالية، ومعامل جودة مرتفع، بالإضافة إلى مجال واسع للاستشعار. لهذا، ركزنا في دراستنا على نوعين من التصاميم، جهاز الاستشعار البيولوجي على أساس معامل الانكسار RI باستعمال تجويف ناتج التعديل المحلي لعرض عيب الخطي، جهاز الاستشعار البيولوجي RI باستعمال اقتران بين موجة الموجة والفجوة الخطية. والهدف هو تحسين حساسية والحد الأدنى لاستشعار الجهاز البيولوجي، اعتمادا على المعلمات الفيزيائية والهندسية. لقد اقترحنا في هذا العمل، هيكلا جديدا لجهاز الاستشعار البيولوجي RI باستعمال اقتران بين موجة الموجة والفجوة الخطية. حيث اعتمدنا من أجل تحسين خصائص الجهاز على، أولا ركزنا على الاستفادة المثلى للمنطقة الحساسة لجهاز الاستشعار البيولوجي، حيث تم تعديل سطرين فقط من ثقب الهواء التي تقع على كل جانبي موجة الموجة، ثانيا، على تعديل عدد الثقوب حول والفجوة الخطية. في عملنا هذا، لتنفيذ المحاكاة استعملنا نوعين من البرمجيات ل RsoftCAD، الأول اسمه BandSOLVE والذي يقوم على طريقة ("ondes pplane" PWE) و الآخر اسمه FullWave، والذي يستند على طريقة الفروق المتناهية في المجال الزمني (FDTD). جهاز الاستشعار البيولوجي المصمم حساس جدا لاختلاف RI في ثقب الهواء، ولقد تم الحصول على حساسية تعادل RI\530nm من أجل تغيير ب 0.001 RI

**الكلمات المفتاحية: البلورات الضوئية، البصريات المدمجة، أجهزة الاستشعار، والموجة الموجي، تجويف، FDTD**

# Table des matières

<b>Introduction générale</b> .....	1
------------------------------------	---

## *Chapitre I : Généralités sur les Cristaux Photoniques*

I.1. Introduction .....	4
I. 2. Généralités sur les cristaux photoniques .....	5
I. 2.1. Cristaux photoniques unidimensionnels.....	6
I.2.1.1. Miroir de Bragg .....	6
I.2.1.2. Propagation dans un cristal photonique 1D .....	7
I.2.1.3. Ouverture d'une bande interdite .....	9
I.2.2. Structures bidimensionnelles (2D) et tridimensionnelles (3D) .....	10
I.3. Cristaux photoniques bidimensionnels .....	11
I. 3. 1. Réseaux directs, réciproques et zones de Brillouin .....	13
I. 3. 2. Contraste d'indice .....	13
I. 3. 3. Facteur de remplissage .....	13
I. 3. 4. Relations de dispersion .....	14
I. 3. 5. Cartes des bandes interdites .....	15
I.4. Guide à cristaux photoniques bidimensionnel .....	16
I. 4. 1. Principales géométries des guides d'ondes à CP-2D .....	17
I. 4. 2. Influence du défaut sur le diagramme de dispersion .....	18
I. 5. Microcavités à cristaux photoniques 2D .....	19
I. 5. 1. Différents types de cavités .....	19
I.5.1.1. Cavité hexagonale .....	19
I.5.1.2. Cavité triangulaire .....	21
I.5.1.3. Cavité rectangulaire .....	21
I.5.1.4. Cavités à double hétérostructure .....	22

I.5.1.5. Cavités à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique .....	23
I.5.2. Influence des paramètres géométriques sur les microcavités .....	24
I.6. Filtres et multiplexeurs .....	24
I.7. Les différents matériaux utilisés .....	28
I. 7.1. Le Silicium .....	28
I. 7.2. Les semi-conducteurs .....	29
I. 8. Conclusion .....	30

## ***Chapitre II : Capteurs à base de cristaux photoniques***

II.1. Introduction .....	31
II. 2. Généralités sur les capteurs .....	32
II.2.1. Paramètres caractérisant les performances d'un capteur .....	33
II.2.2. Capteurs optiques .....	34
II.2.2.1. Capteurs à fibres optiques .....	35
II.2.2.2. Ellipsométrie .....	36
II.2.2.3. Capteurs à résonance plasmon de surface (SPR) .....	36
II.2.2.4. Fluorescence .....	37
II.2.2.5. Limites actuelles .....	37
II.3. Capteurs à cristaux photoniques .....	38
II.3. 1. État de l'art des biocapteurs à cristaux photoniques .....	39
II.3. 2. Capteurs d'indice de réfraction (RI) à base de CPs .....	41
II.3.2.1. Capteurs RI à base de microcavités résonantes à CP .....	42
II.3. 2. 2. Capteurs RI à base des guides ondes à CP .....	51
II.4. Conclusion .....	55

## ***Chapitre III : Méthodes et outils de simulation numériques***

III.1. Introduction.....	56
III.2. Méthodes de modélisation des cristaux photoniques .....	57
III.2.1. Méthode des ondes planes .....	58
III.2.2. Méthode des différences finies temporelles (FDTD) .....	60
III.2.2.1. Modélisation de la FDTD .....	61
III.2.2.2. Conditions aux limites .....	66

III.3. Outils numériques disponibles .....	69
III.3.1. Simulateur Bandsolve .....	69
III.3.2. Simulateur Fullwave .....	70
III.3.3. Exemples de calcul : étude de la bande interdite .....	72
III.4. Conclusion .....	76

## *Chapitre IV : Résultats et interprétations*

IV.1. Introduction .....	77
IV.2. Biocapteur RI à base de cavité à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique .....	78
IV.2.1. Description de la première structure étudiée .....	78
IV.2.2. Défaut linéique .....	82
IV.2.3. Cavité à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique .....	84
IV.2.4. Structure du premier biocapteur RI proposé .....	85
IV.3. Biocapteur RI à base d'un couplage en série entre un guide $W1^kA$ et une cavité ...	89
IV.3.1. Couplage guide -cavité .....	89
IV.3.2. Filtre Fabry-Perot .....	90
IV.3.3. Structure d'étude .....	91
IV.3.4. Structure du deuxième Biocapteur RI proposé.....	92
IV.3.5. Influence de la taille des trous .....	94
IV.3.6. Influence du nombre de trous autour de la cavité .....	96
IV.3.7. Structure optimisée du biocapteur RI .....	98
IV.3.8. Exemple d'application : Capteur de température .....	100
IV.3.9. Approximation de l'indice effectif .....	101
IV.3.10. Comparaison du biocapteur RI proposé avec différents designs à CPs .....	104
IV.4. Conclusion .....	104
 <b>Conclusion générale</b> .....	 106

### **Bibliographie**

# Liste des figures

- Figure I.1. Représentation schématique de cristaux photoniques unidimensionnel (1D), bidimensionnel (2D) et tridimensionnel (3D).
- Figure I.2. Plume de paon. l'encadré de droite est une image prise au microscope électronique à balayage (MEB) de la coupe d'une barbule verte.
- Figure I.3. Exemples de réalisations naturelles de structures périodiques. Ces structures apparaissent chez certaines espèces animales et minérales comme les souris de mer. [17]
- Figure I.4. a) Représentation schématique d'un miroir de bragg constitué de 2 types couches de permittivité  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$ . b) Schémas des réflexions sur des mailles successives pour  $\lambda=\lambda_B$  (longueur d'onde de Bragg)
- Figure I.5. (a) Relation de dispersion d'un cristal photonique unidimensionnel (miroir de Bragg) à incidence normale: une bande d'énergie interdite apparait en bord de zone de Brillouin. (b) Incidence oblique. [21]
- Figure I.6. Deux exemples célèbres de cristaux photoniques tridimensionnels.
- Figure I.7. Structures bidimensionnelles : (a) connectée, (b) déconnectée. [27]
- Figure I.8. (a) Réseau carré. (b) Le réseau triangulaire. (c) Le réseau hexagonal.
- Figure I.9. Construction de la zone de Brillouin irréductible défini dans réseau réciproque 2D (a) triangulaire et (b) carre. [17]
- Figure I.10. Diagrammes de bandes de CP2Ds de trous d'air dans une matrice de diélectrique ayant l'indice du silicium. Le calcul a été effectuée par la méthode des ondes planes pour les polarisations TE (lignes rouges) et TM (pointilles bleus). (a) réseau carre. (b) réseau hexagonal.
- Figure I.11. Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ( $\epsilon=12.25$ ). (a) réseau hexagonal. (b) réseau carre.
- Figure I.12. Schéma d'un guide d'onde défini (a) dans un réseau bidimensionnel de tiges de diélectriques et (b) dans un réseau de trous d'air.
- Figure I.13. Schéma de guides W5 pour différentes géométries et orientations de mailles. [37]
- Figure I.14. exemple de guide créé dans un réseau bidimensionnel triangulaire de trous d'air (a) de type A et (b) de type B.
- Figure I.15. Influence de la largeur du défaut sur le diagramme de dispersion d'un CP à maille hexagonale en orientation  $\Gamma K$ . De gauche à droite : CP sans défaut ; guide W3  $\Gamma K$  ; guide W5  $\Gamma K$ .
- Figure I.16. Exemples de cartes d'amplitude du champ magnétique de deux modes TE d'une cavité « H2 », issues d'une simulation 2D : (a) Mode de type radial ; (b) Mode de type « galerie ». Ici, le cristal a un facteur de remplissage  $f=40\%$  et une constante diélectrique de 10.5. Les deux modes sont situés dans la bande interdite avec des fréquences réduites proches de  $u = a/\lambda=0.3$ . [41]
- Figure I.17. Signatures spectrales de cavités hexagonales obtenues par photoluminescence. [42]
- Figure I.18. (a) Exemple de cavité triangulaire dans un cristal photonique triangulaire avec un paramètre de maille 600nm (b) Spectre de photoluminescence d'une cavité triangulaire dans un cristal photonique triangulaire de trous d'air (Paramètre de maille  $a = 600\text{nm}$ , rayon  $r = 200\text{nm}$ ) plongé dans une matrice diélectrique ( $\epsilon=8.12$ ).[43]
- Figure I.19. (a) Exemple de cavité rectangulaire dans un cristal photonique triangulaire avec un paramètre de maille 560nm ; (b) Spectre de photoluminescence d'une cavité

rectangulaire dans un cristal photonique triangulaire de trous d'air ( $a = 560\text{nm}$ , facteur de remplissage 0.35) plongé dans une matrice diélectrique d'InP. [44]

- Figure I.20. (a) Cavité à double hétéro-structure, réalisée en connectant les structures basiques à cristaux photoniques, I et II. Le cristal photonique I a une structure de réseau triangulaire avec une constante de réseau  $a_1$ . Le cristal photonique II a une structure de réseau triangulaire déformée en un réseau rectangulaire à faces centrées avec une constante  $a_2$  ( $>a_1$ ) dans la direction du guide d'onde. Il a la même constante que celle du cristal photonique I dans la direction orthogonale afin de satisfaire les conditions d'adaptation de maille, (b) Structure schématique de bande interdite par rapport à la position spatiale dans la direction du guide d'onde. Des photons d'énergie spécifique peuvent exister seulement dans le guide d'onde à cristal photonique II, ce qui génère une cavité. [45]
- Figure I.21. Image MEB d'une cavité à confinement par la bande interdite d'un guide à cristaux photoniques, réalisée par une modulation de la largeur du guide d'onde. Cette cavité est fabriquée en salle blanche à l'IEF. Les trous colorés en rouge, jaune et vert, sont déplacés de 9 nm, 6 nm et 3 nm respectivement, dans les directions transverses (suivant les flèches correspondantes). [48]
- Figure I.22. Un principe parmi d'autres de filtre add-drop utilisant les CPs.
- 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. [54]
- Figure I.24. Image en microscopie électronique d'une fonction Fabry-Perot intégrée à un guide. [17]
- 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). [17]
- Figure I.26. a) dépôt de Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> par PECVD, b) création du masque par photolithographie, c) gravure des trous dans une cellule électrochimique.
- Figure I.27. lithographie holographique, b) traitement KOH, c) gravure électrochimique. d) Réseau bidimensionnel sur silicium macroporeux.
- Figure II.1. Principe d'un capteur.
- Figure II.2. Courbe d'étalonnage d'un capteur.
- Figure II.3. Principe de fonctionnement d'un détecteur à SPR sur un prisme. [86]
- Figure II.4. Exemple de résultat de fluorescence d'une puce à ADN, La puce est une plaque de petite taille sur laquelle sont fixés des brins d'ADN, chacun correspondant au brin complémentaire d'un ARN messenger ARNm). L'ARNm est extrait de la cellule à étudier, puis est marqué par un fluorochrome. On peut fixer et donc étudier l'expression sur cette plaque plusieurs dizaines de milliers de fragments d'ADN. La puce est ensuite scannée au laser et une image est créée : chaque fois qu'il y a eu hybridation entre l'ADN et l'ARNm, le fluorochrome fixé sur l'ARNm a émis dans la longueur d'onde du laser.
- Figure II.5. Photographie par microscopie électronique à balayage d'un dispositif typique (biocapteur à base de cavité à CP). b) les réponses du capteur. [92]
- Figure II.6. a) image MEB de la cavité à base de CP avec vue agrandie de deux sections pertinentes de la fente. b) Spectre de transmission du mode cavité avec  $Q = 50\ 000$ . [99]
- Figure II.7. a) détection de surface et (b) la détection homogène.
- Figure II.8. Profil de l'intensité Lorentzienne d'un mode dans la cavité centré à la fréquence  $\omega_0$ . [101]
- Figure II.9. (a) vue au microscope électronique à balayage d'une microcavité à cristal photonique intégrée avec deux guides d'ondes ruban, (b) spectres de transmission normalisés de la

microcavité montrée en (a) avec cinq différents indices de réfraction allant de  $n = 1,446$  jusqu'à  $n = 1,454$ . [97]

Figure II.10. a) microcavité à CP (cavité L7) (b) la section transversale.

Figure II.11. La cavité L7 à cristal photonique avec modification de largeur. Trois rangées voisines (Remplies de couleurs rose, verte et bleue) sont déplacées vers l'extérieur par  $0,02a$ ,  $0,014a$  et  $0,007a$ . [102]

Figure II.12. (a) Image MEB du capteur, (b) Distribution électromagnétique du mode optique résonant. [102]

Figure II.13. Les spectres de transmission du capteur avec infiltration air / eau / éthanol. Une variation de l'indice de réfraction  $\Delta n = 0.027$  entre l'eau et l'éthanol donne un changement de spectre bleu de  $12,05$  nm. [102]

Figure II.14. (a, b) images SEM montrant les cavités H1-r et L3 dans un cristal photonique, (c, d) modes de cavité mesurés pour l'air ( $n=1,00$ ), eau ( $n= 1,33$ ), et IPA ( $n = 1,377$ ) pour la cavité H1-r et cavité L3 respectivement [106].

Figure II.15. (a) Dispositif d'un capteur à RI basé sur un CP à 2D avec un réseau triangulaire de trous d'air. (b) Spectres de transmission normalisés du capteur montré en (a) avec cinq différents indices de réfraction allant de  $n = 1,446$  jusqu'à  $n = 1,450$  [10]

Figure II.16. illustration 3D du capteur. Il se compose d'une micro-cavité H0 à cristal photonique 2D qui est couplée de manière évanescente à un guide onde W1, [107].

Figure II.17. Structure de réseaux de capteurs à CP, Composé de cinq cavités H0 légèrement différentes couplées latéralement à un guide d'onde W1[107]

Figure II.18. a) Les spectres de transmission normalisés. (b) La distribution de champ électrique. [107].

Figure II.19. Schéma du capteur à guide d'ondes à cristal photonique (PCW) sur  $SOI_2$  [7].

Figure II.20. spectres de transmission mesurés pour quatre solutions d'indices différents [7].

Figure II.21. Schéma du capteur d'ADN à de CP, le capteur est à base de guides d'ondes monomodes [95].

Figure II.22. (a) senseur référence W1 (Une rangée de trous omise) réalisé dans un cristal photonique triangulaire de trous d'air sur une membrane de Si suivant la direction  $\Gamma K$ ,  $f_{air}=30\%$ , (d) Spectres de transmission pour le senseur référence à CPs : pour l'air ( $n_c = 1$ ) (trait plein) et pour les trous d'air infiltrés d'eau désionisée homogène (ligne en pointillés) ( $n_c = 1,33$ ). Le décalage du bord supérieur de la bande passante est de  $30$  nm.[71]

Figure II.23. Le spectre de transmission des deux modèles.[71]

Figure III.1. Résolution des équations de Maxwell [112]

Figure III.2. Exemple d'un diagramme de dispersion pour un cristal photonique bidimensionnel [112].

Figure III.3. Exemple de supercellule applicable au calcul du diagramme de bandes du cristal hexagonal avec défaut ponctuel [117].

Figure III.4. Décomposition spatiale du volume de calcul [27]

Figure III.5. Calcul de la dérivée de  $f(x)$  en  $U_0$ . [27]

Figure III.6. Cellule de Yee [111].

Figure III.7. Décomposition numérique du calcul

Figure III.8. Algorithme de calcul des champs

Figure III.9. fonctionnement d'un milieu de type PML[17].

Figure III.10. Utilisation des couches PML. (a) dans le cas 2D. (b) Exemple d'un maillage d'une structure circulaire avec application des conditions aux limite PML.

Figure III.11. Exemple d'utilisation des couches absorbantes de type PML dans le cas d'un cristal photonique 2D.

Figure III.12. La Distribution de la constante de permittivité. a) le réseau carré. b) triangulaire.

Figure III.13. Carte de bandes pour les deux polarisations TM et TE d'un CP2D carré de trous d'air plongées dans une matrice diélectrique (constante diélectrique  $\epsilon = 11.7$ , période de réseau  $a=0.41$ ).

- Figure III.14. Carte de bandes pour les deux polarisations TM et TE d'un CP2D triangulaire de trous d'air plongées dans une matrice diélectrique (constante diélectrique  $\epsilon = 11.7$ , période de réseau  $a=0.41$ ).
- Figure III.15. Diagramme de bandes d'un cristal photonique 2D triangulaire dans Si. Le motif correspond aux paramètres suivants :  $n = 3.42$ ,  $a=0.41\mu\text{m}$  et facteur de remplissage  $f=47\%$ .
- Figure III.16. présentation du spectre en mode TM.
- Figure IV.1. Réseau réel pour un motif triangulaire de trous d'air de période  $a$ .
- Figure IV.2. (a) distribution de l'indice de réfraction d'un cristal photonique triangulaire (b) Réseau réciproque montrant la première zone de Brillouin et les deux directions de plus haute symétrie  $\Gamma K$  et  $\Gamma M$ .
- Figure IV.3. Carte des bandes interdites pour les deux polarisations dans le cas d'un cristal photonique de trous d'air dans une matrice de constante diélectrique  $\epsilon = 11.7$  d'un réseau carré.
- Figure IV.4. (a) diagramme de dispersion du CP-2D dans membrane Si (un réseau triangulaire de trous d'air,  $a=0.43$ ,  $r=0.14$ ,  $f=32\%$ .) calculé par la PWE (b) la présentation du spectre de transmission calculé par la FDTD-2D.
- Figure IV.5. (a) Guide droit référence  $WI^KA$  (Une rangée de trous omise) réalisé dans un cristal photonique triangulaire de trous d'air sur une membrane de Si suivant la direction  $\Gamma K$ ,  $f=32\%$ . (b) Spectre de transmission guide droit référence  $WI^KA$  en mode TM. (c) Distribution spatiale du champ à la suite d'une simulation de type FDTD-2D et une excitation de type CW du guide droit référence  $WI^KA$ , pour une polarisation TM à  $\lambda=1.55\mu\text{m}$ .
- Figure IV.6. (a) Cavité à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique  $r_A=0.465a$  nm,  $r_B=0.416a$  nm. (b) le spectre de transmission du guide [132].
- Figure IV.7. le spectre de transmission du biocapteur pour cinq solutions de couverture homogènes [132]
- Figure IV.8. le spectre de transmission du biocapteur calculé par la FDTD pour  $n=1$  et  $n=1.01$ .
- Figure IV.9. Les différentes structures proposées (nombre de trou de défaut  $N= 10, 14, 18, 22$ ).
- Figure IV.10. la sensibilité du biocapteur en fonction de la variation d'indice de réfraction pour les différentes structures proposées, en variant le nombre de trous fonctionnalisés ( $N=10, 14, 18$  et  $22$ ).
- Figure IV.11. le facteur de qualité  $Q$  du biocapteur RI en fonction de la variation d'indice de réfraction pour les différentes structures proposées, en variant le nombre de trous fonctionnalisés ( $N=10, 14, 18$  et  $22$ ).
- Figure IV.12. Schéma de propagation par saut de photons entre deux modes couplés.
- Figure IV.13. Dispositif associant guide et cavité d'un même cristal photonique bidimensionnel.
- Figure IV.14. Diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire de trous d'air sur membrane de Si. Les paramètres de réseau donné comme suit :  $a=0.47$ ,  $r=0.19$ ,  $f=40\%$ .
- Figure IV.15. a) structure de référence de biocapteur RI à base d'un approche de Fabry-Perot (couplage entre un guide  $WI^KA$  et une cavité en Série), réseau triangulaire de trous d'air sur membrane de Si,  $a=0.47$ ,  $r=0.19$  [141]. b) le spectre de transmission du système couplé.
- Figure IV.16. Le Spectre de transmission calculé par la méthode FDTD-2D d'un guide- cavité couplées à CP-2D dans la direction  $\Gamma M$  pour les indices de réfraction des trous  $n=1$  et  $n=1.33$ .
- Figure IV.17. Structure du biocapteur modifié, en variant le rayon des trous  $r'$ . avec les paramètres de réseau donné comme suit :  $a=0.47$ ,  $r=0.19$ .
- Figure IV.18. Le décalage de longueur d'onde de résonance  $\lambda_0$  du biocapteur RI pour les diverses conceptions proposées ( $r'$  varié) en fonction de l'indice de réfraction.
- Figure IV.19. Transmission du biocapteur RI pour les diverses conceptions proposées ( $r'$  varié) en fonction de l'indice de réfraction.
- Figure IV.20. Structure du biocapteur modifié, en variant le nombre de trous autour de la cavité, avec les paramètres de réseau donné comme suit :  $a=0.47$ ,  $r=0.19$ ,  $r'=0.2$ .

- Figure IV.21. Le décalage de longueur d'onde de résonance  $\lambda_0$  du biocapteur RI pour les diverses conceptions proposées (nombre de trou autour de la cavité varié) en fonction de l'indice de réfraction.
- Figure IV.22. Transmission du biocapteur RI pour les diverses conceptions proposées (nombre de trou autour de la cavité varié) en fonction de l'indice de réfraction.
- Figure IV.23. la transmission de la structure optimisée du biocapteur pour cinq solutions infiltrées dans les trous de CP [141].
- Figure IV.24. La longueur d'onde de résonance en fonction de l'indice de réfraction pour la structure optimisée du biocapteur.
- Figure IV.25. Transmission de capteur de température (structure couplé avec 3 trous autre de la cavité, et  $r'=0.2$ ) pour différents RI de 1.323 à 1.333 correspond a une variation de température de 90°C à 20°C respectivement [143].
- Figure IV.26. La longueur d'onde de résonance  $\lambda_0$  du capteur de température en fonction de la température [143].
- Figure IV.27. Indice effectif d'une membrane Silicium sur le  $\text{SiO}_2$  en fonction de l'épaisseur  $h$  de la couche Si à des longueurs d'onde d'émission 1.55 et 1.31.
- Figure IV.28. a) Structure verticale (Vue latérale schématique) de biocapteur RI à CP proposée dans un substrat SOI. b) structure du biocapteur RI à CP proposée.
- Figure IV.29. la transmission de la structure optimisée du biocapteur pour cinq analytes infiltrés dans les trous de CP (avec un fond diélectrique de la structure CP ayant l'indice de réfraction effectif de 2,77).

# Liste des tableaux

*Tableau IV. 1. La sensibilité du biocapteur optimisé pour différents liquides*

*Tableau IV. 2. Comparaison du biocapteur proposé avec différents designs à bases des cristaux photoniques.*

# Liste des acronymes

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

$\lambda$  : Longueur d'onde.

$\lambda_0$  : Longueur d'onde de résonance.

$a$  : Période du cristal photonique.

$r$  : Rayon du cristal photonique.

$r/a$  : Facteur de remplissage.

$n$  : Indice de réfraction.

$n_{\text{eff}}$  : Indice de réfraction effectif

$\omega$  : la pulsation

$\vec{k}$  : Vecteur d'onde.

$\vec{G}$  : Vecteur du réseau réciproque

$v_g$  : Vitesse de groupe.

$c$  : Célérité de la lumière dans le vide.

$\epsilon$  : Permittivité diélectrique.

**BIP** : Bande Interdite Photonique.

**CP** : Cristal Photonique.

**ZB** : Zone de Brillouin (ZB)

**FDTD-2D** : Bi-dimensional Finite Difference Time Domain.

**PML** : Perfectly Matched Layer.

**PWE** : Plane Wave Expansion

**PhC** : Photonic Crystal.

**SOI** : SOI ou Silicon On Insulator (Le Silicium Sur Isolant)

**TE** : Transverse Electric.

**TM** : Transverse Magnetic.

**H1** : Cavité obtenue par la suppression d'un seul trou au milieu de la structure périodique.

**L3** : Cavité obtenue par la suppression de trois trous au même ligne de la structure périodique

**W1<sup>K</sup>A** : guides d'ondes obtenues par la suppression d'une rangée de trous

**SPR** : Résonance par Plasmon de Surface

**LD** : limite de détection

**Q** : facteur de qualité

**S** : sensibilité du capteur

# Introduction générale

## Introduction générale

L'augmentation des besoins industriels dans le domaine de l'optoélectronique (interconnexions optiques, sécurité, télécommunications, capteurs, bio-médical, ...) amène à rechercher de meilleures solutions pour obtenir des composants optiques (passifs et actifs) présentant de hautes résolutions spatiales et spectrales dont les dimensions et la consommation sont toujours de plus en plus réduites. En particulier, les capteurs optiques intégrés sur puce offrent un fort potentiel pour le développement des transducteurs génériques, compatibles avec la détection parallèle et sur une gamme spectrale qui peut être ajustée.

Dans ce contexte, de nombreuses structures issues de l'optique intégrée ont été proposées. Notamment, les propriétés optiques remarquables des cristaux photoniques (CPs) ont conduit à la conception de nouveaux dispositifs photoniques visant des applications dans divers secteurs de l'industrie et de hautes technologies.

Les cristaux photoniques (CPs) sont des matériaux nanostructurés dans lesquels on a créé une alternance périodique des indices de réfraction [1]. Suivant le type de structuration, on distingue des CPs unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D) ou tridimensionnels (3D). La réalisation des cristaux photoniques unidimensionnels et bidimensionnels est relativement ancienne, celle des réseaux tridimensionnels est plus récente [2]. Cependant, Les chercheurs ont porté leur attention principale sur les CPs-2D, du fait de leur fabrication la plus facile et leur coût moindre par rapport aux structures 3D. A l'image des électrons dans les semi-conducteurs, les photons y sont répartis en bandes de transmission séparées par des bandes d'énergies interdites. Cette analogie permet d'envisager l'utilisation des cristaux photoniques comme matériaux de base pour la réalisation de composants pour l'optique intégrée. La plupart des recherches mettent à profit la bande interdite photonique mais les propriétés originales des bandes de transmission peuvent être aussi utilisées.

Connus depuis longtemps, les CPs font toujours l'objet de nombreuses études et développements en vue d'applications pratiques importantes, parmi lesquelles on peut citer la construction de miroirs à très haute réflectivité, très utiles pour l'amélioration de l'émission de lumière par les lasers, la construction de guides d'ondes à faible perte permettant de canaliser la lumière dans les dispositifs optoélectroniques utilisés en télécommunications, le piégeage de la lumière dans les cellules solaires, et récemment, la conception miniaturisée des capteurs de grande sensibilité.

L'application des cristaux photoniques en tant que capteurs constitue un domaine de recherche très prometteur en raison de leur extrême miniaturisation, leur haute sensibilité spectrale et leur intégration possible dans les MEMS (Micro-Electro-Mechanical-Systems) [3].

Pour ces raisons, plusieurs auteurs ont déjà montré la capacité des cristaux photoniques pour détecter de petites variations de l'indice de réfraction des gaz et des liquides. Ils ont ouvert la voie à une plate-forme pour une nouvelle classe de capteurs [4-13]. Les phénomènes de détection sont basés sur la haute sensibilité des modes localisés apparaissant dans les spectres de transmission à travers les cristaux photoniques vis-à-vis de la variation de l'indice de réfraction de l'analyte. Des capteurs à base de cristaux photoniques à microcavités bidimensionnelles [4-6] ont démontré à la fois théoriquement et expérimentalement leurs aptitudes dans la détection des éléments biochimiques. La détection est basée sur la haute sensibilité des modes localisés (associés aux défauts) qui apparaissent à l'intérieur des bandes interdites des cristaux photoniques. En utilisant la coupure de bande interdite comme indicateur plutôt que la résonance pour les changements d'indice de réfraction, d'autres auteurs ont également proposé des biocapteurs optiques à base de guide d'onde à CP [7-9]. Récemment, plusieurs chercheurs se sont orientés vers les structures basées sur le couplage guide-cavité, présentant de nombreux avantages : grande sensibilité, facteur de qualité Q élevé, choix diversifié de matériaux et capacité de mesure parallèle [10-13].

De nos jours, Les capteurs d'indice de réfraction (RI) représentent la classe la plus répandue des capteurs à base de CP-2D. Une grande partie des composants photoniques reposent sur les technologies du SOI et du silicium, car elles sont compatibles avec les techniques de fabrication de la microélectronique permettant en particulier d'envisager des productions massives à faible coût des micro-dispositifs. Les propriétés optiques des composants photoniques bidimensionnels reposent sur les technologies SOI, les rendent particulièrement adaptés à la réalisation de capteurs optiques. C'est dans cette finalité que ce travail de thèse s'inscrit, tout en exploitant une nouvelle approche conceptuelle permettant la conception des capteurs RI à base de cristaux photoniques bidimensionnels en silicium (technologies SOI)

Le présent manuscrit est structuré en quatre chapitres repartis comme suit :

Dans le premier chapitre, nous commencerons par des notions générales sur les cristaux photoniques. Après un bref rappel sur le phénomène d'ouverture de bandes interdites et les différents types de cristaux photoniques, nous focaliserons notre étude sur les cristaux bidimensionnels (CPs-2D). Ensuite, le principe de guidage et les différents types de guides et

de cavités à base de CPs-2D ainsi que l'influence des paramètres géométriques sur les microcavités seront décrits. Dans la dernière section du chapitre, nous présenterons quelques classes de filtres sélectifs à cristaux photoniques (cavités couplées de au guide d'onde).

Le deuxième chapitre sera consacré à la présentation des capteurs optiques. Nous commencerons par l'introduction de quelques notions générales sur les capteurs, et en particulier les biocapteurs optiques. Ensuite, nous présenterons l'état d'art portant sur les biocapteurs à cristaux photoniques et plus particulièrement, les biocapteurs à indice de réfraction à base des cristaux photoniques.

Dans le troisième chapitre, une étude des différentes méthodes utiles pour la modélisation des cristaux photoniques et notamment la FDTD « Finite Difference Time Domain » et la PWE « Plane Wave Expansion », sera présenté.

Le quatrième chapitre sera consacré à l'étude et la conception des biocapteurs à indice de réfraction (RI) à base de cristaux photoniques. Il a pour objectif d'ouvrir une bande interdite photonique large dans une gamme de fréquence souhaitée, et de présenter un biocapteur RI à CP-2D basé sur une cavité à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique, en utilisant les propriétés de la cavité et le nombre des trous défectifs. Dans la deuxième partie du chapitre, nous tenterons d'améliorer la sensibilité et la limite de détection d'une nouvelle structure proposée à base du couplage guide-cavité, par l'étude de l'influence d'un certain nombre de modifications apportées au biocapteur.

Enfin, nous terminerons notre travail par une conclusion générale et des perspectives pour les travaux à venir.

Chapitre

I

# Généralités sur les Cristaux Photoniques

### I.1. Introduction

Les progrès récents des micro-nano-technologies ont rendu aujourd'hui possible la fabrication de structures ultraminiatures dans lesquels se manifestent de nouveaux effets physiques. La structure périodique des matériaux à l'échelle des dimensions avoisinant les longueurs d'ondes des photons a permis la réalisation de milieux pouvant interdire la propagation de la lumière dans des bandes entières de fréquences (bandes interdites photoniques ou BIP). Les matériaux à bandes interdites photoniques avec l'abréviation BIP en anglais: (Photonic Band Gap, PBG), ont suscité un très vif intérêt au sein de la communauté scientifique depuis leur invention par E. Yablonivitch en 1987 [14]. Ces matériaux, appelés «cristaux photoniques» (PC, Photonic Crystal) sont des milieux transparents dans lesquels l'indice optique varie de manière périodique. [15]. Dans ce chapitre, nous présenterons des généralités sur les cristaux photoniques. Nous étudierons le phénomène d'ouverture de bandes interdites et les différents types de cristaux photoniques, et notamment les cristaux bidimensionnels CP 2D. Nous décrirons ensuite le principe de guidage et les différents types de guides et cavités à base des CPs 2D ainsi que l'influence des paramètres géométriques sur les microcavités.

## I. 2. Généralités sur les cristaux photoniques

Les cristaux photoniques sont des matériaux dont l'indice de réfraction est modulable périodiquement selon une ou plusieurs dimensions de l'espace (figure I.1) [1, 15]. Ces structures peuvent être obtenues par arrangement périodique de deux matériaux différents. Leur forme la plus simple est une structure périodique à une dimension composée d'un empilement de couches également appelé « miroir de Bragg ».

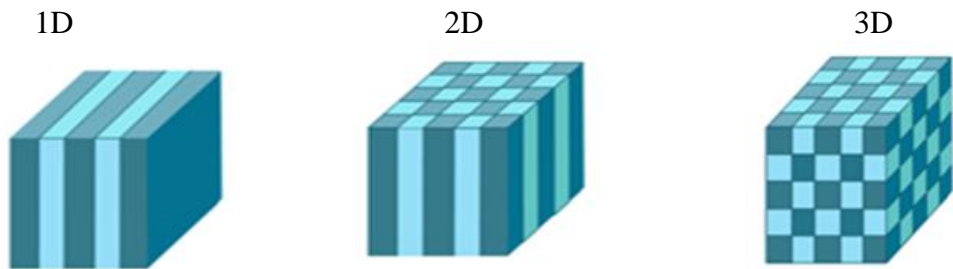


Figure I.1. Représentation schématique de cristaux photoniques unidimensionnel (1D), bidimensionnel (2D) et tridimensionnel (3D).

Ces structures créent une bande de fréquence (BIP) où la lumière ne peut pas se propager quelle que soient sa polarisation et sa direction. Cette particularité optique intervient lorsque la longueur de maille du cristal est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde de la lumière dans le milieu. Ce phénomène est dans une certaine mesure analogue à celui de l'ouverture de bandes interdites électroniques dans des cristaux atomiques de matériaux semi-conducteurs. On peut noter qu'il existe des cristaux photoniques naturels. Les couleurs bleu, vert, jaune et marron des plumes de paons proviennent de la diffraction par des cristaux photoniques 2D à nombre et longueur de maille variables (figure I.2) [16].

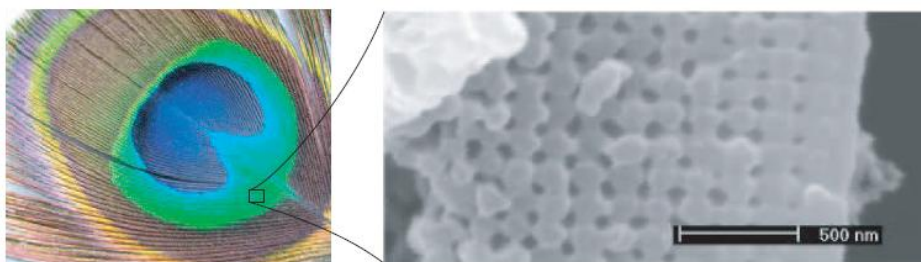


Figure I.2. Plume de paon. L'encadré de droite est une image prise au microscope électronique à balayage (MEB) de la coupe d'une barbule verte.

Sur la Figure I.3, on montre un autre exemple des cristaux photoniques naturel. Des biologistes ont trouvé un ver dont la carapace est cristal photonique plus performant que ceux fabriqués jusqu'à présent. Cet animal se nomme souris de mer.

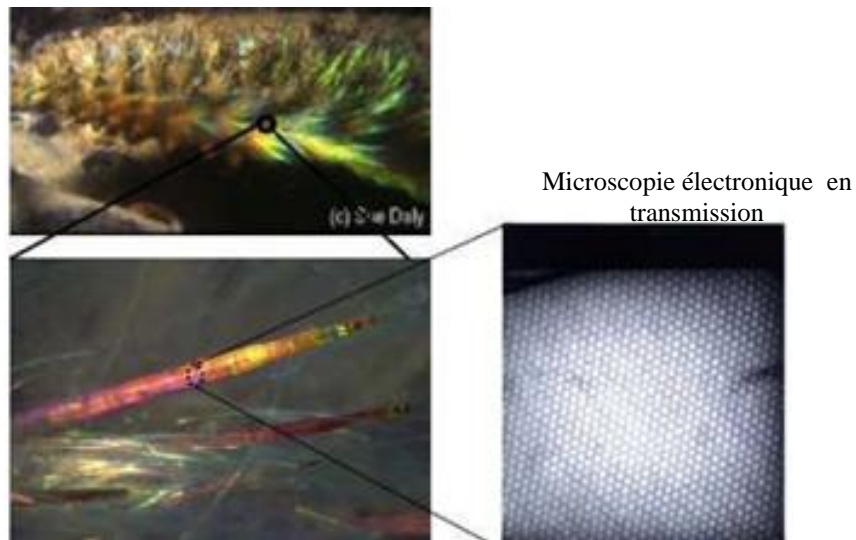


Figure I.3. Exemples de réalisations naturelles de structures périodiques. Ces structures apparaissent chez certaines espèces animales et minérales comme les souris de mer [17]

## I. 2.1. Cristaux photoniques unidimensionnels

### I.2.1.1. Miroir de Bragg

Pour aborder l'étude des cristaux photoniques, nous étudions le cas simple d'un milieu dont la constante diélectrique est périodique suivant une seule dimension. Ce milieu peut être constitué d'une alternance de couches de diélectriques de longueurs et permittivités différentes ( $a_1, \epsilon_1$ ) et ( $a_2, \epsilon_2$ ) (figure I.4). Cette structure porte le nom de miroir de Bragg. Elle est souvent utilisée pour réaliser les miroirs de cavités lasers (VECSELs [18] par exemple).

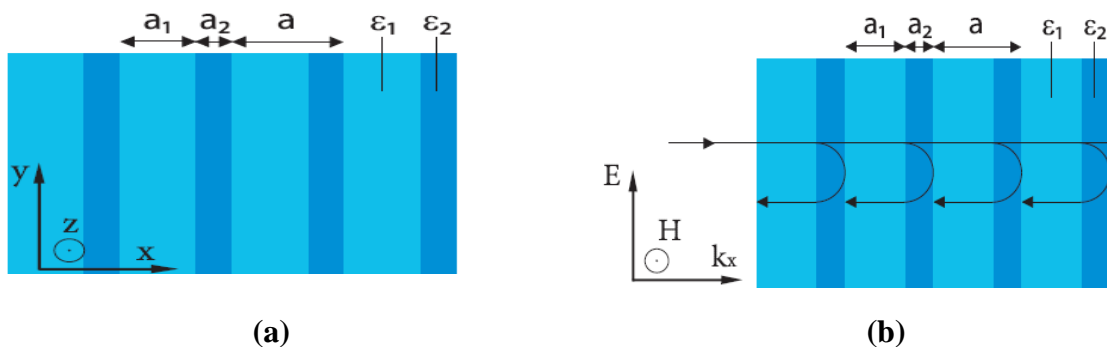


Figure I.4. a) Représentation schématique d'un miroir de bragg constitué de 2 types de couches de permittivité  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$ . b) Schémas des réflexions sur des mailles successives pour  $\lambda=\lambda_B$  (longueur d'onde de Bragg)

### I.2.1.2. Propagation dans un cristal photonique 1D

Supposons qu'une onde plane électromagnétique arrive en incidence normale aux couches et essayons de déterminer sa propagation dans le miroir. Nous pouvons distinguer trois domaines différents suivant la valeur de sa longueur d'onde  $\lambda$  par rapport à la période de l'empilement. Qui sont [19].

- Pour  $\lambda \ll a$  : l'onde se propage dans une succession de milieux, la transmission aux interfaces pouvant être bien approchée par les formules de Fresnel.
- Pour  $\lambda \gg a$  : l'onde est peu affectée par la structuration et se propage comme dans un matériau homogène de permittivité moyenne  $\epsilon_{moy}$ .
- Pour  $\lambda \approx a$  : l'onde est fortement perturbée par la périodicité du milieu. La propagation de la lumière nécessite une étude électromagnétique plus complexe que dans les cas précédents.

Prenons le cas particulier  $n_1 a_1 + n_2 a_2 = \lambda_B / 2$ , avec  $n_1 = \sqrt{\epsilon_2}$ ,  $n_2 = \sqrt{\epsilon_1}$  et  $\lambda_B$  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. Le milieu périodique se comporte comme un miroir pour cette longueur d'onde particulière. Si le nombre de couches est suffisant, il permet d'atteindre des coefficients de réflectivité très élevés.

a- Equations de Maxwell :

Les caractéristiques optiques d'un milieu périodique dans le cas  $\lambda \approx a$  peuvent être obtenues à partir du calcul des modes optiques propres. Les modes sont des solutions d'une équation de propagation qui peut être obtenue par manipulation des équations de Maxwell. Les équations de Maxwell dans un milieu diélectrique linéaire, non magnétique, sans charges ni courant s'écrivent [20] :

$$\bar{\nabla} \cdot (\epsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t)) = 0 \quad (\text{I.1})$$

$$\bar{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad (\text{I.2})$$

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

$$\bar{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \epsilon(\vec{r}) \frac{\partial}{\partial t} \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (\text{I.4})$$

Où  $\epsilon(r)$  et  $\mu_0$  sont la permittivité diélectrique et la constante magnétique,  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  les vecteurs champs électrique et champ magnétique,  $r$  et  $t$  les coordonnées d'espace et de temps.

Par manipulation des deux dernières équations, on obtient les équations de propagation suivantes pour  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  :

$$\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \nabla \times (\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t)) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (\text{I.5})$$

$$\nabla \times \left( \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) \right) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{H}(\vec{r}, t) \quad (\text{I.6})$$

Les champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  peuvent se décomposer en modes harmoniques de pulsation  $\omega$ .

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) e^{-\omega t} \quad (\text{I.7})$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}) e^{-\omega t} \quad (\text{I.8})$$

- Cas du milieu homogène

Lorsque la permittivité diélectrique  $\varepsilon(r)$  est homogène et isotrope, une solution simple des équations de propagation est l'onde plane monochromatique.

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} e^{-\omega t} \quad (\text{I.9})$$

Où  $|\vec{k}| = \frac{\sqrt{\varepsilon} \omega}{c}$  (I.10)

- Cas du milieu périodique

Lorsque la permittivité diélectrique  $\varepsilon(r)$  est périodique telle que  $\varepsilon(r) = \varepsilon(r+R)$  ou  $R$  est un vecteur du réseau réel, le théorème de Bloch nous indique que les champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  peuvent se s'écrire sous la forme d'un produit d'une onde plane par une fonction périodique.

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} e^{-\omega t}$$

Où  $\vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) = \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r} + \vec{R})$  est aussi périodique de période  $R$ . Dans ce cas, la relation  $\omega(k)$  entre le vecteur d'onde  $k$  et la pulsation  $\omega$  n'est plus aussi simple qu'en milieu homogène. On peut toute fois la calculer numériquement ainsi que la fonction  $u(r)$ .

#### b- Relation de dispersion

La relation de dispersion est la relation  $\omega(k)$  entre la pulsation  $\omega$  et le vecteur d'onde  $k$  d'une onde monochromatique. Elle est caractéristique du milieu dans lequel se propage l'onde et offre ainsi des informations sur la propagation de la lumière. Pour un milieu homogène et isotrope d'indice de réfraction  $n = \sqrt{\varepsilon}$ , la relation de dispersion s'écrit  $\omega = c|k|/n$ , ou  $c$  est la célérité de la lumière dans le vide.

#### c-La particularité des équations de Maxwell : la loi d'échelle

Les cristaux photoniques répondent à une loi d'échelle qui simplifie leur étude [20]. Supposons un cristal  $B$  soit créé à partir d'un cristal  $A$  par multiplication de ses dimensions par un facteur  $s$  réel. Les propriétés optiques du cristal  $B$  peuvent être obtenues à partir de celle du cristal  $A$  par la transformation  $\lambda \rightarrow s\lambda$ . Les relations de dispersion des cristaux photoniques sont ainsi généralement représentées en unités normalisées par la période du

réseau réel  $a$ . Notons  $\omega_r$  et  $k_r$  la fréquence et vecteur d'onde normalisés. En considérant  $c$  la célérité de la lumière dans le vide,  $\omega$  et  $k$  la pulsation et le vecteur d'onde, on obtient :

$$\omega_r = \omega \frac{a}{2\pi c} = \frac{a}{\lambda} \quad (\text{I.11})$$

$$k_r = k \frac{a}{2\pi} \quad (\text{I.12})$$

### I.2.1.3. Ouverture d'une bande interdite

Ce paragraphe illustre l'apparition de bandes interdites photoniques dans les cristaux photoniques avec l'exemple du miroir de Bragg. Considérons une onde électromagnétique de vecteur d'onde  $k$  se propageant à incidence normale dans un miroir de Bragg constitué d'une alternance de couches d'épaisseurs  $a_1$  et  $a_2$  et de permittivités  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$  (figure I.5(a)). La période est  $a = a_1 + a_2$  dans la direction de l'empilement. A chaque nouvelle cellule du réseau direct, l'onde subit une réflexion. Le déphasage entre deux ondes réfléchies successives est  $2ka$ . Tant que  $2ka$  est très différent de  $2\pi$ , les ondes réfléchies successivement n'interfèrent pas constructivement. En bord de zone de Brillouin,  $k$  se rapproche de  $\pi/a$  et les ondes réfléchies par les interfaces successives sont en phase. L'onde incidente de vecteur d'onde  $k$  donne naissance à une onde réfléchie de vecteur d'onde  $-k$ . La périodicité du milieu diélectrique couple ces deux ondes de même énergie  $\omega_0$  et forme deux ondes stationnaires d'énergies distinctes  $\omega_1$  et  $\omega_2$ . Cette levée de dégénérescence ouvre une bande d'énergie interdite dans la direction normale à l'empilement. Lorsque les épaisseurs optiques des différentes couches sont égales ( $n_1 a_1 = n_2 a_2$ ), la largeur  $\Delta\omega$  de cette bande interdite ne dépend que du contraste d'indice [18]:

$$\Delta\omega = \frac{4}{\pi} \omega_0 \sin^{-1} \left| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right| \quad (\text{I.13})$$

Où  $n_1$  et  $n_2$  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. De part et d'autre de la bande interdite, les modes optiques propres de la structure sont stationnaires: la puissance du mode d'énergie  $\omega_1$  se concentre dans le diélectrique tandis que celle du mode d'énergie  $\omega_2$  se concentre dans l'air. Pour cette raison, les bandes de transmission correspondantes sont désignées respectivement par bande d'air et bande diélectrique. Lorsque l'onde se propage à incidence oblique (figure I.5 (b)), elle sonde un milieu de période différente. Lorsque l'angle d'incidence augmente au-delà d'un angle critique  $\alpha_0$ , les bandes interdites ne se recouvrent plus et la propagation de l'onde est à nouveau autorisée à la fréquence  $\omega_0$ . Le cône d'angle au sommet  $\alpha_0$  définit l'ouverture angulaire de la bande

interdite: à l'intérieur de ce cône, aucune onde électromagnétique ne peut se propager à la fréquence  $\omega_0$ .

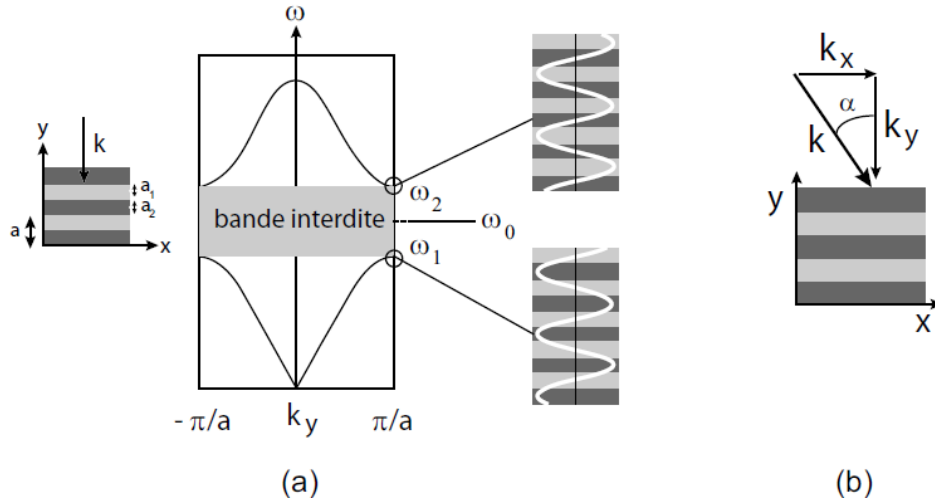


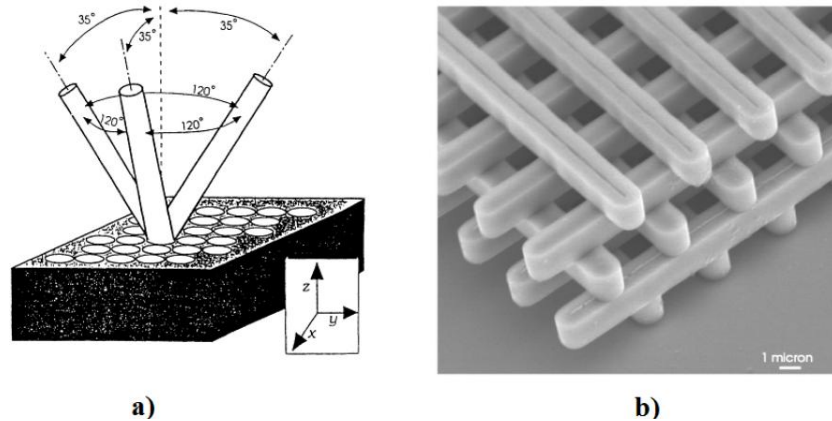
Figure I.5. (a) Relation de dispersion d'un cristal photonique unidimensionnel (miroir de Bragg) à incidence normale: une bande d'énergie interdite apparaît en bord de zone de Brillouin. (b) Incidence oblique [21].

### 1.2.2. Structures bidimensionnelles (2D) et tridimensionnelles (3D)

Pour contrôler les bandes interdites photoniques quelque soit l'angle d'incidence de l'onde électromagnétique, il faut étendre la périodicité de la structure à 2 ou 3 dimensions. R. Zengerle [22], En 1987, E. Yablonovitch [14] et S.John [23] ont initié et généralisé ce concept. La motivation principale de S. John était d'utiliser les cristaux photoniques dans le but de modifier la localisation et le contrôle de la lumière. E. Yablonovitch cherchait, quant à lui, à appréhender la densité d'états photoniques, par analogie à la densité d'états électroniques, dans le but de contrôler l'émission spontanée de matériaux intégrés aux cristaux photoniques. Comme leurs noms l'indiquent, les structures tridimensionnelles sont des structures possédant une constante diélectrique arrangée de manière périodique suivant les trois directions de l'espace. L'histoire retient généralement de lui sa célèbre « Yablonovite » représentée sur la figure 1.6(a), une des premières structures avec une bande interdite photonique 3D dans le domaine des micro-ondes qu'il a fabriquée en 1993 [24]. Elle est obtenue en perçant des trous dans du plexiglas selon trois angles azimutaux séparés de  $120^\circ$  et faisant un angle de  $35^\circ$  par rapport à la normale.

Un autre cristal photonique tridimensionnel est bien connu sous le nom la structure « Tas de bois ». Il obtenu grâce à un empilement de tiges diélectriques rectangulaires ou circulaires. Les deux niveaux consécutifs sont perpendiculaires et les deux plans consécutifs des tiges parallèles sont décalés d'une demi-période [25]. L'exemple de la figure 1.6(b) 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 [26].



Par extension à leurs travaux dans le domaine des micro-ondes et surtout à ceux réalisés aux longueurs d'onde de l'optique, les chercheurs ont porté leur attention principale sur les cristaux photoniques bidimensionnels, car leur fabrication est plus facile que les structures tridimensionnelles. Comme en électronique, les CP-2D sont beaucoup plus adaptés pour l'intégration au sein des dispositifs réalisés à l'échelle nanométrique. On est encore loin de ce que l'on pourrait appeler le « tout-photonique », mais les chercheurs se penchent de plus en plus, à l'heure actuelle, sur des dispositifs qui mêleraient électronique et photonique. Preuve en est si l'on regarde les résultats remarquables déjà obtenus sur les microguides, les microcavités et les microlasers à cristal photonique. Ces derniers résultats sont porteurs d'espoir et portent à croire que beaucoup de résultats tout aussi intéressants restent à découvrir dans le domaine de la photonique.

### I.3. Cristaux photoniques bidimensionnels

Les cristaux photoniques à deux dimensions, sont composés d'un réseau périodique de trous d'air percés dans un diélectrique (structure connectée) ou de piliers de diélectrique dans l'air (structure déconnectée) (figure I. 7).

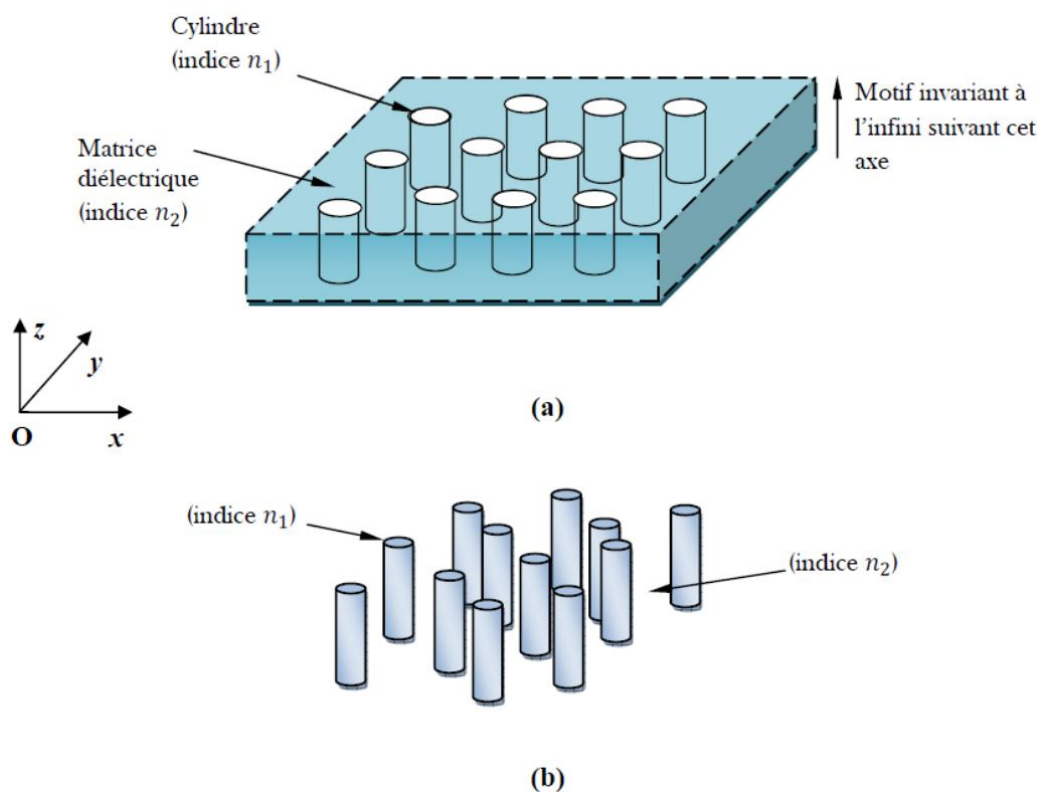


Figure I.7. Structures bidimensionnelles : (a) connectée, (b) déconnectée [27].

Les réseaux périodiques à deux dimensions se regroupent principalement suivant trois familles : réseau carré, réseau triangulaire et réseau hexagonal.

Le réseau carré (figure I.8(a)) [28] : Il a été montré que ce type de réseau est très sensible à l'angle d'incidence et à la polarisation de l'onde électromagnétique. Il est ainsi difficile d'obtenir une bande interdite totale.

Le réseau triangulaire [29] : Chaque nœud du réseau est espacé de son proche voisin d'une même distance "a" (figure I.8(b)) Cette structure est moins sensible à l'angle d'incidence que celle du réseau carré mais la bande interdite complète reste aussi difficile à obtenir.

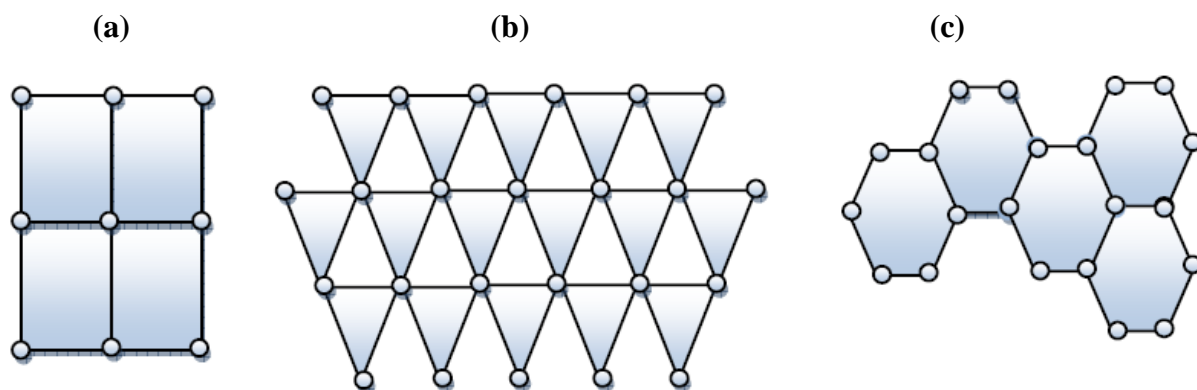


Figure I.8. (a) Réseau carré. (b) Le réseau triangulaire. (c) Le réseau hexagonal.

### I. 3. 1. Réseaux directs, réciproques et zones de Brillouin

La représentation du diagramme de bandes se fait pour des composantes du vecteur d'onde variant le long des directions de hautes symétries. Ces points de haute symétrie se trouvent dans la première zone de Brillouin qui fait partie du réseau réciproque.

On obtient un réseau réciproque de chaque structure en traçant les lignes résultant un nœud donné à tous ses voisins, puis on trace les médiatrices de ces segments. On appelle zone de Brillouin irréductible, la plus petite surface permettant de déduire la relation de dispersion dans tout l'espace réciproque. Elle correspond à la plus petite surface qui peut être utilisée pour reconstruire la première zone de Brillouin (ZB) en utilisant les symétries du réseau réciproque [17].

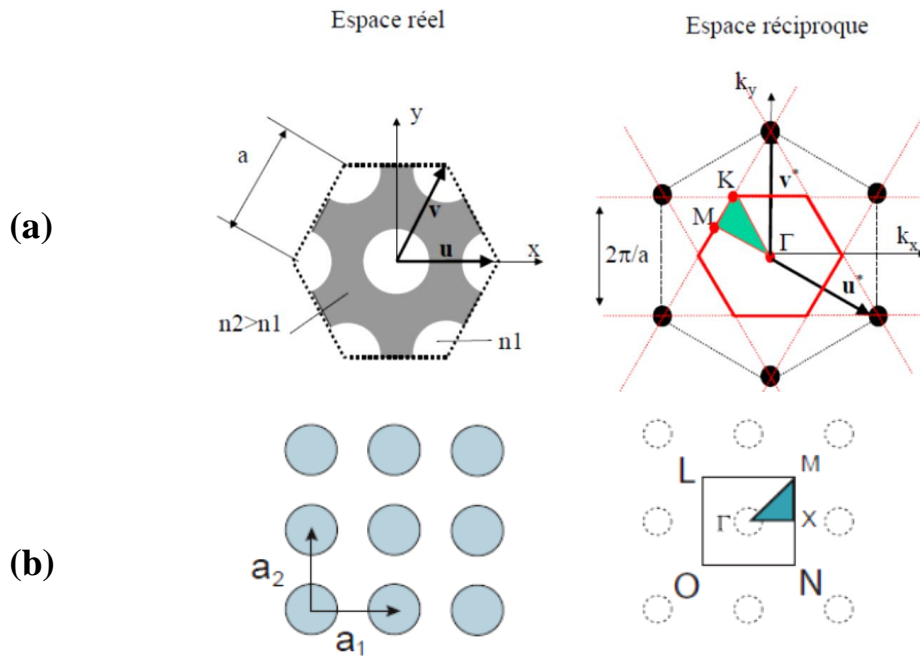


Figure I.9. Construction de la zone de Brillouin irréductible défini dans réseau réciproque 2D (a) triangulaire et (b) carré. [17]

### I. 3. 2. Contraste d'indice

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

### I. 3. 3. Facteur de remplissage

Pour le réseau bidimensionnel, Le facteur de remplissage en air  $f$  désigne le rapport entre l'aire du motif (un disque) et l'aire de la cellule élémentaire du réseau considéré [21, 27,31].

$$f = \frac{A_{\text{motif}}}{A_{\text{maille élémentaire}}} \quad (\text{I.14})$$

Dans le cas de motifs circulaires de rayon  $r$  dans un cristal carré de période  $a$ , on peut définir le facteur de remplissage dans l'air comme suit :

$$f = \pi \left(\frac{r}{a}\right)^2 \quad (\text{I.15})$$

Dans le cas de motifs circulaires de rayon  $r$  dans un cristal triangulaire de période  $a$ , le facteur de remplissage dans l'air est donné pour l'expression :

$$f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{r}{a}\right)^2 \quad (\text{I.16})$$

### I. 3. 4. Relations de dispersion

Les relations de dispersion des CP2Ds dépendent de la polarisation de la lumière. On peut séparer le champ électromagnétique en deux polarisations indépendantes, la polarisation TE (Transverse Electric) et la polarisation TM (Transverse Magnétique).). En polarisation TE, le champ  $E$  est orienté dans le plan de périodicité et le champ  $H$  n'a qu'une composante normale au plan. Le champ électromagnétique est de la forme  $(E_x, E_y, H_z)$ , les autres composantes étant nulles. En polarisation TM, les rôles de  $E$  et  $H$  sont permutés et le champ est de la forme  $(H_x, H_y, E_z)$ . La figure I.10 représente les diagrammes de bandes pour les réseaux carré et hexagonal pour les deux polarisations. La structure étudiée correspond à une matrice bidimensionnelle de trous d'air ( $n_{\text{air}} = 1$ ) dans du silicium ( $n_{\text{Si}} = 3.5$ ). Le diamètre des trous ( $r$ ) est égal à  $0.288a$  dans les deux géométries, ce qui correspond des facteurs de remplissages différents selon le réseau ( $f=0.26$  pour le réseau carré,  $f=0.30$  pour le réseau hexagonal). Une bande interdite pour la polarisation TE est obtenue pour le réseau hexagonal [32].

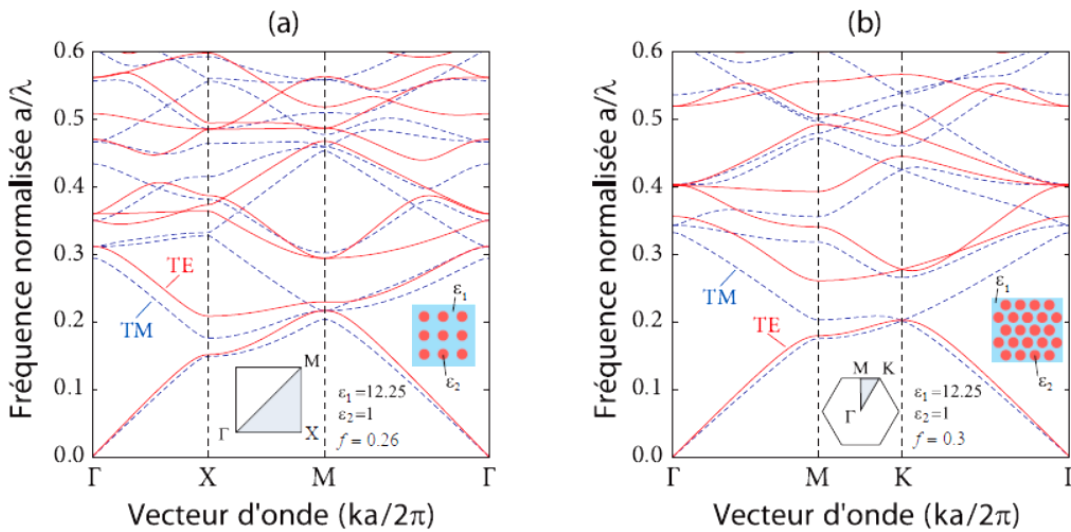


Figure I.10. Diagrammes de bandes de CP2Ds de trous d'air dans une matrice de diélectrique ayant l'indice du silicium. Le calcul a été effectué par la méthode des ondes planes pour les polarisations TE (lignes rouges) et TM (pointilles bleues). (a) réseau carré. (b) réseau hexagonal.

### I. 3. 5. Cartes des bandes interdites

Les cartes de bandes interdites représentent les bords de bandes interdites pour un réseau donné en fonction du facteur de remplissage  $f$  (figure I.11). Elles donnent un aperçu des possibilités de confinement de la lumière.

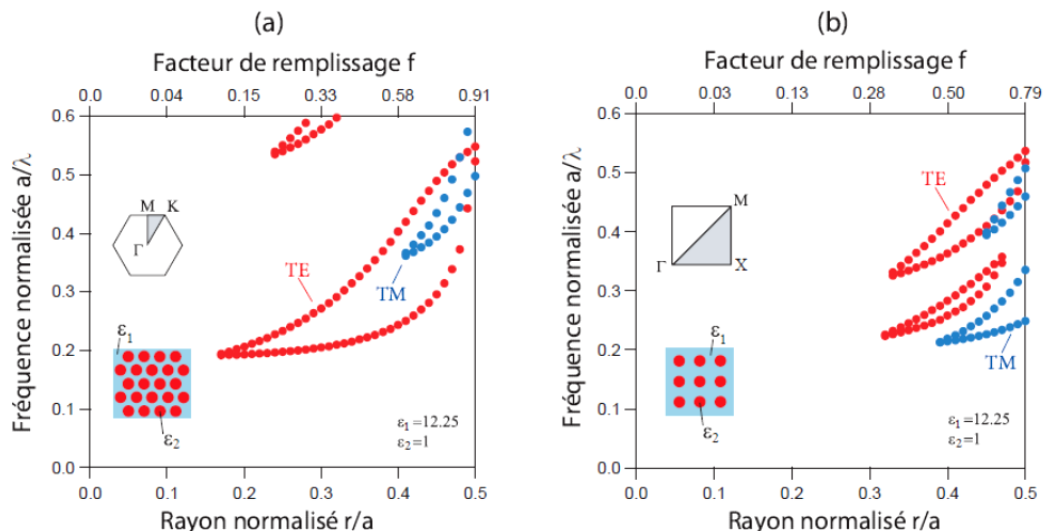


Figure I.11. Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ( $\epsilon=12.25$ ). (a) réseau hexagonal. (b) réseau carré.

Pour un réseau hexagonal de trous d'air dans du silicium, une bande interdite s'ouvre pour  $f = 0.10$  en polarisation TE et  $f = 0.61$  en polarisation TM. Pour le réseau carré, les bandes interdites s'ouvrent pour  $f = 0.32$  en polarisation TE et  $f = 0.48$  en polarisation TM. Les régions de bande interdite totale correspondent aux intersections des bandes interdites TE et TM. La plus large bande interdite pour les modes TE est obtenue par le réseau hexagonal. De plus, la BIP apparaît pour des facteurs de remplissage plus faibles que ceux du réseau carré. Le réseau hexagonal est par conséquent souvent, préféré pour confiner la lumière. On remarque que les bords de bandes interdites augmentent avec le facteur de remplissage du matériau de faible indice [32].

Les cristaux photoniques bidimensionnels sont par définition infinis dans la troisième direction. En pratique, on atteint une bonne approximation de ceux-ci en considérant une structure dont l'épaisseur est suffisamment grande par rapport à la longueur d'onde de la lumière. Ces structures sont le plus souvent fabriquées par gravure très sélective du motif 2D dans la profondeur du matériau. A l'instar des miroirs de Bragg qui perdent leur bande interdite en incidence oblique, les cristaux photoniques bidimensionnels ne permettent pas de confiner la lumière en incidence oblique par rapport à leur plan de périodicité.

#### I.4. Guide à cristaux photoniques bidimensionnels

L'utilisation de défauts linéiques pour réaliser des fonctions de guidage a été introduite en 1994 par Meade *et al.* Les études du guidage sont toutefois restées théoriques [33] jusqu'en 1997 où une première démonstration expérimentale de transmission a été faite dans le domaine des micro-ondes [34] puis en technologie macro poreux dans l'infra rouge [35]. Cette propagation guidée n'est plus limitée par les lois de la réfraction aux interfaces du guide et il est possible de réaliser des guides présentant des rayons de courbure de l'ordre de la longueur d'onde avec des transmissions théoriques très proches de l'unité [36].

Un guide est un défaut linéique introduit au sein d'un cristal photonique. Si l'on se restreint à une périodicité dans deux directions de l'espace, le cristal photonique 2D est constitué soit de tiges de diélectrique entourées d'air, soit de trous d'air gravés à travers une matrice diélectrique. Un guide d'onde peut alors être créé en écartant deux demi-plans de cristaux photoniques (figure I.12). L'écart entre ces deux demi-plans, la direction cristallographique ainsi que la symétrie des bords définissent un guide unique. Ici, le défaut est une ligne de trous qui a été omise, formant un défaut linéique. La lumière ne pouvant pénétrer au sein du cristal photonique, elle est contrainte de se propager le long du défaut : on a ainsi réalisé un guide. Il est appelé guide W1, car il est formé par l'omission de la gravure d'une ligne de trous. Les guides formés de l'omission de deux lignes de trous sont appelés W2, ceux de trois rangées de trous W3 ceux de N rangées de trous WN.

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

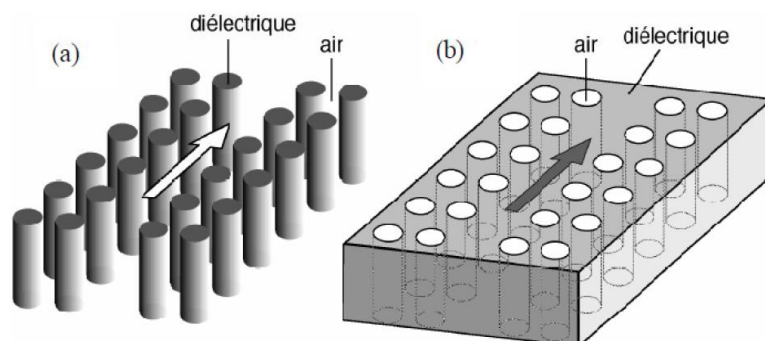


Figure I.12. Schéma d'un guide d'onde défini (a) dans un réseau bidimensionnel de tiges de diélectriques et (b) dans un réseau de trous d'air.

#### I. 4. 1. Principales géométries des guides d'ondes à CP-2D

Par analogie avec la cristallographie des solides, à chaque réseau périodique bidimensionnel d'indice optique, on peut associer un réseau réciproque. Dans l'espace réciproque, il existe des directions de plus haute symétrie. Il suffit de décrire le comportement d'une onde se propageant suivant ces directions pour décrire complètement le cristal photonique (CP). Nous avons considéré uniquement des guides définis par l'omission d'une ou plusieurs rangées de trous selon une orientation donnée. Par convention, nous appellerons un guide  $W_i$ , un guide défini par l'omission de  $i$  rangées de trous. A titre d'exemple, la figure I.13 illustre un guide  $W5$  dans les mailles carrée et triangulaire 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 CP [37].

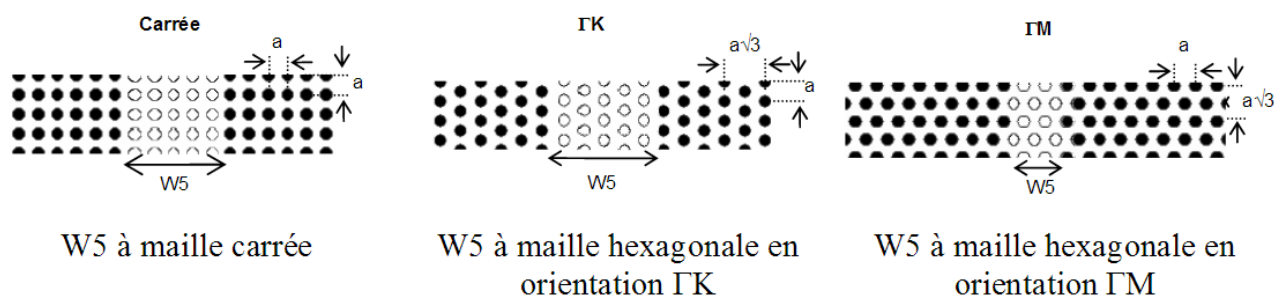


Figure I.13. Schéma de guides  $W5$  pour différentes géométries et orientations de mailles [37]

Les trous situés de part et d'autre du guide peuvent être : (i) soit en vis-à-vis, et, dans ce cas, le guide est dit symétrique, ou encore du type A (figure I.14(a)) ; (ii) soit décalés d'un nombre demi entier de périodes, dans ce cas le guide est dit antisymétrique, ou encore de type B (figure I.14 (b)).

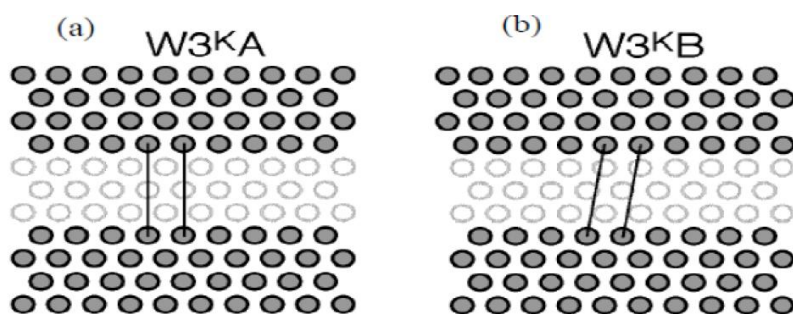


Figure I.14. exemple de guide créé dans un réseau bidimensionnel triangulaire de trous d'air (a) de type A et (b) de type B.

#### I. 4. 2. Influence du défaut sur le diagramme de dispersion

L'insertion du défaut dans la structure influe fortement sur le diagramme de dispersion [38]. Un diagramme de bandes en orientation  $\Gamma K$  est tracé pour un CP à maille hexagonale sans défaut (indice du matériau égal à 3.21 et facteur de remplissage en air égal à 30%) ainsi que pour un guide W3 et W5 (figure I.15).

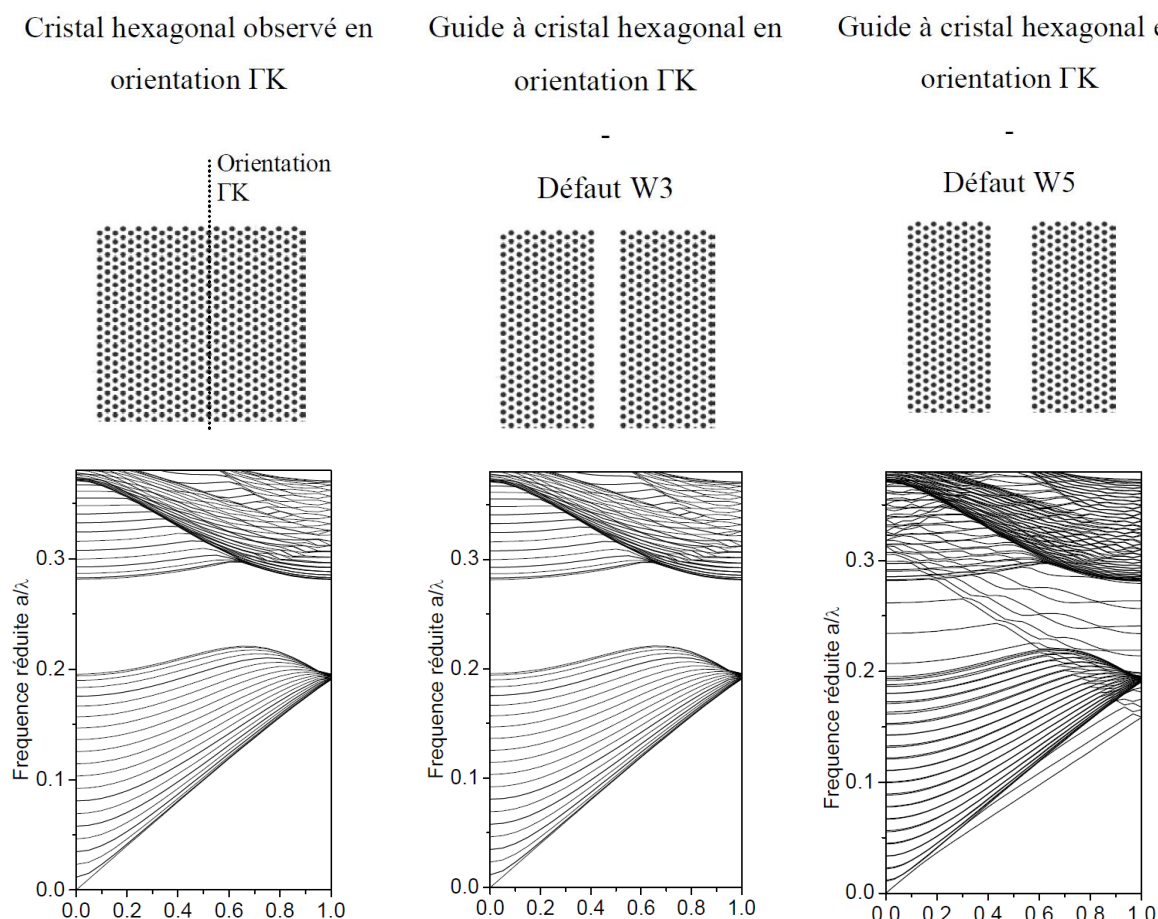


Figure I.15. Influence de la largeur du défaut sur le diagramme de dispersion d'un CP à maille hexagonale en orientation  $\Gamma K$ . De gauche à droite : CP sans défaut ; guide W3  $\Gamma K$  ; guide W5  $\Gamma K$

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 W3 à W5, le nombre de modes augmente dans le guide.

## **I.5. Microcavités à cristaux photoniques 2D**

Une manière simple de confiner le champ dans un volume très réduit est de briser localement la périodicité du réseau par l'introduction de défauts. Ceci a pour effet de créer des niveaux d'énergie discrets supplémentaires dans la structure de bandes. Les modes photoniques ainsi créés, à condition qu'ils se situent dans la bande interdite, concentrent leur énergie dans cette zone de défauts. Le cristal environnant se comporte comme un miroir et la lumière est réfléchiée par les bords du défaut. Les défauts ou microcavités les plus étudiés sont obtenus en omettant un certain nombre de trous dans le réseau périodique, notamment dans les réseaux triangulaires, les microcavités de type  $H_n$ , de forme hexagonale,  $n$  étant le nombre de rangées manquantes par côté de l'hexagone.

La taille de ces microcavités est généralement de l'ordre de quelques longueurs d'onde soit quelques microns. Le volume modale 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 aigüe, 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.

Les performances d'un résonateur sont données par deux nombres caractéristiques : le facteur de qualité (Q) qui rend compte de la finesse de la résonance et le volume modal (V) du confinement spatial du mode.

Les cavités à cristaux photoniques, qui permettent de confiner fortement la lumière, pourraient avoir beaucoup d'applications dans plusieurs domaines de la physique, incluant par exemples des interactions cohérentes électron photon, des filtres ultra étroits, des lasers à bas seuil, des puces photoniques et l'optique non-linéaire [39]. Le critère pour ces applications demeure la réalisation des cavités avec des facteurs de qualité Q élevés et des volumes modaux petits.

### **I.5.1. Différents types de cavités**

#### **I.5.1.1. Cavité hexagonale**

Dans un cristal triangulaire, les cavités hexagonales, dont les côtés sont les rangées denses, constituent une série de cavités canoniques. Il est commode de les nommer par le

nombre de périodes le long de chaque côté. Ainsi, un seul trou manquant correspondra à H1, sept trous manquants à H2, etc [40]. Les cavités de type Hn, de forme hexagonale, n étant le nombre de rangées manquantes par côté de l'hexagone sont les plus étudiées [41].

Les cartes de champ des deux modes d'une cavité H2 sont représentées sur la figure I.16. Il s'agit de modes non dégénérés, plus simples à analyser que les modes deux fois dégénérés, hélas majoritaires dans ces cavités. Le mode (a) est de type radial : ses fronts d'onde épousent les bords de la cavité. Le mode (b) est un mode analogue aux modes dits « de galerie ». Il n'est pas évident d'avoir des schémas simples de progression des modes quand les cavités s'agrandissent.[40].

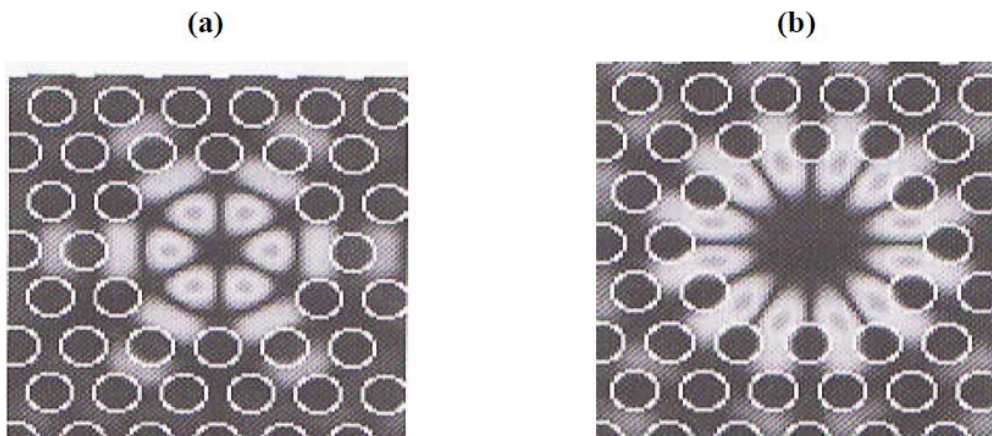


Figure I.16. Exemples de cartes d'amplitude du champ magnétique de deux modes TE d'une cavité « H2 », issues d'une simulation 2D : (a) Mode de type radial ; (b) Mode de type « galerie ». Ici, le cristal a un facteur de remplissage  $f=40\%$  et une constante diélectrique de 10.5. Les deux modes sont situés dans la bande interdite avec des fréquences réduites proches de  $u = a/\lambda = 0.3$  [41].

La figure I.17 montre la distribution spectrale des modes de cavités hexagonales de taille variées obtenue par mesure de photoluminescence : cette dernière est pour l'essentiel le fruit des processus de recombinaison spontanée du milieu actif dans les modes de cavité, dont la densité domine la densité totale des modes disponibles ; son spectre constitue la signature spectrale des modes de cavité. On observe que le nombre de modes dans une gamme spectrale donné augmente avec la taille (la surface) de la cavité. La cavité élémentaire H1 (un trou manquant) ne possède qu'un mode (en réalité doublement dégénéré) dans la gamme spectrale balayée [41]. Plus une cavité est petite, plus son facteur de qualité Q décroît. La cavité H1 est donc celle du facteur de qualité le plus bas.

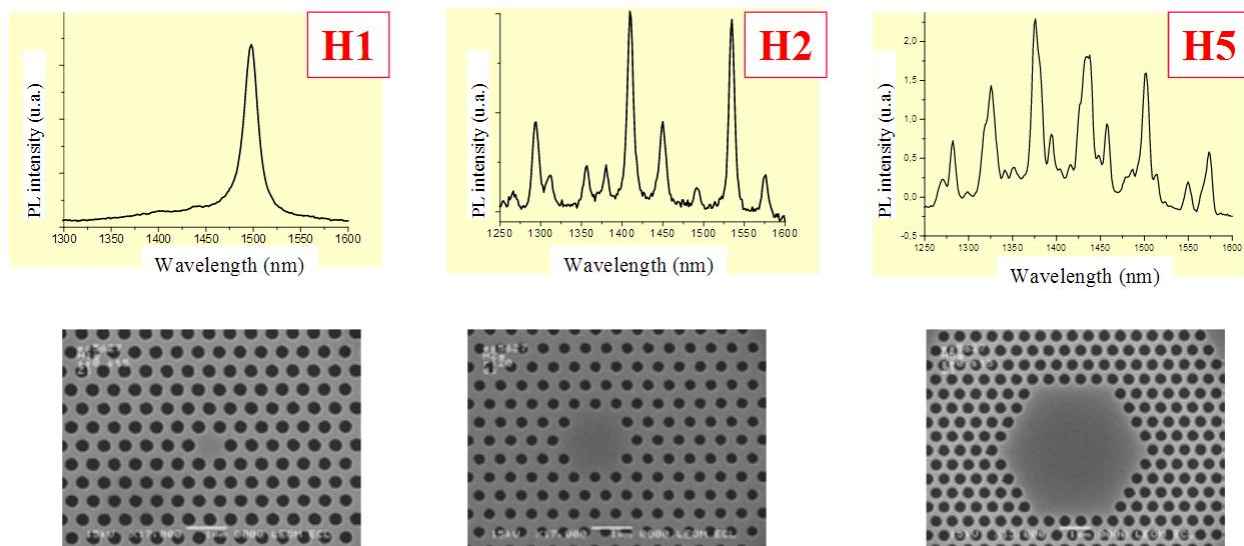


Figure I.17. Signatures spectrales de cavités hexagonales obtenues par photoluminescence [42].

### I.5.1.2. Cavité triangulaire

La figure I.18 (a) représente la cavité triangulaire, cette cavité est obtenue en omettant plusieurs trous dans un réseau triangulaire de trous d'air de section circulaire ( $r = 200\text{nm}$ ) plongé dans une matrice diélectrique ( $\epsilon=8.12$ ). Ce cristal est éclairé par une onde plane sous incidence normale avec une polarisation TE. Le spectre de photoluminescence de cette cavité est représenté sur la figure I.18 (b).

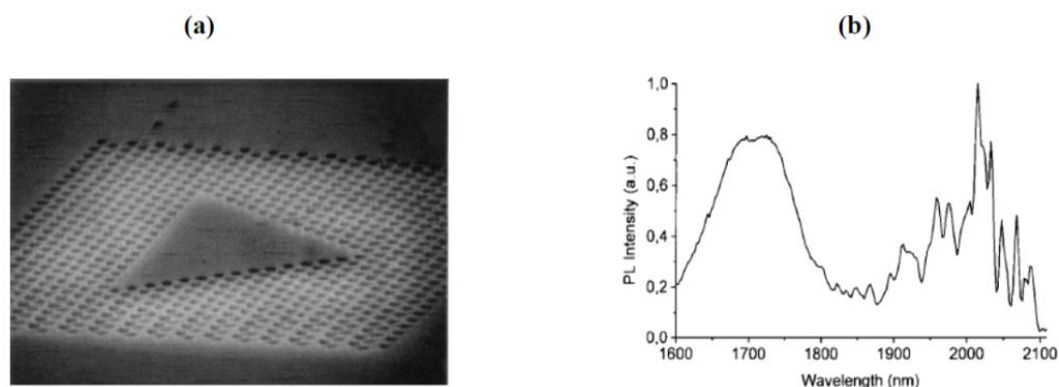


Figure I.18. (a) Exemple de cavité triangulaire dans un cristal photonique triangulaire avec un paramètre de maille  $600\text{nm}$  (b) Spectre de photoluminescence d'une cavité triangulaire dans un cristal photonique triangulaire de trous d'air (Paramètre de maille  $a = 600\text{nm}$ , rayon  $r = 200\text{nm}$ ) plongé dans une matrice diélectrique ( $\epsilon=8.12$ ) [43].

### I.5.1.3. Cavité rectangulaire

Le réseau CP2D triangulaire est défini par les paramètres suivants : paramètre de maille  $a=560\text{nm}$ , facteur de remplissage environ 35%. Ces paramètres permettent d'ouvrir une large bande interdite approchant les  $500\text{nm}$  pour le mode TE autour des  $1500\text{nm}$ . La figure

I.19(a) représente une cavité rectangulaire correspondant à l'omission de 3 rangées finies de trous dans le CP, lorsque celle-ci est éclairée directement par le laser. Comme attendu, de nombreux pics de résonance apparaissent avec des facteurs de qualité allant jusqu'à 1000 [44] (figure I.19 (b)).

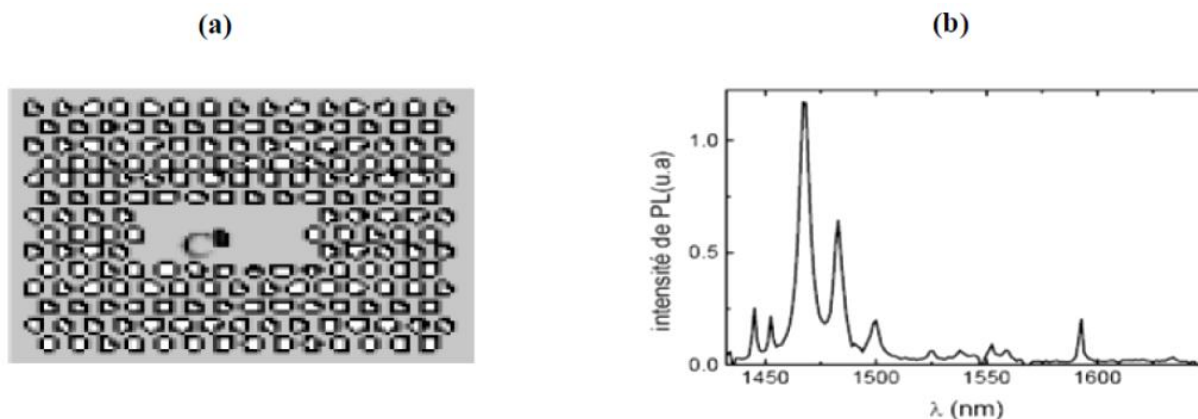


Figure I.19.(a) Exemple de cavité rectangulaire dans un cristal photonique triangulaire avec un paramètre de maille 560nm ; (b) Spectre de photoluminescence d'une cavité rectangulaire dans un cristal photonique triangulaire de trous d'air ( $a = 560\text{nm}$ , facteur de remplissage 0.35) plongé dans une matrice diélectrique d'InP [44].

#### I.5.1.4. Cavités à double hétérostructure

Les cavités à double hétéro-structure sont initialement proposées par le groupe de S.Noda en 2005 [45, 46]. La structure géométrique et la structure de bande interdite correspondante sont schématiquement montrées sur la figure I.20. La géométrie de la cavité représentée sur cette figure, appelée « double hétérostructure » par les auteurs [45], est plus originale. La structure de base de la cavité est un simple guide d'onde à cristaux photoniques avec une rangée manquante, de paramètre de maille  $a_1 = 410\text{nm}$ . Un défaut ponctuel est introduit dans ce guide en élargissant la période longitudinale du cristal sur une petite distance (2 périodes) et en gardant la période transversale constante de façon à conserver l'accord entre les mailles. Une déformation de seulement 10nm ( $a_2 = 420\text{nm}$ ) forme une cavité dont le facteur de qualité vaut 600 000.

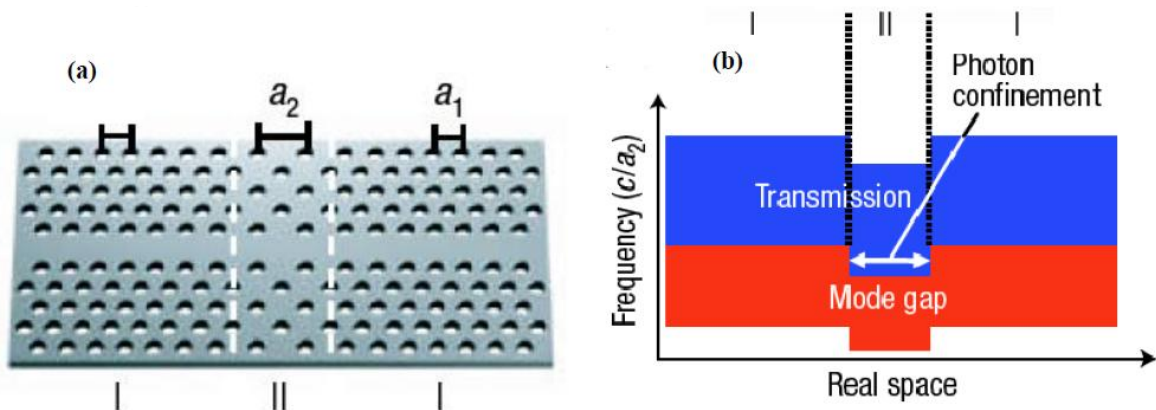


Figure I.20. (a) Cavité à double hétéro-structure, réalisée en connectant les structures basiques à cristaux photoniques, I et II. Le cristal photonique I a une structure de réseau triangulaire avec une constante de réseau  $a_1$ . Le cristal photonique II a une structure de réseau triangulaire déformée en un réseau rectangulaire à faces centrées avec une constante  $a_2 (>a_1)$  dans la direction du guide d'onde. Il a la même constante que celle du cristal photonique I dans la direction orthogonale afin de satisfaire les conditions d'adaptation de maille, (b) Structure schématique de bande interdite par rapport à la position spatiale dans la direction du guide d'onde. Des photons d'énergie spécifique peuvent exister seulement dans le guide d'onde à cristal photonique II, ce qui génère une cavité [45].

### I.5.1.5. 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 Kuramochi [47]. Le facteur de qualité de ce genre de cavité a atteint expérimentalement 800 000 en silicium et 700 000 en GaAs [48]. Ce genre de cavité est basé sur un défaut linéique dans les cristaux photoniques d'un réseau triangulaire de trous d'air, c'est-à-dire sur un guide d'onde similaire à un  $W_1$ . L'idée est d'éloigner légèrement certains trous entourant le guide d'onde d'une distance particulière. Cette structure est schématiquement illustrée par la figure I.21.

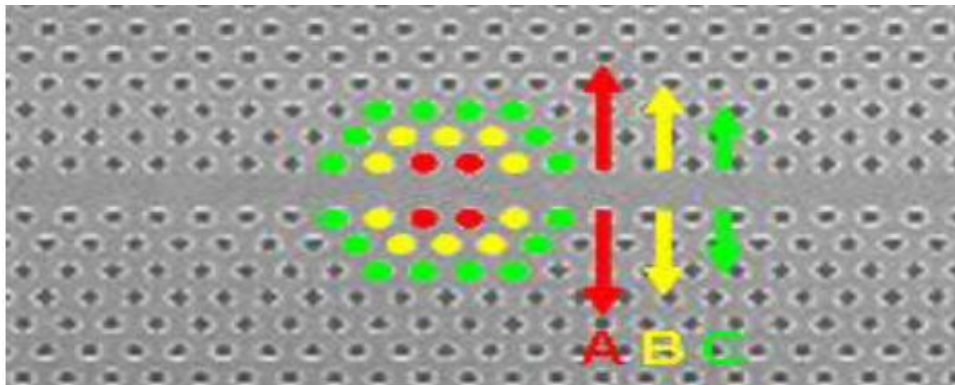


Figure I.21. Image MEB d'une cavité à confinement par la bande interdite d'un guide à cristaux photoniques, réalisée par une modulation de la largeur du guide d'onde. Cette cavité est fabriquée en salle blanche à l'IEF. Les trous colorés en rouge, jaune et vert, sont déplacés de 9 nm, 6 nm et 3 nm respectivement, dans les directions transverses (suivant les flèches correspondantes) [48].

### **I.5.2. Influence des paramètres géométriques sur les microcavités**

Une solution pour réaliser simplement des microcavités à CP 2D consiste à exploiter les propriétés de bande interdite photonique (BIP). L'omission des trous au sein d'un réseau CP 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 [43, 49-51]. Plusieurs paramètres permettent de contrôler les propriétés d'une microcavité :

- La période et le facteur de remplissage du CP 2D, responsables de la position spectrale des modes et de la BIP.
- La géométrie de la cavité, essentiellement sa forme et sa taille.
- Le nombre de rangées de CP 2D bordant la cavité détermine la réflectivité des miroirs associés. Environ 8-9 rangées de CP 2D triangulaire suffisent en pratique pour s'affranchir des fuites de lumière dans le plan à travers la couronne CP [52].
- L'infiltration des liquides (polymère ou eau) dans les trous des cristaux photoniques modifie les propriétés optiques de ces derniers.

### **I.6. Filtres et multiplexeurs**

Le rapprochement des guides d'ondes et des défauts ou cavités résonnantes dans un CP conduit à des possibilités de filtrage et de multiplexage (insertion ou extraction) en longueur d'onde dans le cadre de l'optique intégrée [53]. Une fonction importante qu'on peut réaliser avec les cristaux photoniques est le multiplexage en longueurs d'ondes (WDM, Wavelength Division Multiplexing). L'objectif est d'insérer ou d'extraire des longueurs d'onde bien précises. Le couplage entre des guides et des cavités à cristaux photoniques permet la réalisation de filtrage directionnel et sélectif en longueurs d'onde, plus connu sous le nom de filtre ADD-DROP, qui est un composant clé du multiplexage en longueur d'onde, deux exemples de ce filtre sont schématisés sur les figures I.22 et I.23.

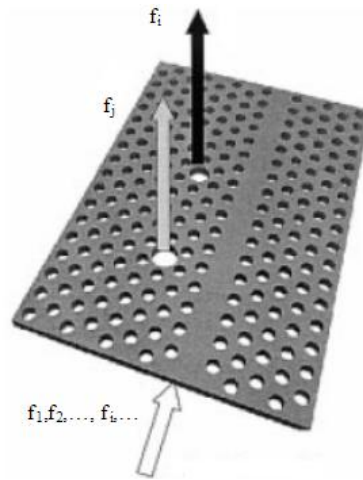


Figure I.22. Un principe parmi d'autres de filtre add-drop utilisant les CPs.

Dans le cas de la figure I.22, le filtre représenté est conçu à partir 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 indiquant 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.

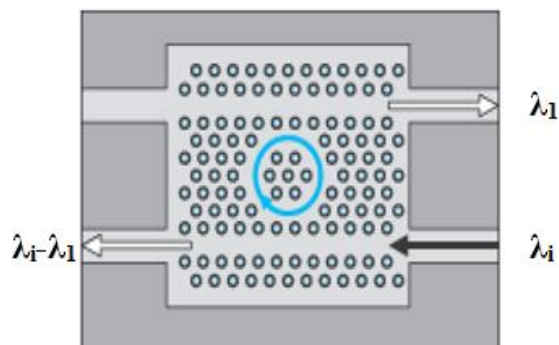


Figure I.23. Filtre Add-Drop : le signal d'entrée, en bas et à droite, est composé d'un grand nombre de signaux à des longueurs d'onde différentes  $\lambda_i$ . le filtre, réalisé dans un cristal bidimensionnel de symétrie hexagonale, permet d'extraire l'un des signaux (ici, celui à la longueur d'onde  $\lambda_1$ ) en l'aiguillant dans une autre direction [54]

Diverses versions du filtre Add-Drop à base de cristal photonique ont déjà été réalisées (voir, par exemple [54]). 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 10000 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 [55]. 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.

Un dispositif non directif comme le simple filtre Fabry Perot illustre la deuxième voie de couplage possible entre une cavité et un guide. Un filtre de ce type a été déjà réalisé sur SOI par Foresi et al[56]. Une fonction de filtre Fabry-Perot a été intégrée 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-Perot (si un second guide est placé face à la cavité).

Une cavité mono défaut a été dans un premier temps utilisée 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%.

Pour ce filtre, un taux de transmission de l'ordre de 5% est trouvé expérimentalement 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, comme par exemple une portion de guide fermé. Ce type de cavité linéaire est donc très bien adapté à un couplage avec des guides de largeurs similaires.

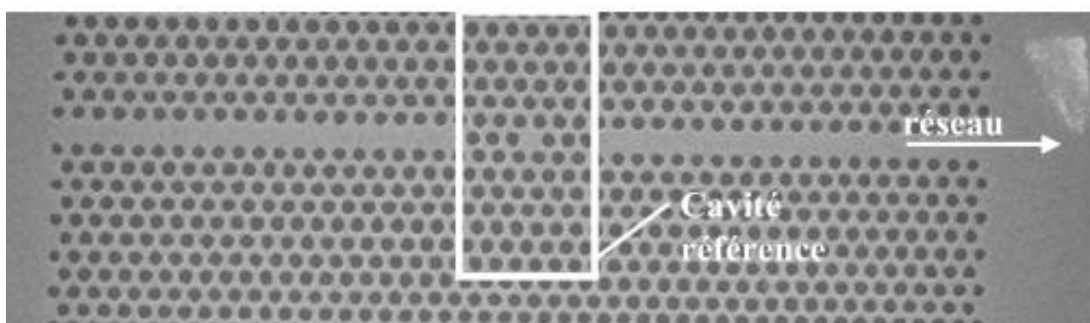


Figure I.24. Image en microscopie électronique d'une fonction Fabry-Perot intégrée à un guide [17].

Une validation de ce concept a été faite numériquement. La structure étudiée comprend un guide W1 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)).

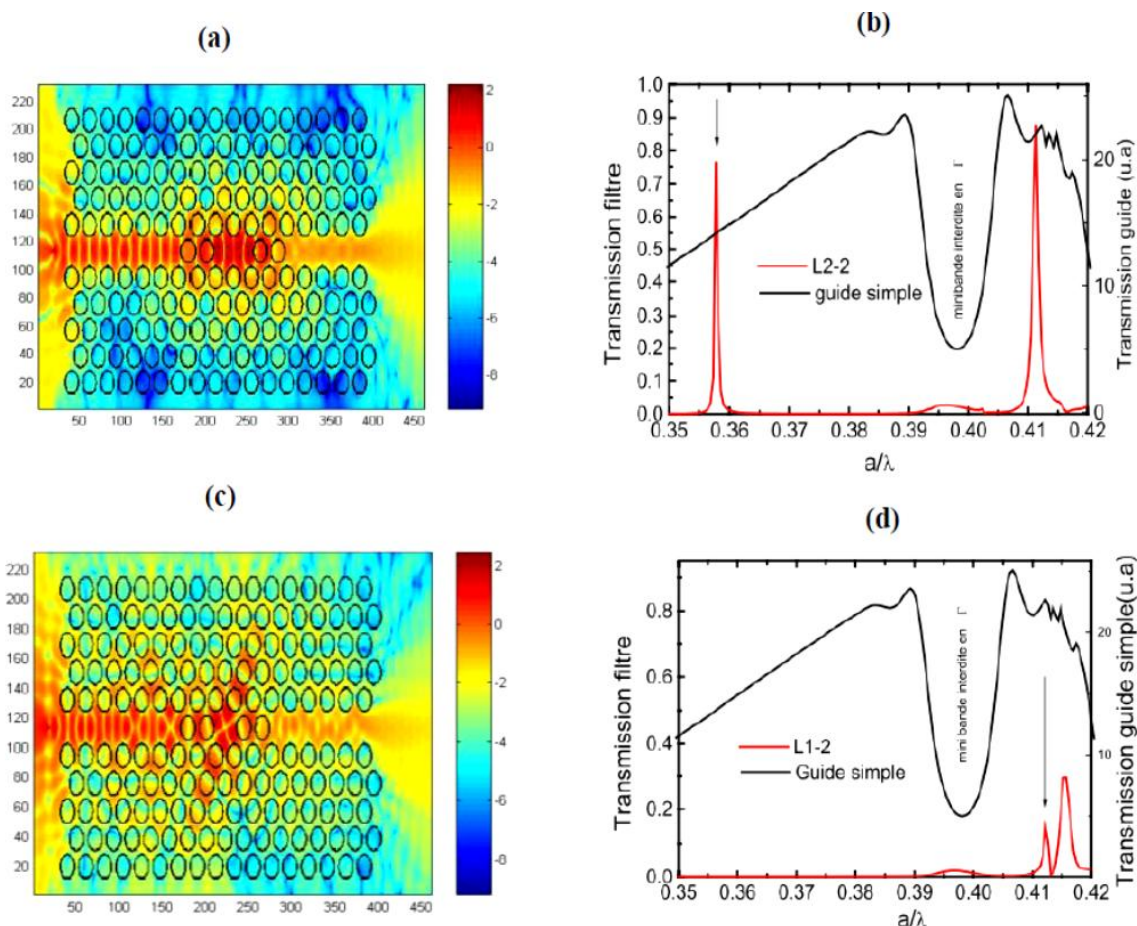


Figure I.25. Transmission 2D FDTD des filtres L1-2 et L2-2. Le facteur de remplissage en air du cristal photonique est de 0.5 et l'indice le plus fort est de 2.7 (indice effectif de la membrane d'InP vers  $a/\lambda=0.4$ ). Les flèches verticales sur les tracés (b) et (d) indiquent respectivement la fréquence des cartes de champ tracée en (a) et (c) [17].

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.

## I.7. Les différents matériaux utilisés

De nombreuses structures à bandes interdites unidimensionnelles, bidimensionnelles et même tridimensionnelles ont été déjà réalisées sur différents matériaux tels que le silicium, les semi-conducteurs III-V...

### I. 7.1. Le Silicium

Parmi les matériaux d'indice de réfraction élevé, le silicium semble être très approprié : en effet, la technologie Si est extrêmement bien contrôlée et compatible avec des applications intégrées CMOS pour l'électronique.

#### a) Silicium microporeux

Le silicium microporeux est un matériau très attractif grâce à ses propriétés d'émission de lumière [57, 58]. Des études ont été réalisées sur l'utilisation des couches de silicium poreux pour des microstructures (structures bidimensionnelles) [59, 60]. L'utilisation de Si de type p associé à un masque pré-structuré de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  amène à la création d'une nouvelle forme de trous. Une couche de nitrure est déposée sur un wafer de Silicium par PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) standard et structuré par lithographie classique. La gravure des trous est réalisée dans une cellule électrochimique (figure I.26).

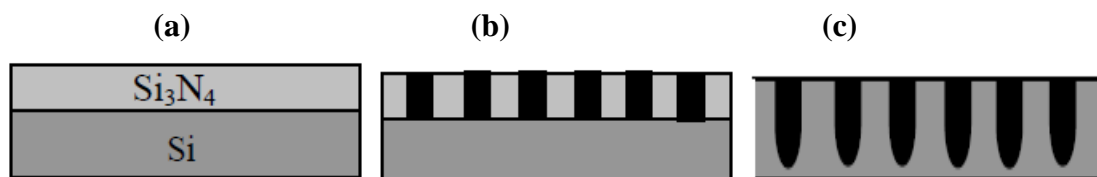


Figure I.26. a) dépôt de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  par PECVD, b) création du masque par photolithographie, c) gravure des trous dans une cellule électrochimique.

#### b) Silicium macroporeux

Les cristaux photoniques sur Si macroporeux sont réalisés par gravure électrochimique d'un substrat gravé en surface [59, 61] : des réseaux triangulaires ou carrés sont gravés par photolithographie ou lithographie holographique et les trous initiaux sont transférés dans le substrat par traitement KOH chauffé. Les gravures électrochimiques successives dans une

solution HF permettent d'obtenir des trous plus profonds (quelques microns) tout en maintenant leur largeur (figure I.27).

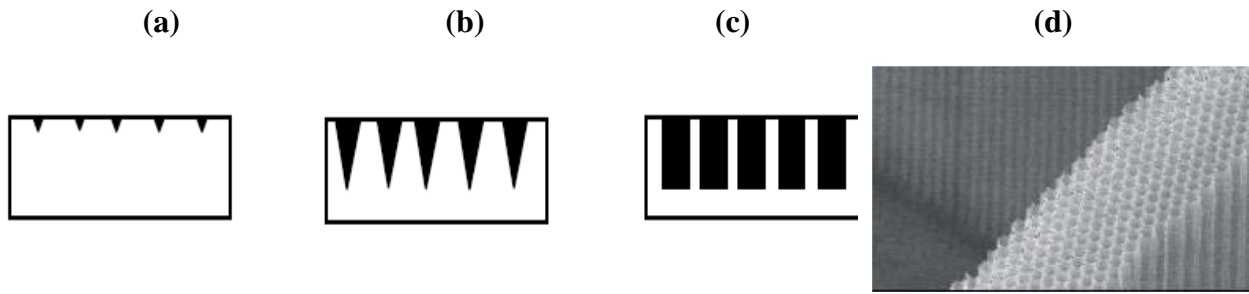


Figure I.27. a) lithographie holographique, b) traitement KOH, c) gravure électrochimique. d) Réseau bidimensionnel sur silicium macroporeux.

### c) Si/SiO<sub>2</sub>

La technique LPCVD (Low Pressure Chemical Vapor Deposition) permet de réaliser des cristaux photoniques unidimensionnels [62,63]. Cette procédure nécessite trois étapes :

- lors de la première étape, du poly-Si est déposé sur un wafer de SiO<sub>2</sub> sous une faible pression de SiH<sub>4</sub>,
- la couche de poly-Si subit une oxydation humide (H<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>). Ce procédé mène à une croissance de SiO<sub>2</sub>,
- l'épaisseur de la couche est alors augmentée par un dépôt de SiO<sub>2</sub>.

Ces trois étapes sont répétées  $m$  fois afin de réaliser une structure multicouche (Si/SiO<sub>2</sub>) $m$ .

### I. 7.2. Les semi-conducteurs

La réalisation de cristaux photoniques sur semi-conducteur est bien maîtrisée actuellement. Parmi les semi-conducteurs III-V utilisés, InP, GaAs, GaN sont les plus répandus. La littérature montre de nombreuses méthodes de fabrication de réseaux périodiques sur semi-conducteurs (lithographie X [64], RIE (Reactive Ion Etching) [65], MBE (Molecular Beam Epitaxy) [66] pour les structures bidimensionnelles et MOCVD (Metal Organic Chemical Vapor Deposition) [67], HVPE (Hybride Vapor Phase Epitaxy) [68] 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.

✓ Exemple de cristaux photonique bidimensionnel sur base GaN par lithographie à faisceau d'électrons et par gravure sèche [69].

Par cette méthode, plusieurs étapes de masquage sont nécessaires. Pour cela, un masque de PMMA est déposé sur une couche de Ti : les motifs sont gravés sur cette couche de titane dans un plasma SiCl<sub>4</sub>. Ce nouveau masque titane est alors utilisé pour graver une

couche de SiNx dans un plasma CHF<sub>3</sub>. Enfin, la gravure de GaN est réalisée dans un plasma CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>.

### **I. 8. Conclusion**

À l'issue de ce premier chapitre nous avons présenté les notions de bases associées aux cristaux photoniques. Nous avons 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. Nous avons notamment introduit les propriétés physiques et géométriques ainsi que les différentes applications optiques (guidage, filtrage,...) qui peuvent en découler de ces matériaux. À la fin de ce chapitre, avons présenté deux classes de filtres sélectifs à cristaux photoniques : les cavités de type Add/Drop couplées de manière évanescente au guide d'onde porteur du signal et les cavités de type Fabry Péroต์ insérées directement dans le guide.

Chapitre

# II

## Capteurs à base de cristaux photoniques

# Chapitre II Capteurs à base de cristaux photoniques

## II.1. Introduction

Le développement des capteurs miniaturisés, biocompatibles, avec une réponse en temps réel et une simple utilisation, est devenu un enjeu majeur pour répondre aux besoins actuels dans des domaines aussi variés que la médecine (détection d'agents pathogènes), la métrologie (capteurs de pression, de température, de déformation, .....), la sécurité (détection de gaz toxiques) et l'agro-alimentaire (analyses microbiologiques), avec un niveau d'exigence de plus en plus élevé. L'analyse en temps réel doit être privilégiée, la réponse doit être facile à lire et extrêmement rapide. Les dispositifs doivent être compacts et doivent pouvoir être intégrés dans des systèmes de détection électronique intégrés ou embarqués à coût réduit. En particulier, les dispositifs optiques intégrés sur puce offrent un fort potentiel pour le développement de transducteurs génériques, compatibles avec la détection parallèle sur une gamme spectrale ajustable. Dans ce contexte, de nombreuses structures issues de l'optique intégrée ont été proposées. Notamment, les propriétés optiques remarquables des cristaux photoniques (CP) ont conduit à la conception de nouveaux dispositifs photoniques pour des applications dans divers secteurs de l'industrie et de haute technologie, tels que les télécommunications (fibres à CP), l'optoélectronique (lasers, photodétecteurs) et récemment, la biodétection.

Ce chapitre présente les trois axes principaux à partir desquels ce travail de thèse est constitué, c'est-à-dire : les capteurs, la détection optique et les capteurs à cristaux photoniques. Nous commencerons par quelques notions générales sur les capteurs, en

s'appuyant sur une revue non exhaustive de quelques exemples des systèmes de biodétection optique. Ensuite nous établirons un bref état de l'art sur l'utilisation des CPs pour les applications de transduction optique.

Nous nous étudierons ensuite sur les différents types des capteurs à cristaux photonique, plus particulièrement les capteurs d'indice de réfraction (RI).

## II.2. Généralités sur les capteurs

Un capteur est un dispositif transformant d'une grandeur physique observée en une grandeur utilisable, telle qu'une tension électrique, une fréquence, une hauteur de mercure, une intensité ou la déviation d'une aiguille. On peut dire qu'un capteur est un dispositif qui, sous l'effet d'une grandeur physique que l'on souhaite caractériser, délivre une grandeur physique exploitable, on parle ainsi d'un transducteur (figure II.1)[70]. 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, ....

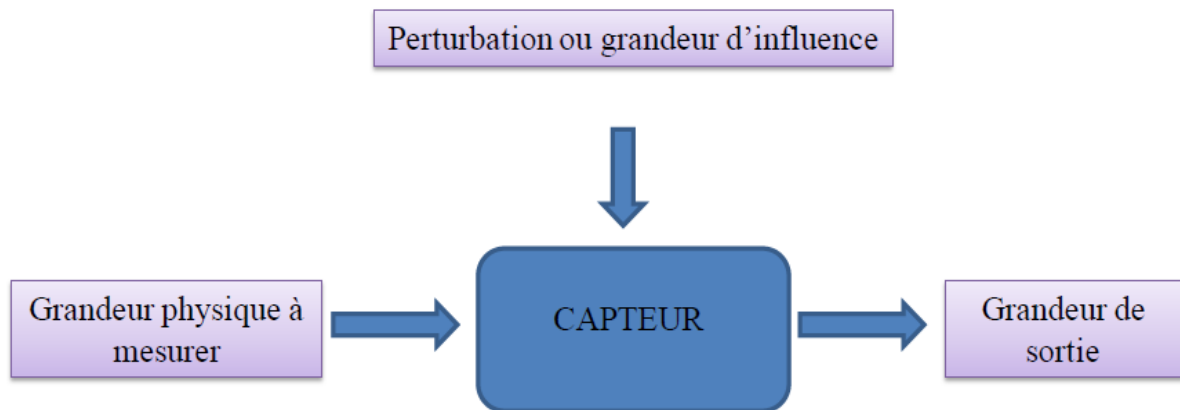


Figure II.1. Schéma de principe d'un capteur

Selon les applications souhaitées, le choix d'un capteur adéquat nécessite l'établissement préalable d'un cahier de 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.2.1. Paramètres caractérisant les performances d'un capteur

Il existe un certain nombre de caractères communs à tous les capteurs dont les plus courants sont [71] :

- a. **Etalonnage** : l'étalonnage permet d'ajuster et de déterminer sous forme graphique la relation entre la grandeur à mesurer (mesurande) et la grandeur de sortie (figure II.2)

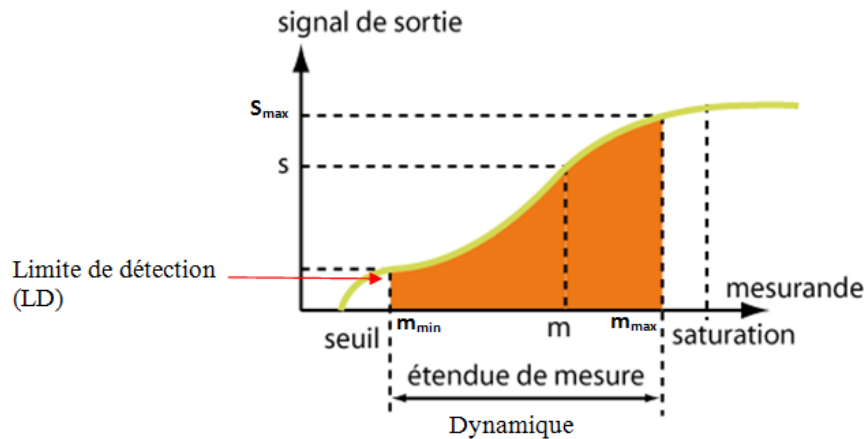


Figure II.2. Courbe d'étalonnage d'un capteur.

- b. **Réponse du capteur ou dynamique** : la réponse du capteur est définie sur sa courbe d'étalonnage (figure II.2). C'est la zone qui représente le domaine de réponse du capteur avant saturation. A l'extérieur de cette zone, se trouvent deux valeurs particulières: la limite de détection (LD) et la saturation. Le phénomène de saturation est fréquemment rencontré en physique. Même si la valeur du mesurande augmente, la grandeur de sortie ne peut dépasser une valeur maximale  $S_{max}$  : pour  $m > m_{max}$ ,  $S = S_{max}$ . On ne peut donc pas effectuer de mesure pour des valeurs au dessus de  $m_{max}$ . La limite de détection ou seuil correspond à la plus petite valeur de la grandeur à mesurer pouvant être détectée, avec une incertitude acceptable.
- c. **Domaine de linéarité** : dans ce domaine de linéarité, la variation de la grandeur de sortie est proportionnelle à la variation de la mesurande.
- d. **Résolution (Précision)** : c'est le plus petit incrément de la valeur mesurée qui puisse être significativement mesuré par le capteur.
- e. **Sensibilité (s)** : ce paramètre caractérise l'aptitude du capteur à détecter la plus petite variation de la grandeur à mesurer. C'est une caractéristique importante pour l'exploitation et l'interprétation des mesures. Elle est définie comme étant la variation

du signal de sortie ( $S_{out}$ ) par rapport à celle du mesurande ( $m$ ) (pente de la portion linéaire de la courbe d'étalonnage), et s'écrit :

$$S = \frac{\Delta S_{out}}{\Delta m} \quad (II.1)$$

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

- f. Temps de réponse ou rapidité :** la rapidité est caractérisée par le temps que met le capteur à réagir à une variation brusque de la mesurande. Cependant la valeur finale est le plus souvent atteinte de manière asymptotique, elle correspond au temps nécessaire pour que le capteur délivre une certaine portion  $\alpha$  de la pleine amplitude du signal. Le temps de réponse noté  $t_\alpha$  est tel que  $\alpha$  vaut généralement 90%. La connaissance du temps de réponse d'un capteur est un élément essentiel lors de la réalisation de mesures.
- g. Sélectivité :** Un capteur est dit sélectif, si la variation du signal de sortie est due uniquement à la seule grandeur (physique, chimique, biologique...) qu'on veut mesurer. C'est la capacité du capteur à ne mesurer qu'une seule grandeur dans le milieu où il est utilisé ou en d'autres termes, d'être le plus insensible aux grandeurs d'influence, grandeurs qui ne font pas l'objet de la mesure, mais influent seulement sur la sortie du capteur.
- h. Limite de détection :** la limite de détection est la valeur minimale de la grandeur physique  $m$  que l'on est capable de déceler. La limite de détection ne doit pas être confondue avec la sensibilité du capteur car elle dépend à la fois de la sensibilité et de la résolution instrumentale  $R_m$  liée aux équipements utilisés pour la mesure du signal. L'expression de la limite de détection LD, déduite à partir de la définition de la sensibilité du capteur, est de la forme :

$$LD = \frac{R_m}{S} \quad (II.2)$$

### II.2.2. Capteurs optiques

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

Les capteurs optiques à base de fibres optiques, à plasmons de surface, à guides d'ondes plans ou à cristaux photoniques sont souhaitables pour leur analyse fortement sensible et non

destructive. Les diverses techniques de détection associées à ces capteurs sont basées sur la variation d'une information caractérisant l'onde lumineuse comme :

- **La variation de l'intensité lumineuse** [72-74], basée sur la détection de la lumière transmise à la sortie d'un dispositif comparée à la lumière injectée dans ce dernier. L'amplitude de l'onde étant modifiée relativement à l'action d'une perturbation du milieu dans lequel le capteur est plongé.
- **La variation de cohérence temporelle** [75], reposant sur des techniques interférométriques dont le principe consiste à introduire une différence de chemin optique, donc un retard, entre les deux bras de l'interféromètre inférieure à la longueur de cohérence de la source utilisée.
- **La variation de phase**, fonctionnant sur le principe d'altération de la phase de l'onde qui se propage dans le capteur de type interférométrique par exemple [74, 76-79]

### **II.2.2.1. Capteurs à fibres optiques**

Les capteurs à fibres optiques [80,81] sont issus de la rencontre de deux technologies : les fibres optiques utilisées en télécommunication et l'optoélectronique. L'une et l'autre ont connu un développement extraordinaire ces deux dernières décennies, amélioration des performances, diminution des coûts, miniaturisation. Tout cela a permis l'émergence de ces capteurs dont le champ d'application recouvre entièrement celui des capteurs traditionnels.

Un capteur à fibre optique est un dispositif dans lequel l'information est créée dans un chemin optique par réaction de la lumière à la grandeur à mesurer, avant d'être acheminée vers le récepteur optique par l'intermédiaire d'une ou plusieurs fibres optiques. Cette définition exclue les assemblages comportant un capteur conventionnel et un système de transmission par fibres optiques. Par contre, l'élément optique sensible à la mesure, le transducteur, peut être ou non la fibre optique. Les mesures peuvent être faites de manière ponctuelle ou répartie. Pour les mesures ponctuelles le phénomène détecté ou mesuré n'est disponible qu'en un seul point. Dans l'autre cas, la grandeur physique peut être décelée sur toute la longueur de la fibre, cela avec une bonne précision et une haute résolution spatiale. On distingue également les capteurs actifs et les capteurs passifs. Dans le premier cas, la source de lumière est générée par une source optique. L'onde lumineuse qui se propage dans la fibre est modifiée directement ou indirectement par le phénomène physique dont on veut mesurer. Dans le second cas, la lumière est générée par le phénomène physique lui-même [82].

### II.2.2.2. Ellipsométrie

L'ellipsométrie est une technique d'analyse de surface permettant de caractériser les propriétés optiques des matériaux et/ou de l'épaisseur des couches minces. L'ellipsométrie est basée sur l'interaction entre une onde électromagnétique incidente et la matière. Le principe de base de l'ellipsométrie est la mesure de la modification de l'état de polarisation d'une onde lumineuse après réflexion sur l'échantillon à analyser. Une onde incidente, polarisée linéairement selon les composantes parallèle (p) et perpendiculaire (s), est envoyée en incidence oblique sur l'échantillon. Lors d'une réflexion sur la surface de l'échantillon, l'état de polarisation du faisceau incident sera modifié, par conséquent les deux composantes de l'onde subiront une variation différente d'amplitude et de phase. L'onde réfléchie est ensuite décomposée par un analyseur [83].

### II.2.2.3. Capteurs à résonance plasmon de surface (SPR)

L'onde à plasmon de surface est une oscillation de la densité des charges qui apparaissent à l'interface entre deux matériaux dont les constantes diélectriques sont de signes différents, comme c'est le cas entre un métal (or ou argent le plus souvent) et un diélectrique. Il existe plusieurs configurations de biocapteurs à SPR, et celles-ci diffèrent seulement par la méthode d'excitation du plasmon de surface, comme par exemple à l'aide de prismes [84] ou de fibres optiques [85]. Dans le cas d'un prisme, la lumière est totalement réfléchie à l'interface du prisme et du métal et génère une onde évanescente dans la couche de métal (figure II.3).

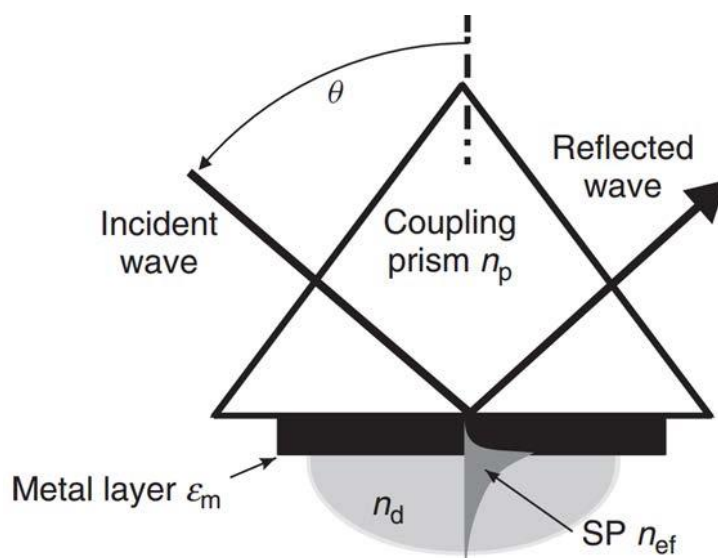


Figure II.3. : Principe de fonctionnement d'un détecteur à SPR sur un prisme [86]

Pour un certain angle d'incidence, la constante de propagation de l'onde électromagnétique est identique à celle de l'onde plasmon, ce qui provoque un couplage entre les photons et l'onde plasmon. La valeur de l'angle mesuré dépend directement de l'indice de réfraction du milieu environnant, propriété utilisée pour la détection.

#### II.2.2.4. Fluorescence

Une molécule fluorescente (fluorophore ou fluorochrome) possède la propriété d'absorber de l'énergie lumineuse (lumière d'excitation) et de la restituer rapidement sous forme de lumière fluorescente (lumière d'émission). Le principe du capteur par fluorescence repose sur l'association de la molécule à détecter avec une autre molécule fluorescente, appelée alors "marqueur" fluorescent. Cette technique est largement utilisée, notamment pour la visualisation de tissus biologiques à l'aide de microscopes fluorescents [82].

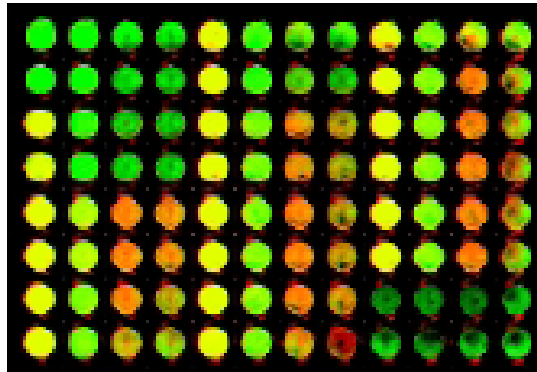


Figure II.4. Exemple du résultat de fluorescence d'une puce à ADN, la puce est une plaque de petite taille sur laquelle sont fixés des brins d'ADN, chacun correspondant au brin complémentaire d'un ARN messager (ARNm). L'ARNm est extrait de la cellule à étudier, puis est marqué par un fluorochrome. On peut fixer et donc étudier l'expression sur cette plaque plusieurs dizaines de milliers de fragments d'ADN. La puce est ensuite scannée au laser et une image est créée : chaque fois qu'il y a eu hybridation entre l'ADN et l'ARNm, le fluorochrome fixé sur l'ARNm a émis dans la longueur d'onde du laser.

#### II.2.2.5. Limites actuelles

Globalement, les capteurs optiques présentent une bonne implantation dans le monde industriel. La résonance à plasmons de surface semble être la technologie actuelle de référence en termes de détection optique label-free. Les technologies émergentes doivent par conséquent se différencier en répondant à d'autres critères. Par exemple, du point de vue performances, les capteurs devront avoir encore de meilleures sensibilités, de meilleures limites de détection, une meilleure spécificité de la réponse ou encore être plus facilement manipulables. Un autre aspect est le coût engendré par le capteur, sans oublier le coût de revient par test en fonction du personnel, du matériel et des matériaux utilisés. Enfin, le

dernier aspect repose sur le fait d'apporter quelque chose de nouveau, comme notamment de répondre à plusieurs informations à la manière des systèmes multiplexés.

Jusqu'ici les nouvelles technologies d'optique intégrée, comme les résonateurs en anneaux, semblent prometteuses pour répondre à ces besoins, mais la vraie barrière encore existante provient des sources et des détecteurs disponibles. Bien que les zones de détection soient très petites (de l'ordre de dizaines de  $\mu\text{m}^2$ ), les capteurs requièrent souvent un laser externe ou un spectromètre par exemple pour fonctionner pleinement. La détection multi-paramétrique est possible mais difficilement réalisable, car elle demande à ce que les sources soient séparées et les détecteurs multipliés [87]. Une autre solution consiste à analyser chaque zone de détection l'une après l'autre, comme c'est le cas par exemple pour les capteurs proposés par la société Genalyte [88]. Un autre aspect concerne la diffusion et la sédimentation des espèces à détecter dans le cas des capteurs à reconnaissance de surface puisqu'elles limitent les performances et la rapidité de détection, bien que le développement de systèmes de micro-fluidique a permis d'accélérer le processus de reconnaissance.

Quoi qu'il en soit, le défi actuel reste toutefois de pouvoir obtenir des performances de détection toujours plus grandes et c'est pour cela que de plus en plus des géométries et architectures sont étudiées. Ces dernières années, un vif intérêt a été porté aux cristaux photoniques, ceux-ci ayant montré un fort potentiel dans la détection puisqu'ils semblent réunir beaucoup de critères requis par les nouveaux capteurs, tels que déjà décrits précédemment [7, 89-92]. L'atout majeur de ces structures photoniques est de permettre une forte interaction entre la lumière et les molécules à détecter, bien plus encore que dans le cas des résonateurs en anneaux, ce qui permet d'atteindre de faibles limites de détection.

### **II.3. Capteurs à cristaux photoniques**

L'application des cristaux photoniques en tant que capteurs constitue un domaine de recherche très prometteur en raison de leur micro-structuration périodique permettant de piéger les photons et de créer des résonances optiques très sensibles à la présence des molécules à détecter. Les cristaux photoniques disposent d'un large éventail de détection, les rendant applicables dans une large gamme de mesures s'étendant de l'air jusqu'aux fluides très visqueux [9].

Récemment, plusieurs travaux de recherches utilisant les cristaux photoniques, en tant qu'élément de détection, ont été entrepris, en raison de leur structure de bande et du confinement de la lumière [9, 93, 94].

En exploitant la dépendance des propriétés optiques du cristal photonique aux caractéristiques physiques et géométriques du cristal lui-même, on peut distinguer les types des capteurs suivants [95] :

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

### II.3. 1. État de l'art des biocapteurs à cristaux photoniques

Les premiers capteurs à CP 1D en polymère ont été proposés dès 2003 par Cunningham *et al* [96]. Ces biocapteurs consistent en un matériau plastique sur la surface duquel est déposée une fine couche structurée périodiquement d'un matériau diélectrique de plus fort indice de réfraction. Le dispositif a été conçu de telle sorte qu'une bande de longueur d'onde de 2 nm soit réfléchi lorsque celui-ci est éclairé sous incidence normale par une lumière blanche. Le décalage selon les plus grandes longueurs d'onde (décalage dans le rouge) signifie que le matériau est absorbé en surface. Un décalage de 2.5 nm a été mesuré lors de la reconnaissance d'ADN à la surface du CP, pour une sensibilité de surface de 0.4 pg/mm<sup>2</sup>.

En 2004, Chow et al ont démontré la détection de changement d'indice de réfraction de 0.002 (solution commerciale du silicone évaporée en surface) avec une microcavité à CP 2D ayant un facteur de qualité d'environ 400 [97]. La limite de détection aurait pu être améliorée à 0.001 RIU en utilisant une microcavité à CP 2D optimisée comme proposée par Loncar et al [6].

Plus tard en 2007, Lee et Fauchet ont présenté pour la première fois un biocapteur à CP sur silicium capable de suivre l'adsorption des protéines sur les parois des trous de la cavité (figure II.5) et de mesurer quantitativement le diamètre de la protéine. La quantité minimale de protéines ayant pu être détectée avec ce système est d'environ 2.5 fg. Peu de temps après, les mêmes auteurs ont amélioré la sensibilité à 1 fg en délivrant précisément les espèces cibles sur la zone de défaut de la surface sensible. La détection d'une seule bille de latex d'un diamètre de 370 nm a pu être effectuée, étant donné que la surface de détection de la cavité à CP valait environ 40  $\mu\text{m}^2$  pour un volume sensible de 0.15  $\mu\text{m}^3$  [92].

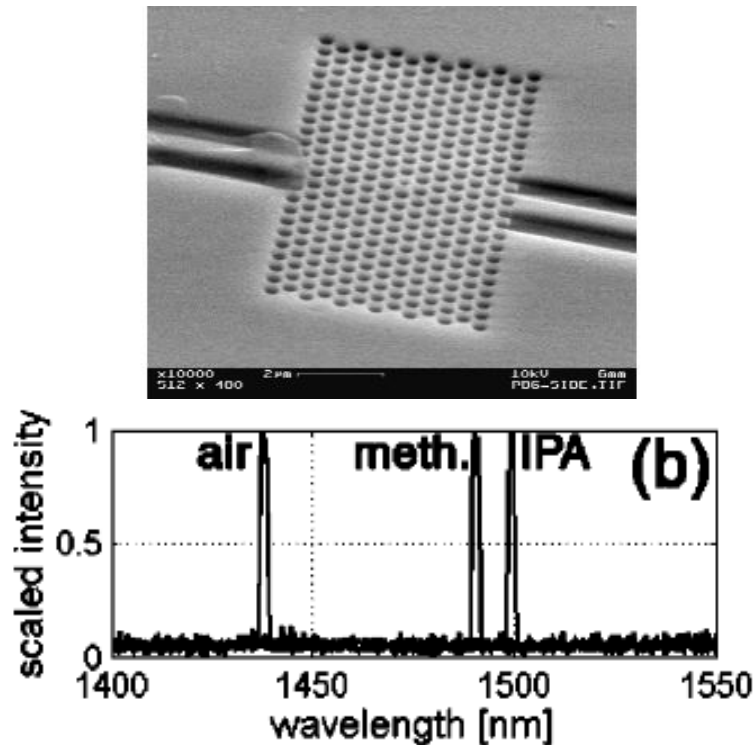


Figure II.5. Photographie par microscopie électronique à balayage d'un dispositif typique (biocapteur à base de cavité à CP). b) Réponses du capteur [92].

En 2012, Lin *et al* ont réussi à détecter un nombre fini de molécules dans une solution complexe grâce à des capteurs à CP destinés à la détection de molécules uniques [98]. A partir de 2009, des architectures de cavités à CP à tranchée commencent à montrer de bonnes performances, où des facteurs de qualité dépassant les 50 000 ont été atteints (figure II.6) [99]

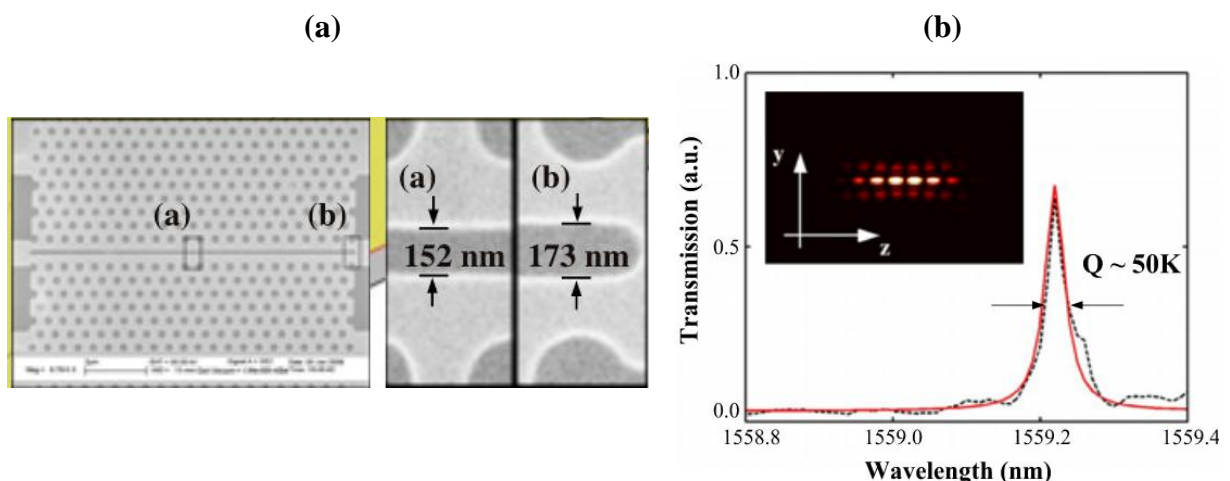


Figure II.6. a) Image MEB de la cavité à base de CP avec vue agrandie des deux sections pertinentes de la fente. b) Spectre de transmission du mode cavité avec  $Q = 50\ 000$  [99]

### II.3. 2. Capteurs d'indice de réfraction (RI) à base de CPs (RI-based PhC sensors)

Les capteurs d'indice de réfraction représentent la classe la plus répandue des capteurs à base de CP. En effet, plusieurs architectures avancées (par exemple, des microcavités intégrés et configurations interférométriques) utilisent l'indice de réfraction pour la détection. Les Capteurs RI à base de CP présentent plusieurs avantages tels que l'utilisation minimale de l'échantillon sans marquage par fluorescence, la détection en temps réel, une haute sensibilité et une grande sélectivité [95].

Notamment, le principe de détection consiste à mesurer les variations de l'indice de réfraction d'une solution. Et en particulier, les changements de RI (par exemple, l'eau,  $n_{\text{eau}} = 1,33$  ou air,  $n_{\text{air}} = 1$  à  $\lambda = \mu\text{m } 1,55$ ) due à la présence des analytes ou des gaz chimiques généralement caractérisés par des indices de réfraction plus élevés. Les applications au milieu gazeux et aqueux ont été étudiées pour détecter les concentrations d'espèces chimiques et biologiques. En fait, en utilisant ces capteurs, il est possible de quantifier la surface de la molécule et de la protéine (par exemple, la streptavidine, l'ADN, l'ARNm) ou la densité volumétrique [100].

Ces capteurs RI à base de CP peuvent fournir deux méthodes de détection : détection homogène et détection de surface. La détection homogène consiste à mesurer la variation de l'indice de réfraction optique d'une solution aqueuse dans laquelle sont réparties, de façon homogène, les molécules cibles. Dans la méthode de détection de surface, la surface du microrésonateur est fonctionnalisée, en y accrochant des récepteurs appropriés qui permettent d'immobiliser par des liaisons covalentes les molécules cibles sur la surface [95].

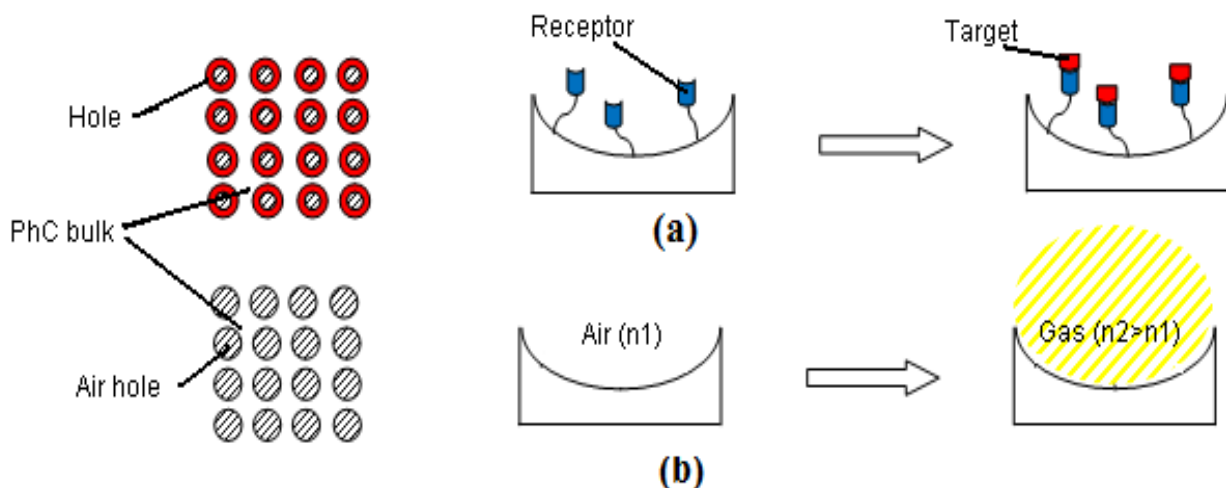


Figure II.7. a) Détection de surface (b) Détection homogène.

Dans la figure II.7(a), le principe de détection de surface est esquissé, lorsque le dispositif est exposé à un échantillon de produit chimique, les molécules cibles sont immobilisées par des récepteurs sur les surfaces intérieures des trous du capteur. La couche adsorbée caractérisé par une épaisseur  $t_{ad}$  induit un changement d'indice de réfraction localisé autour de la région de trou. Finalement, une sensibilité de surface  $S_s$  est généralement définie comme suit:

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

Où  $n_{eff}$  est l'indice effectif du mode optique propageant dans le dispositif de détection.

L'autre mécanisme de détection nommé détection homogène, est schématisée dans la figure II.7(b). Dans ce cas, l'indice effectif du mode optique de propagation change en raison des variations RI induit par des gaz ou des échantillons de liquide correctement concentrés dans le milieu de couverture, où le capteur photonique est exposé. Par conséquent, une sensibilité homogène  $S_h$  peut être définie comme suit:

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

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

### **II.3. 2. 1. Capteurs RI à base de microcavités résonantes à CP**

Dans ce qui suit, quelques architectures principales des capteurs RI à base de CPs sont présentées, avec leurs principes de fonctionnement et leurs performances. La première classe de ces capteurs à discuter sont ceux basées sur des microcavités résonantes à cristal photonique.

Ces dispositifs sont fabriqués en introduisant des défauts localisés (c'est-à-dire en supprimant un ou plusieurs trous) dans la distribution périodique des trous. De cette façon, la périodicité parfaite du cristal photonique est compromise et un état défectueux dans la carte de bande interdite est introduit, permettant l'excitation des modes de résonance. Deux paramètres, le facteur de qualité  $Q$  et la sensibilité de longueur d'onde  $S_\lambda$ , doivent être pris en considération pour apprécier les performances des capteurs basés sur la cavité à CP.

On définit le facteur de qualité  $Q$  des pics résonnants par le rapport de la longueur d'onde de résonance,  $\lambda_0$  ( $\omega_0$ ), à la largeur à mi-hauteur du pic,  $\Delta\lambda$  ( $\Delta\omega$ ) (FWHM)(figure

II.6)[101] . Ce facteur de qualité rend compte de la capacité de la cavité à piéger la lumière. Il est exprimé comme suit:

$$Q = \frac{f_0}{\Delta f} \quad (\text{II.5})$$

Où  $f_0$  est la fréquence de résonance et  $\Delta f$  est la largeur à mi-hauteur (FWHM).

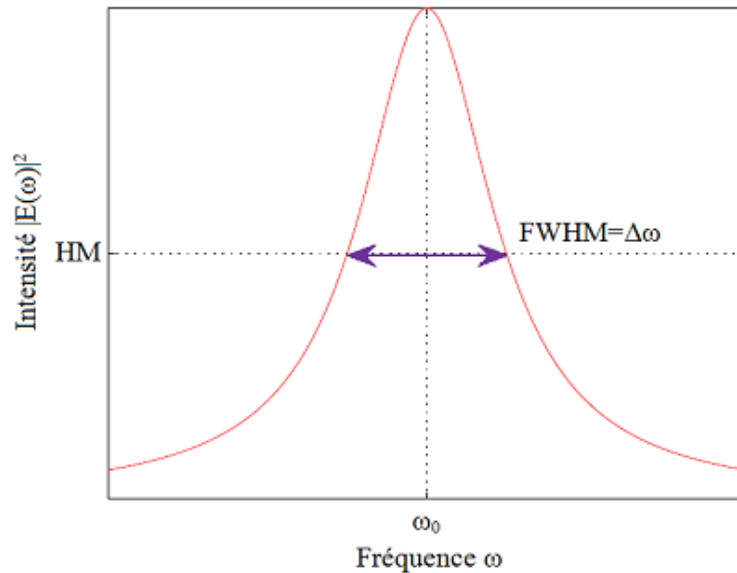


Figure II.8. Profil de l'intensité Lorentzienne d'un mode dans la cavité centré à la fréquence  $\omega_0$  [101].

La sensibilité de longueur d'onde  $S_\lambda$  représente un paramètre fondamental pour quantifier la performance du capteur.  $S_\lambda$  est défini selon l'équation (II.6), comme le rapport entre le décalage de la longueur d'onde de résonance ( $\Delta\lambda$ ) induite par le changement de l'indice de réfraction de fond ( $\Delta n$ ). De plus, il est donné en unités de nm / RIU (indice de réfraction Unité), comme:

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

La figure II.9 montre le dispositif de détection à cristaux photoniques à base de RI et les résultats de sa caractérisation.

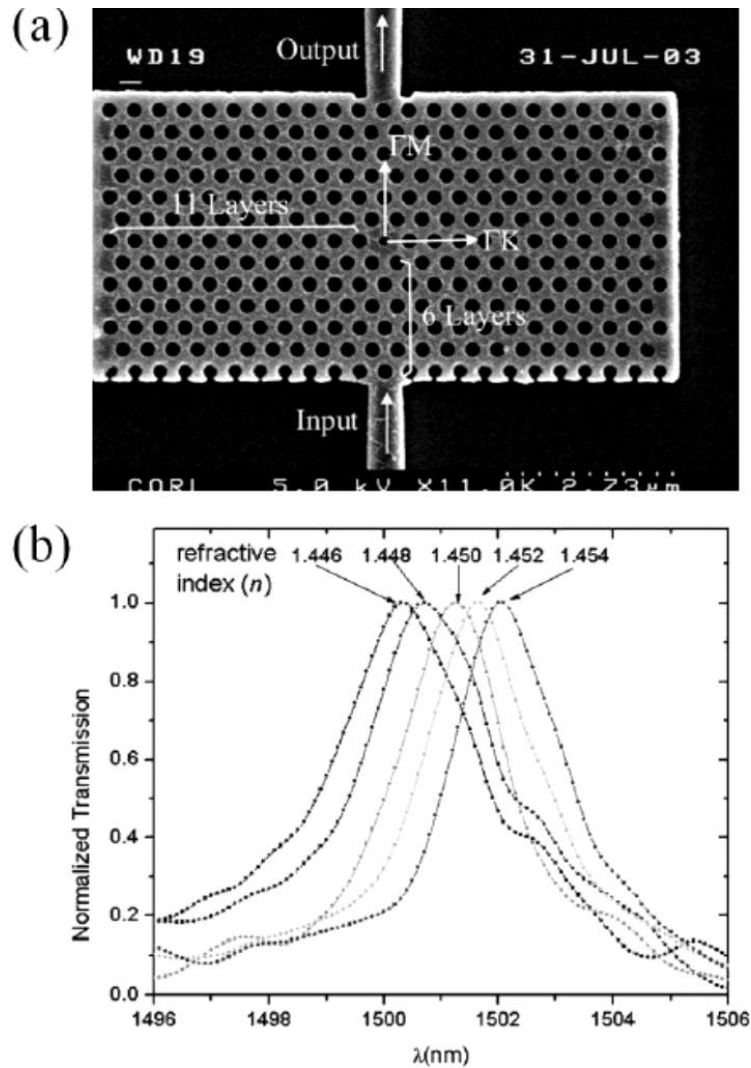


Figure II.9. (a) Vue au microscope électronique à balayage d'une microcavité à cristal photonique intégrée avec deux guides d'ondes ruban, (b) Spectres de transmission normalisés de la microcavité montrée en (a) avec cinq différents indices de réfraction (variant de  $n = 1.446$  à  $n = 1.454$ ) [97].

La structure est un cristal photonique 2D à réseau triangulaire de trous d'air de diamètre  $d = 255$  nm et de périodicité  $a = 440$  nm, gravés sur une membrane de Si ( $l = 260$  nm  $= 0.59a$ ). La microcavité est formée en introduisant un trou de diamètre plus petit  $d' = 176$  nm  $= 0.40a$ . Le principe de fonctionnement de ce capteur consiste en la mesure d'un changement d'indice de réfraction d'un élément sensible en fonction de la présence d'un analyte (substance à détecter), ce capteur peut atteindre une sensibilité de 200 nm/RIU avec une limite de détection  $\Delta n = 0.002$ . [97].

Dans la figure II.10, un exemple typique de microcavité à CP-2D en silicium sur un isolant (SOI) est présenté [102]. Les trous d'air sont gravés uniquement dans la couche de silicium supérieure et ils peuvent être réalisés par gravure anisotrope standard. La structure

périodique est un cristal photonique 2D à réseau triangulaire de périodicité  $a = 515$  nm. Le rayon  $r$  des trous d'air et l'épaisseur  $h$  de la couche de silicium sont choisis pour avoir un rapport  $r/a=0.33$  et  $h/a = 0.427$ , ce qui donne  $r = 170$  nm et  $h = 220$  nm. La microcavité est obtenue en omettant sept trous d'air au centre de CP dans la direction  $\Gamma K$ , Comme il est montré dans la figure II.10. Une telle microcavité est formellement désignée par cavité L7, en raison du nombre de trous enlevés dans la structure du CP périodique.

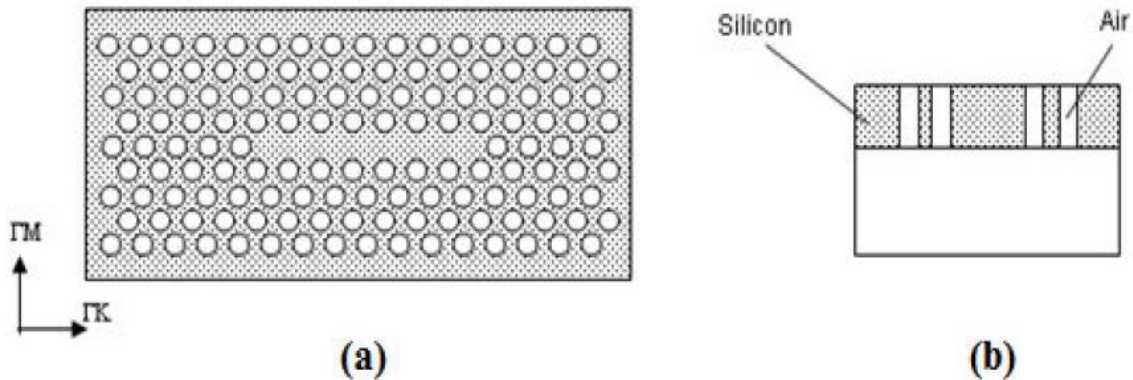


Figure II.10.a) Microcavité à CP (cavité L7) (b) Section transversale.

Pour améliorer le facteur de qualité  $Q$ , plusieurs arrangements des trous d'air autour du «défaut», sont présenté en figure II.11. Selon des recherches précédentes sur la conception des cavités à facteur  $Q$  élevé, le confinement de la lumière est optimisé en ajustant le profil de distribution du champ électromagnétique du mode optique résonant. L'amélioration du confinement dans la direction perpendiculaire [103], le lissage de la distribution du champ aux frontières [104], et la création de désadaptation du bord de la bande [105] sont tous des méthodes efficaces pour obtenir des cavités à facteur  $Q$  élevé.

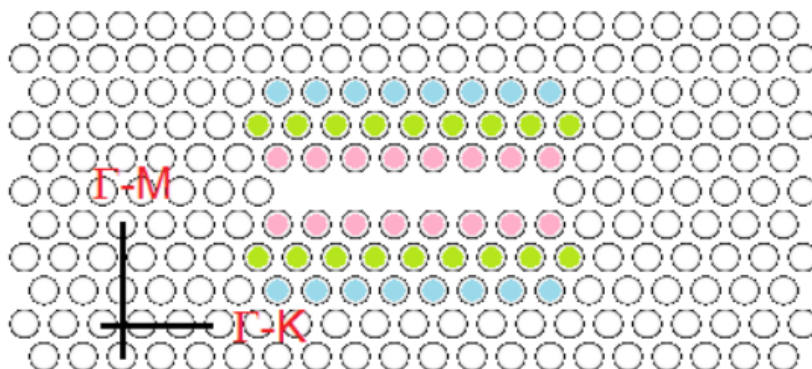


Figure II.11. Cavité L7 à cristal photonique avec modification de largeur. Trois rangées voisines (Remplies de couleurs rose, verte et bleue) sont déplacées vers l'extérieur par  $0.02a$ ,  $0.014a$  et  $0.017a$ . [102]

Si on déplace trois rangées de trous d'air dans la direction  $\Gamma M$  espacée du centre de la cavité d'une distance de  $0.02a$ ,  $0.014a$  et  $0.017a$  (figure II.12), on obtient une amélioration du facteur  $Q$  d'une valeur  $\sim 1\ 000$ . En outre, il est possible d'augmenter encore la performance de la cavité de résonance CP, si on place trois paires de mini trous dans la région de cavité, la nouvelle structure est présentée dans la figure II.12.

On remarque en figure II.12 que, la paire C admet un rayon  $r_C = 0.78r$  et un décalage de position vers l'extérieur  $d_C = 0.2a$ . La deuxième paire (B) n'est pas déplacé, mais les rayons de ces trous sont minimisés, ce qui donne  $d_B = 0$  et  $r_B = 0.2r$ . La paire la plus interne des trous présente un déplacement de la position initiale  $d_A = 0.2a$  et un rayon légèrement supérieur à la paire précédente ( $r_A = 0.28r$ ).

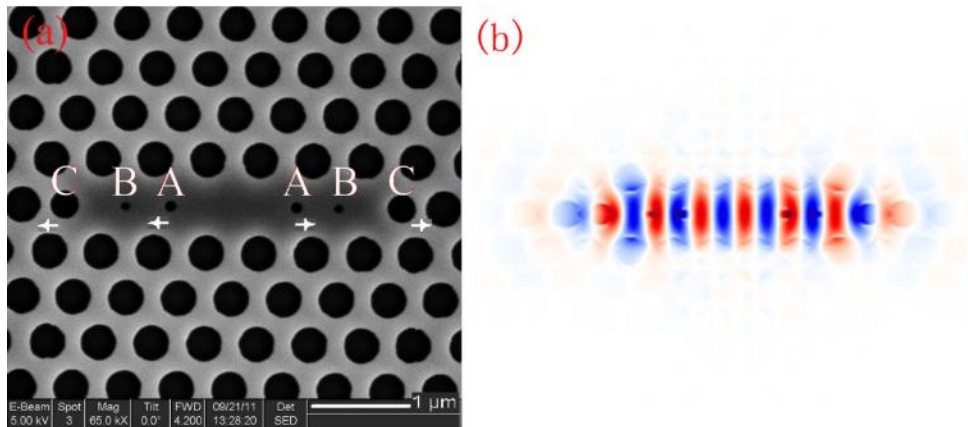


Figure II.12.(a) Image MEB du capteur, (b) Distribution électromagnétique du mode optique résonant. [102]

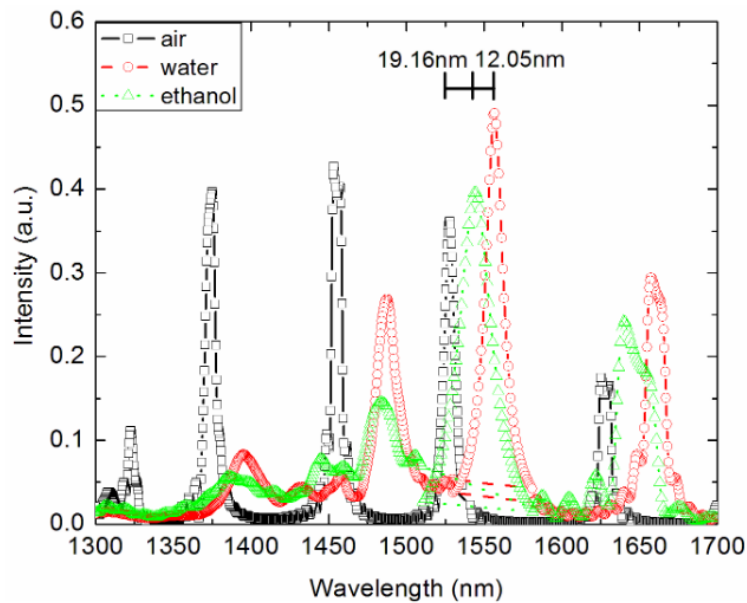


Figure II.13.Spectres de transmission du capteur avec infiltration air / eau / éthanol. Une variation de l'indice de réfraction  $\Delta n = 0.027$  entre l'eau et l'éthanol donne un changement de spectre bleu de  $12.05\text{ nm}$ [102].

Dans ces conditions de conception, la cavité atteint un facteur Q de 2 600 à une longueur d'onde de résonance autour de 1550 nm. Les performances du capteur proposé ont été évaluées en cas d'infiltration d'eau ou d'éthanol, dont les indices de réfraction sont estimés à 1.332 et 1.359 à  $\lambda \approx 1.55 \mu\text{m}$ , respectivement. Le décalage de longueur d'onde résonante mesuré dans deux cas, est de 22.28 nm et 12.65 nm respectivement. Enfin, le dispositif proposé présente une sensibilité aussi élevée que 460 nm / RIU, elle est supérieure aux sensibilités habituellement atteintes par la cavité L3.

D'autres auteurs comme Dorfner et al. [106] ont présenté une étude théorique et expérimentale en utilisant un cristal photonique à base de SOI en tant que capteurs à indice de réfraction. La lumière est transmise par évanescente entre deux types de défauts formés de nanocavités (L3 et H1-r) insérés entre deux guides d'ondes W1 dans le cristal photonique (figure II.14).

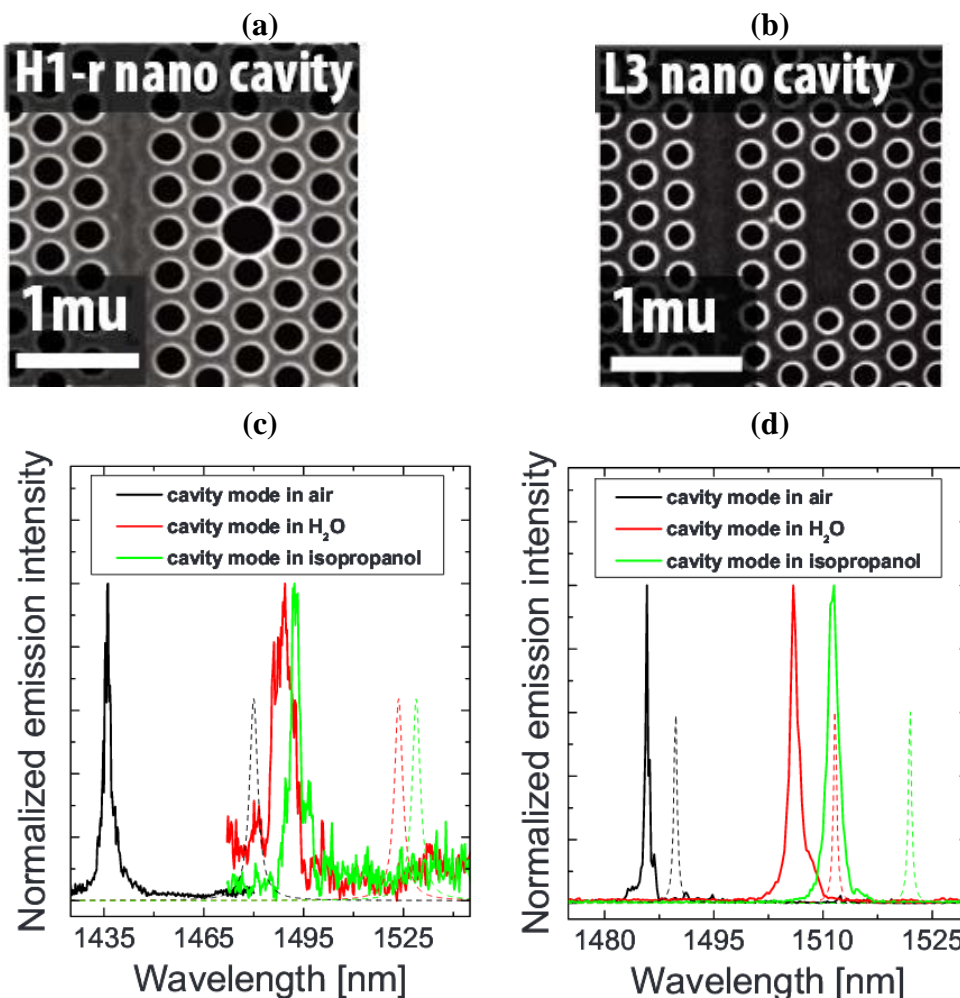


Figure II.14. (a, b) Images SEM montrant les cavités H1-r et L3 dans un cristal photonique, (c, d) Modes de cavité mesurés pour l'air ( $n=1.00$ ), eau ( $n= 1.33$ ), et IPA ( $n = 1.377$ ) pour la cavité H1-r et cavité L3 respectivement [106].

Les deux structures proposées présentent une sensibilité élevée :

- $H1-r$  : 155 nm / RIU pour une limite de détection 3.57 nm.
- $L3$ : 63 nm / RIU pour une limite de détection 0.5 nm.

Dans un autre travail, Wang et al. [10] ont proposé un nouveau capteur à indice de réfraction (RI) ultracompact. Sa technique de détection est basée sur une microcavité insérée entre deux guides d'ondes dans un cristal photonique à 2D composé de trous d'air dans un réseau triangulaires (figure II.15 (a)).

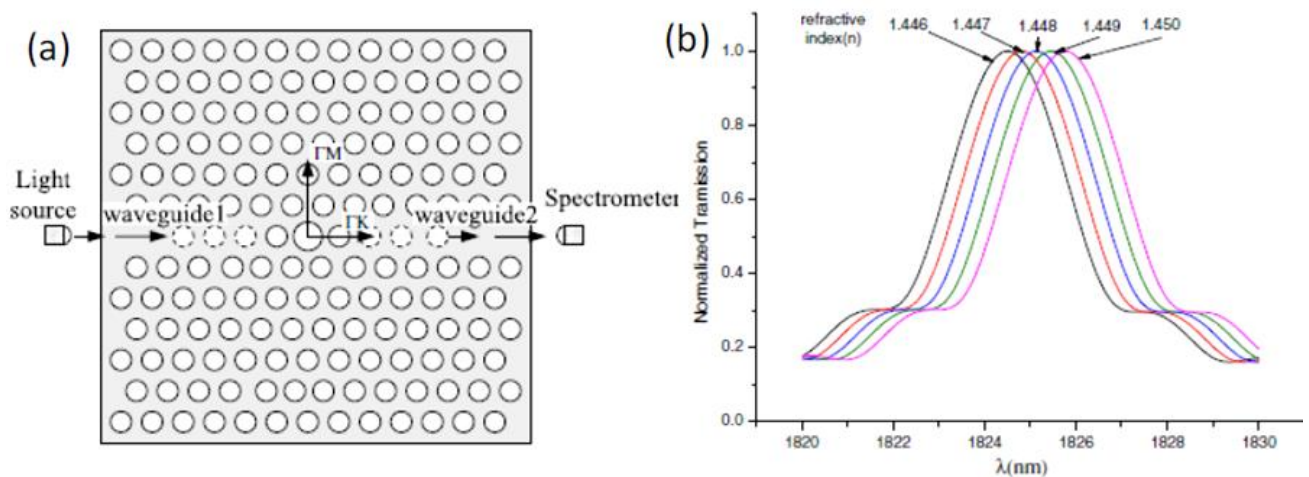


Figure II.15.(a) Dispositif d'un capteur à RI basé sur un CP à 2D avec un réseau triangulaire de trous d'air. (b) Spectres de transmission normalisés du capteur montré en (a) avec cinq différents indices de réfraction (variant de  $n = 1.446$  à  $n = 1.450$ ) [10]

La microcavité est formée en augmentant le rayon du trou central jusqu'à  $0.55a$ . La longueur des deux guides d'ondes est optimisée à trois trous d'air autour de la cavité pour assurer l'efficacité de la transmission avec un facteur de qualité  $Q$  élevé. Avec cette nouvelle structure, une bonne résolution du RI ainsi qu'une meilleure efficacité de transmission sur une plage de mesure de RI plus large sont obtenues. Les spectres de transmission du capteur avec différents indices de réfraction ambiants s'étendant de  $n = 1.0$  à  $n = 1.6$  sont calculés (figure 9b). Les résultats de ces calculs prouvent qu'un changement de RI ambiant de  $\Delta n = 0.001$  est possible, et donne une sensibilité du capteur ( $\Delta\lambda/\Delta n$ ) de 330 nm/RIU (pour un paramètre de maille  $a = 440$  nm) [10].

Une solution très intéressante est proposée afin d'améliorer la performance de détection. Elle consiste en un capteur RI à CP caractérisé par un réseau de microcavités résonnantes. Le premier dispositif est intégré sur un substrat de silicium monolithique

d'épaisseur  $t=0.55 a =232.65$  nm [107]. Le CP-2D triangulaire de trous d'air est caractérisé par un constant réseau  $a = 423$  nm et un rayon de trou d'air  $r = 0.32a = 135.36$  nm.

Le dispositif (figure II.16) est formé d'un guide d'ondes obtenu en omettant une rangée de trous d'air le long de la direction horizontale. La zone de cavité est adjacente au guide d'ondes, elle est réalisée en tirant vers l'extérieur deux trous dans la direction opposée (parallèle au guide d'ondes). De plus, les rayons des trous environnants ont été ajustés pour optimiser la dimension de la cavité. Particulièrement, le rayon des trous colorés en rouge (gauche et droit) qui sont fixés à  $r_x = 0.25a$  et le rayon des trous colorés en vert sont fixés à  $r_y = 0.35a$ .

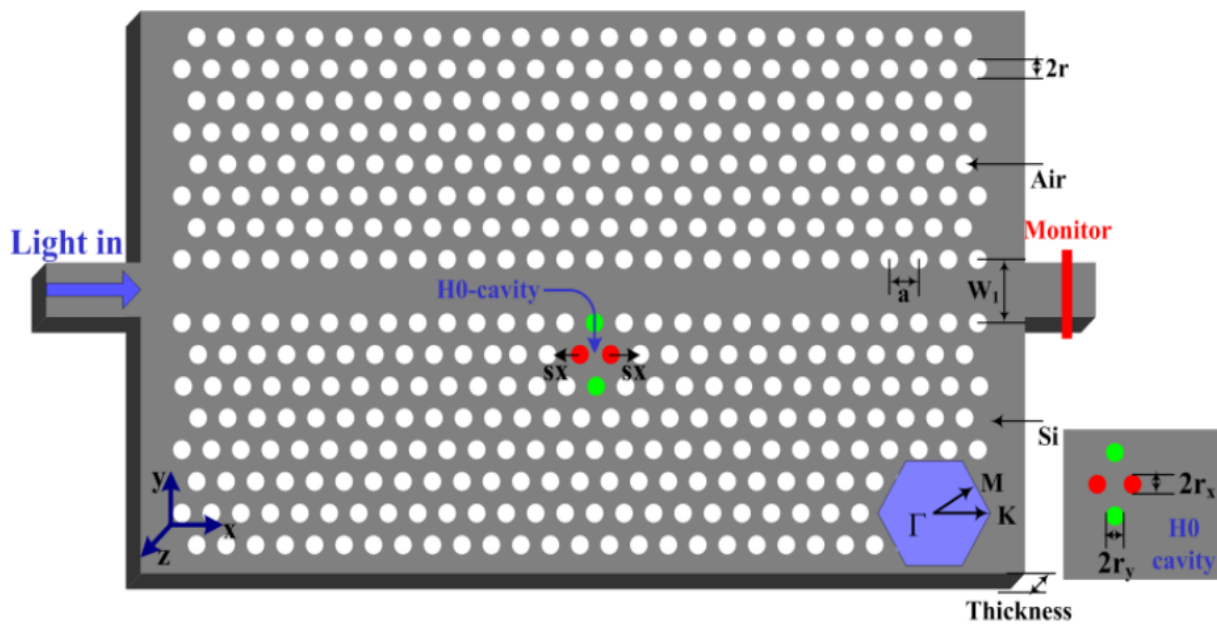


Figure II.16. Illustration 3D du capteur. Il se compose d'une micro-cavité H0 à cristal photonique 2D qui est couplée de manière évanescente à un guide onde W1, [107].

Le décalage du trou représente un paramètre de conception stratégique. En fait, en modifiant le décalage des trous de cavité, la longueur d'onde de résonance du spectre de transmission se déplace, ce qui entraîne également des changements du facteur Q. Pour la structure schématisée sur la figure II.16, il a été démontré que le décalage optimal est  $s_x = 0,2a$ , car le facteur Q maximal est obtenu à cette valeur. De plus, le meilleur ensemble de rayons est fixé à  $r_x = 0,32a$  et  $r_y = 0,28a$ , afin d'obtenir un facteur de qualité plus élevé que  $Q = 2,761$ .

Un autre paramètre fondamental de conception pour analyser la sensibilité est le nombre de trous fonctionnalisés autour de la cavité. Initialement, les récepteurs du capteur sont déposés sur les surfaces intérieures des trous près de la cavité. Lorsque les molécules cibles sont infiltrées dans les trous, l'indice de réfraction autour de la cavité change. Ce phénomène est dû à la liaison entre les molécules réceptrices et les cibles (une détection de

surface). Il est commode d'introduire un nouveau paramètre connu sous le nom de sensibilité de masse  $S_m$ , qui illustre la dépendance du décalage de longueur d'onde résonnante  $\Delta\lambda$  sur le nombre de trous fonctionnalisés  $N$ :

$$S_m = \frac{\Delta\lambda}{N} \quad (\text{II.7})$$

On note que la sensibilité augmente en diminuant le nombre de trous fonctionnalisés. Les trous les plus sensibles aux changements du RI sont les plus proches de la cavité dans la direction  $y$ . Par conséquent, afin d'optimiser l'événement de détection, il est nécessaire de déposer une couche de molécules réceptrices seulement sur la surface des trous mentionnés ci-dessus. De cette manière,  $n$  capteurs sont réalisés en cascade, couplés latéralement au même guide d'onde, permettant ainsi une détection multiple et parallèle.

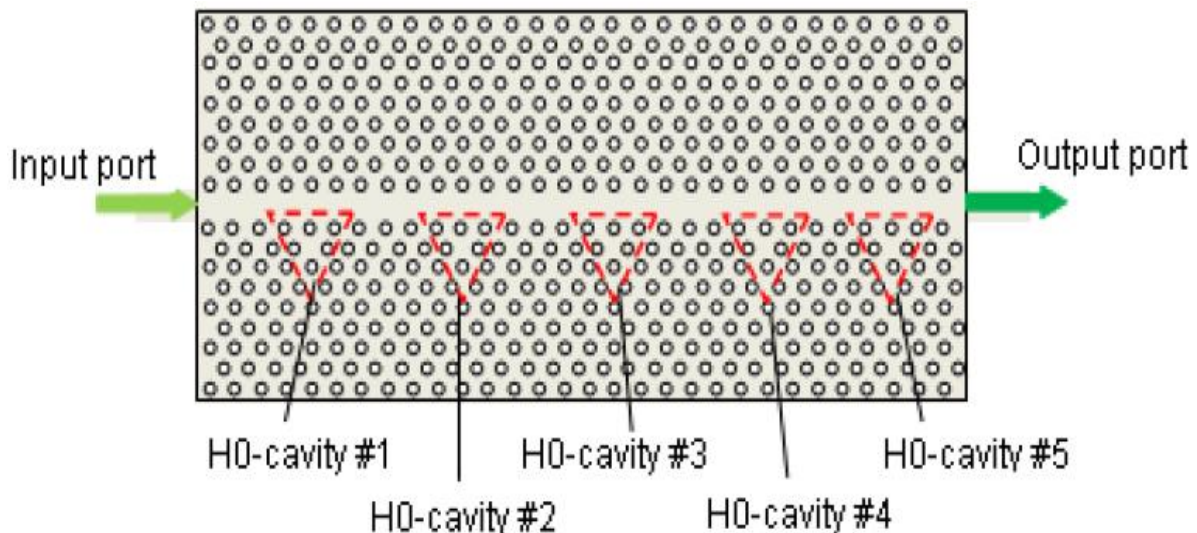


Figure II.17. Structure de réseaux de capteurs à CP, Composé de cinq cavités H0 légèrement différentes couplées latéralement à un guide d'onde W1[107]

La figure II.17 montre la nouvelle structure, chaque cavité H0 est caractérisée par la même architecture avec différents ensembles de paramètres géométriques ( $r_x$ ,  $r_y$ ). Le spectre de transmission montre  $n$  plongées (creux) différentes, chacune indépendante des autres.

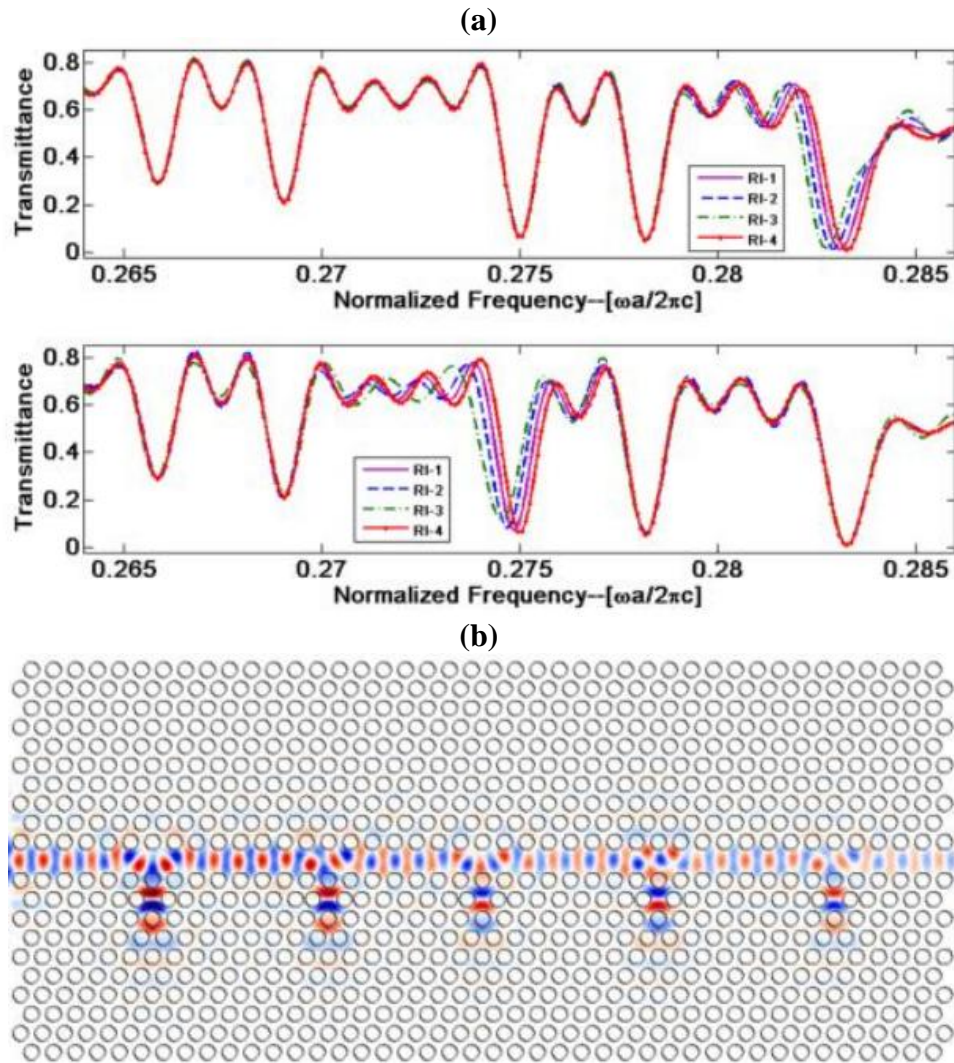


Figure II.18.(a) Spectres de transmission normalisés. (b) La distribution de champ électrique. [107].

En conclusion, ce capteur présente une sensibilité de 115.60 nm / RIU. En plus, la sensibilité peut également varier de 84.39 nm / RIU à 161.25 nm / RIU, en ajustant le nombre de trous fonctionnalisés de 2 à 28, respectivement.

### II.3. 2. 2. Capteurs RI à base des guides ondes à CP

Dans plusieurs capteurs à base de RI, le guide d'onde CP agit directement comme élément de détection sans concevoir de microcavité intégrée. Un guide d'onde CP est généralement réalisé en introduisant un défaut linéique dans la structure plane périodique. On note que, les modes de propagation sont limités par la réflexion interne totale (TIR) le long de la direction verticale et par la structure périodique latéralement.

Les performances des capteurs RI à base de guide d'ondes sont quantifiées en surveillant les changements de la longueur d'onde de coupure ( $\lambda_{\text{cutoff}}$ ) en fonction de l'indice

de réfraction. On note que,  $\lambda_{cutoff}$  décrit la longueur d'onde maximale à laquelle le mode optique peut se propager dans le guide d'ondes CP. Elle dépend de RI du milieu de couverture. Par conséquent, la sensibilité du capteur peut être définie comme le rapport entre les changements de longueur d'onde de coupure et les changements RI de couverture, comme suit [95]:

$$S = \frac{\partial T}{\partial n_c} = \frac{\Delta \lambda_{cutoff}}{\Delta n_c} \quad (\text{II.8})$$

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

En 2007, un capteur RI à cristaux photonique à base de guide d'onde est proposé pour la biodétection (figure II.19) [7]. Ce capteur est utilisé pour mesurer l'indice de réfraction et détecter la concentration protéine. La détection est effectuée par une monocouche sensible qui réagit avec l'analyte. La zone de détection est composée d'une structure photonique fonctionnant avec une monocouche sensible. Cette dernière réagit avec l'analyte qui induit une variation de l'indice de réfraction, de l'épaisseur de la couche sensible et de son absorption. Des concentrations autour de 10  $\mu\text{g} / \text{ml}$  sont mesurées avec un excellent rapport signal-bruit, et une large plage de détection d'indice de réfraction dynamique s'étendant de l'air à des fluides visqueux élevés est présentée.

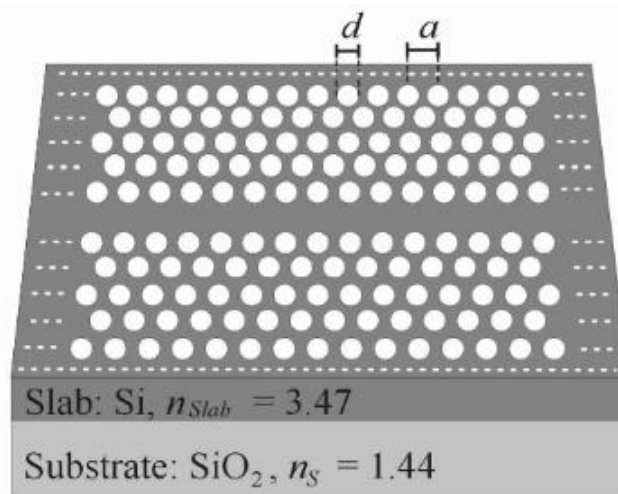


Figure II.19. Schéma du capteur à guide d'ondes à cristal photonique (PCW) sur  $\text{SOI}_2$  [7].

Le mécanisme de détection de ce capteur repose sur les changements induits sur la localisation spectrale d'une bande passante du guide dû aux changements d'indice de réfraction (figure II.20).

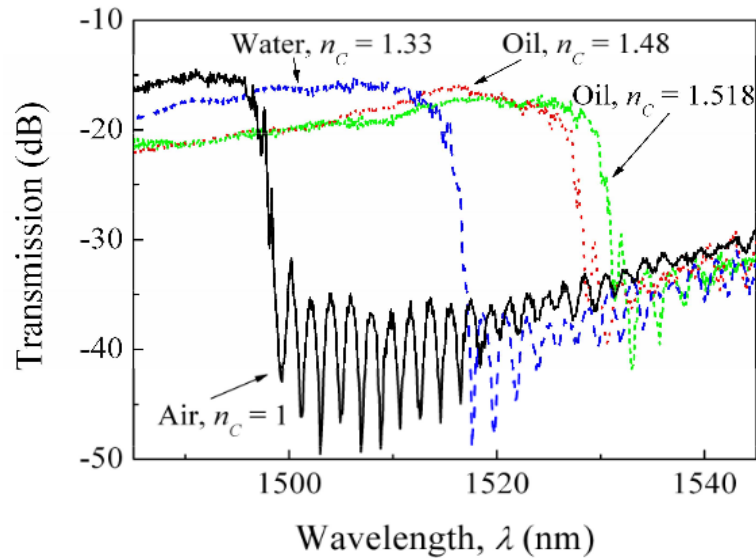


Figure II.20. Spectres de transmission mesurés pour quatre solutions d'indices différents [7].

Un autre biocapteur RI à CP a été proposé pour détecter l'ADN, présentant une limite de détection de 19,8 nm [108]. Ce capteur, potentiellement capable de détecter des concentrations d'analyte très faibles (par exemple, des protéines, des bactéries, de l'ADN) est fabriqué dans une plaquette SOI avec une épaisseur de couche de silicium de 250 nm et un dioxyde de silicium enterré de 3  $\mu\text{m}$  d'épaisseur.

La structure est un cristal photonique 2D à réseau triangulaire de trous d'air de rayon  $r=111\text{nm}$  et de périodicité  $a = 390\text{nm}$ . A l'entrée et à la sortie du guide d'ondes CP, la lumière est couplée ou recueillie par un guide d'ondes monomode de 500 nm de largeur, comme l'illustre la Figure II.21.

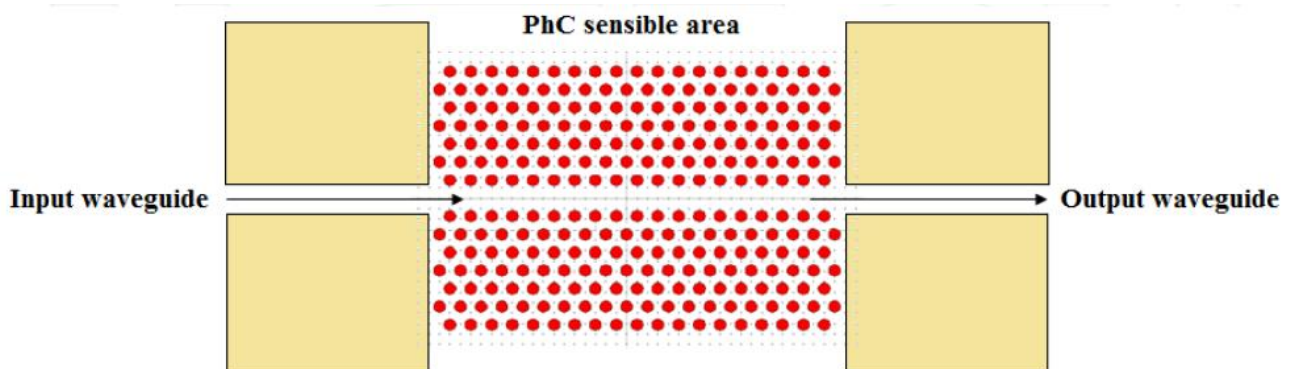


Figure II.21. Schéma du capteur d'ADN à base de CP, le capteur est à base de guides d'ondes monomodes [95].

Afin d'augmenter les performances de détection dans un capteur à CP à base de guide d'ondes, est le rayon de trous localisés au niveau de chaque côté de la ligne du défaut [109]. Doit correctement conçu.

Dans ce contexte, un capteur intégré basé sur un guide d'onde CP a été proposé. L'architecture de ce capteur est formé d'un guide d'onde à cristaux photoniques W1 : Le cristal photonique est composé d'un réseau triangulaire de trous d'air de rayon  $r = 0,12 \mu\text{m}$  et de périodicité  $a = 0,37 \mu\text{m}$ . Ce qui correspond à un facteur de remplissage en air de 30 %. Un défaut linéique de type W1 (une rangée de trous manquante) est défini selon la direction  $\Gamma K$ .

La structure est de 15 rangées de long et 7 rangées de large de part et d'autre du défaut. Lorsque les trous d'air du CP sont remplis d'eau désionisée homogène ( $n_c = 1,33$ ), le bord supérieur de la bande passante de ce capteur se déplacera en conséquence avec la variation de RI. Un décalage de 30nm est obtenu correspondant à une sensibilité de 90.90 RIU.

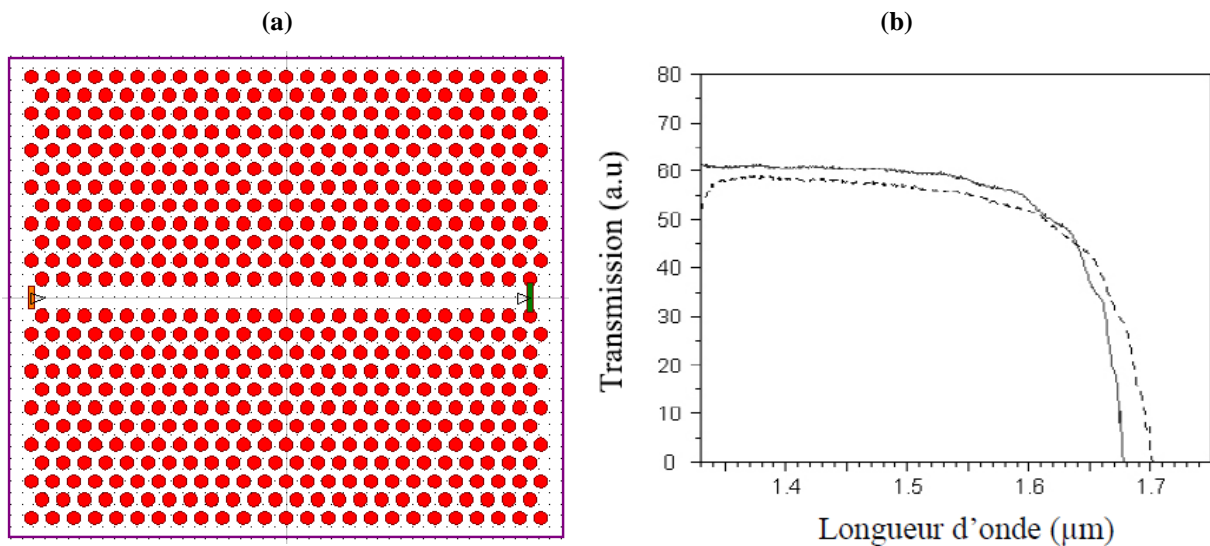


Figure II.22.(a) Senseur référence W1 (Un rangée de trous omise) réalisé dans un cristal photonique triangulaire de trous d'air sur une membrane de Si suivant la direction  $\Gamma K$ ,  $f_{\text{air}}=30\%$ , (b) Spectres de transmission pour le senseur référence à CPs : pour l'air ( $n_c=1$ ) (trait plein) et pour les trous d'air infiltrés d'eau désionisée homogène (ligne en pointillés) ( $n_c = 1,33$ ). Le décalage du bord supérieur de la bande passante est de 30 nm. [71]

Pour améliorer la sensibilité et la transmission, deux conceptions optimisées de capteurs sont décrites (en figures II.22), où le rayon des trous localisés de chaque côté de la ligne du défaut sont optimisés et infiltrés avec de l'eau désionisée homogène. La transmission et la surface disponible pour la détection dans les régions centrales où le champ est intense augmentent considérablement dans ces structures, améliorant ainsi la sensibilité.

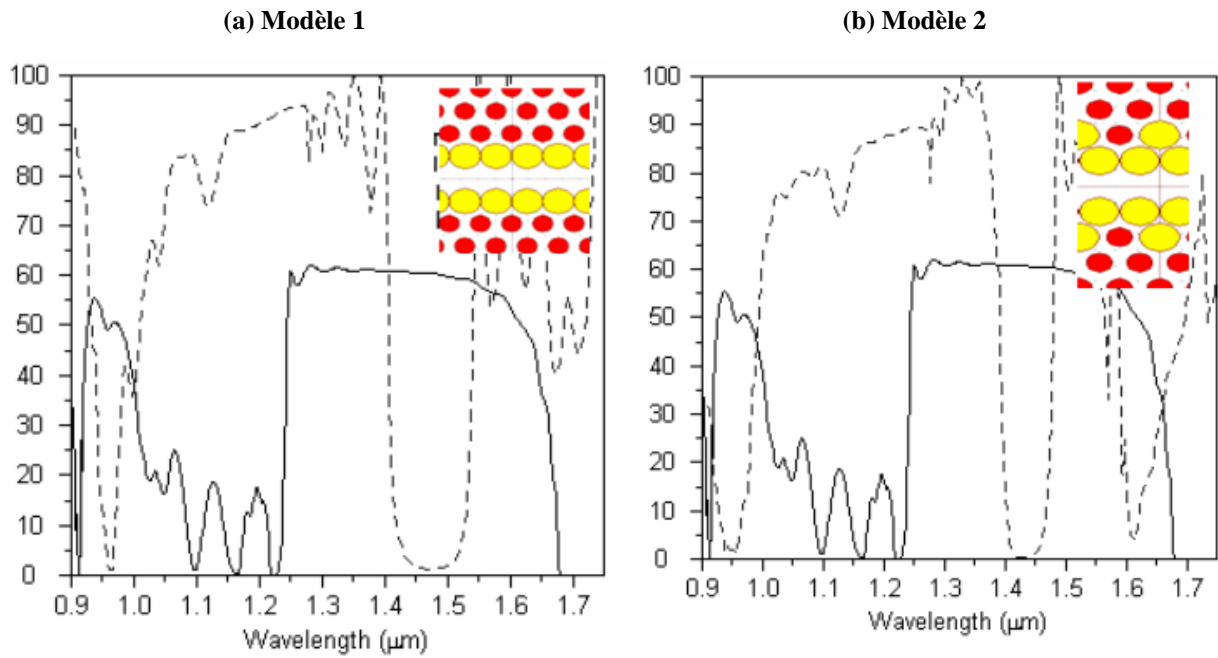


Figure II.23. Spectre de transmission des deux modèles.[71]

A partir de ces figures, il apparaît une amélioration notable et, par conséquent, une sensibilité optimale ( $S = 869\text{nm/RIU}$ ) est obtenu pour une valeur du rayon de  $1.67r$  relatif au modèle 1 respectivement ( $S = 927\text{nm/RIU}$ ) pour  $1.65r$  correspondant au modèle 2.

#### II.4. Conclusion

Au travers de ce chapitre, nous avons commencé par montrer le fort potentiel des principales technologies des capteurs optiques. Plus particulièrement, l'utilisation des cristaux photoniques en tant que capteurs constitue un domaine de recherche très prometteur. Les formidables progrès réalisés ces dernières décennies en photonique ont notamment été rendus possibles par les progrès des procédés technologiques sur silicium. Cependant, 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 donc été nécessaire de disposer d'une modélisation théorique et numérique efficace et rapide permettant d'orienter la fabrication vers des biocapteurs performants. De ce fait, le chapitre suivant sera entièrement dédié à la présentation générale de l'outil numérique utilisé dans notre travail.

Chapitre

# III

## Méthodes et outils de simulation numériques

# Chapitre III Méthodes et outils de simulation numériques

## III.1. Introduction

L'étude des cristaux photoniques et leurs propriétés spécifiques, mène naturellement à l'étude du comportement de la lumière dans les matériaux à bande interdite photonique. A ce propos, on présente l'exemple des équations régissant le champ électromagnétique établies par James Clerck Maxwell au 19ème siècle; elles sont devenues depuis lors les équations de base pour décrire les comportements de tous les systèmes électroniques, optiques et optoélectroniques quelle que soit leur complexité. Ces équations différentielles vectorielles permettent de modéliser les relations entre les charges, leurs déplacements et les champs électriques et magnétiques. Par conséquent, nombreux outils de modélisation des phénomènes de propagation et de diffraction des ondes électromagnétiques ont été développés depuis la fin des années 60 grâce aux performances croissantes des moyens de calcul.

Pour étudier les matériaux BIP, on trouve différents outils de simulation théorique basés sur différentes méthodes tels que : la méthode des moments, la méthode des éléments finis, la méthode des différences finies dans le domaine temporel, la méthode des ondes planes, ...etc

La méthode des ondes planes PWE (Plane Wave Expansion) issue des techniques de calcul de la physique du solide. Cette méthode est adaptée à la détermination de diagramme de dispersion des structures périodiques de dimensions infinies [28,29, 110],

D'une manière générale, la modélisation des cristaux photoniques passe par le calcul des diagrammes de dispersion, de la réflexion et de la transmission. Les méthodes les plus citées dans la littérature pour l'étude des cristaux photoniques sont : la méthode des ondes

planes (Plane Wave Expansion, PWE), la méthode des différences finies temporelles (FDTD) [111], la méthode des matrices de transfert, la méthode des matrices de diffraction et la méthode des modes couplés. Parmi toutes ces méthodes, les plus répandues sont la méthode des ondes planes et la méthode FDTD. Dans ce manuscrit, les résultats de simulations qui seront exposés seront confortés par les calculs PWE et FDTD réalisés grâce aux logiciels «BandSOLVE » et « FullWAVE » de RSoft.

### III.2. Méthodes de modélisation des cristaux photoniques

Toute la difficulté de la modélisation des cristaux photoniques réside dans le fait que ces matériaux ont une périodicité de l'ordre de la longueur d'onde d'étude et une taille de plusieurs longueurs d'onde. Plus on diminue la longueur d'onde d'étude, plus les phénomènes à prendre en compte deviennent complexes. Les ressources systèmes nécessaires pour effectuer le calcul augmentent de pair, et cela quelque soit le code numérique utilisé. La puissance de calcul des supercalculateurs voire même des PC est aujourd'hui suffisante pour modéliser les cristaux photoniques (figure III.1). IL n'existe pas de méthode unique pour la modélisation des CPs, chaque méthode a ses avantages et ses inconvénients et est adaptée à certains cristaux photoniques. [112]

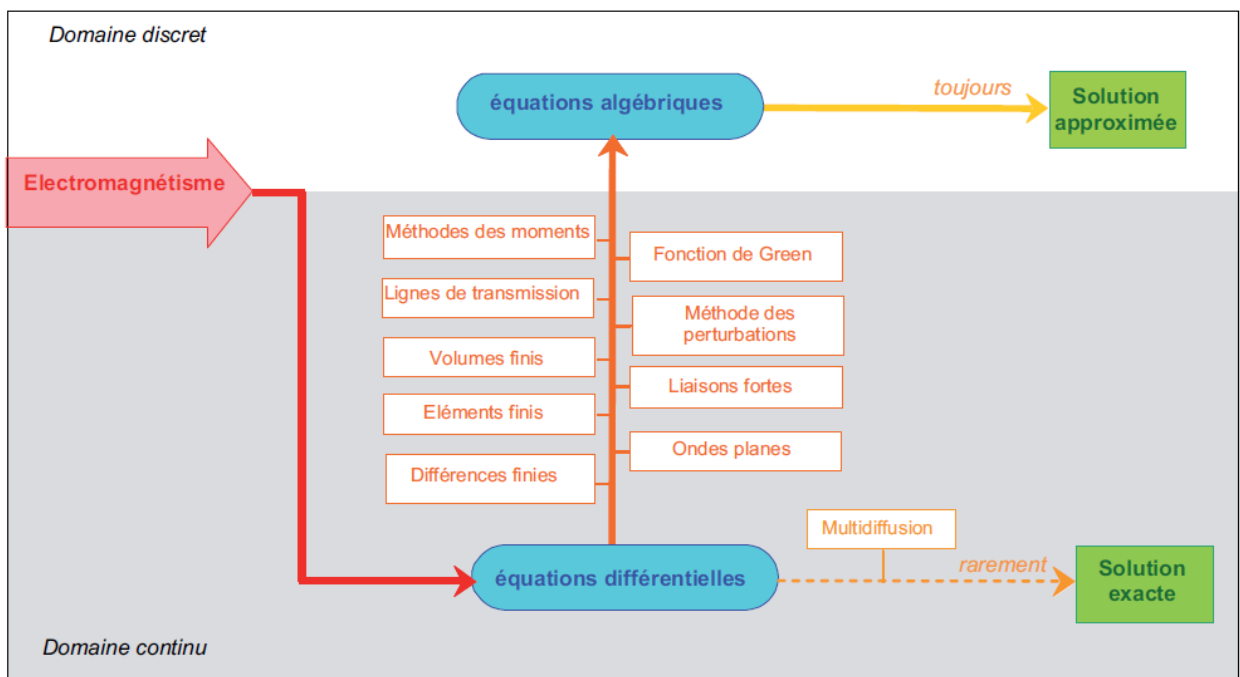


Figure III.1. Résolution des équations de Maxwell [112]

### III.2.1. Méthode des ondes planes

Dans les cristaux photoniques, la méthode des ondes planes est la méthode de référence pour le calcul des bandes interdites. Elle est bien adaptée pour des structures périodiques de dimensions infinies et pour la détermination des modes propres et du diagramme de dispersion de la structure.

La PWE s'est imposée comme l'un des outils de modélisation privilégié des cristaux photoniques [28, 29, 110] et figure, par ailleurs, parmi les premiers formalismes à avoir été employés afin de mettre théoriquement en évidence l'existence de bandes interdites photoniques (figure III.1). C'est une méthode de résolution dans le domaine fréquentiel des équations de Maxwell. Elle est basée sur la décomposition en ondes planes du problème électromagnétique. Cette méthode est essentiellement utilisée pour analyser les propriétés dispersives des matériaux à bandes interdites photoniques et permet de déterminer la fréquence, la polarisation, la symétrie et la distribution du champ pour les modes d'une structure photonique [113].

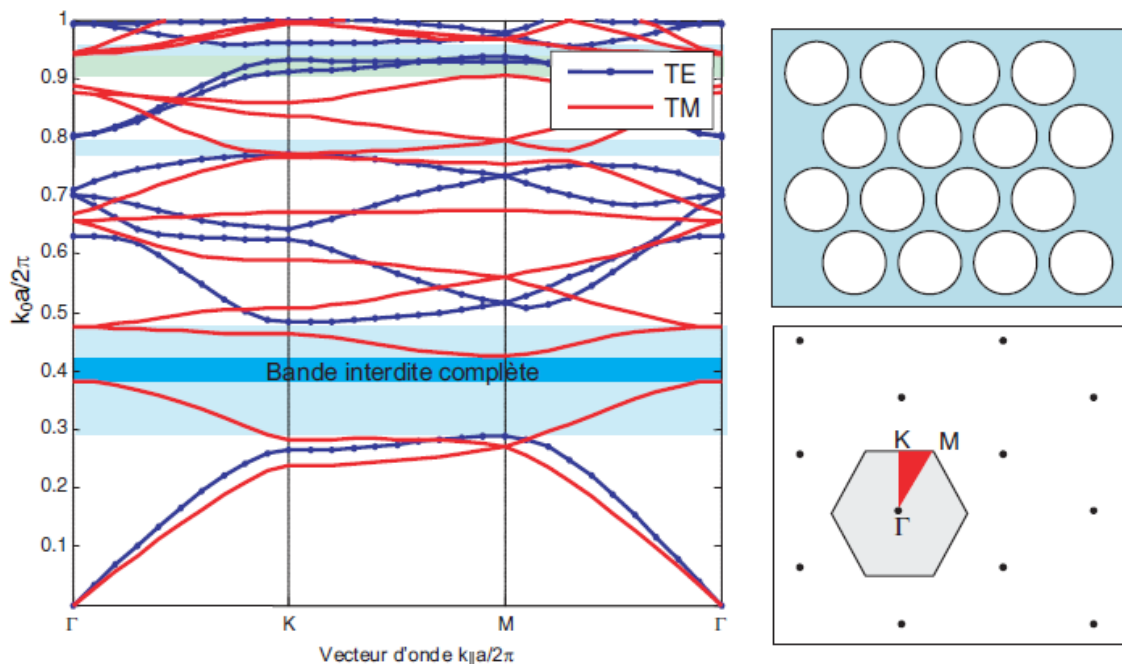


Figure III.2. Exemple d'un diagramme de dispersion pour un cristal photonique bidimensionnel [112].

La technique PWE consiste à résoudre, dans l'espace fréquentiel, l'équation d'onde linéaire en développant le champ électromagnétique sur une base d'ondes planes. La méthode

de décomposition en ondes planes est très efficace pour calculer les diagrammes de bandes des cristaux photoniques parfaitement périodiques.

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

$$\varepsilon(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \varepsilon_r(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G}\vec{r}} \quad (\text{III.1})$$

$$\vec{E}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r})e^{i\vec{k}\vec{r}} = \left( \sum_{\vec{G}} u_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G}\vec{r}} \right) \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}} = \sum_{\vec{G}} u_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{i(\vec{G}+\vec{k})\vec{r}} \quad (\text{III.2})$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = v_{\vec{k}}(\vec{r})e^{i\vec{k}\vec{r}} = \left( \sum_{\vec{G}} v_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G}\vec{r}} \right) \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}} = \sum_{\vec{G}} v_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{i(\vec{G}+\vec{k})\vec{r}} \quad (\text{III.3})$$

Où  $\vec{G}$  est un vecteur du réseau réciproque et  $\varepsilon_r(\vec{G})$ ,  $u_{\vec{k}}(\vec{G})$  et  $v_{\vec{k}}(\vec{G})$  sont les composantes dans l'espace réciproque. On peut déterminer ces composantes par une intégrale de Fourier. En utilisant l'équation (III.4), le champ électrique devient (équation (III.5)):

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r})) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}(\vec{r}) \quad (\text{III.4})$$

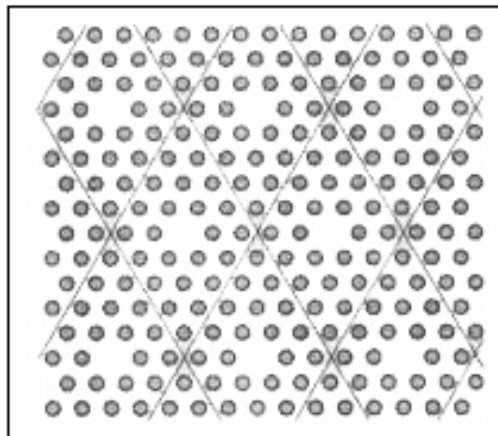
$$(\vec{G} \times \vec{k}) \times ((\vec{G} + \vec{k}) \times u_{\vec{k}}(\vec{G})) = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\vec{G}} \varepsilon_r(\vec{G} - \vec{G}') u_{\vec{k}}(\vec{G}') \quad (\text{III.5})$$

C'est un système linéaire de dimension infinie, en effet il existe une infinité de solutions pour le vecteur  $\vec{G}$  du réseau réciproque, mais les vecteurs de grande amplitude ont un poids faible dans le calcul des bandes de faible ordre, ce qui limite le développement en séries à N ondes planes. Alors, en considérant les trois dimensions de l'espace, le système est de dimension 3N. La diagonalisation, qui est effectuée pour chaque valeur de  $\vec{k}$ , permet alors de déterminer les valeurs propres  $\omega_i(\vec{k})$  (i servant à numéroter les valeurs propres). En pratique, les valeurs de  $\vec{k}$  sont limitées à certaines directions de symétrie de la première zone de Brillouin, ce qui permet d'obtenir les courbes de dispersion du cristal photonique regroupées dans un diagramme appelé le diagramme de bande du cristal. De manière générale, quand les vecteurs  $\vec{k}$  décrivent la première zone de Brillouin, les fréquences  $\omega_i(\vec{k})$  recouvrent continûment le spectre d'énergie. Cependant, dans certains cas, il existe des domaines d'énergie dans lesquels aucun mode  $\omega_i(\vec{k})$  n'est accessible : ce sont les bandes interdites photoniques BIP.

- **Structure de bandes d'un cristal photonique avec défaut**

La PWE peut être adaptée pour étudier certaines structures non périodiques comme les guides d'onde ou les cavités grâce à la technique des supercellules [114] ; toutefois pour assurer une convergence des calculs, cette méthode nécessite un nombre important d'ondes planes, ce qui va induire un temps de calcul élevé et limiter ainsi cette méthode. Lorsqu'un défaut est introduit dans la périodicité d'un cristal photonique possédant une bande interdite, de nouveaux modes permis pour le champ électromagnétique peuvent apparaître pour des fréquences se trouvant dans le gap photonique. Le calcul de la structure de bandes de ces objets permet de connaître la position et la dispersion de ces modes [114, 116].

Dès que des défauts sont introduits, la périodicité des structures est rompue et la méthode du développement en ondes planes ne peut plus s'appliquer. Pour utiliser cette méthode, une nouvelle périodicité peut être introduite artificiellement : le défaut est placé au centre d'une cellule de base comprenant plusieurs rangées du réseau d'origine que l'on appelle « supercellule ». Cette dernière est ensuite répétée suivant les directions du réseau de base pour donner naissance à un nouveau réseau parfaitement périodique (figure III.3).



*Figure III.3. Exemple de supercellule applicable au calcul du diagramme de bandes du cristal hexagonal avec défaut ponctuel [117].*

**III.2.2. Méthode des différences finies temporelles (FDTD)**

En 1966, Yee proposa un schéma de différences finies temporelles appliqué à l'électromagnétisme ; la FDTD était née. Elle est devenue rapidement un moyen incontournable de modélisation. On peut citer comme domaines d'utilisation celui des effets des téléphones portables sur le corps humain, la conception des antennes, les circuits imprimés et la connectique. Le succès de cette méthode réside pour partie dans la robustesse d'un algorithme basé sur le développement de Taylor du second ordre.

La FDTD permet de calculer à chaque instant discret de l'espace, les composantes du champ électromagnétique dans chaque cellule parallélépipédique du volume tridimensionnel (figure III.4).

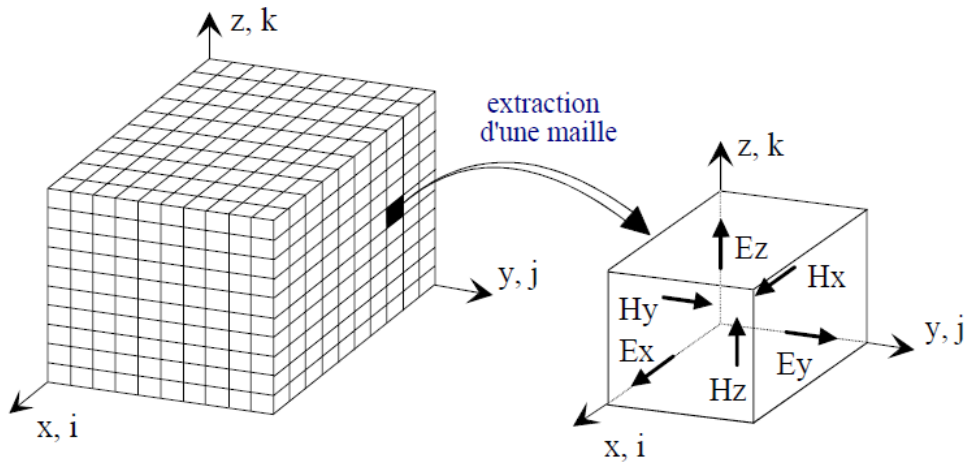


Figure III.4. Décomposition spatiale du volume de calcul [27]

### III.2.2.1. Modélisation de la FDTD

Comme on l'a cité auparavant, la FDTD est une méthode de résolution directe des équations de Maxwell dans le domaine temporel; elle utilise l'outil numérique des différences finies.

Pour des matériaux non dispersifs, non conducteurs, non magnétiques et supposés homogènes les équations de Maxwell projetées sur un repère cartésien s'écrivent [118] :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \end{array} \right. \quad (\text{III.6})$$

Dans le cas où les cristaux photoniques sont périodiques suivant deux directions (x et y par exemple) et invariants suivant la troisième direction (z), la propagation se fait dans le plan et la variation des champs s'annule suivant la troisième direction. Le système d'équations III.6 se simplifie et se subdivise en deux sous systèmes donnant naissance aux deux polarisations transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM). Pour illustrer ce cas, supposons que le cristal est périodique suivant les directions x et y et infini suivant z. les dérivées par rapport à z s'annulent.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( -\frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( -\frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \end{array} \right. \quad (\text{III.7})$$

Remarquons que l'évolution de  $E_z$ ,  $H_x$  et  $H_y$  est indépendante de celle de  $E_x$ ,  $E_y$ , et  $H_z$ . De ce fait résulte deux systèmes d'équations indépendants, l'un décrivant la polarisation TE et l'autre la polarisation TM.

- **Polarisation TE**

Les composantes électriques sont transverses, elles sont dans le plan de périodicité du cristal photonique. La polarisation TE est définie par le système suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( -\frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \end{array} \right. \quad (\text{III.8})$$

- **Polarisation TM**

Dans ce cas ce sont les composants magnétiques qui sont transverses. Cette polarisation est régie par le système suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( -\frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left( \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \end{cases} \quad (\text{III.9})$$

Le principe fondamental de cette méthode est basé sur le principe des différences finies centrées. Une approximation basée sur le développement limité de Taylor (figure III.5) au second ordre permet d'obtenir les dérivées temporelles et spatiales des fonctions ( $E_x$ ,  $E_y$ ,  $H_z$ ) et ( $H_x$ ,  $H_y$ ,  $E_z$ ).

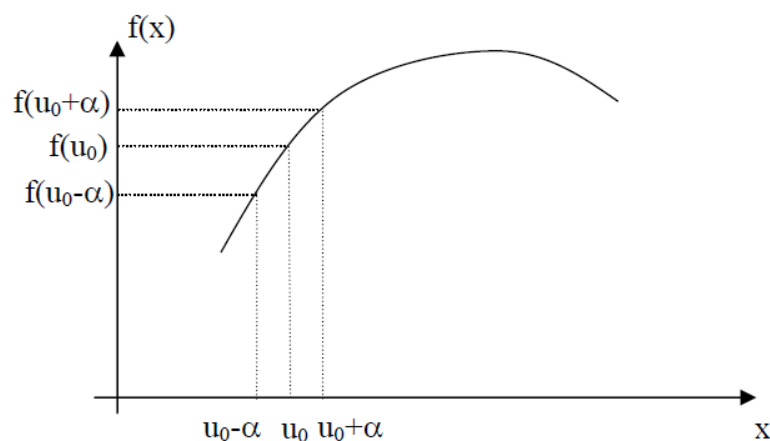


Figure III.5. Calcul de la dérivée de  $f(x)$  en  $U_0$ . [27]

### - Développement limité de Taylor

Soit une fonction  $f$  continue et connue aux points  $u_1 = u_0 - \alpha$  et  $u_2 = u_0 + \alpha$ , il est possible d'évaluer numériquement la dérivée de  $f$  en  $u_0$  en utilisant les développements limités de Taylor aux points  $u_1$  et  $u_2$ .

$$f(u_0 - \alpha) = f(u_0) - \alpha \frac{\partial f}{\partial u}(u_0) + \frac{\alpha^2}{2!} \frac{\partial^2 f}{\partial u^2}(u_0) - \dots \frac{\alpha^i}{i!} \frac{\partial^i f}{\partial u^i}(u_0) \quad (\text{III.10})$$

$$f(u_0 + \alpha) = f(u_0) + \alpha \frac{\partial f}{\partial u}(u_0) + \frac{\alpha^2}{2!} \frac{\partial^2 f}{\partial u^2}(u_0) + \dots \frac{\alpha^i}{i!} \frac{\partial^i f}{\partial u^i}(u_0) \quad (\text{III.11})$$

La dérivée de  $f$  au point  $u_0$  est approchée de manière centrée en calculant la différence de l'équation (III.10) et de l'équation (III.11) à l'ordre 2. Elle est donnée sous la forme suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial u}(u_0) = \frac{f(u_0+\alpha)-f(u_0-\alpha)}{2\alpha} + \theta(\alpha^2) \quad (\text{III.12})$$

Cette solution génère une erreur d'ordre 2 ( $\theta(\alpha^2)$ ), beaucoup plus intéressante qu'une erreur d'ordre 1.

- **Discrétisation des équations et algorithme de Yee**

Une discrétisation spatiale et temporelle aux différences finies est effectuée pour la résolution des deux sous systèmes (III.8) et (III.9). Par conséquent, l'espace 2D est discrétisé par un maillage de pas  $\Delta x$  ( $\Delta x = \Delta y = \Delta$  dans la plupart des cas), et l'espace des temps est discrétisé avec un pas temporel  $\Delta t$ .

L'espace est donc divisé en cellules élémentaires (ou mailles élémentaires) parallélépipédiques, à l'intérieur desquelles sont calculées les 6 composantes orthogonales des champs électromagnétiques ( $E_x, E_y, E_z$  et  $H_x, H_y, H_z$ ).

La forme particulière des équations de Maxwell conduit à calculer les composantes du champ électrique au milieu des arêtes des mailles.

Le calcul des composantes électriques et magnétiques se fait en des points particuliers suivant le schéma de Yee (figure III.6) [111].

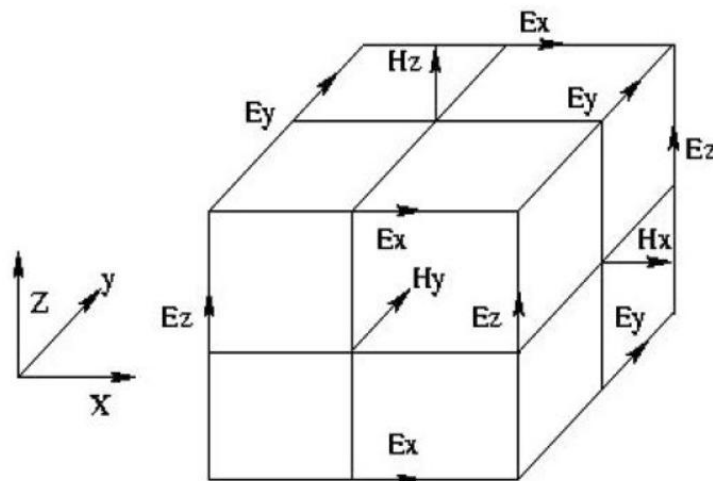


Figure III.6. Cellule de Yee [111].

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. Les composantes magnétiques sont toujours calculées aux centres des faces de la cellule (nœuds magnétiques). Cette répartition des composantes permet au schéma de Yee [111] de respecter la continuité

des composantes tangentielles électriques et normales magnétiques à l'interface de deux milieux différents.

Le champ magnétique  $H$  est calculé au temps  $(t+n.\Delta t)$ , tandis que le champ électrique est calculé au temps  $(t+1/2+n.\Delta t)$  (figure III.7). C'est-à-dire que les champs  $E$  sont calculés avec un décalage d'une demi-itération temporelle par rapport aux instants où sont calculés les champs  $H$ . Ainsi le principe des dérivées centrées est conservé [27].

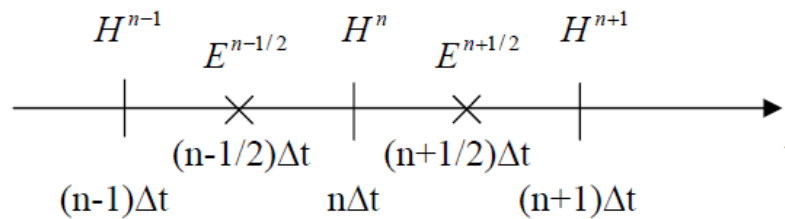


Figure III.7. Décomposition numérique du calcul

Le calcul des composantes de champ est introduit dans un algorithme de calcul itératif temporel qui découle du schéma aux différences centrées. Les problèmes de stabilité des méthodes numériques explicites ont été analysés par Courant, Friedrich et Levy (CFL), à partir d'une approche mathématique rigoureuse. Taflove [119] a appliqué cette approche à la méthode FDTD.

Le critère CFL donné par l'inégalité III.13 permet de palier à la divergence des calculs engendré par l'approximation des dérivées.

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \quad (\text{III.13})$$

où  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$  sont les dimensions de la maille FDTD,

$c$  est la vitesse de phase de l'onde dans le milieu,

$\Delta t$  est l'incrément temporel.

Il est alors possible de donner l'algorithme de base du calcul FDTD qui se présente sous la forme indiquée à la figure III.9.

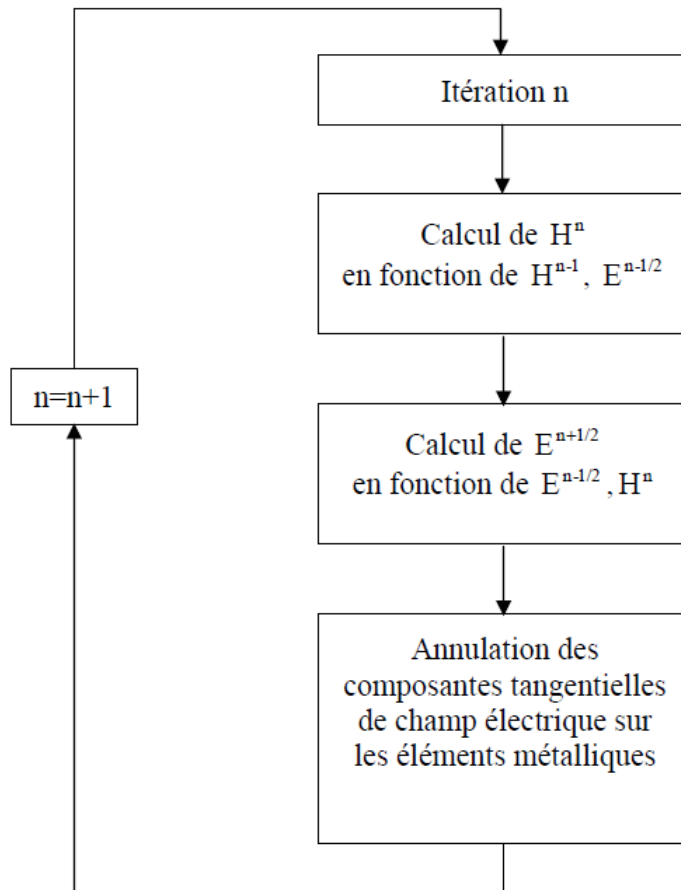


Figure III.8. Algorithme de calcul des champs

### III.2.2.2. Conditions aux limites

Pour des raisons évidentes de volume de calcul et par conséquent de temps et de quantité de mémoire utilisés, nous sommes contraints de limiter le volume de simulation. Pour reproduire « l'illusion » d'un domaine ouvert, les conditions aux limites généralement utilisées sont les conditions absorbantes (Absorbing Boundary Conditions). Une première solution est de fixer les composantes du champ à une valeur nulle aux bords du domaine et de ne pas appliquer l'algorithme de base. Des réflexions non physiques apparaissent alors sur ces bords et perturbent fortement le comportement de la structure.

Il faut donc créer un algorithme pour illustrer ces composantes de bord qui visent à réduire les réflexions. L'utilisation de conditions aux limites performantes est finalement la difficulté majeure de la mise en oeuvre de cette technique de calcul.

Deux familles de solutions existent :

- Condition de Mur [120,121]
- Condition PML « perfectly matched layers » [122]

- **Condition PML « perfectly matched layers »**

Ces conditions aux limites sont certainement les conditions absorbantes les plus performantes aujourd'hui. Elles permettent de descendre à des réflexions en amplitude de l'ordre de  $10^{-5}$  (amplitude du champ), sur une très large gamme d'incidences et de fréquences. Ces conditions partent de la condition d'adaptation d'impédance de deux ondes à l'interface entre deux milieux de même indice mais dont l'un est absorbant (présentant une conductivité électrique  $\sigma$  et magnétique  $\sigma^*$ ). Dans le vide, cette condition s'exprime:

$$\sigma/\varepsilon_0 = \sigma^*/\mu_0 \quad (\text{III.14})$$

Où  $\varepsilon_0$  désigne la permittivité du vide et  $\mu_0$  sa perméabilité magnétique.

Dans ce cas l'onde n'est pas réfléchi à l'interface entre les deux milieux et s'atténue dans la partie absorbante. L'épaisseur de la couche absorbante peut être choisie aussi grande que l'on veut pour limiter la réflexion en bord de domaine. Cette adaptation d'impédance n'est toutefois possible qu'à incidence normale et une réflexion à l'interface entre les deux milieux réapparaît dès que l'on s'en écarte.

L'astuce introduite par Bérenger dans les années 80 consiste à rendre le milieu absorbant et artificiellement biaxe [122]. L'absorption n'est alors choisie non nulle que suivant l'axe normal à l'interface entre les deux milieux (figure III.9). À l'interface, l'onde plane incidente est décomposée fictivement en deux ondes :

- (i) une onde à incidence normale, qui vérifie la condition (III.14) et qui n'est pas donc réfléchi à l'interface entre le milieu non absorbant et le milieu absorbant.
- (ii) une onde à incidence rasante pour laquelle aucune absorption n'apparaît. Cette onde ne subit par conséquent aucune réflexion.

Il suffit donc de rajouter des couches de type PML tout autour du domaine de calcul pour absorber sans réflexions une onde incidente arrivant avec une incidence quelconque. L'épaisseur de cette couche peut être choisie aussi grande que nécessaire pour absorber l'onde incidente. Une condition de mur métallique peut alors être imposée en limite de PML sans réflexions conséquentes d'énergie dans le domaine de calcul.

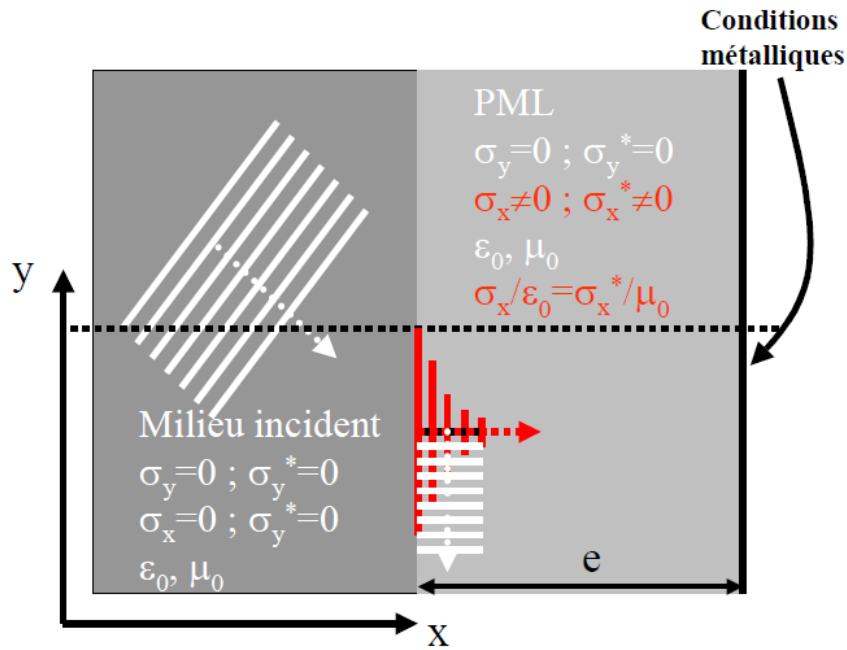


Figure III.9. Fonctionnement d'un milieu de type PML[17].

La figure III.10 montre l'utilisation des PML pour un système à 2D.

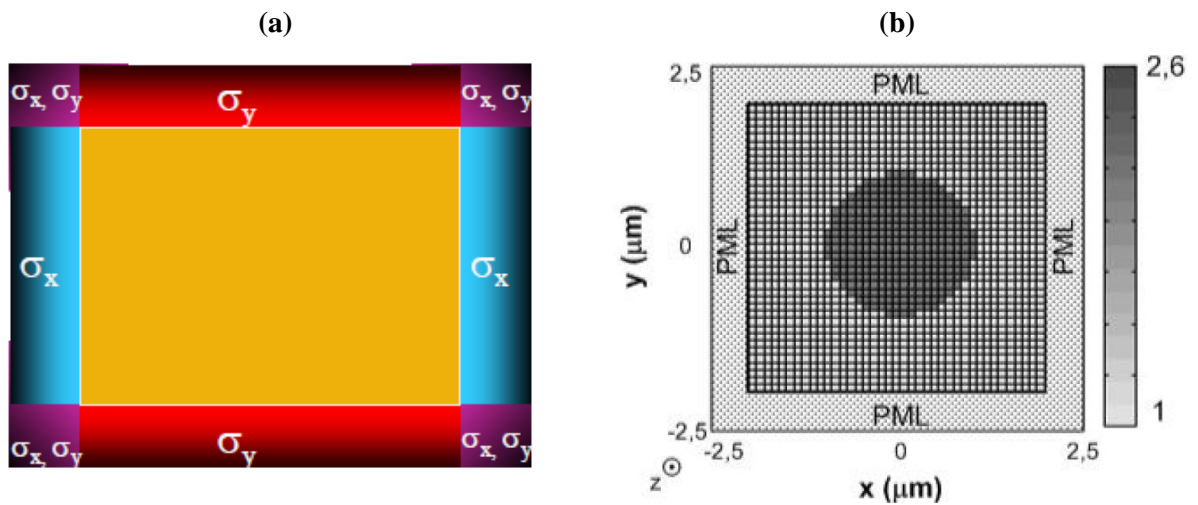


Figure III.10. Utilisation des couches PML. (a) dans le cas 2D. (b) Exemple d'un maillage d'une structure circulaire avec application des conditions aux limites PML.

Le seul inconvénient de cette méthode est qu'elle augmente le temps de calcul par la discrétisation d'une couche supplémentaire et l'ajout du terme absorbant dans les équations d'élasticité.

### **III.3. Outils numériques disponibles**

Le RSoft CAD est le programme de base de RSoft Photonics Suite, et agit en tant que programme de commande pour les modules de simulation du dispositif de RSoft qui sont : BeamPROP, FULLWAVE, BandSOLVE, GratingMOD, DiffractMOD, FemSIM, et ModePROP. Il est employé pour définir l'entrée la plus importante exigée par ces modules de simulation : les propriétés matérielles et la géométrie structurelle d'un dispositif photonique. L'utilisateur doit d'abord concevoir une structure dans l'interface de CAD et utilisera ensuite un ou plusieurs modules de simulation pour modéliser les divers aspects de la performance du dispositif.

Cette approche modulaire de la conception et la simulation des dispositifs photoniques est l'une des avantages de «RSoft's Photonic Suite's ». Chaque programme dans « RSoft's Photonic Suite's » partage le même environnement avec les autres programmes, dans lequel les données peuvent être réparties entre les modules.

#### **III.3.1. Simulateur Bandsolve**

Tous les diagrammes de bandes de notre étude ont été calculés en utilisant le logiciel «Bandsolve» de la même suite de logiciels que « Fullwave », c'est à dire celle de RSoft. «Bandsolve ». C'est un logiciel de simulation qui permet de générer et d'analyser les diagrammes de bandes photoniques. Le calcul des diagrammes est basé sur une méthode de décomposition des champs électromagnétiques en ondes planes pour les structures périodiques. Les structures dont nous voulons calculer les diagrammes de bandes sont toutes des structures qui se répètent périodiquement [123].

A deux dimensions, il est nécessaire de considérer deux directions de propagation différente : TE (avec le champ E parallèle à l'axe des trous) et TM (où E est perpendiculaire à l'axe des trous). Ces deux polarisations sont découplées et donnent lieu à deux diagrammes de bandes indépendants. Il n'existe pas forcément une bande interdite dans les deux cas. En outre, ce programme peut être appliqué à des structures comme les fibres à cristaux photoniques, qui sont complexes pour les autres techniques de simulation. BandSolve est particulièrement utile pour optimiser les propriétés des structures à cristaux photoniques, qui sont simulés par la méthode FDTD implémentée dans le logiciel FullWave, pour examiner les propriétés dépendant du temps comme les pertes, et pour calculer les distributions de champ dans des structures de dimensions finies.

### III.3.2. Simulateur Fullwave

Le simulateur Fullwave est un module de la suite de logiciels développée par l'entreprise RSoft, basé sur la célèbre méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) [124]. Ce logiciel est bien adapté à nos simulations puisqu'il permet la conception de structures photoniques complexes. Fullwave est idéal pour étudier la propagation de la lumière pour une grande variété de structures photoniques. Il est entièrement intégré dans l'environnement Rsoft CAD qui permet à l'utilisateur de définir les propriétés des matériaux et la géométrie de la structure d'un dispositif photonique. Fullwave peut modéliser avec précision des matériaux diélectriques et magnétiques, aussi bien que les matériaux anisotropes, dispersifs, et non linéaires.

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

$$\phi_L = (r, t)f(r_0)g(t) \quad (\text{III.15})$$

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

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

Le champ exciteur est défini via une boîte de dialogue des paramètres de lancement auxquels on peut accéder par l'intermédiaire du bouton « **Edit Launch Field** » dans l'interface CAD.

#### - Paramètres numériques

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

- le domaine de calcul fini.
- les conditions aux limites.
- le pas spatial.
- le pas temporel.

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

Ces paramètres sont :

- **Le domaine de calcul**

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

- **Les conditions aux limites**

Pour les conditions aux limites, nous considérons dans ce travail le modèle des couches absorbantes découverte par J.P. Béranger [122] et désignée par PML (Perfectly Matched Layer) qui est parfaitement adapté pour la modélisation des frontières absorbantes en électromagnétisme. En effet, pour éviter les réflexions parasites engendrées aux bords du domaine de calcul, la méthode FDTD est basée sur le placement des couches absorbantes aux abords du domaine. La figure III.11 représente un exemple d'une structure CP 2D triangulaire, ainsi que la position de la source et des différents détecteurs pour le calcul de la transmission et de la réflexion du champ.

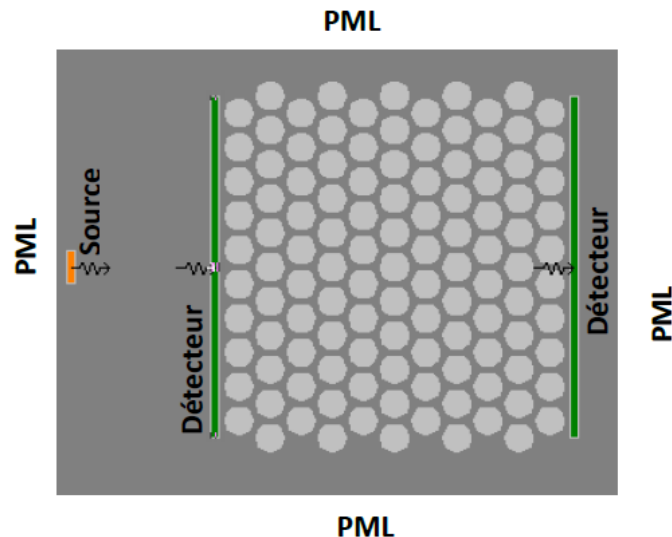


Figure III.11. Exemple d'utilisation des couches absorbantes de type PML dans le cas d'un cristal photonique 2D.

- **La grille spatiale et temporelle**

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

paramètres, mais l'utilisateur est vivement encouragé à affiner les tailles de la grille afin de produire une simulation efficace et précise. Puisque l'algorithme FDTD est basé sur le domaine temporel, Fullwave a plusieurs paramètres dans ce domaine. Pour obtenir une simulation stable, il faut respecter la condition courante qui concerne la taille du pas spatial et temporel (équation III.13). Cette condition change légèrement pour les simulations dispersives, et ainsi il est nécessaire de définir dans ce cas un intervalle de temps plus faible.

- **Établissement des paramètres de simulation**

La boîte de dialogue des paramètres de simulation FullWave permet d'accéder à la base des paramètres nécessaires pour une simulation numérique et le bon contrôle d'autres aspects importants à la simulation.

### III.3.3. Exemples de calcul : étude de la bande interdite

Cette partie est consacré à l'étude de la bande interdite pour les structures photoniques bidimensionnels en silicium (technologies SOI) afin de déterminer les paramètres optimaux pour obtenir une bande interdite totale (pour les deux modes de propagation transverse électrique TE et transverse magnétique TM). L'étude théorique des bandes interdites photoniques à deux dimensions pour les deux types de réseaux carré et triangulaire est réalisée par la méthode des ondes planes en fonction de la géométrie et des dimensions de la structure à savoir le diamètre des trous et la période des motifs en variant le rayon des trous, pour la période de réseau «  $a$  », le choix de ce paramètre géométrique dépend du domaine de fréquence étudié.

- **Carte des bandes interdites**

Le cas d'un cristal photonique connecté (une matrice de trou d'airs  $n=1$ ) à 2 dimensions dont le motif de base est défini par les paramètres suivants :  $n = 3.42$ ,  $a=0.41\mu\text{m}$ . Les deux structures (carré et triangulaire) font 23 rangés de long et 23 rangées de large. Pour vérifier nos structures, nous donnons sur la figure III.12 la distribution de l'indice de réfraction de la couche diélectrique.

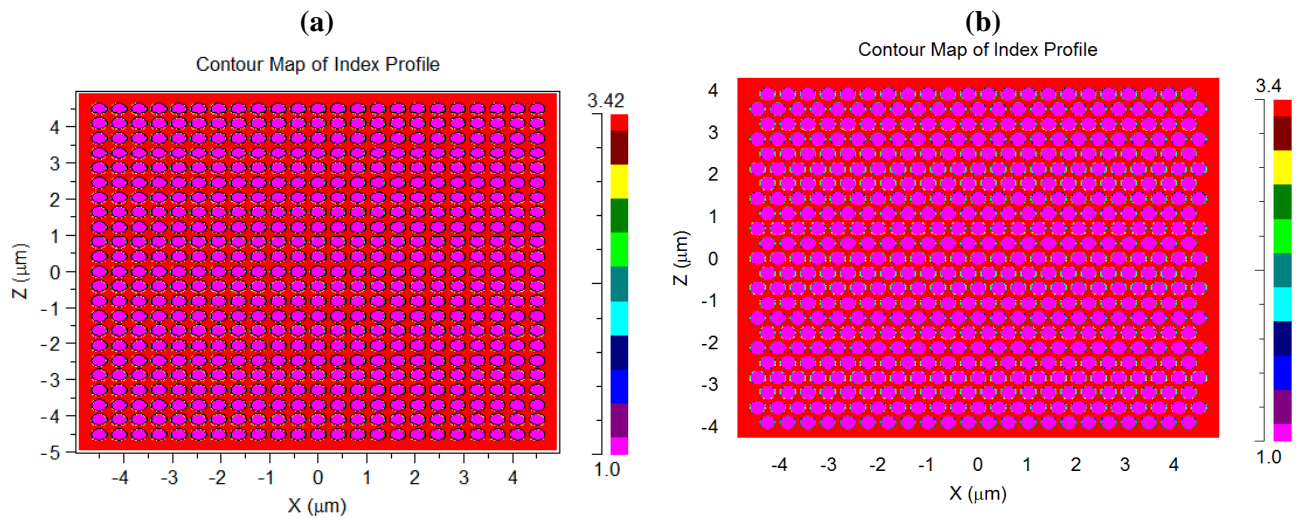


Figure III.12. Distribution de la constante de permittivité. a) réseau carré. b) triangulaire

Les deux figures III.11 et III.12 représentent la carte de la bande interdite en fréquence normalisée  $\omega a/2\pi c$  (ou  $a/\lambda$ ) en modes TE et TM en fonction du rayon  $r$  pour les deux réseaux carré et triangulaire. Le calcul des BIP a été réalisé sur un intervalle de 300 nm afin de chercher toutes les bandes interdites possibles.

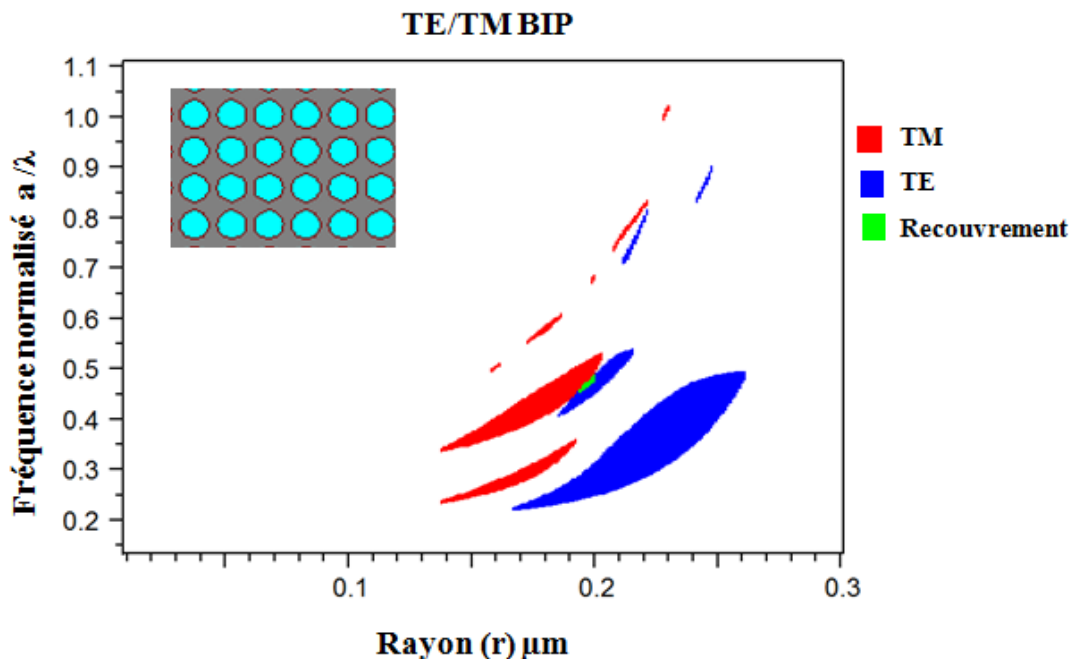


Figure III.13. Carte de bandes pour les deux polarisations TM et TE d'un CP2D carré de trous d'air plongés dans une matrice diélectrique (constante diélectrique  $\epsilon = 11.7$ , période de réseau  $a=0.41$ ).

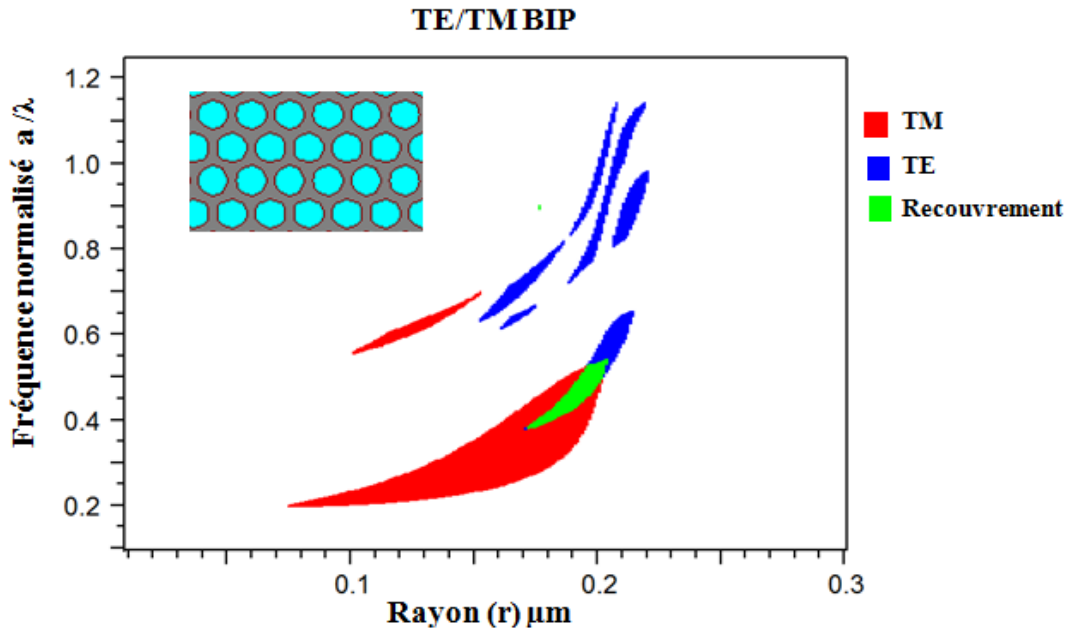


Figure III.14. Carte de bandes pour les deux polarisations TM et TE d'un CP2D triangulaire de trous d'air plongés dans une matrice diélectrique (constante diélectrique  $\epsilon = 11.7$ , période de réseau  $a = 0.41$ ).

Pour de faibles facteurs de remplissage en air, il n'y a pas de bande interdite, il faut atteindre  $r = 0.135 \mu\text{m}$  (réseau carré) et  $r = 0.07 \mu\text{m}$  (réseau triangulaire) pour voir apparaître la bande interdite TM. La plus large bande interdite complète apparaît dans la carte de bandes de structure triangulaire connectée, elle est centrée autour d'une fréquence normalisée de 0,484 avec un rayon  $r = 0.195 \mu\text{m}$  (lorsque le diamètre vaut environ 95 % de la période).

Généralement, les bandes interdites TM s'ouvrent pour des zones connectées de forts indices, tandis que l'ouverture de bandes TE est plutôt favorisée par des zones de forts indices isolées (déconnectées) comme des piliers diélectriques dans l'air.

#### - Diagramme de bande interdite photonique

La figure III.15 présente le diagramme de bande calculé par la méthode des ondes planes (méthode PWE), pour un réseau 2D triangulaire (qui possède la plus large bande interdite complète) caractérisé par un facteur de remplissage  $f$  au voisinage de 47%. Comme source de lumière, nous utilisons une onde plane de type gaussienne. L'un des principaux résultats de cette figure concerne la différence de comportement entre les polarisations TE (transverse électrique : le champ  $E$  est parallèle à l'axe des trous, présente la composante  $E_Y$ ) et TM (Transverse magnétique : le champ  $H$  est parallèle à l'axe des trous, présente la composante  $H_Y$ ).

Dans ces conditions, le cristal étudié présente une bande interdite complète centrée autour d'une fréquence normalisée  $a/\lambda$  de 0.484. La plus large bande interdite est en mode TM comprises entre les deux fréquences normalisées 0.37 et 0.51 qui correspondent à une longueur d'onde de  $0.803\mu\text{m}$  à  $1.108\mu\text{m}$ .

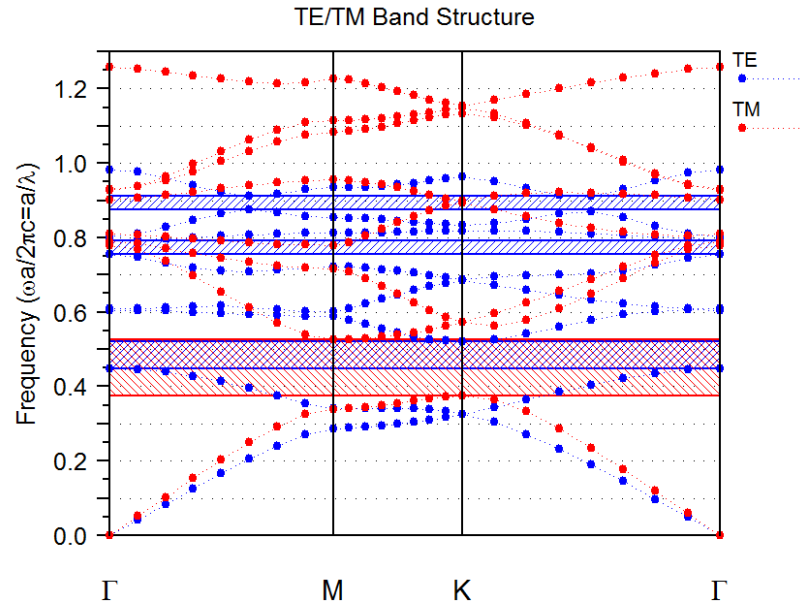


Figure III.15. Diagramme de bandes d'un cristal photonique 2D triangulaire dans Si. Le motif correspond aux paramètres suivants :  $n = 3.42$ ,  $a=0.41\mu\text{m}$  et facteur de remplissage  $f=47\%$ .

La mesure de la transmission en fonction de la longueur d'onde en polarisation TM avec la méthode des différences finies dans le domaine temporel FDTD permet de retrouver la même bande interdite photonique. La figure III.16 présente le spectre pour la structure triangulaire qui possède la plus large BIP ( $0.803\mu\text{m} < \lambda < 1.108\mu\text{m}$ ) en mode TM. Le spectre de transmission a été calculé en injectant une impulsion dans la direction  $\Gamma\text{M}$ .

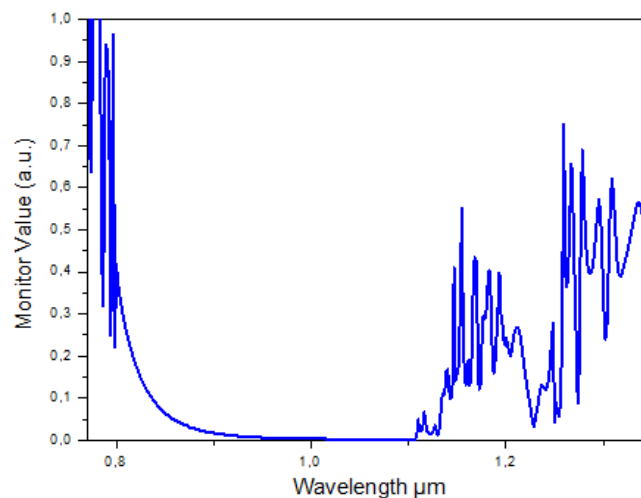


Figure III.16. Présentation du spectre en mode TM.

### **III.4. Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons présenté, en premier lieu, la méthode des ondes planes PWE. L'intérêt de la PWE est qu'elle facilite la résolution des équations d'onde de manière rigoureuse pour les structures périodiques supposées infinies. Elle permet le calcul des bandes de fréquences autorisées ou interdites des ondes électromagnétiques susceptibles de se propager dans la structure considérée. En suite nous avons présenté les principes de base de la méthode FDTD. Cette technique est une méthode bien adaptée pour la modélisation des cristaux photoniques principalement parce qu'elle permet l'accès aux caractéristiques dynamiques des structures (transmission, réflexion, localisation des champs, facteur de qualité de résonateurs,...). Elle permet l'utilisation de sources de profils spatiaux (modes guidés, ondes planes, source ponctuelle) et de profils temporels (harmoniques, impulsions) divers et variés. Les conditions aux limites de type PML sont adaptées aux fortes diffractions qui apparaissent dans les cristaux photoniques. C'est donc un outil de choix pour l'expérimentateur qui veut mieux comprendre les significations physiques des spectres expérimentaux de transmission ou de réflexion.

Chapitre

# IV

Résultats et  
interprétations

# Chapitre **IV** Résultats et interprétations

## **IV.1. Introduction**

Depuis une dizaine d'années seulement, l'étude des cristaux photoniques pour le développement de biodétecteurs optiques connaît un réel essor. Bien que les recherches en soient encore à un stade précoce, nous verrons l'intérêt que présentent ces structures photoniques pour une telle application. Les cristaux photoniques à deux dimensions (2D) ont montré leurs aptitudes dans la mise en évidence de microcavités optiques à haut facteur de qualité Q [104, 125, 126]. Ce point les rend tout particulièrement attrayant pour la réalisation de capteurs à haute sensibilité [127, 128].

En ce qui concerne notre travail, nous nous sommes focalisés sur les cristaux photoniques membranaires utilisant un réseau de trous d'air percés dans une membrane Silicium sur une couche à faible indice de  $\text{SiO}_2$ . Ce type de dispositif a été largement considéré [15] car il présente un fort confinement vertical. Ce dernier résulte du fort contraste d'indice entre le Silicium et l'air. Ces cristaux 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 placent ces structures en candidats prometteurs pour la réalisation de composants « nouvelle génération » en optique intégrée.

Ce travail comprend deux propositions de biocapteur RI à CP-2D. La première proposition basée sur une cavité à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique. Nous étudierons, au premier lieu, la bande interdite de la structure proposée, ainsi que les

paramètres géométriques du défaut linéique. Ensuite, nous analyserons la structure du concept proposé en se basant sur les propriétés de la cavité et le nombre de trous défectifs. Dans la deuxième proposition nous essaierons d'améliorer la sensibilité par rapport à celle du premier concept. Cette fois si, nous proposons une nouvelle structure à base d'un couplage entre un guide  $W1^K A$  et une cavité en série.

## **IV.2. Biocapteur RI à base de cavité à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique**

### **IV.2.1. Description de la première structure étudiée**

Les propriétés des cristaux photoniques (CP) sont théoriquement décrites par leurs structures de bande et la densité des états dans celle-ci. Le calcul et l'évolution des diagrammes des bandes interdites photoniques pour le matériau étudié sont déterminés par la méthode des ondes planes décrites au chapitre 3. La transmission dans des structures à cristaux photoniques peut être calculée par des approches d'ondes planes pour tracer le diagramme de dispersion d'une structure périodique ( $\epsilon(r)$  périodique) supposée de dimensions infinie ainsi que par la méthode des différences finies temporelles FDTD-2D.

Pour le choix de réseau, il s'agit de structurer périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde optique un matériau dans deux directions de l'espace. Pour ce faire, la solution couramment utilisée consiste à percer des trous d'air dans une membrane de Silicium. On a alors le choix sur le motif élémentaire de ce réseau périodique de trous. Pour des raisons de symétrie, le réseau triangulaire de trous d'air est celui qui présente la plus large bande interdite photonique à facteur de remplissage ( $r/a$ ) en air donné.

Dans ce qui va suivre, nous allons étudier le cas des cristaux bidimensionnels membranaires à réseau de trous d'air (17x17) dans un diélectrique à fort indice ( $n_{Si}=3.42$ ) (figure IV.1). Avant d'examiner les caractéristiques des structures sans défauts en termes de transmission, il est judicieux de présenter leurs cartes et diagrammes de bandes afin de fixer les paramètres du cristal.

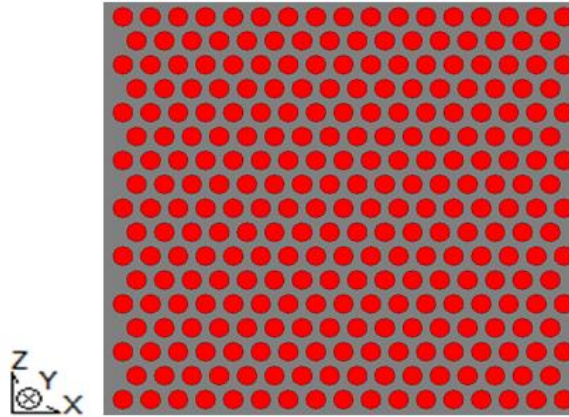


Figure IV.1. Réseau réel pour un motif triangulaire de trous d'air de période  $a$ .

La figure IV.2 présente la distribution de l'indice de réfraction d'un cristal photonique triangulaire. Ainsi que le réseau réciproque associé dans l'espace des vecteurs d'onde. Un tel réseau possède trois points particuliers de plus haute symétrie :  $\Gamma$ , K et M. Comme en physique du solide, il suffit uniquement de connaître les propriétés du cristal pour une onde se propageant dans les deux directions de plus haute symétrie  $\Gamma K$  et  $\Gamma M$  afin d'obtenir le diagramme des bandes.

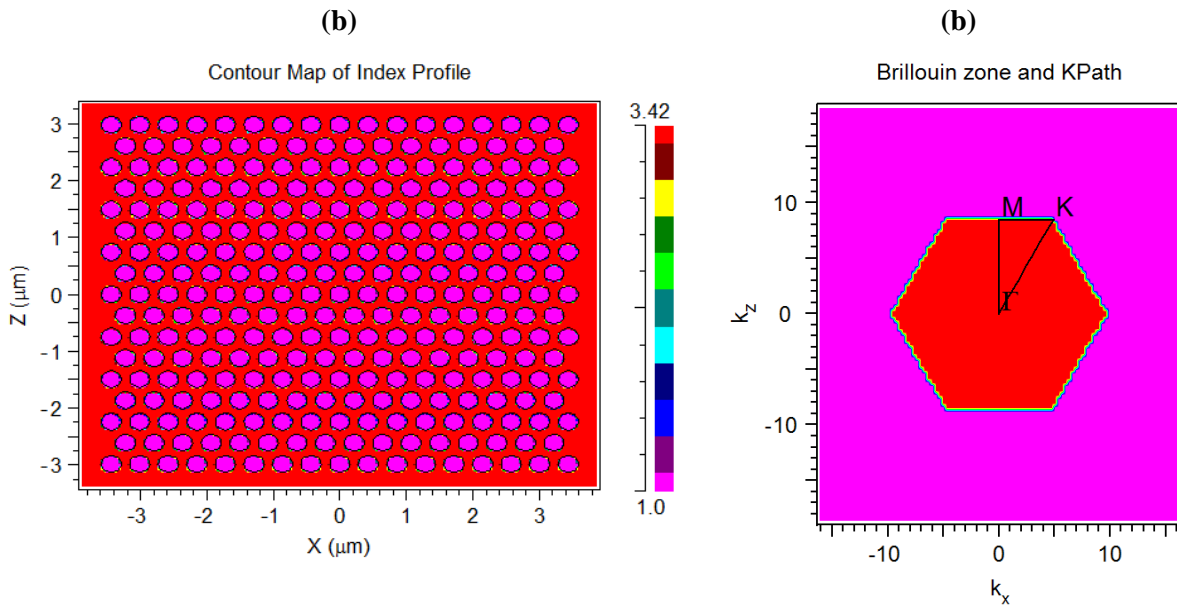


Figure IV.2. (a) Distribution de l'indice de réfraction d'un cristal photonique triangulaire  
 (b) Réseau réciproque montrant la première zone de Brillouin et les deux directions de plus haute symétrie  $\Gamma K$  et  $\Gamma M$ .

#### - Paramètres de la structure étudiée

Dans un premier temps, Nous avons utilisé le logiciel de simulation (BandSOLVE de RSoft basé sur la méthode des ondes planes PWE) pour optimiser les premières bandes

interdites (TE et TM) en fonction du rayon  $r$ . Nous considérons un réseau triangulaire de trous d'air dans une membrane de Silicium ( $n=3.42$  et  $a$  la période du réseau est de  $0.43 \mu\text{m}$ , la période étant fixée de façon à obtenir une bande interdite pour au moins une polarisation à des longueurs d'onde d'intérêt).

Les simulations seront effectuées pour les modes TE et TM pour connaître le comportement des structures à BIP. Théoriquement ce rayon varie de 0 à  $0.215 \mu\text{m}$ . La valeur de disparition des bandes interdites  $r = a/2=0.215\mu\text{m}$  n'est cependant pas significative.

La figure IV.3 montre la carte du bande interdite pour notre structure en deux modes TE et TM, Pour de faibles facteurs de remplissage  $f$  en air, il n'y a pas de bande interdite, il faut atteindre  $r=0.08 \mu\text{m}$  pour voir apparaître la bande interdite TM de plus basse énergie et c'est seulement pour un rayon des trous important que l'on a un recouvrement des gaps pour les deux polarisations. La plus large bande interdite est centrée autour d'une fréquence normalisée de 0,405 avec un rayon  $r = 0.195\mu\text{m}$  (lorsque le diamètre vaut environ 91 % de la période)

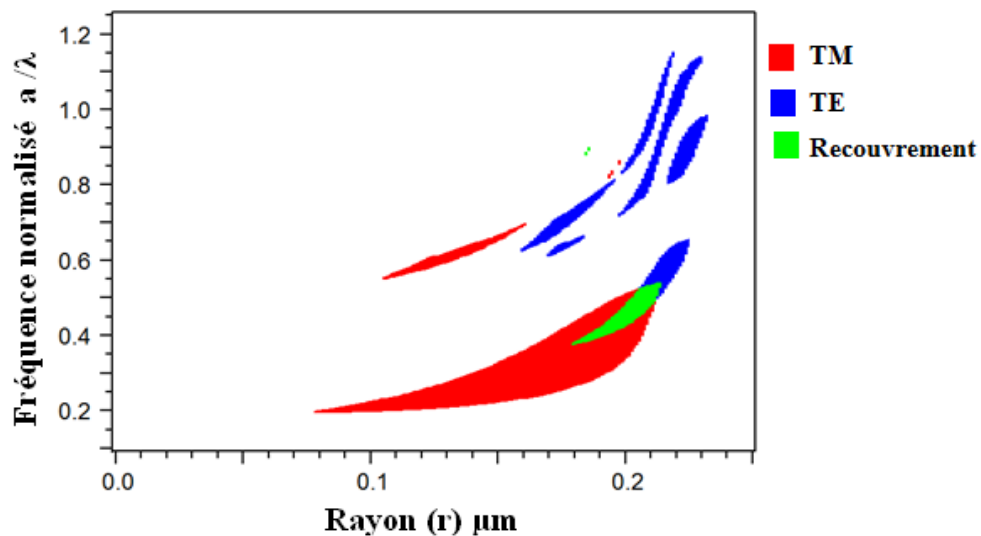


Figure IV.3. Carte des bandes interdites pour les deux polarisations dans le cas d'un cristal photonique de trous d'air dans une matrice de constante diélectrique  $\epsilon = 11.7$  d'un réseau triangulaire.

Le cristal photonique 2D découple deux polarisations TE (transverse électrique : le champ E est parallèle aux trous) et TM (Transverse magnétique : le champ H est parallèle aux trous.). Ainsi, une bande interdite complète simultanément pour les deux polarisations n'est possible que pour un très haut facteur de remplissage en air. En effet, pour des raisons de fabrication (risque de chevauchement des trous étant données les imprécisions de réalisation

de composants pour ces dimensions), et pour limiter les pertes intrinsèques hors du plan du cristal, il est nécessaire de conserver un facteur de remplissage modéré [40].

Les valeurs typiques du facteur de remplissage sont autour de  $f=32\%$ . Le choix optimal du rayon  $r$  est donc fixé à  $0.14\mu\text{m}$  pour ce facteur de remplissage.

Dans notre étude nous optons donc pour un cristal photonique 2D membranaire utilisant un réseau de trous d'air de rayon  $r = 0.14\mu\text{m}$  percés dans une membrane de silicium ( $n_{\text{Si}}=3.42$ ). Ce type de dispositif membranaire est très fréquemment étudié car il peut être suspendu dans l'air afin d'assurer un fort confinement vertical comme nous l'avons déjà précisé.

En se basant donc sur le cas bidimensionnel tel qu'il a été exposé précédemment, on constate que le cristal photonique 2D le plus propice aux gaps photoniques est le réseau triangulaire de trous, la période  $a = 0.43\mu\text{m}$  étant fixée de façon à obtenir une bande interdite pour au moins une polarisation à des longueurs d'onde d'intérêt telle que  $1.55\mu\text{m}$ .

#### - La bande interdite photonique

La périodicité du cristal provoque un changement important des propriétés de dispersion optique d'un milieu, générant des bandes interdites de propagation lorsque l'indice de réfraction est modulé d'une manière suffisante. Ces propriétés de réflexion et de dispersion peuvent être utilisées pour réaliser des fonctions optiques intégrées compactes et originales. On met à profit les propriétés des cristaux photoniques 2D pour contrôler latéralement et à l'échelle de la longueur d'onde la propagation de la lumière.

La largeur, le déplacement et la profondeur de la bande interdite sont liés aux paramètres géométriques, à l'épaisseur de la membrane et aux caractéristiques physiques de la structure. On désigne par les caractéristiques physiques de la structure le contraste d'indice entre les deux matériaux et le facteur de remplissage. Afin d'avoir une bande interdite plus large il faut choisir un contraste d'indice élevé donné par l'équation (IV.1), une large bande interdite photonique nous aide à obtenir une large gamme de détection du capteur.

$$\Delta n = n_{\text{substrat}} - n_{\text{trou}} = n_{\text{Si}} - n_{\text{air}} = 2.42 \quad (\text{IV.1})$$

Les paramètres du réseau triangulaire de trous d'air sont choisis pour ouvrir une bande interdite aux alentours de la gamme de la longueur d'onde souhaitée. Typiquement, nous désirons ouvrir une bande interdite pour le mode TM aux alentours des fréquences d'intérêts. Pour cela, on opte pour un cristal de facteur de remplissage en air de 32% permettant

d'obtenir une bande interdite 2D allant de 1419 nm à 1986nm (figure IV.4). Un calcul basé sur la PWE fait par le logiciel BandSolve de RSoft, permet de tracer le diagramme de bande (figure IV.4 (b)) et un autre calcul FDTD fait par le logiciel FullWave de RSoft, permet de tracer le spectre de transmission (figure IV.4 (b))

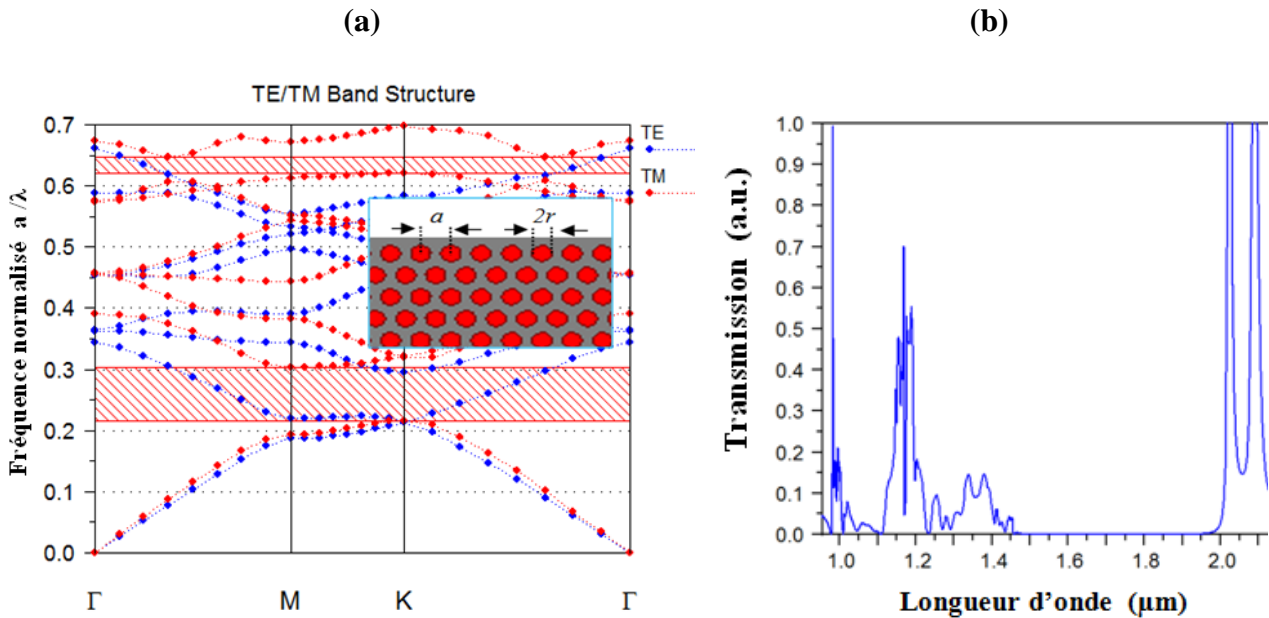


Figure IV.4. (a) Diagramme de dispersion du CP-2D dans la membrane Si (un réseau triangulaire de trous d'air,  $a=0.43$ ,  $r=0.14$ ,  $f=32\%$ .) calculé par la PWE. (b) la présentation du spectre de transmission calculé par la FDTD-2D.

### IV.2.2. Défaut linéique

Dans un cristal photonique, la création d'un défaut est causée par la rupture de la périodicité diélectrique. Cette rupture va engendrer l'ouverture d'une bande de fréquence autorisée à l'intérieur de la bande interdite photonique. La largeur et la position de cette bande autorisée sont générées par les caractéristiques du défaut. L'utilisation de ces structures rend possible la miniaturisation des composants d'optique intégrée et améliore leurs performances. Le confinement de la lumière sur des dimensions submicroniques [129] en fait aussi des objets de choix pour l'étude des processus physiques, comme le guidage [33].

Le cas d'un guide à CP défini dans un réseau bidimensionnel de trous d'air dans un matériau de haut d'indice est bien plus réaliste du point de vue des applications. C'est pourquoi, il fera l'objet dans toute la suite de ce chapitre.

Parmi l'infinité des structures contenant des défauts linéiques réalisables, permettant l'apparition de modes guidés à une fréquence appartenant à la bande interdite du cristal parfait [129], nous nous sommes limités, dans notre travail, à une seule géométrie de défaut.

Nous considérons dans cette section un guide d'onde à cristaux photoniques  $W1^K A$ . Il est formé en enlevant une rangée de trous dans la direction  $\Gamma K$  du réseau triangulaire. Les paramètres du réseau sont donnés comme suit : réseau triangulaire de trous d'air de périodicité  $a = 0.430\mu\text{m}$ , percés dans une membrane de Si d'indice  $n = 3.42$  et de rayon des trous  $r = 0.14\mu\text{m}$  (figure IV.5(a)).

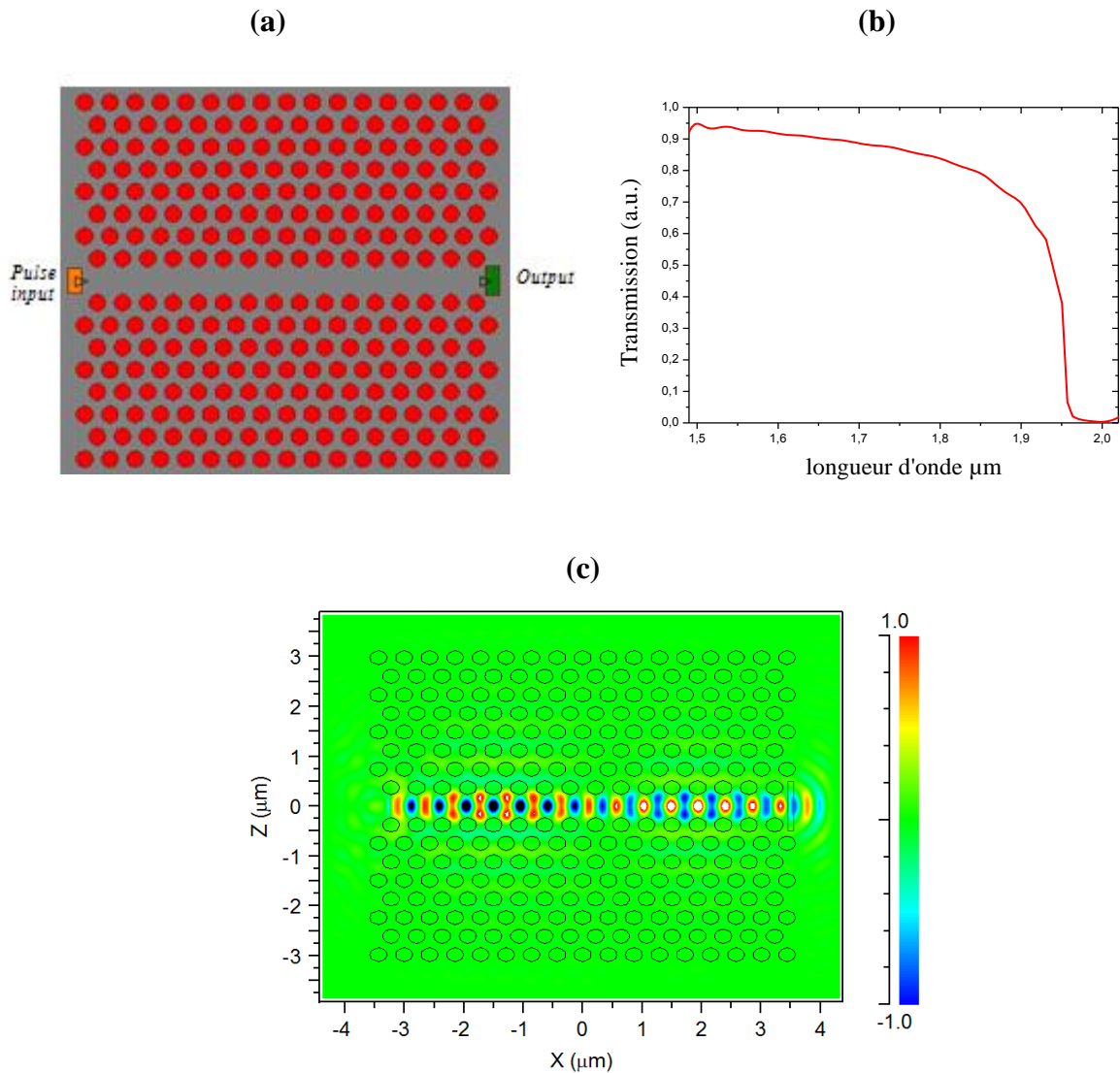


Figure IV.5. (a) Guide droit référence  $W1^K A$  (Une rangée de trous omise) réalisé dans un cristal photonique triangulaire de trous d'air sur une membrane de Si suivant la direction  $\Gamma K$ ,  $f=32\%$ . (b) Spectre de transmission du guide droit référence  $W1^K A$  en mode TM. (c) Distribution spatiale du champ à la suite d'une simulation de type FDTD-2D et une excitation de type CW du guide droit référence  $W1^K A$ , pour une polarisation TM à  $\lambda=1.55\mu\text{m}$ .

Le calcul FDTD-2D fait par le logiciel FullWave de RSoft, permet de tracer le spectre de transmission (figure IV.5 (b)). On observe une large transmission du guide droit  $W1^KA$  est qui s'étale sur plus de 500 nm. On s'est limité dans ce cas, à la région spectrale de la bande interdite du cristal 2D calculée précédemment (BIP entre 1419 nm à 1986nm). L'enjeu principal de ces guides d'ondes concerne les pertes. Quand on augmente le nombre de rangées horizontales, les pertes de propagation augmentent. A l'aide du calcul FDTD, la figure IV.5 présente la distribution spatiale d'une excitation de type continue (CW) à une longueur d'onde de  $1.55\mu\text{m}$  (longueur d'onde permise) pour la polarisation TM du guide droit  $W1^KA$ . On constate que le champ est bien confiné et l'allure de sa distribution démontre clairement l'existence du phénomène de guidage de la lumière le long du guide  $W1^KA$ .

A l'intérieur de la BIP, le confinement latéral des modes du guide à CP bénéficie à la fois du confinement par réflexion interne, comme dans les guides ruban conventionnels, et d'une réflexion de Bragg latérale due au CP. Ce phénomène rend le fonctionnement des modes à l'intérieur de la BIP particulièrement intéressant.

### IV.2.3. Cavité à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique

Les structures des cavités à modulation locale de la largeur du défaut linéique, ont été proposées initialement par Kuramochi en 2006 [47]. Ce genre de cavité est basé sur un défaut linéique dans les cristaux photoniques d'un réseau triangulaire de trous d'air, c'est-à-dire sur un guide d'onde similaire à un  $W1$ . L'idée est d'éloigner légèrement certains trous entourant le guide d'onde d'une distance particulière ou de changer le rayon de quelques trous au centre du guide. Dans cette partie, nous créons une autre rupture, ou cavité, par la modulation locale de la largeur du défaut linéique  $W1^KA$ . Cette modulation de rayon de certains trous au centre du guide  $W1^KA$  sous forme conique est largement utilisée pour l'amélioration du facteur de qualité du mode cavité [47,130, 131]. L'introduction d'un défaut au centre du guide par la modulation locale du défaut linéique permet de piéger une partie de la lumière guidée, ce qui induit la diminution de la transmission de modes dans le guide  $W1^KA$ .

La figure IV.6 (a) montre la structure couplée, la cavité est formée par le changement du rayon de quelques trous au centre du guide. Le spectre de transmission d'un système couplé entre guide d'onde  $W1^KA$  et cavité conique, calculé par la FDTD est présenté dans La figure IV.6 (b). L'injection de la lumière se fera à l'entrée du guide  $W1^KA$  [132].

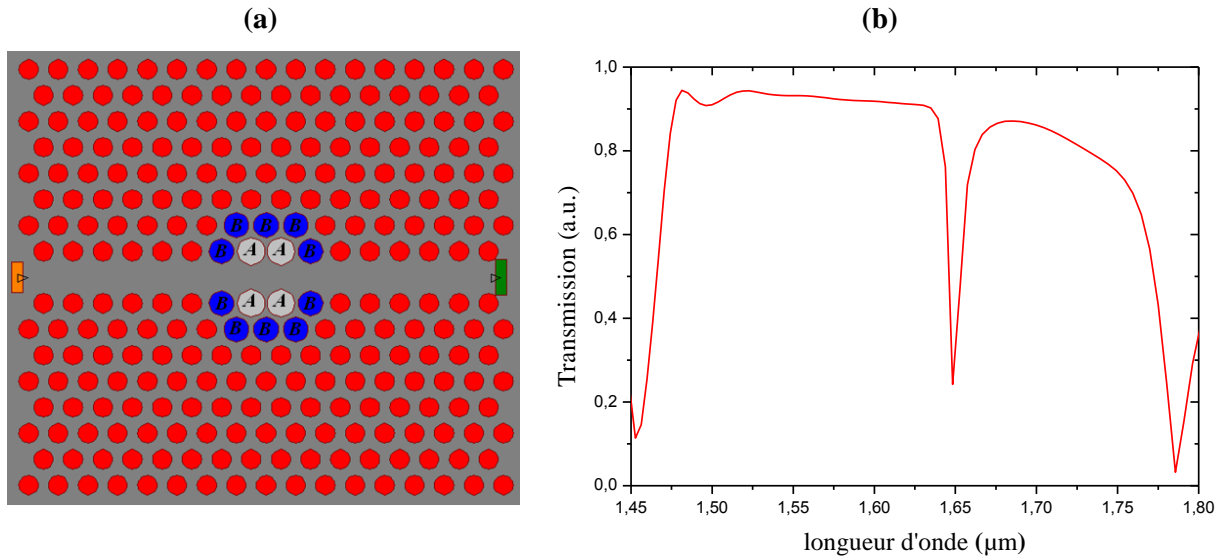


Figure IV.6. (a) Cavité à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique  $r_A=0.465a$  nm,  $r_B= 0.416a$  nm. (b) Spectre de transmission du guide [132].

Le spectre de la transmission du système couplé guide -cavité conique reporté dans la figure IV-16(b) présente une transmission à la sortie du guide d'onde  $W1^KA$  à 25% cette différence de la transmission confirme qu'une partie de la lumière générée à l'entrée de guide a été transférée à la cavité. L'analyse spectrale du signal transmis à travers le guide, fait apparaître un creux de transmission qui coïncide spectralement avec le mode de cavité, ce mode résonant est caractérisé par un facteur de qualité  $2.2 \times 10^6$  et une longueur d'onde de  $1,648\mu\text{m}$ .

#### IV.2.4. Structure du premier biocapteur RI proposé

Les CPs sont très attrayants en tant que plate-forme de détection optofluidique parce qu'ils possèdent des vides naturels qui permettent l'infiltration de fluide. les biocapteurs optiques pour les mesures d'indice de réfraction (RI) ont été un sujet de recherche très captivant ces dernières années, et jusqu'à aujourd'hui de nouvelles technologies sont proposées. Les senseurs RI sont utilisés dans les mesures de divers paramètres tel que la température, l'humidité, la composition chimique, la détection d'ADN, des protéines, des cellules et des bactéries. Le CP dispose d'un large éventail de détection, le rendant applicable dans une large gamme dynamique des mesures RI s'étendant de l'air jusqu'aux fluides très visqueux comme l'huile ou les polymères.

Dans cette partie, nous proposons la conception d'un nouveau type de biocapteur RI à base de cristaux phoniques bidimensionnels. Considérons les mêmes paramètres de la

structure définie précédemment, plusieurs types de capteurs sont conçus et optimisés en utilisant la méthode FDTD-2D. Dans nos simulations, nous nous intéressons uniquement à la polarisation TM.

Notre étude consiste à calculer le spectre de transmission qui, en présence d'un liquide dans les trous d'air (élément à analyser), induirait un déplacement en longueur d'onde de la résonance  $\lambda_0$  d'une valeur déterminée. Dans un premier temps et pour une analyse préalable, nous proposons un biocapteur RI à base de cristaux photoniques, les spectres de transmission sont calculés pour cinq solutions de couverture homogènes (différents indices de réfraction  $n=1$  jusqu'à  $n=1.5$  avec un pas d'indice de 0.1).

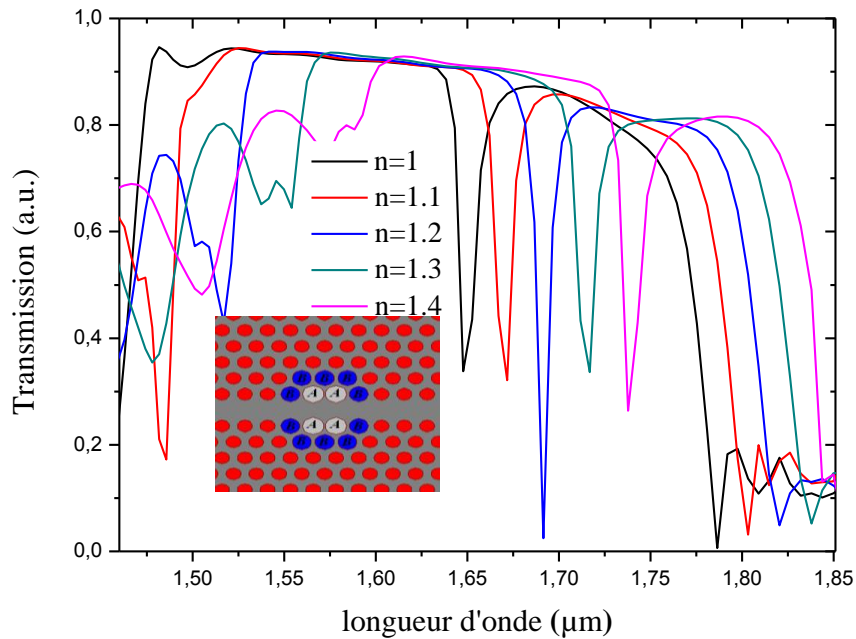


Figure IV.7. Spectre de transmission du biocapteur pour cinq solutions de couverture homogènes [132]

La Figure IV.7 présente le spectre de transmission du biocapteur pour cinq indices de réfraction, On constate que les décalages de la longueur d'onde de résonance  $\lambda_0$  augmentent avec l'augmentation de l'indice de couverture du milieu RI.

Pour calculer la sensibilité  $S$  et la limite de détection (LD) du biocapteur RI à CPs, on calcule le décalage de longueur d'onde de résonance  $\lambda_0$  pour la plus petite variation de l'indice de réfraction possible (figure IV.8).

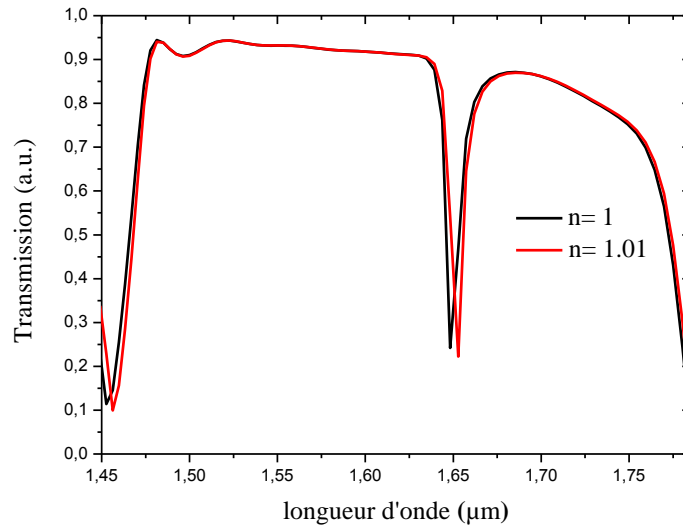


Figure IV.8. Spectre de transmission du biocapteur calculé par la FDTD pour  $n=1$  et  $n=1.01$ .

La cavité donne un décalage de la longueur d'onde de résonance  $\lambda_0$  de 4.75nm pour une variation d'indice 0.01 (limite de détection LD=0.01). Si nous définissons la sensibilité comme  $S= \Delta\lambda_0 / \Delta n$ , un shift de 4.75 nm est calculé correspondant à une sensibilité de 475 nm/RIU (RIU refractive index unit).

A la fin de cette partie, nous étudierons la relation entre les propriétés de la cavité et le nombre de trous défectifs  $N$  (10, 14, 18 et 22). La figure IV.9 présente les dispositions spécifiques des trous de défauts.

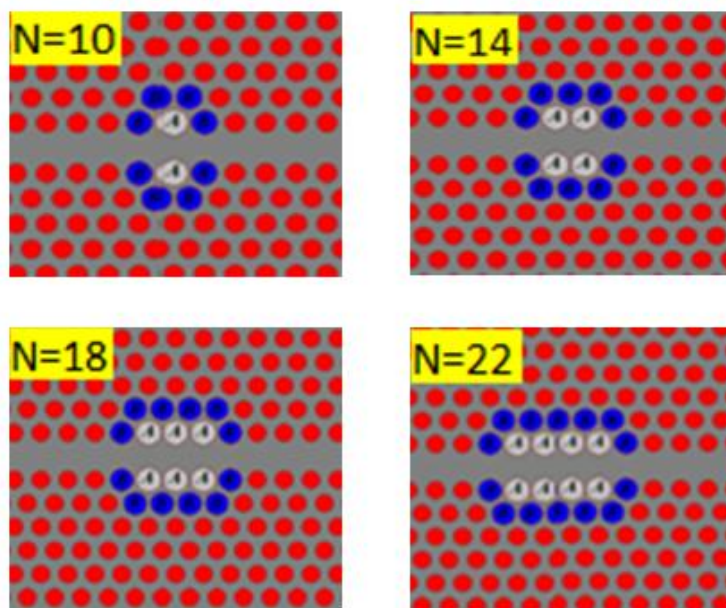


Figure IV.9. Différentes structures proposées (nombre de trou de défaut  $N= 10,14, 18, 22$ )

La sensibilité des différentes structures du biocapteur proposé pour une variation d'indice de réfraction de  $\Delta n=0.05$  RIU jusqu'à  $\Delta n=0.3$  avec un pas de 0.05, est donnée en figure IV.10. Le facteur de qualité des structures proposées sont calculé pour différentes indice de réfractons (figure IV.11).

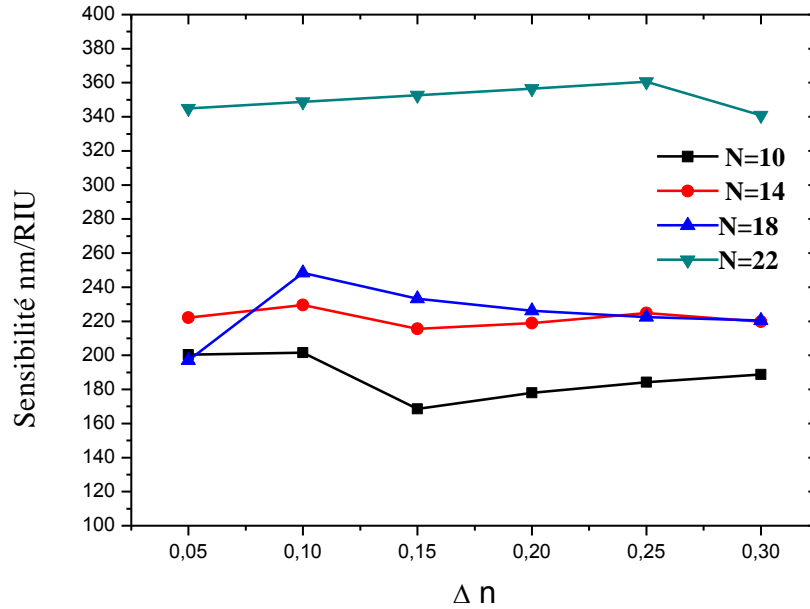


Figure IV.10. Sensibilité du biocapteur en fonction de la variation d'indice de réfraction pour les différentes structures proposées, en variant le nombre de trous fonctionnalisés ( $N=10, 14, 18$  et  $22$ ).

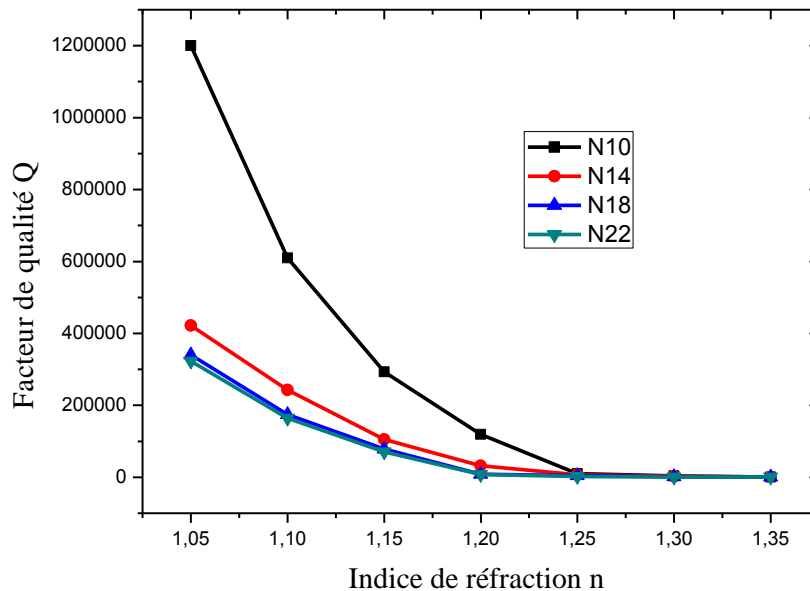


Figure IV.11. Facteur de qualité  $Q$  du biocapteur RI en fonction de la variation d'indice de réfraction pour les différentes structures proposées, en variant le nombre de trous fonctionnalisés ( $N=10, 14, 18$  et  $22$ ).

La sensibilité est plus élevée pour le plus grand nombre de trous fonctionnalisés. Cet effet peut être justifié par le fait qu'une plus grande partie du champ localisé serait réparti dans la région de cavité lorsque  $N$  est augmenté. Par contre, le facteur de qualité de cavité est diminué pour le plus grand nombre de trous fonctionnalisés. Donc la structure optimale pour notre biocapteur est la structure avec  $N14$ . Cette structure a une sensibilité presque constante ainsi qu'un facteur de qualité élevé par rapport aux structures avec  $N18$  et  $N22$ . Elle peut atteindre aussi une limite de détection de réfraction Indice  $0,01$  RIU (figure IV.8).

### IV.3. Biocapteur RI à base d'un couplage en série entre un guide $W1^{\text{KA}}$ et une cavité

#### IV.3.1. Couplage guide -cavité

Les guides à cavités couplées CCWG (Coupled Cavities Wave Guide) sont appelés aussi guides CROW (Coupled Resonator Optical Waveguide). Ils sont composés d'une chaîne de cavités fortement couplées séparées par un ou plusieurs trous [133,134]. Les cavités sont dessinées de façon à ce que leurs fréquences propres se situent dans le gap photonique du CP 2D. Bien que les modes de cavité soient fortement confinés à l'intérieur des cavités, le recouvrement évanescent entre deux modes des cavités voisines est suffisant pour permettre le passage par saut d'un photon d'une cavité à l'autre (figure IV.12) [135]. On considère que la physique derrière la propagation de la lumière dans les guides à cavités couplées est analogue à l'approximation des liaisons fortes en physique du solide.

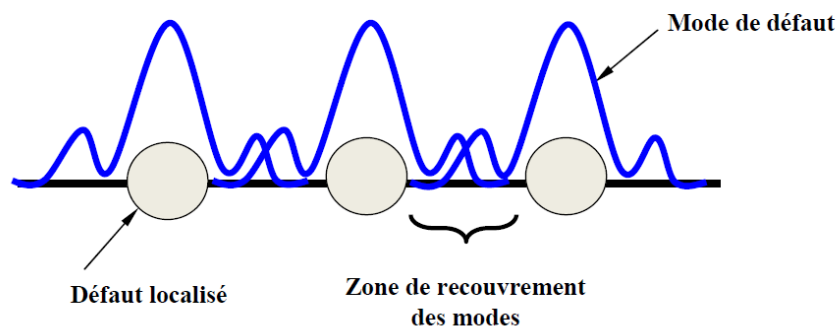


Figure IV.12. Schéma de propagation par saut de photons entre deux modes couplés

Une des principales caractéristiques des guides à cavités couplées est une très faible vitesse de groupe, principalement en bord de bande, ce qui permet d'amplifier des phénomènes tels que les retards de groupe, les effets non linéaires et l'émission stimulée. Les guides à cavités couplées sont donc intéressants pour la réalisation de lignes à retard optique [136], de compensateurs de dispersion [137], d'interféromètres de Mach Zehnder [138], la

compression de pulses [139] ou la génération de seconde harmonique [140]. On peut aussi utiliser les cavités couplées pour la fabrication de virages aigus à fort taux de transmission ou de fonctions de démultiplexage.

Cependant, la faible vitesse de groupe en bord de bande s'accompagne d'une forte dispersion, ce qui sera préjudiciable pour la transmission de pics ultracourts à travers la structure [136]. De plus, dans le cas de structures de dimensions finies dont la longueur totale correspond à  $N$  cavités, on s'attend à l'apparition d'une bande guidée présentant  $N$  pics de résonance. Ces pics de résonance sont liés à l'effet Fabry-Pérot induit par les réflexions en bout de structure. Ces pics vont eux aussi perturber la transmission de pics ultracourts, en déformant l'allure des pics.

La fréquence centrale de la bande guidée peut être ajustée en modifiant la forme des cavités, tandis que la largeur de la bande dépend de l'espacement entre les cavités. Le ratio crête à crête des pics de résonance non désirés dépend du coefficient de réflexion aux deux extrémités du guide à cavités couplées. Un bon accord de mode est réalisé en dessinant correctement les interfaces du guide à cavités couplées afin d'éviter un changement brusque de la réflectivité à l'entrée ou à la sortie des cavités. Un bon couplage élimine donc les pics de résonance de façon à avoir un spectre en transmission plat. Pour transmettre correctement des pulses ultracourts, il est donc nécessaire de disposer d'une bande guidée suffisamment large et plate. Il faut alors choisir convenablement les paramètres géométriques du guide à cavités couplées et optimiser le design de ses extrémités.

### IV.3.2. Filtre Fabry-Perot

Une fonction de filtre Fabry-Perot a été intégrée à un guide  $W1^K A$  en insérant des motifs dans ce guide. Une cavité à défaut ponctuel a été dans un premier temps utilisée et a permis d'obtenir une transmission. Il semble toutefois que cette cavité ne soit pas la mieux adaptée pour un couplage optimal avec le mode fondamental du guide. En vue d'améliorer le couplage entre le guide et la cavité résonnante, la cavité ponctuelle est remplacée par une cavité linéaire, orientée suivant l'axe du guide. Cette cavité présente des caractéristiques naturellement proches du guide lui-même (profil de champ).

Des calculs FDTD-2D montrent un taux de couplage de l'ordre de 80% obtenu pour une cavité linéaire composée de seulement deux motifs. Ce type de cavité linéaire est donc très bien adapté à un couplage avec des guides de largeurs similaires.

La plupart des longueurs d'ondes guidées seront réfléchies à l'extrémité du guide, sauf quelques unes, qui seront couplées à la cavité (figure IV.13). Cette approche permet plutôt de réaliser des dispositifs de type Fabry-Perot. La suite de ce travail sera basé sur cette approche afin de proposer un biocapteur RI à base de guide à cavité résonante.

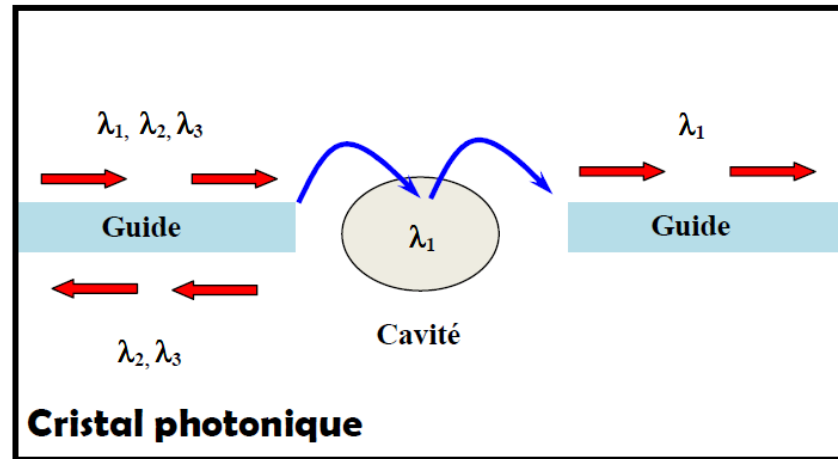


Figure IV.13. Dispositif associant guide et cavité d'un même cristal photonique bidimensionnel.

### IV.3.3. Structure d'étude

Dans cette section, nous proposons la conception d'un nouveau type de biocapteur RI à base de CP-2D triangulaire. Comme déjà mentionné, cette géométrie triangulaire est la plus utilisée dans la littérature pour réaliser les cristaux photoniques 2D à cause de la large bande interdite photonique qu'elle présente et sa simplicité de fabrication. Les paramètres du réseau triangulaire de trous d'air sont choisis pour ouvrir une large bande interdite à fin d'avoir une large plage de détection du biocapteur dans une gamme de fréquence souhaitée. Pour cela, on opte pour un cristal de facteur de remplissage en air de 40% permettant d'obtenir une bande interdite en TM allant de 1135nm à 1860nm (figure IV.14).

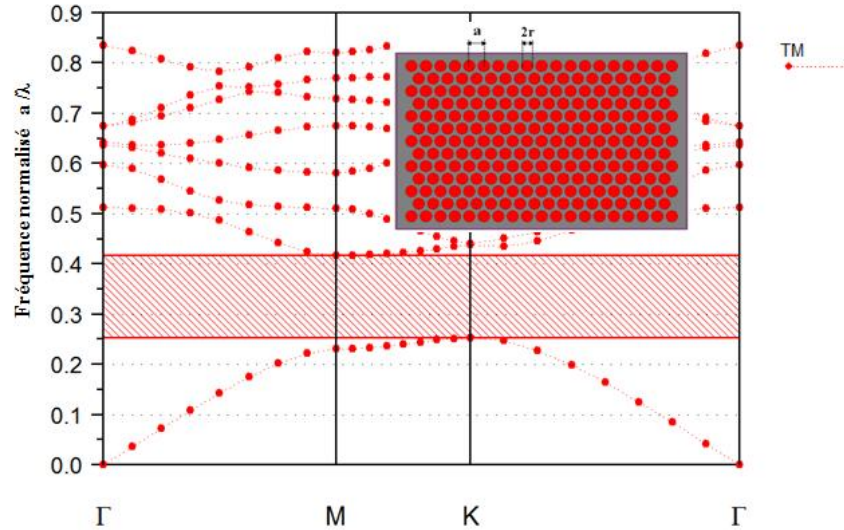


Figure IV.14. Diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire de trous d'air sur membrane de Si, Les paramètres de réseau sont donné comme suit :  $a=0.47$ ,  $r=0.19$ ,  $f=40\%$ .

#### IV.3.4. Structure du deuxième Biocapteur RI proposé (structure de référence)

Les capteurs à base de guide-cavité couplée, offrent plusieurs avantages en termes de compacité, de sensibilité et de facteur de qualité (Q) élevé, d'extension facile aux réseaux de capteurs et de capacité de mesure parallèle [10,106, 107, 141]. Pour cela une nouvelle conception basée sur cette approche de couplage, est donc proposée.

Considérons maintenant les mêmes paramètres de structure que précédemment, c'est-à-dire, une matrice  $19 \times 13$  triangulaire de trous d'air de périodicité  $a = 0.47 \mu\text{m}$ , percés dans une membrane de Si d'indice  $n = 3.42$  et de rayon des trous  $r = 0.19 \mu\text{m}$ . Le biocapteur comprend deux tronçons de guides (W1, 2) suivant la direction  $\Gamma K$  et une cavité H1 formée par l'omission d'un trou. La lumière d'excitation (un mode du guide d'onde) se propage dans le premier guide et se couple au deuxième à travers la microcavité. Cette lumière peut être détectée à la sortie du guide d'ondes (figure IV.15(a)). Ce couplage type permet d'extraire une ou plusieurs fréquences se propageant dans le guide. Ces fréquences peuvent éventuellement être réorientées, de manière directive, vers un second guide également juxtaposé à la cavité.

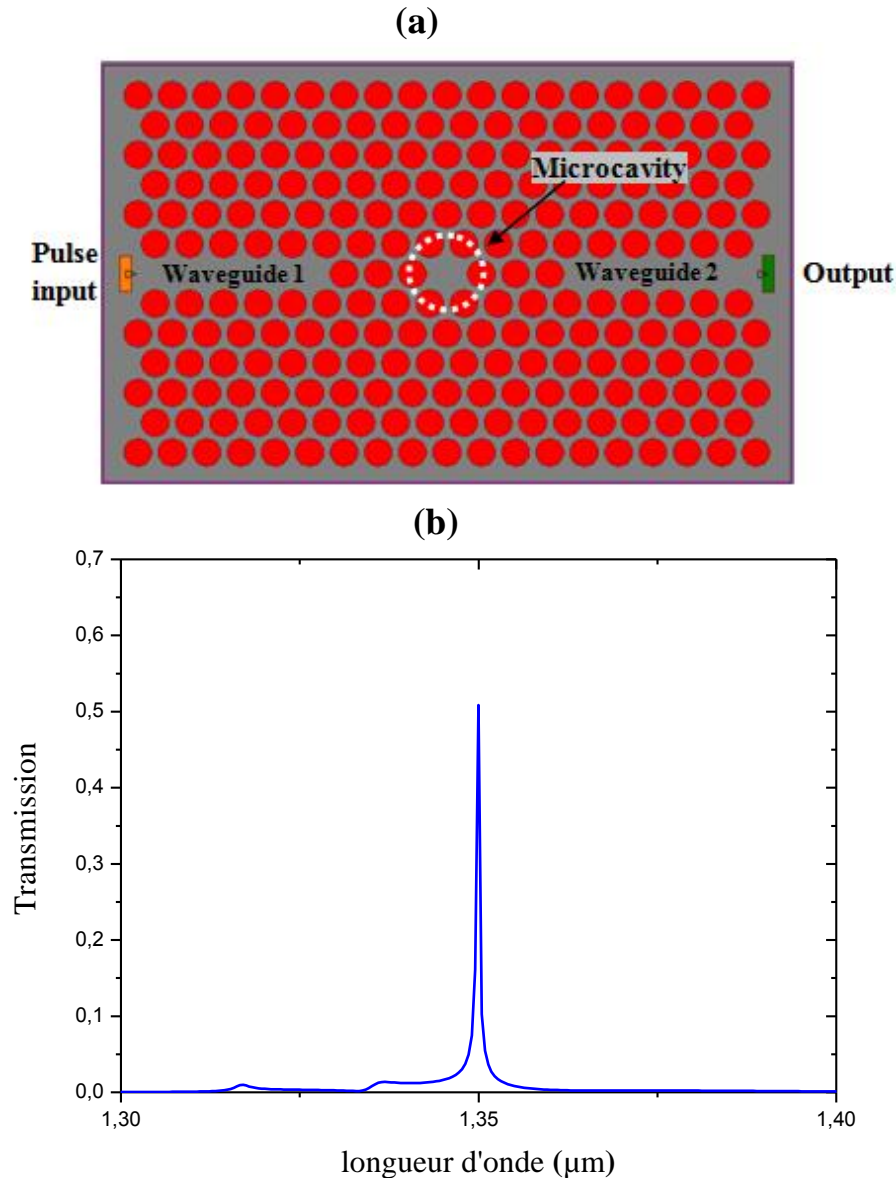


Figure IV.15. a) Structure de référence du biocapteur RI à base d'une approche de Fabry-Perot (couplage en Série entre un guide  $W1^K A$  et une cavité), réseau triangulaire de trous d'air sur membrane de Si,  $a=0.47$ ,  $r=0.19$  [141]. b) Spectre de transmission du système couplé.

La figure IV.15 représente le spectre de transmission calculé par la méthode FDTD du système couplé entre un guide d'onde  $W1^K A$  et une cavité H1. Nous remarquons, l'existence d'un mode M1 de cavité caractérisée par sa longueur d'onde 1,34997 à l'intérieur de la bande interdite photonique en polarisation TM du cristal photonique. Ce mode est transmis directement vers la sortie de guide  $W1^K A$  (52% de transmission). L'existence du pic de résonance est intuitive: près de la fréquence de résonance, la lumière du guide d'ondes d'entrée peut se coupler dans la cavité, et la cavité à son tour peut se coupler dans le guide de sortie [30], cette opération peut être interprétée que ce système couplé est considéré comme un filtre [142].

Lorsque les trous d'air du CP sont remplis d'eau désionisée homogène ( $n_{\text{eau}} = 1.33$ ), La longueur d'onde de la résonance  $\lambda_0$  de cette structure se déplacera en conséquence avec la variation de RI (figure IV.16). Un shift de 74.01 nm est calculé pour une variation d'indice de 0.33 RIU correspondant à une sensibilité de 224.27nm /RIU (RIU refractive index unit).

La variation locale de l'indice de réfraction influe sur l'indice de réfraction effectif de la structure et le contraste d'indice entre les trous et les régions. Le dispositif peut ainsi être utilisé comme un biocapteur RI en calculant le décalage de longueur d'onde de la résonance  $\lambda_0$  résultant de l'infiltration de l'analyte (cible) dans les trous du biocapteur.

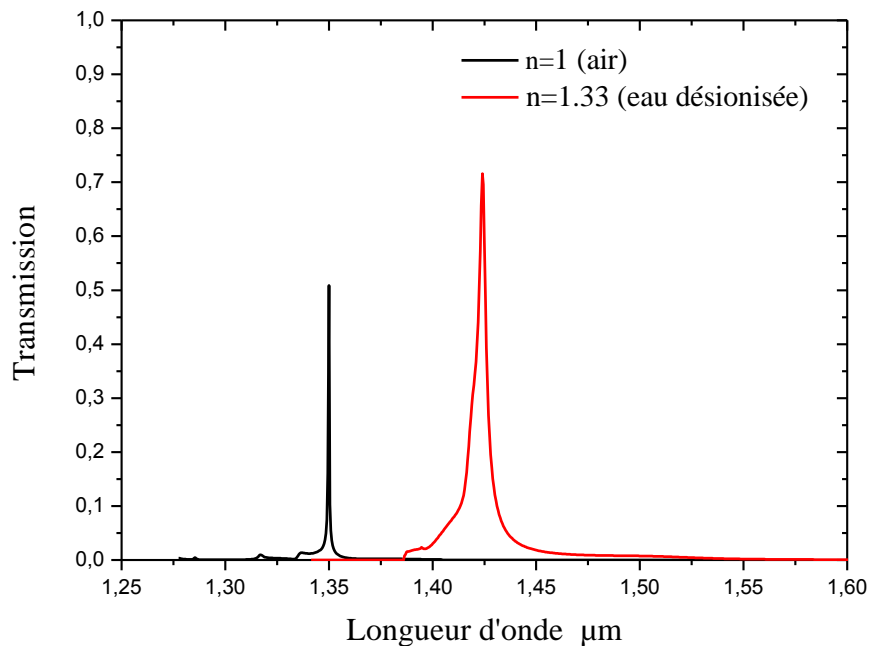


Figure IV.16. Spectre de transmission calculé par la méthode FDTD-2D d'un guide-cavité couplés à CP-2D dans la direction  $\Gamma M$  pour les indices de réfraction des trous  $n=1$  et  $n=1.33$ .

Les biocapteurs RI à guides et cavité couplés sont les plus sensibles à proximité des surfaces de silicium du guide où le champ électromagnétique régnant est le plus intense (excellent confinement) [143]. Cela signifie que la région proche de la ligne du défaut est plus sensible dans le plan du cristal photonique, que dans les régions périphériques. Notons aussi que la variation des paramètres géométriques des trous de la première rangée bordant le guide mène à une amélioration notable de la transmission [144]. Dans ce qui suit, les rayons des trous d'air localisés de chaque côté de la ligne du défaut sont varié afin d'améliorer la sensibilité et la transmission du biocapteur.

#### IV.3.5. Influence de la taille des trous

En raison de la dépendance du mode guidé de la taille des trous du guide à cristaux photoniques [50]. La taille des trous localisés au niveau de chaque côté de la ligne du défaut,

doit être sélectionnée soigneusement afin d'assurer une sensibilité et une transmission élevée sur une large bande.

Dans cette partie, un nouveau design de biocapteur (figure IV.17) est proposé pour améliorer la sensibilité ainsi que la limite de détection du biocapteur. Le rayon des trous localisés de chaque côté du guide est optimisé a fin d'avoir une sensibilité et transmission élevées. Ce rayon est varié comme suit  $r'=0.18, 0.19, 0.2, 0.21$ . La méthode FDTD est utilisée pour le calcul de la transmission et la position de longueur d'onde de la résonance  $\lambda_0$  en variant  $r'$ .

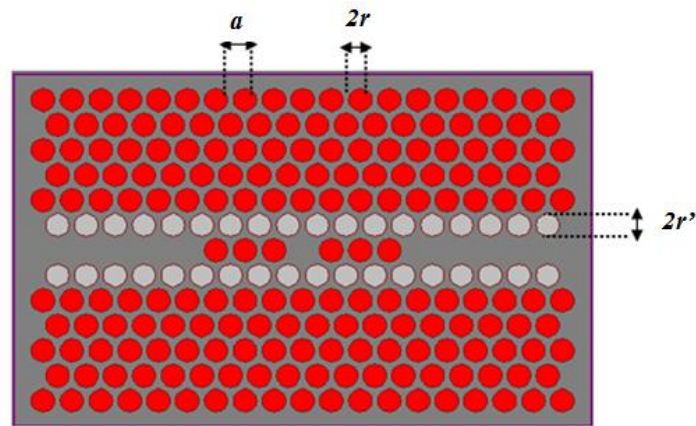


Figure IV.17. Structure du biocapteur modifié, en variant le rayon des trous  $r'$ . avec les paramètres de réseau donné:  $a=0.47, r=0.19$ .

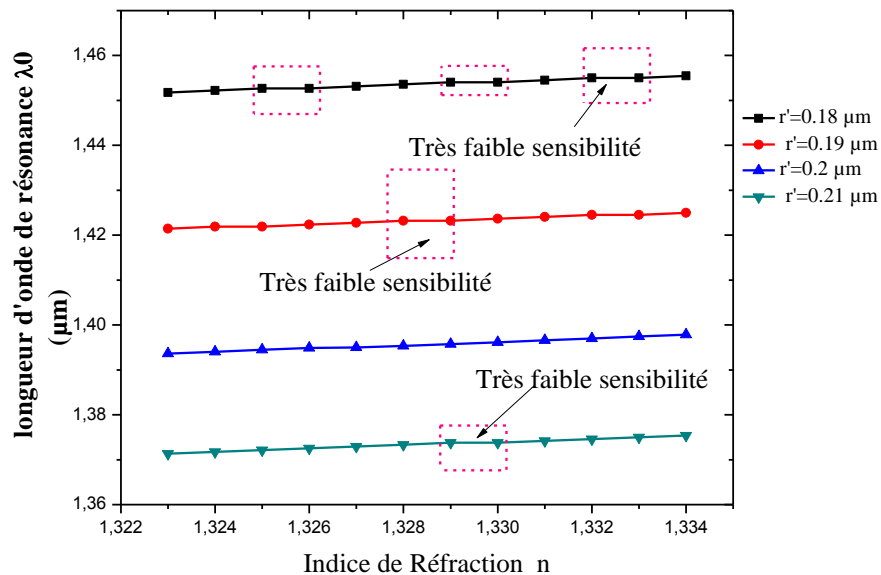


Figure IV.18. Décalage de longueur d'onde de résonance  $\lambda_0$  du biocapteur RI pour les diverses conceptions proposées ( $r'$  varie) en fonction de l'indice de réfraction.

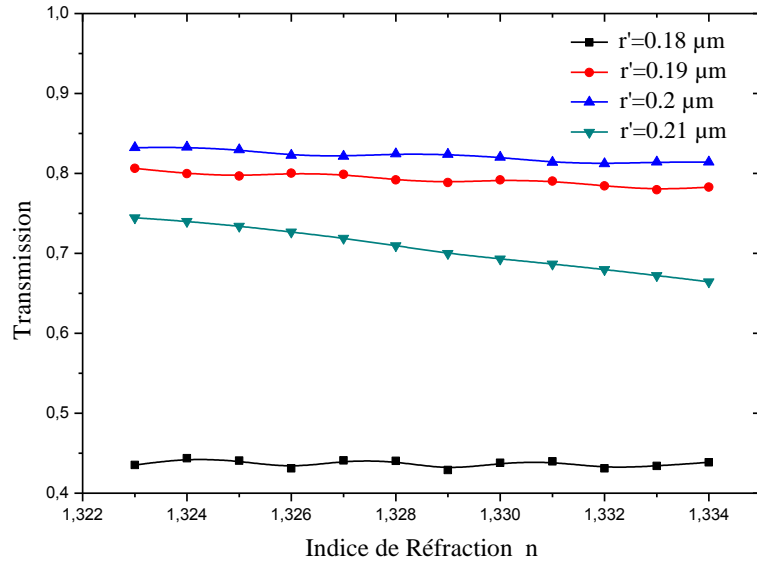


Figure IV.19. Transmission du biocapteur RI pour les diverses conceptions proposées ( $r'$  varie) en fonction de l'indice de réfraction.

D'après les deux figures IV.18 et IV.19, nous remarquons que les structures où le rayon  $r'$  égal à 0.18, 0.19 et 0.21 possède des régions très faiblement sensibles aux variations de l'indice de réfraction. La transmission la plus élevée est donnée pour la structure où  $r' = 0.2$  (81% et 83.5%).

#### IV.3.6. Influence du nombre de trous autour de la cavité

La longueur du guide d'ondes est optimisée pour atteindre une sensibilité, un facteur de qualité Q et une efficacité de transmission élevés [10, 143]. Le nombre de trous d'air entre la cavité et le guide d'onde est choisi comme suit : 1, 2, 3 et 4 trous (figure IV.20). Cette fois ci, on fixe le rayon  $r'$  sur la valeur 0.2 et on varie le nombre de trous autour de la cavité. La transmission et la position de longueur d'onde de la résonance  $\lambda_0$  en variant le nombre de trous autour de la cavité, est calculée par la méthode FDTD.

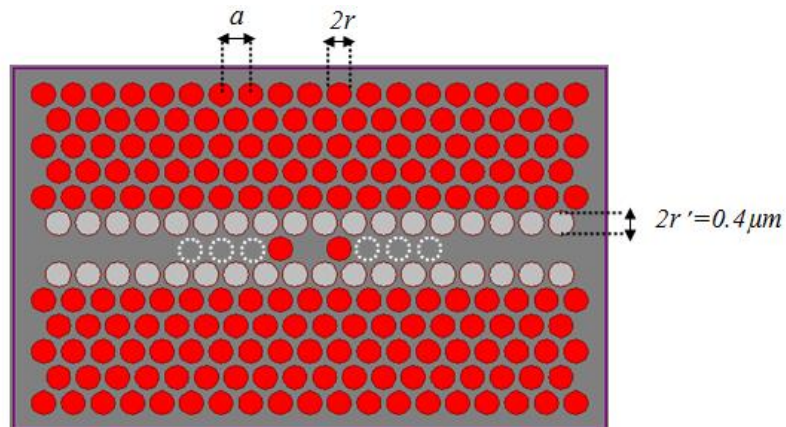


Figure IV.20. Structure du biocapteur modifié, en variant le nombre de trous autour de la cavité, avec les paramètres de réseau donnés:  $a=0.47$ ,  $r=0.19$ ,  $r'=0.2$ .

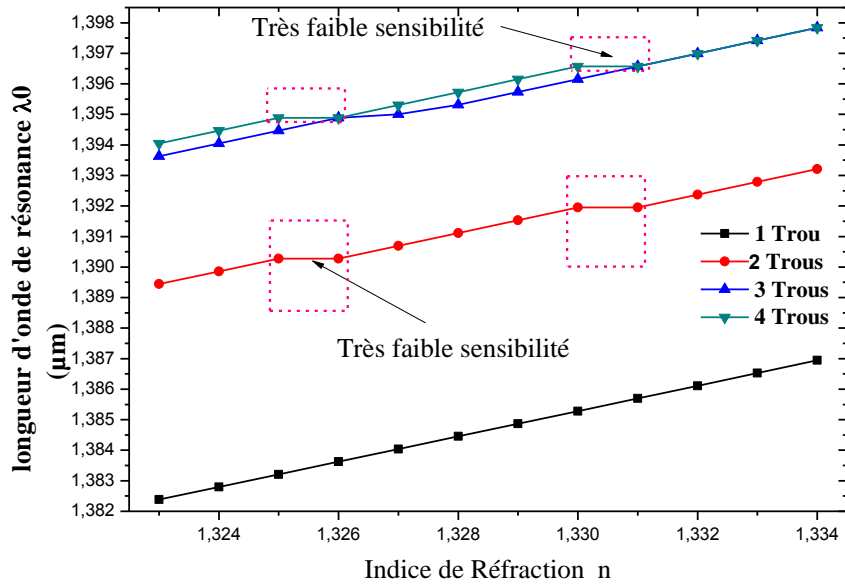


Figure IV.21. Décalage de longueur d'onde de résonance  $\lambda_0$  du biocapteur RI pour les diverses conceptions proposées (nombre de trous autour de la cavité varie) en fonction de l'indice de réfraction.

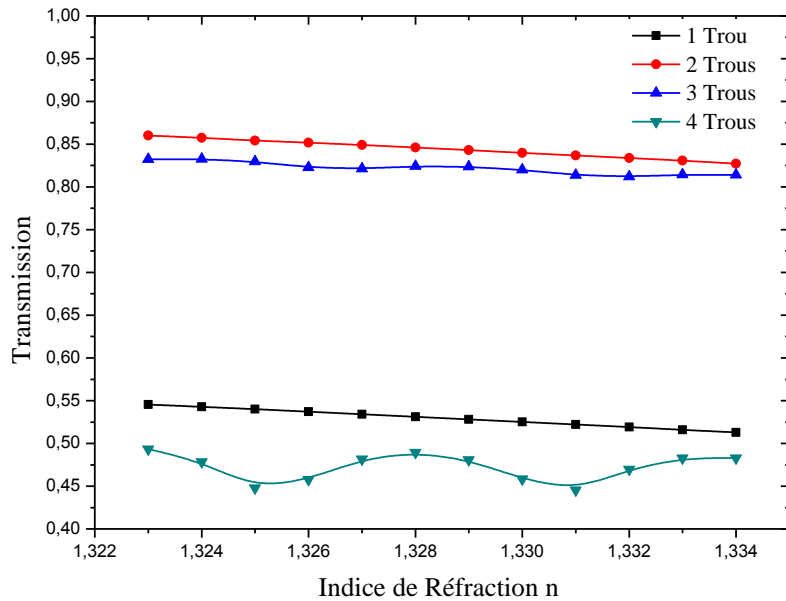


Figure IV.22. Transmission du biocapteur RI pour les diverses conceptions proposées (nombre de trous autour de la cavité varie) en fonction de l'indice de réfraction.

D'après les deux figures IV.21 et IV. 22, il est clair que la transmission est plus élevée pour la structure à deux trous autour de la cavité, mais cette dernière a une sensibilité très faible lorsque la variation de RI est autour de ces valeurs: 1.325, 1.326, 1.33 et 1.331 (longueur d'onde de résonance: 1.390272, 1.390277, 1.391953, et 1,391955  $\mu\text{m}$ , respectivement). Pour la structure constituée d'un et quatre trous autour de la cavité, la

transmission est la plus basse (entre 51% et 54%). Les résultats montrent que pour la structure à deux trous d'air, la transmission est plus élevée (entre 81% et 83,5%), et elle est sensible pour toutes les valeurs de RI

### IV.3.7. Structure optimisée du biocapteur RI

Une conception optimisée du biocapteur RI à base d'un couplage série entre un guide  $W1^K A$  et une cavité à CP, est décrite en figure IV.17. On note que le rayon optimal des trous localisés de chaque côté du guide est de  $r'=0.2\mu m$ , ainsi que le nombre optimal de trous autour de la cavité est de  $N=3$  trous. Comme il a été montré précédemment, le mode guidé dépend fortement de la taille des trous d'air constituant la structure du guide. La transmission dans les régions centrales où le champ est intense, augmente considérablement dans cette structure, améliorant ainsi la sensibilité.

La figure IV.23 montre la transmission du biocapteur optimisé qui est calculée par FDTD-2D. Les courbes sont obtenues pour des indices de réfraction des trous  $n = 1.3147, 1.316, 1.33, 1.331, 1.3445$  et  $1.363$  correspondant à différentes solutions à couverture homogène (eau distillée, méthanol, eau désionisée, analyte, acétone, Alcool isopropylique). Elles illustrent la manière dont le pic résonant se déplace vers les basses énergies lorsque l'indice de réfraction des trous augmente.

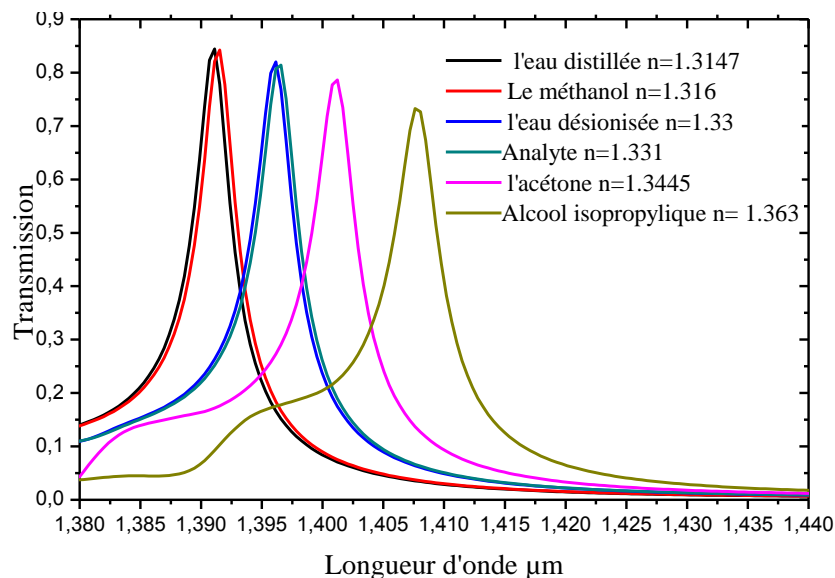


Figure IV.23. Transmission de la structure optimisée du biocapteur pour cinq solutions infiltrées dans les trous de CP [141]

Le pic résonant se déplace avec 0.425nm pour  $\Delta n=0,001$ , donc la sensibilité du capteur peut atteindre 425 nm / RIU, et la transmission peut atteindre 72% à 83 % dans l'intervalle de 1,3147 à 1,363 RI. Ces résultats montrent que le pic de résonance de la cavité est sensible au remplissage du liquide dans les trous d'air.

A partir de la figure IV.24, et si l'on suppose que la relation entre le décalage de résonance et l'indice de réfraction est approximativement linéaire, l'équation suivante décrit le déplacement de résonance pour un indice de liquide donné pour prédire la fréquence de résonance après un ajustement linéaire des données de simulation:

$$Y[\mu m] = (0.342n + 0.941) [\mu m] \quad (IV.2)$$

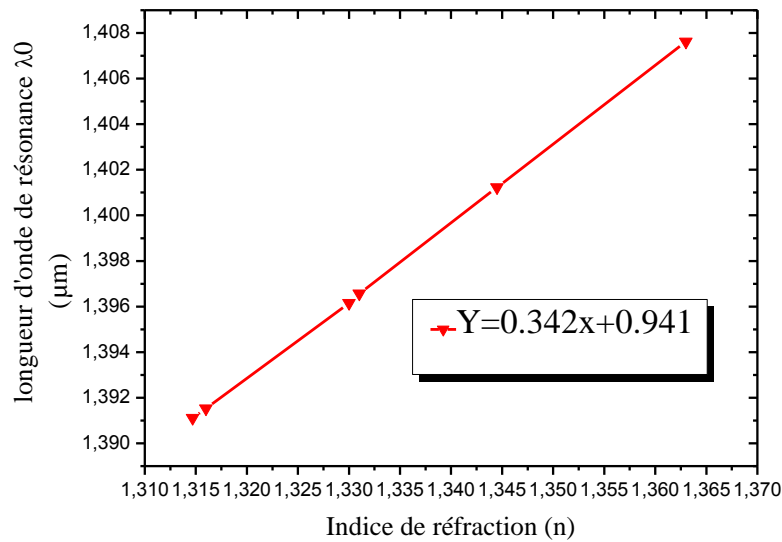


Figure IV.24. Longueur d'onde de résonance en fonction de l'indice de réfraction pour la structure optimisée du biocapteur.

- La sensibilité de la structure optimisée

Liquide	Indice de réfraction	Sensibilité (nm/RIU)	$\Delta n$ (RIU)
L'eau distillée	1.3147	329.41	0.0153
Méthanol	1.316	330	0.014
L'eau désionisée	1.33	—	$n_0$
Analyte	1.331	425	0.001
Acétone	1.3445	349.65	0.0145
Alcool isopropylique	1.363	347.57	0.033

Tableau IV. 1. Sensibilité du biocapteur optimisé pour différents liquides

### IV.3. 8. Exemple d'application : capteur de température

Comme exemple d'application de la dernière structure optimisée, nous étudierons, le capteur de température [143]. La sensibilité du capteur est estimée, en infiltrant des liquides de différents RI, et le changement d'indice de la membrane Si est dû à la variation de température. Par conséquent, le procédé consiste à déterminer le spectre de transmission du capteur correspondant à l'infiltration d'eau distillée à différentes températures ( $n = 1,323$  à  $1,333$  correspond au changement de température de  $T = 90^\circ\text{C}$  à  $20^\circ\text{C}$  [145]), tout en considérant les effets de dilatation thermique, les effets thermiques et la constante du réseau. Le RI de la membrane Si est isotrope, et sa variation avec la température est donné par la relation suivante [146]:

$$n = 3.38(1 + 10^{-5}T) \quad (\text{IV.3})$$

Avec  $77 < T < 400$  (T Kelvin)

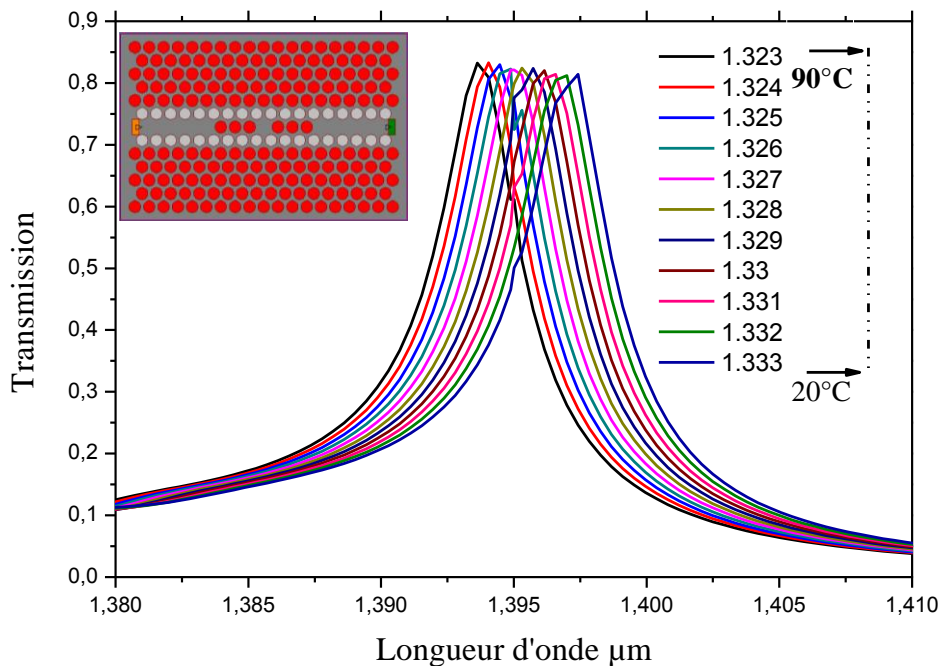


Figure IV.25. Transmission du capteur de température (structure couplé avec 3 trous autre de la cavité, et  $r'=0.2$ ) pour différents RI de 1.323 à 1.333 correspond 0 une variation de température de  $90^\circ\text{C}$  à  $20^\circ\text{C}$  respectivement [143].

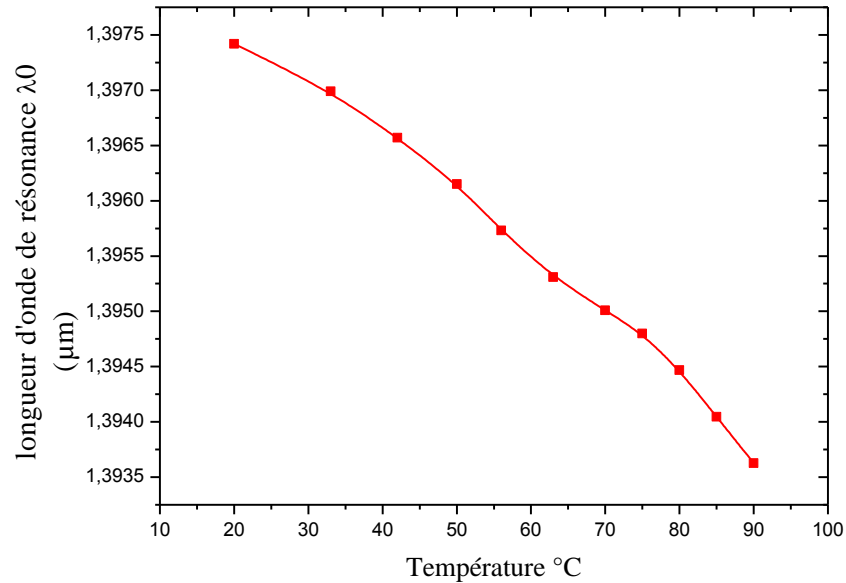


Figure IV.26. Longueur d'onde de résonance  $\lambda_0$  du capteur de température en fonction de la température. [143]

La figure IV.25 montre le spectre de transmission du capteur de température, la longueur d'onde de résonance de ce capteur se déplace en raison de la variation de RI lorsque la température de l'eau distillée change. Ce capteur donne une sensibilité de  $84 \text{ pm}^\circ\text{C}$  sur un intervalle qui varie de  $20^\circ$  à  $90^\circ\text{C}$ .

### IV.3.9. Approximation de l'indice effectif

Dans le cas de la FDTD-3D, un tel calcul est long, mais il demande surtout des ressources informatiques importantes. Dans le cas des ondes planes, un calcul tridimensionnel est souvent moins lourd car la « supercellule » est en général plus petite que la structure réelle d'un calcul FDTD. Donc, pour simplifier le calcul FDTD en 3D en un calcul en 2D qui nécessite beaucoup moins de ressources informatiques. Une des méthodes possibles pour calculer les relations de dispersion d'un CP-2D planaire est celle de l'indice effectif. Le cristal photonique est considéré comme bidimensionnel infini dans sa troisième dimension, mais avec un indice de réfraction différent de celui du matériau réel. Cet indice est choisi égal à l'indice effectif du mode fondamental de la membrane guidante.

On décrit le CP en utilisant l'approximation de l'indice effectif dans la limite quasi-statique. Nous avons donc supposé que le CP se comportait comme un matériau homogène décrit par un indice effectif pour la polarisation d'intérêt [147-151]. Les couches gravées du substrat SOI (le guide de silicium sur couche de silice protectrice) sont remplacées par un matériau homogène avec un indices effectif, qui est fonction de l'épaisseur de la membrane, de l'indice du matériau composant la membrane, ainsi que de la longueur d'onde d'émission.

La figure IV.27 montre la variation de l'indice effectif en fonction de l'épaisseur de la couche de silicium et en fixant l'épaisseur de la couche de silice à 1500 nm à une longueur d'onde de 1500 nm et 1310 nm.

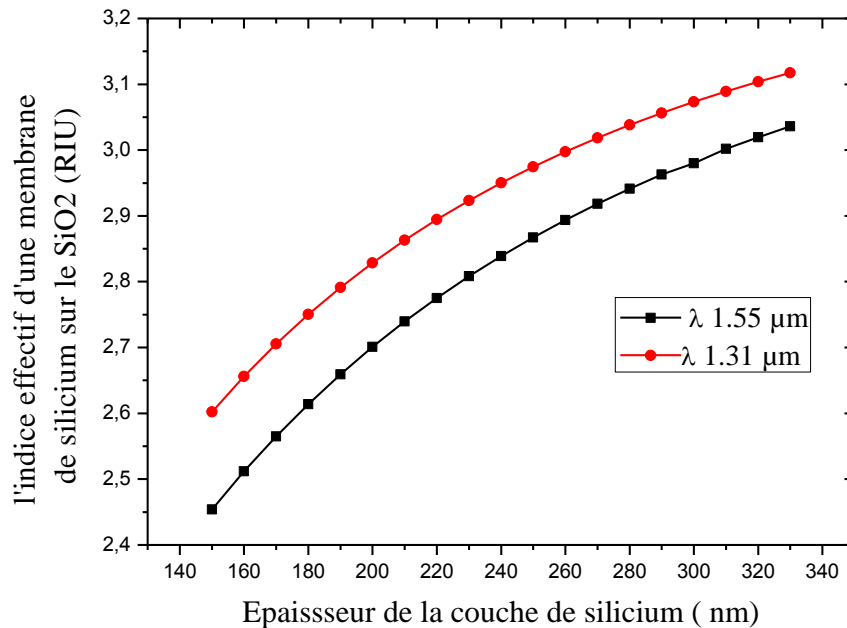


Figure IV.27. Indice effectif d'une membrane Silicium sur le  $\text{SiO}_2$  en fonction de l'épaisseur  $h$  de la couche Si à des longueurs d'onde d'émission  $1.55\mu\text{m}$  et  $1.31\mu\text{m}$ .

Dans cette partie, la structure CP-2D étudiée consiste à un réseau triangulaire de trous d'air gravés dans une membrane de silicium Si sur le  $\text{SiO}_2$ . Afin de valider nos résultats et simplifier le calcul nécessaire pour FDTD-3D, le CP est remplacé par un système 2D avec le fond diélectrique ayant l'indice de réfraction effectif de 2,775, qui correspond à l'indice effectif du mode TM guidé dans une membrane de silicium de 220 nm d'épaisseur sur une couche de silice ( $\text{SiO}_2$ ) de 1500 nm d'épaisseur à une longueur d'onde de 1550 nm (figure IV.28(a)). La couche de  $\text{SiO}_2$  à faible indice se trouvant sous la membrane Si à indice élevé contribue à confiner la lumière à l'intérieur du noyau de cavité, empêchant ainsi les pertes optiques dans le substrat inférieur, le confinement de la lumière dans la direction verticale est alors assuré par réflexion interne totale.

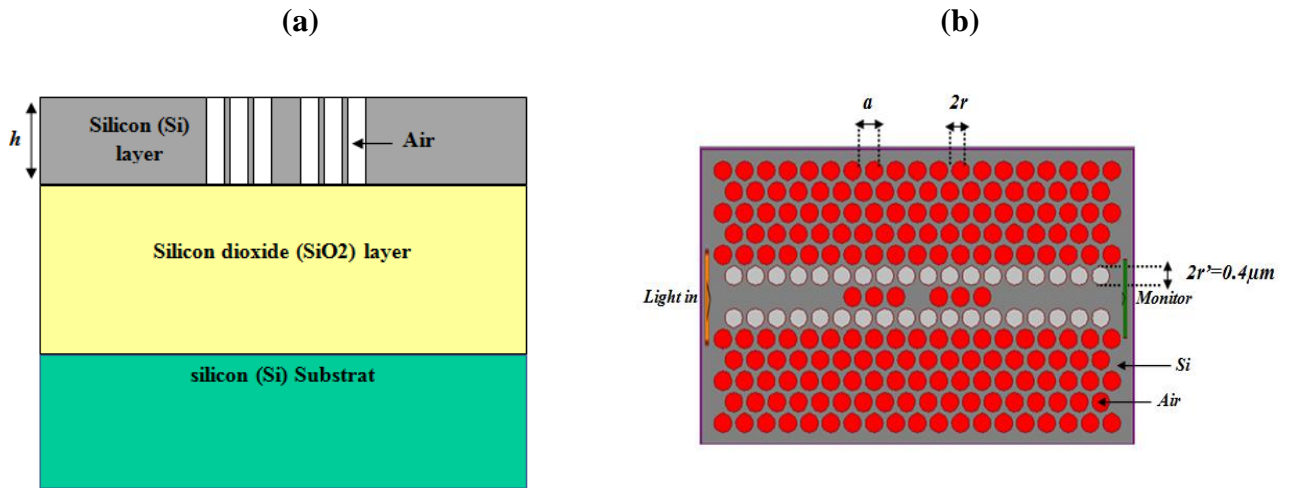


Figure IV.28. a) Structure verticale (Vue latérale schématique) de biocapteur RI à CP proposée dans un substrat SOI. b) Structure du biocapteur RI à CP proposée.

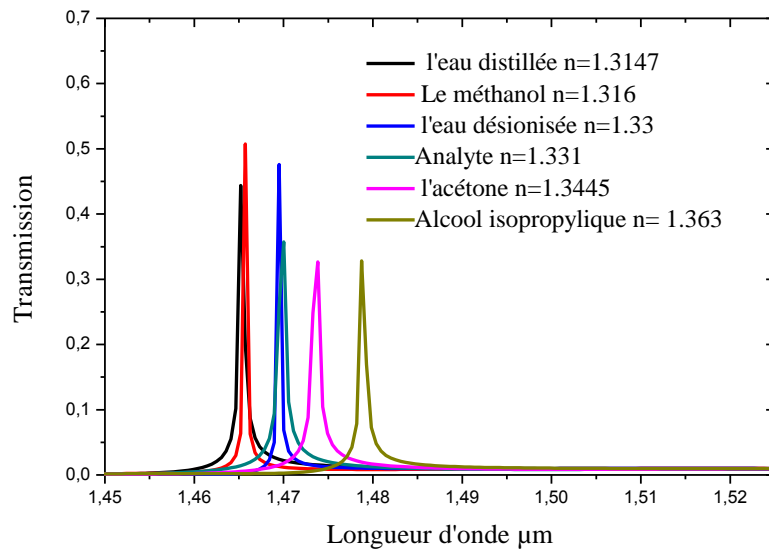


Figure IV.29. Transmission de la structure optimisée du biocapteur pour cinq analytes infiltrés dans les trous de CP (avec un fond diélectrique de la structure CP ayant l'indice de réfraction effectif de 2,77).

La figure IV.29 montre le spectre de transmission du biocapteur optimisé calculée par FDTD-2D avec un indice effectif de la membrane égale 2.77 (approche 3D), Les spectres sont calculés pour cinq solutions de couverture homogènes. La transmission à diminué de 20% par rapport à celle du calcul précédant, elle peut varier entre 40% et 68%, et un shift de 0.53 nm pour une variation d'indice de 0.001 est obtenue et correspond à une sensibilité de 530nm/RIU.

Cette amélioration est susceptible d'intérêt pour les applications des biocapteurs où, par exemple, les réactions biochimiques sont contrôlées en mesurant les faibles changements d'indice de réfraction dans des milieux réactionnels.

## IV.3.10. Comparaison du biocapteur RI proposé avec différents designs à bases CPs

Références	Type du capteur	Sensibilité (nm/RIU)	$\Delta n$
Xiaoling Wang et al.2008 [10]	biocapteur RI formé de deux guides d'ondes et une microcavité	330	0.001
F.Bougriou et al. 2011[109]	Capteurs RI à base de guide d'onde à CP	240	—
Shruti and al. 2011[152]	Capteurs RI à base de guide d'onde à CP	200	0.0014
Lei Zhanga and al. 2012 [153]	Capteurs RI à base de cavité L3 à CP	35	0.038
Hemant Sankar Dutta Suchandan Pal. 2013[8]	Biocapteurs RI à base de guide d'onde à CP	260	0.001
Notre travail 2015 (2D) [141]	biocapteur RI formé de deux guides d'ondes et une microcavité	425	0.001
Notre travail 2017 (Approximation de l'indice effectif – approche 3D)	biocapteur RI formé de deux guides d'ondes et une microcavité	530	0.001

Tableau IV. 2. Comparaison du biocapteur proposé avec différents designs à base des cristaux photoniques.

## IV.4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exposé des propositions de biocapteur RI à cristaux photoniques bidimensionnels, et plus particulièrement les CPs-2D membranaires, utilisant un réseau de trous d'air triangulaire percés dans une membrane Silicium sur une couche de SiO<sub>2</sub> à faible indice.

Le premier concept du biocapteur RI proposé est basé sur une cavité à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique. En premier lieu, nous avons présenté le principe d'ouverture de bandes interdites photoniques et la carte des bandes qui permet de sélectionner les paramètres du cristal et le type de structure à étudier dans le cadre de ce travail. Les paramètres du réseau triangulaire sont sélectionnés soigneusement pour ouvrir une large bande interdite à fin d'avoir une large plage de détection du biocapteur dans une gamme de fréquence souhaitée. L'introduire d'un défaut linéaire dans le cristal photonique bidimensionnel étudié, assure le confinement de la lumière dans une dimension et sa propagation dans l'autre dimension, ce qui constitue un guide d'onde permettant de traiter toute l'information sous forme lumineuse et de miniaturiser les circuits actuels. A l'aide des

simulations PWE et FDTD-2D, on observe clairement le guidage du cristal triangulaire proposé, le long du défaut  $W1^K A$  suivant la direction  $\Gamma K$ .

Nous avons ensuite analysé la structure proposée, en se basant sur les propriétés de la cavité et le nombre de trous défectifs. La cavité de cette structure donne un décalage de la longueur d'onde de résonance  $\lambda_0$  de 4.75nm pour une variation d'indice 0.01 (limite de détection  $LD=0.01$ ), ce qui correspond à une sensibilité de 475 nm/RIU. Dans la deuxième proposition nous avons tenté d'améliorer la sensibilité et la limite de détection par rapport à celle du premier design. Pour cela, nous avons proposé une nouvelle structure à base d'un couplage série entre deux guides  $W1^K A$  et une cavité. Notre première amélioration réside dans l'optimisation de la région sensible du biocapteur, seules les deux lignes de trous d'air localisés de chaque côté de la ligne du défaut qui sont modifiés. La longueur des deux guides d'onde est aussi optimisée pour avoir des valeurs élevées de la transmission et la sensibilité simultanément, Le nombre de trous entre la cavité et les guides d'ondes est choisi pour être égal à 1, 2, 3 et 4. Cette structure optimisée donne une meilleure sensibilité et transmission (73 à 84,4%). La sensibilité de ce concept du biocapteur RI peut atteindre 425 nm / RIU pour un shift d'indice  $\Delta n= 0.001$ .

Notre étude indique que les structures proposées sont très sensibles à la variation de l'indice de réfraction du liquide et détectent de très infimes quantités de substance à analyser.

Conclusion générale

## Conclusion générale

Les études menées depuis une dizaine d'années sur l'utilisation de cristaux photoniques (CPs) pour la réalisation de capteurs à lecture optique, ont montré qu'elles pouvaient offrir de nombreuses perspectives.

L'ensemble du travail présenté dans ce manuscrit constitue une contribution à l'étude et la conception de capteurs à base de cristaux photoniques bidimensionnels (CPs-2D) sur SOI. Les CPs sont très attrayants en tant que plate-forme de détection optofluidique car ils possèdent des vides naturels qui permettent l'infiltration de fluide. Pour cela, nous nous sommes particulièrement intéressés aux biocapteurs à indice de réfraction (RI). Pour la mesure d'indice de réfraction (RI), ces derniers ont été un sujet de recherche très captivant ces dernières années, et actuellement, de nouvelles technologies sont proposées. L'application des capteurs RI inclut les mesures de paramètres tels que : la température, l'humidité, la composition chimique, la détection d'ADN, des protéines, des cellules et des bactéries. Le CP dispose d'un large éventail de détection, ce qui le rend applicable dans une large gamme dynamique des mesures RI s'étendant de l'air jusqu'aux fluides très visqueux comme l'huile ou les polymères.

Nos travaux se résument donc à la conception des biocapteurs RI à base de cristaux photoniques bidimensionnels (CPs-2D) membranaires, utilisant un réseau de trous d'air triangulaire percés dans une membrane de Silicium sur une couche à faible indice de  $\text{SiO}_2$ . L'objectif visé est l'optimisation de la sensibilité et la limite de détection du biocapteur. Dans la première partie du travail, nous avons présenté les principes de base du formalisme des cristaux photoniques afin de comprendre comment ces objets agissent sur la lumière. Les CPs constituent un problème d'électromagnétisme compliqué dont la résolution nécessite souvent le développement de méthodes numériques pour prédire et comprendre les propriétés de ces structures. De nombreuses études se sont portées sur les structures bidimensionnelles qui sont plus facile à fabriquer. Nous avons notamment introduit les propriétés physiques et géométriques du cristal photonique ainsi que les différentes applications optiques (guidage, filtrage,...) qui résultant de ces matériaux. Dans la deuxième partie, l'état de l'art déjà effectué, nous a permis de contextualiser notre étude vis-à-vis les recherches actuelles sur la conception et la réalisation de biocapteurs à de cristaux photoniques, d'en souligner les

avantages, afin de mieux appréhender la conception des plateformes photoniques sensibles en Silicium.

L'outil de simulation utilisé au cours de ce travail, présenté dans la troisième partie, qui est parfaitement adapté à l'étude de structures à base des cristaux photoniques à deux dimensions, est la méthode FDTD et la méthode des ondes planes PWE. Ces deux méthodes sont basées sur la résolution directe des équations de Maxwell, en tenant compte des conditions de validité de la méthode 2D, permettant ainsi d'obtenir une réponse rigoureuse des structures étudiées. Les propriétés dispersives de ces matériaux artificiels sont souvent calculées en utilisant la méthode du développement en ondes planes. Ceci permet de tracer la relation de dispersion que l'on appelle diagramme de bandes. Les CPs peuvent présenter des gaps photoniques complets dans un plan où il existe un recouvrement entre les gaps TE et TM. En premier lieu, nous nous sommes intéressés aux structures sans défauts : structures carrées et triangulaires. Nous avons constaté que la structure triangulaire présente de meilleures performances en termes de transmission en mode de polarisation TM pour le réseau connecté et en mode TE pour le réseau déconnecté. Nous avons présenté également le principe de la carte des bandes interdites qui nous permet de sélectionner le paramètre du CP-2D étudié. Nous avons constaté que, lorsque les paramètres des CPs-2D sont correctement choisis, la propagation de la lumière peut être complètement inhibée dans de larges gammes spectrales souhaitées.

Dans la dernière partie, Deux concepts de biocapteur RI à CP ont également été proposés. La première proposition est basée sur une cavité à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique. En premier lieu, Les paramètres du réseau triangulaire sont soigneusement sélectionnés pour ouvrir une large bande interdite à fin d'avoir une large plage de détection du biocapteur dans une gamme de fréquence souhaitée. L'introduction d'un défaut linéaire dans le cristal photonique bidimensionnel étudié, permet un confinement de la lumière dans une dimension et une propagation libre dans l'autre dimension, ce qui constitue un guide d'onde permettant de traiter toute l'information sous forme lumineuse et de miniaturiser les circuits actuels. A l'aide des simulations PWE et FDTD-2D, nous avons observé clairement, que le guidage le long du défaut  $W1^K A$  est réalisé suivant la direction  $\Gamma K$  du cristal triangulaire proposé. L'introduction d'un autre défaut au centre du guide par la modulation locale du défaut linéique, permet de piéger une partie de la lumière guidée, ce qui donne une diminution de la transmission de modes dans le guide  $W1^K A$ . L'analyse spectrale du signal transmis à travers ce guide, fait apparaître un creux de transmission qui coïncide

spectralement avec le mode résonant de cavité. Ce mode résonant se déplace en présence d'un liquide dans les trous d'air (élément à analyser). Ensuite, en utilisant les propriétés de la cavité et le nombre de trous défectifs, nous avons analysé la structure proposée. La cavité de cette structure donne un décalage de la longueur d'onde de résonance de 4.75nm pour une variation d'indice de 0.01 (limite de détection DL=0.01), ce qui correspond à une sensibilité de 475 nm/RIU.

Dans la deuxième proposition, et dans le but d'améliorer la sensibilité et la limite de détection par rapport à celle du premier design, nous avons proposé une nouvelle structure à base d'un couplage entre deux guides  $W1^K A$  et une cavité en série. Les biocapteurs CPs à base de guide à cavité couplé CCWG (Coupled Cavities Wave Guide) offrent plusieurs avantages en termes de haute sensibilité et de facteur de qualité Q élevé, la possibilité de multianalytes et des systèmes compacts de détection ainsi que la capacité à détecter de petites quantités d'analyte et des échantillons à faible concentration.

Pour la conception d'un biocapteur RI à haute sensibilité, une optimisation de la structure de référence est menée en vue d'améliorer la transmission et la sensibilité. En effet, notre première modification a porté sur l'optimisation de la région sensible du biocapteur, seulement les deux lignes des trous d'air localisés de chaque côté de la ligne du défaut ont été modifiés. Aussi, la longueur des deux guides d'onde est optimisée pour atteindre les valeurs élevées de la transmission et la sensibilité simultanément, donc le nombre de trous entre la cavité et les guides d'ondes est choisi pour être égal à 1, 2, 3 et 4. Cette structure ainsi optimisée donne une meilleure sensibilité et une transmission entre 73 à 84,4%. La sensibilité de ce biocapteur RI a atteint la valeur de 425nm/RIU pour un shift d'indice de  $\Delta n = 0.001$ . Comme exemple d'application, nous avons exploité la structure finale : capteur de température, montrant une sensibilité de 84 pm/°C sur un intervalle qui varie de 20 à 90°C.

Afin de valider nos résultats et de simplifier les calculs nécessaires pour FDTD-3D en FDTD-2D, ce CP est remplacé par un système 2D, se comportant comme un matériau homogène. Il est décrit par un indice effectif pour une polarisation d'intérêt du mode guidé dans une membrane de silicium d'épaisseur  $h$  sur une couche de silice ( $SiO_2$ ). Cette couche de  $SiO_2$  à faible indice se trouvant sous la membrane en Si à indice élevé, contribue à confiner la lumière à l'intérieur du noyau de cavité, empêchant ainsi les pertes optiques dans le substrat inférieur. Le confinement de la lumière dans la direction verticale est alors assuré par réflexion interne totale. La transmission calculée avec cette approche 3D, a diminué de 20%

par rapport à celle de 2D, elle varie entre 40% et 68%. Cependant, une sensibilité de 530nm/RIU est obtenue pour une variation d'indice de 0.001 RIU.

Cette amélioration est susceptible d'intérêt pour les applications des biocapteurs où, par exemple, les réactions biochimiques sont contrôlées en mesurant les faibles changements d'indice de réfraction dans des milieux réactionnels.

D'après les résultats obtenus, les structures proposées dans ce travail constituent une plateforme prometteuse pour les applications de biodétection. De ces résultats, il est donc possible de dégager quelques perspectives intéressantes. L'étude et la simulation de biocapteurs photoniques à base de cavité plasmonique, pourrait être envisagée. Le couplage de l'effet plasmonique à une cavité photonique permet d'améliorer les performances des biocapteurs, une très haute sensibilité de la technique SPR (la résonance de plasmons de surface) dans la configuration très compacte CP peut être obtenue, par rapport aux modes plasmoniques classiques.

# Bibliographie

- [1] E. Yablonovitch, « Photonic band-gap crystals », *J. Phys: Condensed Matter*, Vol 5 N°16, pp. 2443-2460, 1993.
- [2] P. C. Lacaze, « Les nanotechnologies : Concepts et applications », Lavoisier, pp 113-114, 2013.
- [3] Wonjoo Suh, M. F. Yanik, Olav Solgaard, and Shanhui Fan, « Displacement-sensitive photonic crystal structures based on guided resonance in photonic crystal slabs », *Appl.Phys. Lett*, Vol 82, N°13, pp 1999- 2001, 2003.
- [4] H. Kurt and D. S. Citrin, « Photonic crystals for biochemical sensing in the terahertz region », *Appl. Phys. Lett.* Vol 87, N° 4, 041108, 2005.
- [5] M. H. Nguyen, M. Lee, F. G. Tseng, « Study of photonic crystal cavities for biosensors», 10th IEEE the International Conference on Nanotechnology, Seoul, Korea. p. 786–789, 2010.
- [6] M. Loncar, A. Scherer, Y. Qiu, « Photonic crystal laser sources for chemical detection», *Appl. Phys. Lett*, Vol 82, N° 26, pp 4648–4650, 2003.
- [7] Nina Skivesen, Amélie Têtu, Martin Kristensen, Jorgen Kjems, Lars H. Frandsen, and Peter I. Borel. « Photonic-crystal waveguide biosensor », *Opt. Express*, Vol 15, N°6, pp 4648-4650, March 2007.
- [8] H. S. Dutta, S. Pal, « Design of a highly sensitive photonic crystal waveguide platform for refractive index based biosensing », *Opt. Quantum. Electron*, Vol 45, N° 9, pp 907–917. 2013.
- [9] J. Topolancik, P. Bhattacharya, J. Sabarinathan, P. C. Yu, « Fluid detection with photonic crystal-based multichannel waveguides », *Appl. Phys. Lett*, Vol 82, N° 8, pp1143–1145, 2003.
- [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, N° 6, pp 1725-1731, 2008.
- [11] L. A. Shiramin, R. Kheradmand, and A. Abbasi, « High-Sensitive Double-Hole Defect Refractive Index Sensor Based on 2-D Photonic Crystal », *IEEE. Sens. J*, Vol 13, N°5, pp 1483 – 1486, MAY 2013.

- [12] S. Najafgholinezhad, S. Olyaei, « A photonic crystal biosensor with temperature dependency investigation of micro-cavity resonator », *Optik* 125, N° 21, pp 6562–6565, 2014.
- [13] A. B. LijunHuang, A .B. HuipingTian, A. JianZhou, A. QiLiu, A. PanZhang, J. A. Yuefeng « Label-free optical sensor by designing a high-Q photonic crystalring–slotstructure », *Opt. Commun.* Vol 335, N°15, pp 73–77, 2015.
- [14] E. Yablonovitch, « Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics », *Phys. Rev. Lett.*, Vol 58, N° 20, pp 2059-2062, 1987.
- [15] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, and J. N. Winn, « Photonic crystals: Molding the FLOW of light», Princeton Univ. Press, 1995.
- [16] Z. Jian, Y. Xindi, L. Yizhou, H. Xinhua, X. Chun, W. Xingjun, L. Xiaohan, and F. Rongtang « Coloration strategies in peacock feathers », *Proceedings of the National Academy of Sciences*, Vol 100, N° 22, pp 12576-12578, 2003.
- [17] Yohan Desieres , « conception et études optiques des composants micro photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bandes interdite de photon », thèse de doctorat n°01-0081, Institut national des sciences appliquées de lyon, décembre 2001.
- [18] T.E. Sale, « Vertical cavity surface emitting lasers », Research Studies Press, Taunton, Somerset, England, 1995.
- [19] Y. Benachour, « Optimisation de cristaux photoniques pour l'optique non linéaire», Thèse de Doctorat n.8997, Université de Paris Sud XI, Orsay, 2008.
- [20] K. Sakoda, « Optical Properties of Photonic Crystals», Springer, Berlin, Springer Series in Optical Sciences, Vol 80, pp 253, 2001.
- [21] B. Lombardet, « Étude et réalisation des cristaux photoniques pour l'optique intégrées », Thèse de doctorat n°3254, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 2005.
- [22] R. Zengerle. « Light propagation in singly and doubly periodic planar waveguides », *J. Mod. Opt.* Vol 34, N°12, pp1589–1617, 1987.
- [23] S. John. « Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices », *Phys. Rev. Lett.* Vol 58, N° 23, pp 2486–2489, 1987.
- [24] E. Yablonovitch, T.J. Gmitter, R.D. Meade, A.M. Rappe, K. D. Brommer, and J. Joannopoulos. « Donor and acceptor modes in photonic band structure », *Phys. Rev. Lett.*, Vol 67, N° 24, pp 3380–3383, 1991.
- [25] G. Kiriakidis and N. Katsarakis. « Fabrication of 2-d and 3-d pbg crystals in the ghz and thz regions», *Mater. Phys. Mech.* Vol 1, pp 20-26, 2000.
- [26] 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.
- [27] Y. Merle, « Etude de la dispersion électronique dans les matériaux périodiques diélectriques bidimensionnels », Thèse de doctorat n°47-2003, Université de limoges, Novembre 2003.

- [28] P.R. Villeneuve, M. Piche, « Photonic band gap in two-dimensional square lattices: Square and Circular rods », *Phys. Rev. B*, Vol 46, N°8, pp. 4673 1992.
- [29] M. Plihal, A.A. Maradudin, « Photonic band structure of two-dimensional systems: The triangular lattice », *Phys. Rev. B*, Vol.44, N°16, pp 8565-8571, October 1991.
- [30] A. Benmerkhi, « Optimisation du confinement de la lumière dans des cavités a cristaux photoniques », Thèse de doctorat, Université Mentouri – Constantine, 2012.
- [31] D. Felbacq, E. Centeno, « Theory of diffraction for 2D photonic crystals with a boundary », *Opt. Commun.*, Vol199, N° 4 pp. 39-45, 2001.
- [32] D. BERNIER , « Propriétés 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.
- [33] S. G. Johnson, P. R. Villeneuve, S. Fan, and J. D. Joannopoulos, « Linear waveguides in photonic-crystal slabs », *Phys. Rev. B*, Vol 62, N°12, pp 8212-8220, 2000.
- [34] Temelkuran, E. Ozbay, « Experimental demonstration of photonic crystal based waveguides », *Appl. Phys. Lett.*, Vol 74, N°4, pp 486-488, 1999.
- [35] S.W. Leonard, M.H. Vandriel, A. Birner, U. Gosele, P.R. Villeneuve, « Single-mode transmission in two-dimensional macroporous silicon photonic crystal waveguides », *Opt. Lett.*, Vol. 25, N°20, pp 1550-1552, 2000.
- [36] A. Mekis, J. C. Chen, I.Kurland, S.Fan, P. R. Villeneuve , J. D. Joannopoulos, « High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides », *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 77, N°18, pp 3787-3790, 1996.
- [37] 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.
- [38] R. C. McPhedran, 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, N° 4, pp 241-244, 2001.
- [39] 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.
- [40] J.M. Lourtioz, D. Maystre, H. Benisty, V. Berger, J. M. Gerard, A. Tchelnokov, « Le cristaux photoniques ou la lumière en cage », GET et Lavoisier, Paris, 2003.
- [41] H. Rigneault, « la nanophotonique » GET et Lavoisier, Paris, 2005.
- [42] O. Levy, B.Z. Steinberg, A. Boag, S. Krylov, I. Goldfarb, « Mechanical tuning of two-dimensional photonic crystal cavity by micro Electro mechanical flexures », *Sens. and Act. A.*, Vol 139, N° 1-2, pp 47–52. 2007
- [43] P.Pottier, C. Seassal, X. Letartre, J.L. Leclercq, P. Victorovitch, D. Cassagne et C. Jouanin « Triangular and Hexagonal High Q-Factor 2-D Photonic Bandgap Cavities on III-V Suspended Membranes », *IEEE J. Lightwave Technol.* Vol 17, N° 11, pp 2058 – 2062, 1999.

- [44] C. Grillet, « Microcomposants optiques à base de cristaux photoniques bidimensionnels pour l'optique intégrée », Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2003.
- [45] B. S. Song, S. Noda, T. Asano, et Y. Akahane, « Ultra-high Q photonic double-heterostructure nanocavity », *Nat. Mat.*, Vol 4, N°3, pp 207–210, 2005.
- [46] E. Weidner, S. Combrie, Q. V. Tran, A. De Rossi, J. Nagle, S. Cassette, A. Talneau, et H. Benisty, « Achievement of ultrahigh quality factors in GaAs photonic crystal membrane nanocavity », *Appl. Phys. Lett.*, vol.89, N° 22, p. 221104, 2006.
- [47] E. Kuramochi, M. Notomi, S. Mitsugi, A. Shinya, T. Tanabe, et T. Watanabe, « Ultrahigh-Q photonic crystal nanocavities realized by the local width modulation of line effect », *Appl. Phys. Lett.*, Vol.88, N° 4, pp 041112-041113, 2006.
- [48] S. Combrie, A. De Rossi, Q. V. Tran, et H. Benisty, « GaAs photonic crystal cavity with ultrahigh Q: microwatt non linearity at 1.55 $\mu\text{m}$  », *Opt. Lett.*, Vol.33, N°16, pp1908–1910, 2008.
- [49] C.J.M. Smith, H. Benisty, D. Labilloy, U. Oesterle, R. Houdré, T.F. Krauss, R.M. De La Rue and C. Weisbuch, « Near-infrared microcavities confined by two-dimensional photonic crystals », *Elec. Lett.*, Vol. 35, N° 3, pp 228-230, 1999.
- [50] P. R. Villeneuve, S. Fan, et J. D. Joannopoulos, « Microcavities in photonic crystals: mode symmetry, tunability and coupling efficiency », *Phys. Rev. B.*, Vol. 54, N° 11, pp 7837- 7842, 1996.
- [51] R. K. Lee, O. J. Painter, B. D'Urso, A. Scherer, et A. Yariv, « Measurement of spontaneous emission from a two-dimensional photonic band gap defined microcavity at near infrared wavelengths », *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 74, N° 11, pp 1522-1524, 1999.
- [52] O. Painter, J. Vuckovic, et A. Scherer, « Defect modes of a two dimensional photonic crystal in an optically thin dielectric slab », *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 16, N° 2, pp 275-285, 1999.
- [53] J. J. Bonnefois . « Modelisation d'effets non lineaires dans les cristaux photoniques, application a la limitation optique », Thèse de doctorat, université de Nanterre - Paris X, 2006.
- [54] S. Noda, A. Chutinan et M. Imada, « Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap structure », *Nature*, vol. 407, N° 6804, pp 608-610, 2000.
- [55] T. Yoshie, J. Vuckovic, A. Scherer, H. Chen, et D. Deppe, « High-Quality Slab photonic crystals slab cavities », *Appl. Phys. Lett.*, vol.79, N° 26, pp 4289-4291, 2001.
- [56] J. Foresi, « Optical confinement and light guiding in high dielectric contrast materials systems », thèse de doctorat : Massachusetts institute of technology, Etats Unis., pp 105 1997.
- [57] R.L. Smith, S.D. Collins, « Porous silicon formation mechanisms », *J. Appl. Phys.* Vol 71, N° 8, pp 1-22, 1992.
- [58] J.C. Vial, J. Dierren, « Beyond quasicrystals », Les Houches, France, Springer, Berlin, 1994.

- [59] U. Gruning, V. Lehmann, S. Ottow, K. Bush, « Macroporous silicon with a complete two-dimensional photonic band gap centered at 5  $\mu\text{m}$  », *Appl. Phys. Lett.* Vol 68, N° 8, pp 747-749, 1996.
- [60] S. Ottow, V. Lehmann, H. Föll, « Processing of three-dimensional microstructures using macroporous n-type silicon », *J. Electrochem. Soc.* 143, pp 385-390, 1996.
- [61] M. Galli, M. Agio, L. C. Andreani, M. Belotti, G. Guizzetti, F. Marabelli, M. Patrini, P. Bettotti, L. Dal Negro, Z. Gaburro, L. Pavesi, A. Lui, and P. « Bellutti: Spectroscopy of photonic bands in macroporous silicon photonic crystals », *Phys. Rev. B*, 65, 11311, 2002.
- [62] M. Patrini, M. Galli, M. Belotti, L.C. Andreani, G. Guizzetti, G. Pucher, A. Lui, P. Bellutti, L. Pavesi, « Optical response of one-dimensional  $(\text{Si}/\text{SiO}_2)_m$  photonic crystals », *J. Appl. Phys.*, 92, 4, pp 1816-1820, 2002.
- [63] G. Pucker, P. Bellutti, C. Spinella, K. Gatterer, M. Cazzanelli, L. Pavesi, « Room temperature luminescence from  $(\text{Si}/\text{SiO}_2)_n$  ( $n=1, 2, 3$ ) multilayers grown in an industrial low-pressure chemical vapor deposition reactor », *J. Appl. Phys.* 88, pp 6044-6051, 2002.
- [64] F. Cerrina, C. Marrian, « A path to nanolithography On Industrial », *Appl. Of Synchr. Rad.*, 14-29 mars, 1996.
- [65] *Plasma Technology in VLSI production*, Einspruk, Brown (Eds.), NY, 1990.
- [66] M.E. Lin, G. Koley, W. Liu, D. Biswas, « Optimized Planning and Operation of High Volume GaAs Epi-Wafer Manufacturing Facility », *GaAs Mantech*, 1999.
- [67] 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 », *St. Electr.* 42, pp 627-635, 1998.
- [68] 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.
- [69] R.M. De La Rue, A. Ribayrol, D. Coquillat, S.K. Murad, C.J.M. Smith, C.D.W. Wilkinson, O. Briot *Contemporary Photonic Technologies CPT'98*, January 12-14, Tokyo, Japan.1998.
- [70] G. Asch, « Les capteurs en instrumentation industrielle », Edition 4, Publié par Dunod, , pp 816, 1993.
- [71] F. bougriou, « Etude theorique des materiaux a bandes Interdites photoniques bidimensionnels : Applications dans le domaine du guidage Optique et la detection », thèse de doctorat Universite Constantine 1,16 décembre 2013.
- [72] N. Lagakos, J. H. Cole, J. A. Bucaro, « Microbend fiber-optic sensor », *Appl. Opt.*, vol. 26, n°11, pp. 2171-2180, 1987.
- [73] Y. Zhou, P. K. Rastogi, « Fourier decomposition method for mode characterization in metal-clad fiber with complex index Profil », *Opt. Commun.*, vol. 237, pp. 325-332, 2004
- [74] W. Yunming, D. Jingcao, Z. Mingde, S. Xiaohan, « Theoretical and experimental study on multimode optical fiber grating », *Opt. Commun.*, vol. 250, pp. 54-62, 2005.

- [75] D. Inaudi, S. Vurpillot, S. Lloret, « In-line coherence multiplexing of displacement sensors: a fiber optic extensometer », Proceedings of SPIE 'Smart Structures and Materials', San Diego, USA, 1996.
- [76] R. Suardet, « Physique Ondulatoire », Ed. Tech. & Doc. Lavoisier, 1998.
- [77] V. V. Ivanov, V. A. Markelov, M. A. Novikov, S. S. Ustavshchikov, « Differential low-coherence interferometry for in-situ diagnostics of transparent structures », Tech. Phys. Lett., vol. 30, n°5, pp. 389-391, 2004.
- [78] S.Y. Wu, H.P. Ho, W. C. Law, C. Lin and S.K. Kong, « Highly sensitive differential phase-sensitive surface plasmon resonance biosensor based on the Mach-Zehnder configuration », Opt. Lett., Vol. 29, Issue 20, pp. 2378-2380, 2004.
- [79] A.-F. Obaton, J. Dubard, « New optical reference standard in the field of biology: Interrogation of microresonator based biosensor with a Phase Sensitive-Optical Low Coherence Interferometer », Proceedings of SPIE, vol. 8073, 2011.
- [80] S. Sumida, S. Okazaki, S. Asakura, H. Nakagawa, H. Murayama et T. Hasegawa, « Distributed hydrogen determination with fiber-optic sensor », Sens. Act. B, 108 ; pp 508–514, 2005.
- [81] O. S. Wolfbeis, « Fiber-Optic Chemical Sensors and Biosensors », Anal. Chem., 76 ; 3269–3284, 2004.
- [82] N. Moll, « Étude et réalisation d'un système immunocapteurs à ondes de Love : application à la détection de toxines, de virus ou de bactéries », these du doctorat, l'université bordeaux 1, 29 juin 2007.
- [83] Y. Bae, B.-K. Oh, W. Lee, W. Lee et J.-W. Choi, « Immunosensor for detection of legionella pneumophila based on imaging ellipsometry », Materials Science and Engineering C, 24, pp 61–64, 2004.
- [84] K. Matsubara, S. Kawata, and S. Minami, « Multilayer system for a high-precision surface plasmon resonance sensor », Opt. Lett., 15(1), pp 75–77, Jan 1990.
- [85] A. K. Sharma, R. Jha, and B. D. Gupta. « Fiber-optic sensors based on surface plasmon resonance : a comprehensive review », IEEE Sens. J., 7(8) pp 1118–1129, 2007.
- [86] G. Xiao and W.J.Bock. « Photonic Sensing: Principles and Applications for Safety and Security Monitoring », John Wiley and Sons Ltd, ID: 2174059, pp 336, 2012.
- [87] 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, 10 pp 281–290, 2010.
- [88] 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.
- [89] 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., 44(0), pp 229–234, June 2013.

- [90] S.C. Buswell, V.A. Wright, J.M. Buriak, V. Van, and S. Evoy. « Specific detection of proteins using photonic crystal waveguides », *Opt. Exp.*, 16(20), pp 15949–15957, 2008.
- [91] M.G. Scullion, A. Di Falco, and T.F. Krauss. « Slotted photonic crystal cavities with integrated microfluidics for biosensing applications », *Biosens. Bioelectron.*, 27(1), 101–105, 2011.
- [92] M. R. Lee and P. M. Fauchet. « Two-dimensional silicon photonic crystal based biosensing platform for protein detection », *Opt. exp.*, 15(8), pp 4530–4535, 2007.
- [93] T. Stomeo, M. Grande, A. Qualtieri, A. Passaseo, A. Salhi, M.Vittorio. « Fabrication of force sensors based on two-dimensional photonic crystal technology », *Microelectronic Engineering*, 2007, Vol. 84, issue 5-8, pp 1450-1453, 2007.
- [94] T.M. Geppert, S.L. Schweizer, J. Schilling, C. Jamois, A.v. Rhein, D. Pergande, R. Glatthaar, P. Hahn, A. Feisst, A. Lambrecht, and R. B. Wehrspohn, « Photonic crystal gas sensors », *Proceedings of SPIE* , Vol. 5511, 2004.
- [95] Benedetto Troia, Antonia Paolicelli, Francesco De Leonardis and Vittorio M. N. Passaro « Photonic Crystals for Optical Sensing: A Review », chapter book, *Advances in Photonic Crystals*, pp242-287, 2013
- [96] B.T. Cunningham, B. Lin, J. Qiu, P. Li, J. Pepper, and B. Hugh. « A plastic colorimetric resonant optical biosensor for multiparallel detection of label-free biochemical interactions », *Sens. Act. B.*, 85(3), pp 219–226, 2002.
- [97] E. Chow, A. Grot, L. W. Mirkarimi, M. Sigalas, and G. Girolami. « Ultracompact biochemical sensor built with two-dimensional photonic crystal microcavity », *Opt. Lett.*, 29(10), pp 1093, May 2004.
- [98] H. Lin, Z. Yi, and J. Hu, « Double resonance 1-d photonic crystal cavities for single-molecule mid-infrared photothermal spectroscopy : theory and design », *Opt. Lett.*, 37(8), pp 1304–1306, 2012.
- [99] A. Di Falco, L. O’Faolain, and T. F. Krauss, « Chemical sensing in slotted photonic crystal heterostructure cavities », *Appl. Phys. Lett.*, 94(6), 2009.
- [100] H. Lin, Z. Yi, & J. Hu, « Double resonance 1-D photonic crystal cavities for singlemolecule mid-infrared photothermal spectroscopy: theory and design », *Opt. Lett.*, 37(8), pp 1304-1306, 2012.
- [101] J. Q. Yao, & Y. Z. Yu, « *Optoelectronic Technology* », Higher Education Press, 2006.
- [102] Y. Liu, & H.W.M. Salemink, « Photonic crystal-based all-optical on-chip sensor », *Opt. Exp.*, 20(18), pp 19912-19920, 2012.
- [103] T. Tanabe, M. Notomi, and E. Kuramochi, « Measurement of ultra-high-Q photonic crystal nanocavity using single-sideband frequency modulator », *Electron. Lett.* 43(3), pp 187–188, 2007.
- [104] Y. Akahane, T. Asano, B. S. Song, and S. Noda, « Fine-tuned high-Q photonic-crystal nanocavity », *Opt. Exp.*, 13(4), pp 1202–1214, 2005.
- [105] T. Asano, B. S. Song, and S. Noda, « Analysis of the experimental Q factors (~1 million) of photonic crystal nanocavities », *Opt. Exp.*, 14(5), pp 1996–2002, 2006.

- [106] D. F. Dorfner, T. Hürlimann, T. Zabel, L. H. Frandsen, G. Abstreiter et al. « Silicon photonic crystal nanostructures for refractive index sensing », *Appl. Phys. Lett.* 93, 181103, 2008.
- [107] D. Yang, H. Tian, & Y. Ji, « Nanoscale photonic crystal sensor arrays on monolithic substrates using side-coupled resonant cavity arrays », *Opt. Exp.*, 19(21), pp 20023-20034, 2011.
- [108] J.G. Rupérez, V. Toccafondo, M. J. Bañuls, A. Griol, J. G. Castelló, S. Peransi-Lopis, & A. Maquieira, « Single strand DNA hybridization sensing using photonic crystal waveguide based sensor», 7th IEEE International Conference on Group IV Photonics, 978-1-4244-6346-6, pp 180-182. September 2010.
- [109] F. Bougriou, T. Bouchemat, M. Bouchemat, & N. Paraire, « High sensitivity of sensors based on two-dimensional photonic crystal », *Electronics, Communications and Photonics Conference (SIEPCP)*, 2011 Saudi International. 978-1-4577-0069-9, pp 1-4. April 2011.
- [110] K. M. Ho, C. T. Chan and C. M. Soukoulis, « Existence of a Photonic Gap in Periodic Dielectric Structures », *Phys. Rev. Lett.* 65, 3152, 1990.
- [111] K. S. Yee, « Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media », *IEEE Trans. Ant. Prop.*, 14, 302, 1966.
- [112] L. Oyhénart, « modélisation, réalisation et caractérisation de cristaux photoniques tridimensionnels en vue d'applications à la compatibilité électromagnétique », thèse de doctorat, N° 3114, l'université bordeaux I école doctorale des sciences physiques et de l'ingénieur, 2005.
- [113] S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, et L. A. Kolodziejski, « Guided modes in photonic crystal slabs », *Phys. Rev. B*, vol. 60, pp. 5751-5758, 1999.
- [114] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, and J.D. Joannopoulos, « Existence of a photonic band gap in two dimensions », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 61, no. 4, pp. 495-497, 1992.
- [115] H. S. Sözüer and J. W. Haus, « Photonic bands: Convergence problems with the planewave method », *Phys. Rev. B*, vol. 45, no. 24, pp 13962-13972, 1992.
- [116] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, « Photonic Crystals: The Road from Theory to Practice », Boston, MA: Kluwer Academic Publishers, 2002.
- [117] J. M. Lourtioz, « Cristaux photoniques et gaps de photons – Aspects fondamentaux », *Techniques de l'Ingénieur*, AF 3 710, 07/2004.
- [118] M.Grillet, « cristaux photoniques et intégration photonique », Thèse de doctorat de l'université de Lyon, 2003.
- [119] A. Taflove, M.e. brodwin « Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell's equations », *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 23, n°8, août 1975.
- [120] B. Enquist, A. Majda, « Absorbing boundary conditions for the numerical simulation of waves », *.Math.Comput.*, vol. 31, pp 629-651, 1977.
- [121] G. Mur, « Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic field equations », *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 23, pp 377-382, 1981.

- [122] J. P. Berenger, « A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves », *J. Computational. Physics.* , vol.114, N°2, pp 185-200, 1994.
- [123] RSoft Design Group, Inc, « BandSolve 4.1 User Guide », license 16847214, 1999-2008.
- [124] RSoft Design Group, Inc, « FullWAVE 6.1 User Guide », license 16847214, 1999-2008.
- [125] Z. Zhang and M. Qiu, « Small-volume waveguide-section high Q microcavities in 2D photonic crystal slabs», *Opt. Express* 12, pp 3988, 2004.
- [126] U. Bog, C. L. C. Smith and M. W. Lee, « High-Q microfluidic cavities in silicon-based two-dimensional photonic crystal structures », *Opt. Lett.* 33, pp 2206, 2008.
- [127] 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* 16, 20, 2008.
- [128] 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* 17, 146, 2011.
- [129] R. Coccioli, M. Boroditsky, K.W. KIM, Y. Rahmat-Samii, E. Yablonovitch, « Smallest possible electromagnetic mode volume in a dielectric cavity », *IEEE Proceedings optoelectronics*, vol. 145, n° 6, 1998.
- [130] T. Takasumi, M. Notomi, E. Kuramochi, A. Shinya & H. Taniyama , « Trapping and delaying photons for one nanosecond in an ultrasmall high-Q photonic-crystal nanocavity», *Nature Photonics* 1, pp 49 - 52, 2007.
- [131] I. Bayn & J. Salzman, « Ultra high-Q photonic crystal nanocavity design: The effect of a low- $\epsilon$  slab material », *Opt Exp Vol. 16, Issue 7*, pp. 4972-4980, 2008.
- [132] A. Harhouz, A. Hocini, B. Palpant, « Modelling ' and analysis of the sensitivity in 2D photonic crystal tapered microcavity », *Games of Light with Meta-Molecules: Communicating, Sensing and Imaging , GLEAM' 15, PARIS , 1et 2 Juin 2015.*
- [133] A. Yariv, Y. Xu, R. K. Lee et A. Scherer, « Coupled-resonator optical waveguide: a proposal and analysis », *Optics Letters*, vol. 24, n° 11, pp. 711-713, 1999.
- [134] N. Stefanou et A. Modinos, « Impurity bands in photonic insulators », *Phys. Rev. B*, vol. 57, n° 19, pp. 12127–12133, 1998.
- [135] M. Bayindir, B. Temelkuran et E. Ozbay, « Propagation of photons by hopping: A waveguiding mechanism through localized coupled cavities in threedimensional photonic crystals », *Phys. Rev. B*, vol. 61, n° 18, pp. 11855–11858, 2000.
- [136] S. Lan, S. Nishikawa, H. Ishikawa et O. Wada, « Design of impurity bandbased photonic crystal waveguides and delay lines for ultrashort optical pulses », *J. Appl. Phys.*, vol. 90, n° 9, pp. 4321-4327, 2001.
- [137] K. Hosomi et T. Katsuyama, « A dispersion compensator using coupled defects in a photonic crystal», *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 38, n° 7, pp. 825 – 829, 2002.

- [138] A. Martinez, A. Griol, P. Sanchis et J. Marti, « Mach Zehnder interferometer employing coupled-resonator optical waveguides », *Opt. Lett.*, vol. 28, n° 6, pp. 405-407, 2003.
- [139] S. Mookherjea et A. Yariv, « Coupled resonator optical waveguides », *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 8, n° 3, pp. 448 – 456, 2002.
- [140] Y. Xu, R. K. Lee et A. Yariv, « Adiabatic coupling between conventional dielectric waveguides and waveguides with discrete translational symmetry », *Opt.Lett.*, , vol. 25, n° 10, pp. 755-757, 2000.
- [141] 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, No. 5, 659–667, 2015.
- [142] H. Badaoui, M.Feham, et M.Abri, « Photonic-Crystal Band-pass Resonant Filters Design Using the Two-dimensional FDTD Method », *IJCSI International Journal of Computer Science Issues*, vol. 8, pp. 127-132, 2011.
- [143] A. Hocini; A. Harhouz, "Modeling and analysis of the temperature sensitivity in two-dimensional photonic crystal microcavity," *J. Nanophoton.* 10(1), 016007 2016.
- [144] F.Bougriou, T.bouchemat, M.Bouchemat, S.Laval, N.Paraire, « Optimization of two dimensional photonic crystal waveguides », *The International Conference For Nanotechnology Industries*, King Abdullah institute for Nanotechnology, Riyadh (Arabie saoudite), 5-7 avril, 2009.
- [145] J. B. Hawkes and R. W. Asterhimer, « Temperature coefficient of the refractive index of water », *J. Opt. Soc. Am.* 38(9), 804–806, 1948.
- [146] D. K. Schroder, R. N. Thomos, and J. C. Swartz, « Free carrier absorption in silicon », *IEEE Trans. Electron Devices* 25(2), 254–261, 1978.
- [147] D. E. Aspnes, J. B. Theeten, et F. Hottier, « Investigation of effective-medium models of microscopic surface roughness by spectroscopic ellipsometry », *Phys. Rev. B*, vol. 20, pp. 3292–3302, 1979.
- [148] W. Stork, N. Streibl, H. Haidner, et P. Kipfer, « Artificial distributed-index media fabricated by zero-order gratings », *Opt. Lett.*, vol. 16, p. 1921, 1991.
- [149] P. Lalanne et D. Lemercier-Lalanne, «Depth dependence of the effective properties of subwavelength gratings », *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 14, pp. 450–458, 1997.
- [150] M. Nevière et E. Popov, « Light Propagation in periodic media : Differential theory and Design », *Marcel Dekker*, New York-Basel, 1991.
- [151] S. M. Rytov, « Electromagnetic properties of a finely stratified medium », *Sov. Phys. JETP* 2, vol. 2, pp. 466–475, 1956.
- [152] Shruti, K. R. Sinha, and R. Bhattacharyya, « Photonic crystal slab waveguide-based infiltrated liquid sensors: design and analysis », *J. Nanophoton.* 053505-1 Vol. 5, 2011.
- [153] L. Zhanga, T. Cao, Z. G. Li, K. R. Qin and W. P Yan, « Study of photonic crystal cavity sensor integrated with microfluidic channel in the visible region. *Proceedings* », *Advanced sensor systems and applications*; 85610A, pp 1–7. 2012.

# Publications et travaux réalisés

## *Publications*

- A. Hocini; A. **Harhouz**, "Modeling and analysis of the temperature sensitivity in two-dimensional photonic crystal microcavity," *J. Nanophoton.* **10**(1), 016007 (2016). doi: 10.1117/1.JNP.10.016007
- A. **Harhouz**, A. Hocini, "Design of high-sensitive biosensor based on cavity-waveguides coupling in 2D photonic crystal", *Journal of Electromagnetic Waves and Applications* Publication date - 06 Mar 2015; Vol. 29, No. 5, 659–667
- A. **Harhouz**, A. Hocini, "Design of High Sensitive Optical Sensor for Seawater Salinity", *ENEFM2014*, DOI 10.1007/978-3-319-16901-9\_27 Springer Proceed pp : 219-222 ;
- T. Zouache, A. Hocini, A. **Harhouz**," Design of Pressure Sensor Based on Two Dimensional Photonic Crystal", *ACTA PHYSICA POLONICA A*,vol(131), 68- 70, 2017

## *Communications Internationales*

- A. **Harhouz**, A. Hocini, B. Palpant, "Modelling ' and analysis of the sensitivity in 2D photonic crystal tapered microcavity" *Games of Light with Meta-Molecules: Communicating, Sensing and Imaging*, GLEAM' 15, PARIS, 1et 2 Juin 2015.
- A. **Harhouz**, A. Hocini, "Design of High sensitive optical Sensor for Seawater Salinity" *2nd International Congress on Energy Efficiency and Energy Related Materials (ENEFM)*, Oludeniz, Fethiye / Mugla-TURKEY; 16-19/10/2014.
- T. Zouache, A. Hocini, A. **Harhouz**," Design of Pressure Sensor Based on Two Dimensional Photonic Crystal", *6th International Advances in Applied Physics and Materials Science Congress & Exhibition. APMAS 2016*, 1-3 juin 2016. Istanbul, Turkey

## *Communications Nationales*

- A. **Harhouz**, A. Hocini, "Refractive index sensing utilizing a microcavity-waveguides coupling in 2D photonic crystal" *the first national conference on electronics and new technologies NCENT'2015*, May 19-20, M'sila, Algeria.

---

**Thèse de doctorat : Contribution à l'étude et la conception des capteurs à base de cristaux photoniques**  
**Présentée par : HARHOUZ Ahlam**  
**Encadrée par : HOCINI Abdesselam**

---

**Abstract**

Photonic crystals (PhCs) are artificial structures carried out for the purpose of opening a band gap in different directions, in this band there appears a frequency range for which the light cannot propagate, the opening of a band gap is due to the periodic variation of the dielectric index on the wavelength scale, this variation can be one-dimensional, two-dimensional or three-dimensional. These properties make photonic crystals interesting for many applications in integrated optics. Potential applications of photonic band gap materials are many and varied: production of resonant cavities of very small size, waveguides, turns, splitters, selective filters, optical fibers and sensors. In this context, the aim of this thesis is to study and design of two-dimensional photonic crystal (PhC-2D) sensors for application in integrated optics. The Coupled Cavities Wave Guide (CCWG) biosensors provide several advantages in terms of sensitivity, high quality factor (Q) and a wide range of detection. For this, we have based, in our study, on two conceptions. A refractive index (RI) biosensor based on a cavity realized by the local width modulation of a line defect, and RI biosensor based on a coupled cavity guide. The aim is to improve the sensitivity and limit of detection of these biosensors as a function of the physical and geometrical parameters. We have proposed a novel coupled cavity guide biosensor structure. In order to acquire the high sensitivity and transmission of this biosensor simultaneously. Our improvement focused on the optimization of the sensitive region of the biosensor, by changing either the radius of the air holes localized at each side of the line defect, and adjusting the number of holes around the cavity. To perform these simulations we used two software of Rsoft CAD, the first module is called BandSOLVE which is based on the plane wave method (PWE), and the second called FullWave, based on Finite-difference time-domain method (FDTD). The biosensor is very sensitive to the variation of RI in the air holes and can be optimized to achieve a wide measuring range and high sensitivity. A sensitivity of 530 nm / RIU was calculated for an index change of 0.001 RIU.

**Key words:** photonic crystals, integrated optics, sensors, waveguide, Cavity, FDTD.

---

**المخلص**

البلورات الضوئية هي هياكل اصطناعية نفذت لغرض فتح فجوة غير مسموح فيها لانتشار الضوء في اتجاهات مختلفة، فتح هذه فجوة يرجع إلى الاختلاف الدوري لمعامل انكسار العازل على مقياس الطول الموجي، و يمكن أن يكون هذا الاختلاف ذا بعد واحد، ثنائي الأبعاد أو ثلاثي الأبعاد. هذه الخصائص تجعل البلورات الضوئية مثيرة للاهتمام للعديد من التطبيقات في مجال البصريات المدمجة، التطبيقات المحتملة لمواد ذات أشرطة ضوئية في هذا السياق، فإن الهدف من ممنوعة : تحقيق فجوات رنانة صغيرة الحجم، موجة موجات، مرشحات انتقائية، والألياف البصرية وأجهزة الاستشعار. هذا البحث هو دراسة وتصميم أجهزة استشعار باستعمال البلورات الضوئية ثنائية الأبعاد للتنفيذ في البصريات المدمجة. أجهزة الاستشعار المصممة باستعمال اقتران بين موجة الموجة والفجوة الخطية تقدم العديد من المزايا من حيث حساسية عالية، ومعامل جودة مرتفع، بالإضافة إلى مجال واسع للاستشعار. لهذا، ركزنا في دراستنا على نوعين من التصميم، جهاز الاستشعار البيولوجي على أساس معامل الانكسار RI باستعمال تجويف ناتج التعديل المحلي لعرض عيب الخطي، جهاز الاستشعار البيولوجي RI باستعمال اقتران بين موجة الموجة والفجوة الخطية والهدف هو تحسين حساسية والحد الأدنى لاستشعار الجهاز البيولوجي، اعتمادا على المعلمات الفيزيائية والهندسية. لقد اقترحنا في هذا العمل، هيكلا جديدا لجهاز الاستشعار البيولوجي RI باستعمال اقتران بين موجة الموجة والفجوة الخطية. حيث اعتمادنا من أجل تحسين خصائص الجهاز على، أولا ركزنا على الاستفادة المثلى للمنطقة الحساسة لجهاز الاستشعار البيولوجي، حيث تم تعديل سطرين فقط من ثقوب الهواء التي تقع على كل جانبي موجة الموجة، ثانيا، على تعديل عدد الثقوب حول والفجوة الخطية. في عملنا هذا، لتنفيذ المحاكاة استعملنا نوعين من البرمجيات ل RsoftCAD، الأول اسمه BandSOLVE والذي يقوم على طريقة ("PWE ondes plane") و الآخر اسمه FullWave، والذي يستند على طريقة الفروق المتناهية في المجال الزمني (FDTD). جهاز الاستشعار البيولوجي المصمم حساس جدا لاختلاف RI في ثقوب الهواء، ولقد تم الحصول على حساسية تعادل 530 RIU/nm من أجل تغيير ب 0.001 RI.

**الكلمات المفتاحية:** البلورات الضوئية، البصريات المدمجة، أجهزة الاستشعار، والموجة الموجي، تجويف، FDTD.

---