

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:

GHOUMAZI MEHDI

THÈME

Etudes des structures nano-photoniques pour des applications à la bio-détection

Soutenue publiquement le 27/01/2021

Devant le jury:

KHEDROUCHE Djamel	Président	Professeur	Univ. M'sila
HOCINI Abdesselam	Rapporteur	Professeur	Univ. M'sila
MOUETSI Souheil	Examineur	Professeur	Univ. Oum El Bouaghi
LIDJICI Hamza	Examineur	Professeur	Univ. Laghouat

Année Universitaire : 2020/2021

Remerciements

Ce 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.

Je tiens à présenter mes sincères remerciements à ALLAH qui m'a donné la force et la volonté à fin de réaliser ce mémoire de thèse.

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 reconnaissant pour la confiance qu'il m'a accordé, ses conseils judicieux, sa 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 KHEDROUCHE, 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 monsieur Souheil MOUETSI, Professeur à l'Université Oum El Bouaghi, pour l'intérêt qu'il 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 Hamza LIDJICI, Professeur à l'Université de Laghouat, 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 tous les membres de l'équipe que j'ai pu côtoyer durant toutes ces années passées avec eux, en particulier: Nouredine Melouki, Riad Mokhtari, Hocine Bensalah, Mouhssin Maache, Iounis Ahmed.

Je tiens également à remercier le centre développement des technologies avancées (CDTA) et en particulier l'unité de recherche en optique et photonique (UROP) de SETIF, de m'avoir aidé et mit tout le nécessaire pour réussir ce travail de thèse.

..... Merci encore une fois.

Dédicace

Je dédie cette thèse

A ma très chère mère

Source inépuisable de sacrifice, de patience et de tendresse. Ta prière et ta Bénédiction m'ont été d'un grand secours tout au long de ma vie. Quoique je puisse dire et écrire, je ne pourrais exprimer ma grande affection et ma profonde reconnaissance. J'espère ne jamais te décevoir, ni trahir ta confiance et tes sacrifices. Puisse Dieu tout puissant, te préserver et t'accorder santé, longue vie et Bonheur.

A mon très chère Père

De tous les pères, tu es le meilleur. Tu as été et tu seras toujours un exemple pour moi par tes qualités humaines, ta persévérance et perfectionnisme. En témoignage de brut d'années de sacrifices, de sollicitudes, d'encouragement et de prières. Pourriez vous trouver dans ce travail le fruit de toutes vos peines et tous de vos efforts. En ce jour, j'espère réaliser l'un de tes rêves. Aucune dédicace ne saurait exprimer mes respects, ma reconnaissance et mon profond amour. Puisse Dieu vous préserver et vous procurer santé et bonheur

A mes frères et Sœurs et leurs enfants

Vous avez été à mes côtés pendant toutes les étapes de ce travail, je vous en suis très reconnaissant. Aucune dédicace ne peut exprimer la profondeur des sentiments fraternels et d'amour, d'attachement que j'éprouve à votre égard. Je vous dédie ce travail en témoignage de ma profonde affection en souvenirs de notre indéfectible union qui s'est tissée au fil des jours. Puisse dieu vous protéger, garder et renforcer notre fraternité.

A la Mémoire de mes grands parents

Que vous reposiez dans le paradis du seigneur.

Résumé

Les cristaux photoniques sont des matériaux hétérogènes artificiels ou naturels dont l'indice de réfraction varie périodiquement dans les différentes directions de l'espace et constituent à l'heure actuelle une nouvelle classe de matériaux. Ils détiennent de ce fait, la caractéristique de pouvoir prohiber la propagation des ondes dans une gamme de longueurs d'ondes de l'ordre de la période de la structure. Ces structures artificielles sont réalisées dans le but d'ouvrir une bande interdite dans différentes directions. L'ouverture de cette bande interdite est due à la variation périodique de l'indice diélectrique. Ces propriétés rendent les cristaux photoniques attrayant pour de nombreuses applications. Par exemple, les applications potentielles des matériaux à bande interdite photonique sont nombreuses et variées: séparateurs, spires, production de cavités résonnantes de très petite taille, guides d'ondes, fibres optiques, filtres sélectifs, et capteur. Dans ce contexte, l'objectif de cette thèse est d'étudier des structures nano-photoniques pour des applications à la bio-détection.

Les derniers développements de la technologie de micro et nano-structuration montrent une énorme flexibilité dans la sélection de la composition des matériaux, le rayon des tiges (ou trous), le pas du réseau ainsi que la symétrie de ces dispositions, autorisant la fabrication des cristaux photoniques avec des structures incorporant intentionnellement des défauts placés dans les seins de leurs réseaux. De ce fait, la structure des modes associés de ces cristaux photoniques peut être adaptée quasiment à tous les besoins et spécialement dans le domaine de la détection. Par suite de fort confinement des photons au sein des défauts linéaires comme les guides d'ondes et les défauts locaux comme les microcavités réalisés dans ce type de structures, des résolutions extrêmement supérieures de l'ordre de la mono molécule soit du volume ultime de l'ordre du femto litre peuvent être atteintes au moyen des capteurs fabriqués par la technologie des cristaux photoniques. Ainsi, les cristaux photoniques rend possible la réalisation de capteurs de sonde et permettent aussi de concevoir sur une seule puce de vrais laboratoires. Ensuite en rajoutant des matériaux organiques, inorganiques, gazeux et liquides au sein des structures cela nous permettra d'orienter notre travail sur les biocapteurs. Ce travail entre dans ce contexte, en fait nous allons concevoir des biocapteurs. Ces biocapteurs offrent plusieurs avantages en termes de puissance, sensibilité, de facteur de qualité (Q) et de détection large. Pour cela, nous nous sommes basés, dans notre étude, sur plusieurs matériaux dans les différents états de la matière en étudiant et simulant plusieurs structures formées avec des filtres conçus à leurs tours par des différents résonateurs en anneaux à base de cristaux photonique bidimensionnels.

Afin d'effectuer ces simulations, nous avons utilisé deux logiciels, le premier est appelé MATLAB en utilisant la méthode des ondes planes (PWE) grâce aux équations de maxwells pour extraire la bande interdite photonique, et le deuxième est appelé COMSOL, basé sur la méthode des éléments finis (FEM) pour extraire différents paramètres comme, la distribution du l'indice de réfraction avec le maillage le long de la structure, la distribution du champ électrique, la densité d'énergie totale (TED), la norme de flux de puissance (P), la transmission (T) et dans le but d'extraire aussi le facteur de qualité (Q) et la sensibilité, ..Etc.

Les biocapteurs étudiés ont montrés leurs efficacités en termes de flux de puissance, densité d'énergie totale, transmission, facteur de qualité et sensibilité par rapport à chaque matériau injecter qu'il soit solide, gaz ou liquide. Cette efficacité est due au paramètre important qui est l'indice de réfraction ' n ' représenté par chaque matériau étudié ainsi que d'autres paramètres importants aussi tels que, le rayon ' r ' et la constante du réseau ' a '.

Mots-clés: Cristaux photoniques bidimensionnels, la méthode PWE, indice de réfraction, FEM, sensibilité, facteur de qualité, guide d'ondes à CP.

Liste des symboles

Les symboles utilisés dans le cadre de ce travail avec leurs significations sont les suivants :

CPhs : Cristaux photoniques

BIP : Bande Interdite Photonique

ZB : Zone de Brillouin (ZB)

FWHM : Largeur à mi-hauteur du pic

FEM: méthode des éléments finis

FDTD: Méthode **de calcul des différences finies dans le domaine temporel**

PWE: Plane Wave Expansion

PML: Couche parfaitement adaptée.

TED: la densité d'énergie totale

PFN: la norme de flux de puissance

RIU : unité de l'indice de réfraction

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

a_1, a_2, a_3 Les vecteurs du réseau de permittivité

G_i : Composant fréquence

λ : Longueur d'onde.

λ_0 : Longueur d'onde de résonance

r : Rayon du cristal photonique.

f : Facteur de remplissage.

E : Champ électrique

H : Champ magnétique

TE : Transverse électrique, polarisation TE

TM: Transverse magnétique, polarisation TM

n : Indice de réfraction.

a : Période du cristal photonique.

ω : la pulsation

v_g : Vitesse de groupe.

t : le temps

Δt : le pas d'échantillonnage temporel

L : Opérateur

c : Célérité de la lumière dans le vide.

V : Volume

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

ϵ_0 : Permittivité électrique du vide.

ϵ_r : Permittivité électrique relative du diélectrique

μ_0 : Permittivité magnétique du vide.

μ_r : Permittivité magnétique relative du diélectrique

1D, 2D, 3D : une dimension, deux dimensions, trois dimensions respectivement

T : Transmission

R : Réflexion

Q : facteur de qualité

S : sensibilité du capteur

Liste des figures

- Figure I.1. Réseau de Bravais à deux dimensions
- Figure I.2. Cellule de Wigner-Seitz d'un réseau de Bravais à deux dimensions
- Figure I.3. Un réseau hexagonal représente de telle sorte qu'il apparaisse clairement comme un réseau de Bravais avec une base formée de deux atomes.
- Figure I.4. Représentation graphique de la condition de diffraction de Laue
- Figure I.5. Création d'une bande interdite dans une structure à multicouches
- Figure I.6. Absence complète de Bande interdite pour un matériau $\varepsilon = 13$ (voir figure I.5)
- Figure I.7. Formation de la bande interdite pour un matériau $\varepsilon = 13$ (voir figure I.5)
- Figure I.8. Création d'une bande interdite, cas d'une structure artificielle (voir figure I.5)
- Figure I.9. BIP unidimensionnel, empilement de couches de permittivités différentes
- Figure I.10. Les deux couches ont des épaisseurs respectives $d_1 = 0.2a$ et $d_2 = 0.8a$, soit des épaisseurs optiques relativement proches ($n_1 d_1 = n_2 d_2$). On désigne par n l'indice de réfraction.
- Figure I.11. Structure de bande pour un système multicouche
- Figure I.12. 1^{ère} zone de Brillouin d'un réseau direct carré bidimensionnel.
- Figure. I.13. Première zone de Brillouin d'un réseau carré
- Figure I.14. Bande de structure carré à 2D pour le mode TE (gauche) et TM (droite) avec des tiges Si dans l'air
- Figure I.15. (a) la zone de Brillouin, (b) la fonction diélectrique et (c) la fréquence pour un réseau carré avec des tiges de Si dans l'air
- Figure I.16. Réseau triangulaire
- Figure I.17. Cristal photonique triangulaire et espace réciproque associé. Les points de haute symétrie de la première zone de Brillouin sont reportés (Γ, M, K).
- Figure I.18. Bande de structure triangulaire à 2D pour le mode TE (gauche) et TM (droite) avec des tiges Si dans l'air.
- Figure I.19. (a) la zone de Brillouin, (b) la fonction diélectrique et (c) la fréquence pour un réseau triangulaire avec des tiges de Si dans l'air.
- Figure I.20. (2.1). Réseau hexagonal avec $a_1 = a_2 = a$, (2.2) le réseau réciproque avec

$$b_1 = b_2 = \frac{4\pi}{\sqrt{3}a} \cdot$$

Figure I.21. Diagrammes de bande pour TE/TM d'un cristal photonique hexagonal à 2D constitué avec des tiges de Si immergés dans d'air.

Figure I.22. (a) la zone de Brillouin, (b) la fonction diélectrique et (c) la fréquence pour un réseau hexagonal avec des tiges de Si dans l'air.

Figure I.23. La Yablonovite, une des premières structures avec une bande interdite photonique 3D: (a) La structure 3D de périodicité cfc est obtenue en perçant chaque trou à partir du même masque sous trois angles différents. (b) Image MEB d'un CP3D « tas de bois » fabriqué par lithographie UV dans du silicium [42,43].

Figure I.24. (a) Etapes d'un procédé de fabrication d'opales. Des sphères de silices sont forcées de s'auto-organiser sur un substrat de silicium avec l'avancée du ménisque du solvant qui s'évapore. Pour obtenir une opale inversée de silicium, du silicium est infiltre entre les sphères de silice qui sont ensuite remplacées par de l'air en utilisant une gravure humide [45], (b) Image MEB d'une opale auto-organisée [46], (c) Image MEB d'une opale inversée [46].

Figure I.25. Défaut dans une structure périodique unidimensionnelle, formé par l'élargissement d'une couche. Ce défaut peut être considéré comme une interface entre deux réseaux unidimensionnels parfaits. On notera l'élargissement du champ dû au défaut [53].

Figure I.26. Division de l'espace des fréquences dans les états propagatifs et évanescent. Dans ce schéma, la densité d'états (nombre de modes permis par unité de fréquence) est nulle dans les bandes interdites du cristal (zone jaune). Les modes ne peuvent exister dans ces régions que s'ils sont évanescent, et si la périodicité est rompue par un défaut (trait rouge) [53].

Figure II.1. Calcul de la dérivée de $f(x)$ en B_0 .

Figure II.2. Volume de calcul et cellule élémentaire.

Figure II.3. Cellule cubique de Yee

Figure II.4. Algorithme de calcul des champs

Figure II.5. Fonctionnement d'un milieu de type PML [26].

Figure II.6. Utilisation des couches PML dans le cas 2D.

Figure II.7. Les cinq Etapes de la méthode des éléments finis

Figure II.8. Jonction des éléments à une, deux et trois dimensions

Figure II.9. Minimisation de l'erreur de discrétisation

Figure II.10. Principe de l'approximation sur un élément

Figure II.11. Exemples d'élément à deux dimensions

Figure II.12. Fonction d'interpolation d'un élément triangulaire à deux dimensions

Figure II.13. Géométrie du modèle en 2-D.

Figure II.14. (a) et (b), différents domaines d'un filtre à base de cristaux photonique, (c) conditions aux limites, et (d) le maillage considéré dans le modèle.

Figure II.16 Lignes équipotentiels dans le filtre.

Figure II.15. Distribution du champ électrique le long du filtre

Figure II.17 Vue 3-D de la distribution du potentiel électrique en surface.

Figure III.1. Mode localisé dans un défaut (un motif manquant et huit motifs de taille réduite) avec dissipation interne (zone absorbante grise) et dissipation par fuite à travers le cristal photonique (flèche sortantes).

Figure III.2. Exemple de supercellule applicable au calcul du diagramme de bandes du cristal hexagonal [11].

Figure III.3. Profil de l'intensité Lorentzienne d'un mode dans la cavité centré à la fréquence ω_0 .

Figure III.4. Images MEB des cavités de type L_3 (gauche) et de type H_2 (droite) fabriquées dans la salle blanche de l'IEF [14].

Figure III.5. (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

[17].

Figure III.6. 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) [20].

Figure III.7. (a) Modes d'une cavité H_1 en fonction du facteur de remplissage. Les résultats d'un calcul 3D ondes planes (traits pleins) sont superposés aux pics expérimentaux (carrés). La zone grisée indique les limites de la BIP calculée. (b) Les cartographies du champ électrique des deux premiers modes sont représentés : le mode M1 dipolaire et M2 quadripolaire sont doublement dégénérés [29].

Figure III.8. Signatures spectrales de cavités hexagonales obtenues par photoluminescence [31].

Figure III.9. Micrographies MEB de cavités à CP 2D de type H_5 avec deux facteurs de remplissage différents [28, 31].

Figure III.10. Spectre d'une cavité T_2 (3 trous omis). Quatre types de modes, accessibles par un calcul FDTD 2D, sont confinés dans la BIP d'une cavité T_2 : deux modes doublement dégénérés et deux modes non dégénérés [33].

Figure III.11. Simulations par FDTD-2D (sans pertes) de la transmission (a) d'un pavé de cristaux photoniques (8 rangées en direction ΓM , polarisation TE, facteur de remplissage $f = 0.35$) et (b) d'une cavité Fabry-Pérot avec des indices de réfraction de trous différents. L'indice de réfraction du semiconducteur pour tous les calculs est $n_s = 3.24$ [35].

Figure III.12. Guides à cavités couplées dans un cristal photonique hexagonal.

Figure III.13. Guide créé dans un cristal photonique 2-D de réseau triangulaire en omettant quelques lignes de trous. (a) Propagation et schémas du profil de l'intensité dans le cas où le guidage se fait par BIP, (b) Propagation et schémas du profil de l'intensité dans le cas où le guidage est réfractif.

Figure III.14. Dispositifs à base de cristaux photoniques 2-D. (a) Double virage; (b) Démultiplexeur ; (c) Coupleur directionnel ; (d) Diviseur de puissance;

(e) Filtre ; (d) Biocapteur.

Figure III.15. Images MEB des cavités de type L_3 (a); de type H_2 (b), et fabriquées dans la salle blanche de l'IEF [53].

Figure III.16. Exemple d'ingénierie de défauts. Dans ce cas, il s'agit d'une cavité $H1$ modifiée: les six trous adjacents au défaut sont réduits de manière à faire rentrer progressivement des modes avec des symétries différentes dans la bande interdite photonique [54,55].

Figure III.17. Distribution de la composante H_z du champ magnétique pour les différents modes de cavité.

Figure III.18. Guide d'onde de la structure GaAs dans l'air à motif carrée montrant la distribution du champ E_z autour du défaut en polarisation (a) Rectiligne (b) en T et (c) et en CROIX (simulée par le logiciel COMSOL).

Figure III.19. (a) Guide d'onde (b) Guide d'onde à courbures extrêmes.

Figure III.20. (a) Guide réfractif : modèles de rayons en Zig-Zag avec réflexions totales et ondes évanescentes (b) guidage par bande interdite photonique.

Figure III.21. Représentation du phénomène de superprisme et de sa sensibilité aux longueurs d'ondes, (a) propagation de la lumière dans un cristal conventionnel silicium avec une lumière incidente dont la longueur d'onde varie entre 0.99 et 1 μm . La lumière incidente est polarisée TM et inclinée de 15° par rapport à la normale de la tranche du cristal , (b) trajet de la lumière dans un cristal photonique dans les mêmes conditions. Une importante déviation (50°) est observée pour une variation de longueur d'onde de 1 % [59].

Figure III.22. Image en microscopie électronique d'une fonction Fabry-Perot intégrée à un guide.

Figure III.23. 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) [67].

Figure III.24. 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 λ_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 λ_1) en l'aiguillant dans une autre direction [64].

Figure III.25. (a) Représentation d'un filtre add / drop, (b) Principe de fonctionnement. Système à 4 accès constitué d'un résonateur en anneaux et de deux guides d'ondes [69].

Figure III.26. Exemple de réalisation expérimentale d'un filtre add-drop constitué de deux guides d'onde diffractifs et d'une cavité linéique dans un cristal photonique membranaire. Un peu plus de 80% de la puissance se propageant dans le guide d'onde bus a été transférée dans le guide d'onde drop, vers l'avant, autour de $1.537 \mu\text{m}$ [70].

Figure III.27. Principe de démultiplexeur spectrographe : le guide PC de largeur proche de «W3» couple le mode fondamental au mode d'ordre supérieur uniquement dans la section où la diffraction de Bragg entre les deux modes est autorisée. Ce mode est ensuite extrait latéralement à travers les trois rangées de trous [73].

Figure III.28. illustration de l'utilisation de la mini-stopband : (a) relation de dispersion locale, le mode fondamental étant le plus raide, le mode d'ordre supérieur le moins raide ; (b) schéma du couplage de mode dans le guide W3, (c) superposition des relations de dispersion pour des guides dont la largeur est modifiée de 0,1 rangée en plus ou moins comparé à W3. On voit que ce changement de largeur de 40 nm, dans un cas typique, conduit à des mini-stopbands bien séparées. [73].

Figure III.29. Schéma d'un coupleur optique directionnel.

Figure III.30. Guide à cavités couplées réalisé dans un cristal photonique 2-D [83].

Figure III.31. Schéma de principe d'un capteur.

Figure III.32. Exemple de caractéristique d'un capteur d'humidité du type capacitif.

Figure III.33. Exemple de linéarisation de caractéristiques.

Figure III.34. Vue du haut prise par microscope optique de la structure du capteur biochimique proposée par C.A. Barrios et al [88].

Figure III.35. Image prise par microscope électronique de la structure du capteur de gaz proposé par T. Sunner et al [89].

Figure III.36. Structure optimisée du capteur de méthane proposée par Ya-nan Zhang et al [90].

Figure III.37. Le capteur de pression proposé par L.Chengkuo et al [91].

Figure III.38. Le capteur de pression proposé par T. Stomeo et al [92].

Figure III.39. Le capteur de pression proposé par S.Olyae et al [93].

Figure III.40. Le capteur de pression proposé par S.Olyae et al [94].

Figure III.41. Le capteur de pression proposé par S. Tao et al [95].

Figure III.42. Capteur de déplacement proposé par O. Levy et al [96]

Figure III.43. Capteur de déplacement proposé par Zhenfeng et al [102].

Figure III.44. Capteur de déplacement proposé par D. Yang et al [104].

Figure III.45. Capteur de déplacement proposé par Saeed Olyae et Morteza AZIZI [105].

Figure III.46. Capteur de déplacement proposé par P. Rani et al [106].

Figure III.47. Structure du capteur de température proposée par F.Hai et al [109].

Figure III.48. Structure du capteur de température proposée par A.Hocini et A.Harhouz [110].

Figure III.49. Le capteur de fluide proposée T.Hasek et al [114,113].

Figure III.50. Le capteur de fluide proposée M. Loncar et al [113,115].

Figure III.51. Photo prise par microscope électronique du capteur de fluide présenté par D.F. Dorfner et al [89,116].

Figure III.52. Le capteur biochimique proposée par L. Martiradonna et al [117].

Figure III.53. Image prise par microscope électronique de la structure du capteur biochimique proposée par E. Chow et al [118].

Figure III.54. Image prise par microscope électronique de la structure optimisée du capteur biochimique proposée par H. Kurt and D. S. Citrin [119].

Figure IV.1. Plateforme de travail du logiciel COMSOL.

Figure IV.2. L'outil MATLAB montrant les bandes interdites photoniques d'une conception à base de CP.

Figure IV.3. Le schéma de principe du filtre

- Figure. IV.4. Les bandes de diagramme calculées avec FEM de TM (à gauche) et TE (à droite) du cristal photonique en réseau carré de arres de silicium dans l'air, rayon = 0,19a.*
- Figure IV.5. La distribution de l'indice de réfraction dans la structure proposée*
- Figure IV.6. La structure proposée à mailles fines*
- Figure IV.7. La distribution de champ du CDF proposé pour différents indices de réfraction de (a) eau, huile de silicone (b) et disulfure de carbone (c) respectivement à $\lambda = 1550$ nm.*
- Figure IV.8. Le spectre de sortie du CDF proposé pour l'eau (d), huile de silicone (e) et le disulfure de carbone (f).*
- Figure IV.9. The schematic diagram of the filter.*
- Figure IV.10. La distribution du champ électrique du CDF proposé pour différents indices de réfraction de matériaux, (a) acétone, tétrachlorure de carbone (b) et disulfure de carbone (c).*
- Figure IV.11. Le champ électrique pour, composant z pour l'acétone, le tétrachlorure de carbone et le disulfure de carbone.*
- Figure IV.12. Le schéma de principe du filtre*
- Figure IV.13. Les bandes de diagramme calculées de TM pour les tiges de silicium dans l'air.*
- Figure IV.14. La distribution de l'indice de réfraction dans la structure proposée*
- Figure IV.15. La structure proposée avec maillage fin*
- Figure IV.16. Distribution du champ dans le CDF proposé pour différents indices de réfraction de la cryolite (Na_3AlF_6), le zircon (ZrSiO_4) et le diiode (I_2) respectivement à $\lambda=150\text{nm}$.*
- Figure IV.17. Le schéma de principe du filtre*
- Figure IV.18. Calcule du diagramme de bands-TM pour les tiges de silicium immergés dans l'Air, rayon=0.19a.*
- Figure IV.19. La distribution de l'indice de réfraction dans la structure proposée*
- Figure IV.20. La structure proposée avec maillage fin*
- Figure IV.21. La propagation du champ électrique dans le CDF proposé pour H_2CO ,*

CH_2Cl_2 et C_2Cl_4 à $\lambda=1550\text{nm}$.

Figure IV.22. La transmission dans le Port3 pour différents indices de réfraction of H_2CO , CH_2Cl_2 et C_2Cl_4 .

Figure IV.23. Le croquis final de la structure

Figure IV.24. La bande photonique de la structure

Figure IV.25. Distribution de l'indice de réfraction dans la structure

Figure IV.26. Maillage de la structure

Figure IV.27. La distribution du champ électrique pour différents indices de réfraction de (a) eau (H_2O), (b) éthanol ($\text{CH}_3\text{-CH}_2\text{-OH}$) (c) tétrachlorure de carbone (CCl_4), (d) benzène (C_6H_6) et (e) disulfure de carbone (CS_2) respectivement à $\lambda=1550\text{nm}$

Figure IV.28. Le flux de la norme puissance de: l'eau (H_2O), éthanol ($\text{CH}_3\text{-CH}_2\text{-OH}$), tétrachlorure de carbone (CCl_4), benzène (C_6H_6) et disulfure de carbone (CS_2) par rapport à la ligne transversale.

Figure IV.29. Le flux de puissance en fonction de l'indice de réfraction de: eau, éthanol, tétrachlorure de carbone, benzène et disulfure de carbone.

Figure IV.30. Le croquis final de notre structure

Figure IV.31. La structure de bande de TE & TM pour la structure proposée

Figure IV.32. La distribution de l'indice de réfraction dans la structure

Figure IV.33. Maillage de la structure

Figure IV.34. Distribution du champ pour différents indices de réfraction de: H_2 , HCN et H_2S à différentes longueurs d'onde de résonance.

Figure IV.35. Densité énergétique totale pour différents indices de réfraction: H_2 , HCN et H_2S à différentes longueurs d'onde de résonance.

Figure IV.36. Densité énergétique totale pour différents indices de réfraction: hydrogène (H_2), cyanure d'hydrogène (HCN) et sulfure d'hydrogène (H_2S).

Figure IV.37. La densité d'énergie totale en fonction de l'indice de réfraction de: H_2 , HCN et H_2S .

Figure IV.38. Le diagramme schématique de la structure proposée

- Figure IV.39. Les bandes de diagramme TM et TE du cristal photonique en réseau carré de barres de silicium dans l'air, rayon = $0,19a$.
- Figure IV.40. La distribution de l'indice de réfraction dans la structure
- Figure IV.41. Maillage de la structure.
- Figure IV.42. La propagation du champ électrique pour différents indices de réfraction de AgCl, ZnO et TiO₂ respectivement à $\lambda = 1550\text{nm}$.
- Figure IV.43. Transmission du CDF proposé au port (1, 2, 3) pour différents indices de réfraction (a) AgCl, ZnO (b) et TiO₂ (c) respectivement.
- Figure IV.45. La structure initiale proposée sans piliers modifiés
- Figure IV.46. La structure de bande pour le mode TM de la structure proposée
- Figure IV.47. La distribution de l'indice de réfraction dans la structure
- Figure IV.48. La répartition du maillage le long de la structure
- Figure IV.49. Surface 3D de la distribution du champ électrique dans la structure à la résonance.
- Figure IV.50. La norme du champ électrique dans la structure à une longueur d'onde de résonance.
- Figure IV.51. Distribution du champ électrique pour différents matériaux organiques : méthanol (CH₃OH) (a), éthanol (C₂H₅OH) (b), propanol (C₃H₇OH) (c), butanol (C₄H₉OH) (d) et alcool propylique amylique (C₅H₁₁OH) (e) à différentes longueurs d'onde de résonance.
- Figure IV.52. Distribution de la norme de puissance pour différents matériaux organiques: (f) méthanol, (g) éthanol, (h) propanol, (i) butanol et (j) propanol amy alcool à différentes longueurs d'onde de résonance.
- Figure IV.53. La distribution du flux de puissance pour méthanol, éthanol, propanol, butanol et l'alcool propylique amylique à la résonance en fonction de la ligne de coupe transversale.
- Figure IV.54. Norme de flux de puissance: méthanol (CH₃OH), éthanol (C₂H₅OH) propanol (C₃H₇OH), butanol (C₄H₉OH) et propanol alcool amylique (C₅H₁₁OH) par rapport à l'indice de réfraction et à la longueur d'onde de

résonance.

Figure IV.55. Diagramme de bandes TM (à gauche) et TE (à droite) du cristal photonique en réseau carré de barres de silicium dans l'air, rayon = $0,19a$.

Figure IV.56. Schéma principal du filtre

Figure IV.57. Répartition d'indice de réfraction

Figure IV.58. Maillage de la structure

Figure. IV.59. Distribution du CDF proposé pour, $\lambda = 1491,7 \text{ nm}$ à (a), 1530 nm à (b) et 1568 nm à (c).

Figure IV.60. Spectres de sortie de la structure aux ports 3 et 4 pour différentes valeurs de n

Figure IV.61. Spectres de sortie de la structure aux ports 3 et 4 pour différentes valeurs de r

Figure IV.62. Spectres de sortie de la structure au port 3 et au port 4 pour différentes valeurs de a

Figure IV.63. La structure initiale proposée sans changées les tiges.

Figure IV.64. La structure de bande pour le mode TM de la structure proposée

Figure IV.65. La distribution de l'indice de réfraction dans la structure

Figure IV.66. Maillage de la structure

Figure IV. 67a. Distribution du champ électrique de la structure proposée à la résonance, $\lambda = 1,39758 \mu\text{m}$

Figure IV. 67b. Distribution du champ électrique de la structure proposée à $\lambda = 1,3974 \mu\text{m}$.

Figure IV.68. La structure initiale proposée avec des tiges changées

Figure IV.69. Distribution de l'indice de réfraction dans la structure après changement des tiges

Figure IV.70. Maillage de la structure après changement de tiges

Figure IV.71. Distribution du champ électrique à la longueur d'onde de résonance $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$

Figure IV. 72 La structure finale proposée (capteur) après le changement des tiges

Figure IV.73. Distribution de l'indice de réfraction dans le capteur

Figure IV.74. Distribution du champ électrique du capteur proposé pour l'eau c), éthanol d), glycérol e), benzène f), et, le dibrome f) à la longueur d'onde de résonance, $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.

Figure IV.75. Distribution de la norme de flux de puissance du capteur proposé pour l'eau

(h), éthanol (i), glycérol (j), benzène (k), et, le brome (l) à $\lambda = 1,55\mu\text{m}$ en fonction de la ligne de section.

Figure IV.76. Distribution normale des flux de puissance de l' eau (H_2O), éthanol ($\text{CH}_3\text{-CH}_2\text{-OH}$), glycérol ($\text{C}_3\text{H}_8\text{O}_3$), benzène (C_6H_6) et dibrome (Br_2) par rapport à la coupe de ligne transversale.

Figure IV.77. Transmission pour l'eau (H_2O), l'éthanol ($\text{CH}_3\text{-CH}_2\text{-OH}$), le glycérol ($\text{C}_3\text{H}_8\text{O}_3$), le benzène (C_6H_6), le dibrome (Br_2) en fonction de la longueur d'onde.

Figure IV.78. La norme de flux de puissance par rapport à l'indice de réfraction de: eau (H_2O), éthanol ($\text{CH}_3\text{-CH}_2\text{-OH}$), glycérol ($\text{C}_3\text{H}_8\text{O}_3$), benzène (C_6H_6), dibrome (Br_2) e du silicium (Si).

Liste des tableaux

Tableau I.1: Analogies entre les quantités spécifiques de la mécanique quantique et l'électrodynamique.

Tableau I.2 : Différent paramètres utilisés pour extraire la structure de bande photonique à une dimension pour un système multicouche.

Tableau I.3 : Les symboles et les directions vectrices d'onde pour les réseaux carrés.

Tableau I.4 : Les symboles et les directions vectrices d'onde pour les réseaux triangulaire.

Tableau I.5. Les symboles et les directions du vecteur d'onde pour les réseaux hexagonaux.

Tableau II.1. Formes classiques des éléments

Tableau III.1 : Taux de variation moyen de la longueur d'onde des modes de cavités Hn à CP 2D en fonction du facteur de remplissage f .

Tableau III.2. Différentes valeurs des paramètres de capteur de gaz.

Tableau III.3. Les paramètres du capteur de méthane à cristaux photonique.

Tableau III.4. Sensibilité du capteur proposé par Zhenfeng Xu et al dans chaque segment de déplacement considéré [102].

Tableau III.5. Variation de sensibilité en nm^{-1} avec déplacement horizontal et vertical en nm.

Tableau IV.1. Paramètres du dispositif-1

Tableau IV.2 . Paramètres du dispositif-2

Tableau IV.3.a. Port .3: Paramètres significatifs du CDF proposé pour différentes valeurs de n .

Tableau IV.3.b. Port .4 : Paramètres significatifs du CDF proposé pour différentes valeurs de n .

Tableau IV.4.a. Port .3 : Paramètres significatifs du CDF proposé pour différentes valeurs de r .

Tableau IV.4.b. Port .4 Paramètres significatifs du CDF proposé pour différentes valeurs de r .

Tableau IV.5.a. Port .3 Paramètres significatifs du CDF proposé pour différentes valeurs de a .

Tableau IV.5.b. Port .4 Paramètres significatifs du CDF proposé pour différentes valeurs de a .

Sommaire

Introduction générale.....	1
----------------------------	---

Chapitre I : Les Cristaux Photoniques

I. Introduction	6
I.1. Généralités sur les cristaux photoniques.....	6
I.1.1. Etat cristallin	7
I.1.2. Etat amorphe	7
I.2. Réseaux de Bravais.....	8
I.3. Cellule primitive.....	8
I.4. Une structure cristalline.....	8
I.4.1. Réseau réciproque	9
I.4.2. Les zones de Brillouin.....	9
I.5. Le théorème de Bloch.....	10
I.6. 1.Cristaux photoniques unidimensionnels: miroirs de Bragg	10
I.6.1.1. Périodicité d'un système optique.....	12
I.6.1.2. Périodicité à une dimension.....	13
I.6.1.3. La théorie de la méthode des ondes plane.....	13
I.6.1.4. La fonction diélectrique périodique.....	15
I.6.1.5. Les problèmes d'une dimension.....	17
I.6.1.5.1. L'incidence normale	17
I.6.1.5.2. Résultats de simulation à une dimension.....	17
II. Cristaux photoniques bidimensionnels : Carré, triangulaire et Hexagonale.....	18
II.1. Réseau Carré.....	18
II.1.1. Calcul de diagramme de bande	19
II.1.1.1. Formule.....	19
II.1.2. La fonction diélectrique périodique.....	21
II.1.3. Considération numérique.....	22
II.1.3.1. Théorie dans la transformée de Fourier de la structure périodique.....	22
II.1.4. Réseau carré avec des tiges de Si dans l'air.....	23
II.1.4.1. Résultats de simulation	23
II.2. Réseau Triangulaire	25
II.2.1. Réseau triangulaire avec des tiges de Si en air.....	25

II.2.2. Résultats de simulation des cristaux photoniques triangulaire.....	26
II.3. Réseau Hexagonale.....	27
II.3.1. Résultats de simulation d'un cristal photonique Hexagonal.....	28
III. Cristaux photoniques tridimensionnels.....	29
IV. Facteur de remplissage.....	30
V. Contraste d'indice.....	31
VI. Défauts.....	31
VI. 1. Défauts ponctuels	32
VI.1.1. Les cristaux 1D.....	32
VI.1.2. Les cristaux 2D et 3D.....	33
VII. Conclusion.....	33
Références du chapitre I.....	34

Chapitre II : Méthodes et outils de simulation numériques

II.1 Introduction.....	40
II. 2. Les méthodes numériques.....	40
II.2.1. La méthode des ondes planes (PWEM).....	40
II.2.2. La méthode FDTD (Finite Différence Time Domain).....	41
II.2.2.1. Principe de base de la méthode.....	41
II.2.2.1.1. Équations de bases (équations de Maxwell).....	41
II.2.2.1.2. Cristaux photoniques bi-périodiques.....	42
II.2.2.1.3. Polarisation TE.....	42
II.2.2.1.4. Polarisation TM.....	42
II.2.2.1.5. L'algorithme de Yee et discrétisation des équations.....	43
II.2.2.1.6. Conditions de stabilité de l'algorithme de Yee.....	45
II.2.2.1.7. Conditions aux limites.....	46
II.2.2.1.8. Condition de Mur (Paroi).....	47
II.2.2.1.9. Condition PML («perfectly matched layers »)	48
II.2.3. La méthode des éléments finis(MEF).....	49
II.2.3.1. Les grandes lignes de la méthode des éléments finis.....	51
II.2.3.2. Principe de la méthode des éléments finis.....	51
II.2.3.3. Formes classique des éléments.....	54
II.2.3.4. Règles de partition du domaine en éléments.....	55

II.2.3.5. Principe de l'approximation par éléments finis.....	55
II.2.3.5.1. Élément fini uni dimensionnel (1D).....	55
II.2.3.5.2. Élément fini bi dimensionnel (2D).....	58
II.3. Intérêts et avantage de la méthode des éléments finis.....	60
II.4. Limitations.....	61
II.5. Domaines d'application de la méthode des éléments fini.....	61
II.6. Le logiciel COMSOL Multiphysics.....	61
II.6.1. Résultats de la géométrie 2D.....	63
II.7. Conclusion.....	64
Références du chapitre II.....	66

Chapitre III : les Cavités, guides et capteurs à Cristaux Photoniques

III.1. Introduction.....	71
III.2. Caractéristiques du résonateur.....	72
III.2.1. Mode localisé, origine des pertes.....	72
III.2.2. Densité d'états.....	73
III.2.3. Diagramme de bandes du cristal avec défaut.....	74
III.2.3.1. Méthode de la supercellule.....	74
III.2.4. Transmission d'une cavité Fabry-Pérot.....	75
III.2.5. Facteur de qualité et volume modal des microcavités.....	75
III.3. Les microcavités à cristaux photoniques 2D.....	77
III.3.1. Les différents types de cavités.....	78
III.3.1.1. Cavités à défauts ponctuels.....	78
III.3.1.2. Les cavités à double hétéro structure.....	79
III.3.1.3. Cavités à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique.....	80
III.3.2. Influence des paramètres géométriques sur les microcavités.....	80
III.3.2.1. La cavité élémentaire H1.....	80
III.3.2.2. Taille de cavité.....	81
III.3.2.3. Facteur de remplissage.....	82
III.3.2.4. Forme de cavité.....	83
III.3.2.5. Cristaux photoniques infiltrés.....	84
III.4. Guide à cavité couplées (CROW)	84

III.5. Guide à cristal photonique.....	85
III.6.Applications des cristaux photoniques	86
III.6.1. Cavité résonante	87
III.6.2. Guides d'ondes	88
III.6.3. Phénomène de superprisme	89
III.6.4. Filtres sélectifs à base de cavités à cristaux photoniques.....	89
III.6.4.1. Filtres de type Fabry Perot	90
III.6.4.2 Filtres de type Add-Drop.....	91
III.6.5 DEMUX-coupler	93
III.6.6 Coupleur directionnel.....	95
III.6.6.1. Couplage entre guide diélectrique et guide à cristal photonique.....	96
III.6.6.2. Couplage de guide à CP et guide à cavités couplées	96
III.6.7. Capteurs.....	96
III.6.8. Capteurs optiques.....	100
III.6.9. Capteurs à base de cristaux photonique bidimensionnels.....	100
III.6.9.1. Capteurs de gaz.....	100
III.6.9.2. Capteurs mécanique.....	102
III.6.9.2.1. Capteurs de pression.....	102
III.6.9.2.2. Capteurs de déplacements.....	105
III.6.9.3. Capteurs de température.....	108
III.6.9.4. Capteurs de fluide.....	110
III.6.9.5. Capteurs biochimiques	112
III.6.10. Biocapteurs	114
III.6.11. Les cristaux photoniques destinés à la détection optique.....	115
III.7. Matériaux pour le photonique.....	115
III.8.Conclusion	116
Références chapitre III.....	117

Chapitre IV : Conception et analyse des biocapteurs à cristaux photoniques 2D basé sur des filtres

IV.1 Introduction.....	129
IV.2. Les outils de simulation.....	130
IV.2.1. La méthode FEM.....	131

IV.2.2. La méthode PWE.....	132
IV.3. Biocapteurs proposées	133
IV.3.1 Structure-1 du biocapteur proposé.....	133
IV.3.2 Structure-2 du biocapteur proposé.....	137
IV.3.3 Structure-3 du biocapteur proposé.....	140
IV.3.4 Structure-4 du biocapteur proposé.....	142
IV.3.5 Structure-5 du biocapteur proposé.....	145
IV.3.6 Structure-6 du biocapteur proposé.....	149
IV.3.7 Structure-7 du biocapteur proposé.....	154
IV.3.8 Structure-8 du biocapteur proposé.....	159
IV.3.9 Structure-9 du biocapteur proposé.....	164
IV.3.10 Structure-10 du biocapteur proposé.....	170
IV.4. Conclusion.....	180
Références du chapitre IV.....	182
Conclusion générale.....	184

Introduction générale

Introduction générale

De nos jours, dans le domaine de l'optoélectronique tels que les télécommunications, la sécurité, les interconnexions optiques, les capteurs et la biomédical l'accroissement des exigences industriels conduit à rechercher de meilleures solutions afin d'obtenir des composants optiques montrant de hautes résolutions spectrales et spatiales dont les dimensions et la consommation sont continuellement de plus en plus réduites. Plus particulièrement, les capteurs optiques intégrés sur puce donnent un fort potentiel pour le développement des transducteurs génériques, compatibles avec la détection parallèle et sur un intervalle spectral qui peut être ajustée. Dans ce cas, plusieurs dispositifs venant de l'optique intégrée ont été présentés. Particulièrement, les cristaux photoniques (CPs) qui possèdent des propriétés optiques distingués. Ces propriétés remarquables ont ouvert la voie vers la conception de nouveaux dispositifs photoniques afin de les exploiter dans plusieurs secteurs de hautes technologies ainsi que l'industrie. Les (CPs) sont des nanostructures dont l'indice de réfraction varie périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde dans une, deux ou trois dimensions. Leurs réalisations unidimensionnelles et bidimensionnelles est relativement ancienne par contre, celle des réseaux tridimensionnels est plus récente. Néanmoins, la recherche a été orientée particulièrement sur les CPs-2D à cause leur fabrication la plus facile ainsi que leur faible coût par rapport aux structures 3D. De même qu'il existe pour les électrons des bandes d'énergie permises et des bandes interdites, il existe des bandes photoniques d'états permises et des bandes photoniques interdites (BIP). Cette analogie permet de penser à l'utilisation des cristaux photoniques comme matériaux de base afin de réaliser des composants pour l'optique intégrée aux dimensions réduites et l'intégration de plusieurs fonctions sur un même substrat. La plupart des recherches mettent à profit la bande interdite photonique. Les applications potentielles des BIP-2D sont variées et multiples: réalisation des guides d'ondes [1], des virages [2], de cavités résonantes de taille très réduite, de filtres sélectifs et des filtres anti-gouttes en longueur d'onde [3, 4, 5], de fibres optiques [6], de multiplexeurs - démultiplexeurs [7]. Aussi, en vue d'applications pratiques importantes, les CPs font depuis longtemps, l'objet de plusieurs études et développements parmi lesquelles on peut citer la construction de guides d'ondes à faible perte permettant de canaliser la lumière dans les dispositifs optoélectroniques utilisés en télécommunications, la construction de miroirs à très haute réflectivité, très utiles pour l'amélioration de l'émission de lumière par les lasers, le piégeage de la lumière dans les cellules solaires, et depuis peu, la conception miniaturisée des capteurs de grande sensibilité.

L'un des domaines de recherche le plus prometteur est l'application des cristaux photoniques en tant que capteurs à cause de leur extrême miniaturisation, leur haute sensibilité spectrale et leur intégration possible dans les MEMS (Micro-Electro-Mechanical-Systems). C'est pourquoi plusieurs chercheurs ont prouvé la capacité des cristaux photoniques dans la détection des petites variations de l'indice de réfraction des gaz et des liquides, la pression, les cellules, la température, l'ADN, etc. Cela a permis l'ouverture d'une voie à une plateforme pour une nouvelle classe de capteurs. A travers les cristaux photoniques, les spectres de transmission montrent des modes localisés qui révèlent une sensibilité élevée des phénomènes de détection vis-à-vis au changement de l'indice de réfraction de l'analyte.

À la fois théoriquement et expérimentalement, les aptitudes des capteurs à base de cristaux photoniques à microcavités bidimensionnelles [8,9] ont démontré dans la détection des éléments biochimiques. Cette détection est basée sur une forte sensibilité des modes localisés (associés aux défauts) qui apparaissent à l'intérieur des bandes interdites des cristaux photoniques. En employant, la coupure de bande interdite tel qu'un indicateur au lieu de la résonance pour les changements d'indice de réfraction, d'autres chercheurs ont aussi présenté des biocapteurs optiques à base de guide d'onde à CP.

Dernièrement, plusieurs chercheurs ont visé les structures basées sur le couplage guide-cavité, montrant de nombreux avantages tels que, le facteur de qualité Q, grande sensibilité, choix diversifié de matériaux et capacité de mesure parallèle [10,11]. Actuellement, les capteurs à résonateur en anneau à base de cristaux photoniques (PCRR) 2D représentent la classe la plus répandue des capteurs à base de CP-2D. La majorité des composants photoniques appuient sur les technologies du SOI et du silicium, car elles sont cohérentes 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 spécialement 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 l'étude des structures nanophotoniques pour des applications à la bio-détection.

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, ainsi que les défauts ponctuels de ces derniers.

Dans, le deuxième chapitre, nous focaliserons notre étude sur les différentes méthodes utiles pour la modélisation des cristaux photoniques tels que, la méthode des ondes planes (PWEM), la méthode FDTD (Finite Différence Time Domain) et notamment, la méthode des éléments finis (MEF) ainsi qu'en expliquant brièvement l'intérêt et l'avantage de cette dernière méthode avec l'outil de simulation COMSOL qui la pilote dans tout le travail de cette thèse.

Ensuite, le troisième chapitre sera consacré à la présentation des cavités à cristaux photoniques, les guides à cristaux photoniques, les capteurs à base de cristaux photoniques bidimensionnels ainsi que une brève introduction sur les biocapteurs et la détection dans les CPs.

A la fin, le quatrième chapitre sera consacré à l'étude et la conception des biocapteurs à base de cristaux photoniques bidimensionnels pour différents matériaux organiques, inorganiques, gazeux et liquides utilisés. Il a pour but d'ouvrir une bande interdite photonique large dans une gamme de fréquence désirée, et de présenter un biocapteur à CP-2D basé sur des résonateurs en anneau utilisés comme des filtres. Dans cette étude des biocapteurs proposés nous tenterons à détecter les différents matériaux par leurs indices de réfractions à travers plusieurs paramètres tels que : la distribution de champ électrique, le flux de la norme de puissance, la densité totale d'énergie ainsi que la transmission en fonction de la longueur d'onde de résonance au sein du résonateur de ces biocapteurs. Enfin, nous terminerons notre travail par une conclusion générale et des perspectives pour les travaux à venir.

Références de l'introduction générale

- [1]. S. David, "Etude de composants à cristaux photoniques dans la filière silicium pour les longueurs d'ondes des télécommunications optiques," Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2003.
- [2]. A. Talneau, P. Lalanne, M. Agio, and C.M. Soukoulis, "Low-reflection photonic-crystal taper for efficient coupling between guide sections of arbitrary widths" *Optics Letters*, Vol. 27, p. 1522–1524, 2002.
- [3]. M. Qiu et B. Jaskorzynska, "Design of a channel drop filter in a two- dimensional triangular photonic crystal," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83, p. 1074, 2003
- [4]. S. Fan, P.R. Villeneuve, And H.A. Haus, *Phys. Rev. Lett.* 80, 960 (1998).
- [5]. S. Noda, A. Alongkarn, And M. Imada, *Nature* 407, 608 (2000).
- [6]. J. C. Knight, J. Arriaga, T. A. Birks, Member, IEEE, A. Ortigosa-Blanch, W. J.Wadsworth, and P. St. J. Russell, "Anomalous Dispersion in Photonic Crystal Fiber," *IEEE, Photonics Technology Letters*, Vol. 12, N° 7, p.807-809, 2000
- [7]. Y. Akahane, M. Mochizuki, T. Asano, Y. Tanaka et S. Noda, "Design of a channel drop filter by using a donor-type cavity with high-quality factor in a two-dimensional photonic crystal slab," *App. Phys. Lett.* , vol.82, N°9, p.1341-1343, 2003.
- [8]. H. Kurt, D.S. Citrin, Photonic crystals for biochemical sensing in the terahertz region, *Appl. Phys. Lett.* 87 (2005) p. 041108.
- [9]. N. Skivesen, A. Têtu, M. Kristensen, J. Kjems, L.H. Frandsen, P.I. Borel, Photonic crystal waveguide biosensor, *Opt. Exp.* 15 (2007) pp. 4648-4650. 335 (2015) pp. 73–77.
- [10]. A.B.L. Huang, A.B.H. Tian, A.J. Zhou, A.Q. Liu, A.P. Zhang, J.A. Yuefeng, Label-free optical sensor by designing a high-Q photonic crystal ring–slot structure, *Opt. Commun.*
- [11]. X. Wang, Z. Xu, N. Lu, J. Zhu, G. Jin, Ultracompact refractive index sensor based on microcavity in the sandwiched photonic crystal waveguide structure, *Opt. Commun.* 281 (2008) pp. 1725-1731.

Chapitre I : Les cristaux Photoniques

I. Introduction

En 1987, E. Yablonovitch et S. John grâce à leurs travaux ont proposé pour la première fois la notion des cristaux photoniques (CPhs) afin d'inhiber l'émission spontanée de la lumière [1]. Quatre ans plus tard, le premier cristal photonique a été réalisé [2]. Ces cristaux photoniques sont des milieux transparents dans lesquels l'indice optique varie de manière périodique [3]. Ils sont également connus sous le nom de structures à bandes interdites photoniques avec (abréviation BIP (en anglais, Photonic Band Gap, PBG)) [4]. Ils sont aussi des structures artificielles qui permettent de contrôler les ondes électromagnétiques dans des circuits photoniques comme pour les circuits intégrés [5]. En outre, de la miniaturisation en micro-nano-technologies a rendu possible la fabrication des structures ultraminiatures où se manifestent de nouveaux effets physiques [6]. Les CPhs sont devenus très prometteurs pour des applications dans le domaine des ondes électromagnétiques pour des réelles réalisations dans le domaine des télécommunications [7], l'optoélectronique optique [8] et les micro-ondes [9]. Citant quelques exemples, le démultiplexage en longueur d'onde pour la séparation des ondes ultra-courtes [10], le filtrage [11], le guidage de la lumière [12], coupleur [13], etc.

I.1. Généralités sur les cristaux photoniques

Les cristaux photoniques (CP) désignent des structures diélectriques, modulées de façon périodique sur une ou plusieurs directions de l'espace, et qui permettent le contrôle des ondes électromagnétiques à l'échelle de la longueur d'onde. Cette modulation périodique, à la manière des réseaux atomiques dans les semi-conducteurs, est capable d'engendrer par diffraction:

- Des plages de fréquences présentant une densité de modes photoniques nulle et par conséquent interdites à la propagation de photons ou bandes interdites photoniques (BIP).
- Des plages de fréquence présentant une densité de modes renforcée, voire théoriquement infinie, qui se traduisent par des vitesses de groupe pour la propagation de photons tendant vers zéro. Ces propriétés, selon la géométrie du CP, peuvent être fortement anisotropes. Les mécanismes de formation de bandes interdites sont à rapprocher des processus cohérents de diffraction de Bragg dans un système périodique [14]. L'exemple le plus simple pour appréhender ces mécanismes est celui de miroirs de Bragg, qui est déjà utilisé dans les cavités DBR (Distributed Bragg-Reflector) [15], les filtres optiques [16].

En 1987, Yablonovitch a travaillé sur l'inhibition de l'émission spontanée de la lumière en proposant l'extension du concept de Bragg à fort contraste d'indice aux 3 dimensions, afin d'assurer l'existence d'une bande interdite pour une large gamme d'énergie, et ce quelque soit l'angle d'incidence [17]. La démonstration d'une bande interdite photonique (BIP) complète [18] a eu lieu expérimentalement qu'en 1991 et c'était dans le domaine des micro-ondes ($\lambda \gg 2$ cm), à partir d'une structure plexiglas percée suivant les 3 axes $\langle 110 \rangle$ d'une maille diamant, plus connue sous l'appellation Yablonovite. Depuis, plusieurs structures s'apparentant à la structure tas de bois ont été proposées et même fabriquées avec une bande interdite dans le domaine des ondes millimétriques ou sub-millimétriques [19-21]. La mise en œuvre d'une BIP complète dans le domaine optique avec une structure 3D est d'une toute autre complexité, Des techniques relativement élaborées de micro-usinage couche par couche, l'holographie à quatre lasers [22], lithographies à rayons X [23], gravure par faisceau ionique focalisé [24] ou par modulation photo-électrochimique [25], ont également été développées et donnent des résultats encourageants [26] ou à l'état de l'art des CPs de Sajeev John [27]. Aujourd'hui, Fabriquer des CPs 3D dans le proche I.R et le visible exigent des méthodes de fabrication, très complexe, qui présentent des difficultés pour l'insertion de défauts. D'où l'idée de recourir aux CP 2D. Ces structures possèdent en outre une BIP bidimensionnelle qui autorise un contrôle de la lumière dans le plan. En 1996, une démonstration de l'existence d'une telle bande interdite (vers 5mm) par les laboratoires Siemens, grâce à l'utilisation de techniques de gravures électrochimiques sur silicium macroporeux [28] ce qui permet la réalisation de BIP aux longueurs d'onde télécom [29].

I.1.1. Etat cristallin

Lorsque les atomes sont liés les uns aux autres par les liaisons chimiques, On observe qu'ils sont des distances à l'équilibre bien définies déterminées par la condition que leur énergie totale soit minimum. Dans un solide ce minimum est atteint lorsque tous les atomes sont dans un environnement identique, ce qui conduit à l'arrangement périodique tridimensionnel, c'est-à-dire à un état cristallin. L'existence de la périodicité simplifie considérablement la description théorique d'un solide. Bien qu'un solide réel ne possède jamais une périodicité parfaite, donc l'hypothèse de la périodicité et le traitement des défauts seront comme une perturbation du solide parfait.

I.1.2. Etat amorphe

C'est l'opposé de l'état cristallin, C'est un état dans lequel l'ordre à longue distance est perdu, mais dans lequel subsiste un ordre à courte distance. Les verres, les céramiques, les polymères, des métaux très rapidement trempés depuis l'état liquide, des couches évaporées sur un substrat

refroidi, sont amorphes. L'étude de l'état amorphe est importante, c'est un domaine de recherche très actif, cependant la description des amorphes est difficile à cause du manque de périodicité.

I.2. Réseaux de Bravais

Un réseau de Bravais est l'ensemble des points dont le vecteur de position est donné par :

$$R = n_1 a_1 + n_2 a_2 + n_3 a_3 \quad (I.1)$$

Où a_1, a_2, a_3 vecteurs pas sur le même plan, des entiers et ils sont des vecteurs primitifs.

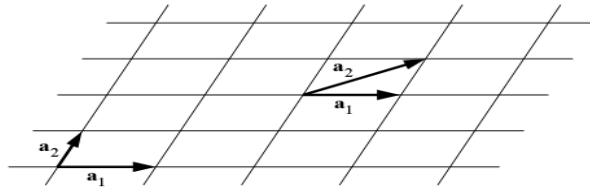


Figure I.1. Réseau de Bravais à deux dimensions

I.3. Cellule primitive

Est un volume de l'espace qui lorsqu'il est translaté par tous les vecteurs R d'un réseau de Bravais, remplit exactement l'espace sans recouvrement. Toute cellule primitive ne peut contenir qu'un point du réseau de Bravais, ainsi le volume v de la cellule primitive est relié à la densité n de points du réseau par :

$$v = a_1 \cdot (a_2 \wedge a_3) = \frac{1}{n} \quad (I.2)$$

Le volume d'une cellule primitive est indépendant du choix de la cellule.

Cas des réseaux cubiques (par ex. b.c.c. et f.c.c.) il est avantageux de choisir, au lieu d'une cellule primitive, une cellule conventionnelle, qui rend mieux compte de la symétrie du réseau.

Cas de la cellule de Wigner-Seitz, une cellule primitive qui possède de plus la symétrie du réseau de Bravais.

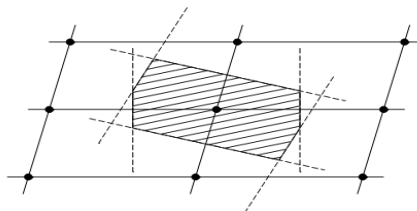


Figure I.2. Cellule de Wigner-Seitz d'un réseau de Bravais à deux dimensions

I.4. Une structure cristalline

Est un réseau de Bravais avec une base. La base peut être formée de un ou plusieurs atomes, l'exemple d'une structure hexagonale avec une base formée de deux atomes.

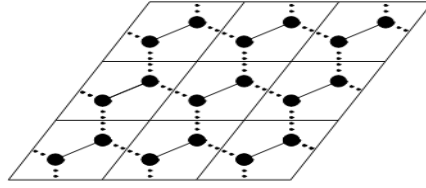


Figure I.3. Un réseau hexagonal représente de telle sorte qu'il apparaisse clairement comme un réseau de Bravais avec une base formée de deux atomes.

I.4.1. Réseau réciproque

A un réseau de Bravais donné (ou réseau direct), on associe le réseau réciproque, formé de l'ensemble des vecteurs G tels que :

$$\exp(iG.R) = 1 \quad (I.3)$$

R : est un vecteur du réseau de Bravais donné en équation (I.1), ce qui est étroitement reliée à la symétrie de translation du réseau de Bravais.

I.4.2. Les zone de Brillouin

La zone de Brillouin est nécessaire pour décrire les propriétés vibrationnelles ou électroniques d'un cristal dans lequel la symétrie de translation joue un rôle essentiel.

La 1^{ère} zone de Brillouin est la cellule de Wigner-Seitz du réseau réciproque, c'est-à-dire qu'elle est formée de l'ensemble des points qui sont plus proches d'un point G du réseau réciproque (généralement $G = (0, 0, 0)$) que de n'importe quel autre point G . On peut la construire en traçant les plans bissecteurs des vecteurs joignant G_0 au n point G quelconque du réseau réciproque.

La zone de Brillouin est étroitement reliée aux phénomènes de diffraction. Pour le montrer il faut établir la condition de diffraction dans la formulation de « von Laue » comme elle le montre la figure I.4.

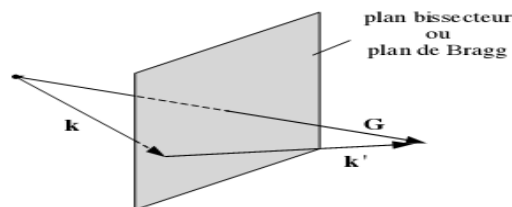


Figure I.4. Représentation graphique de la condition de diffraction de von Laue

Ainsi la 1^{ère} zone de Brillouin est délimitée par des plans de Bragg. Tous les vecteurs k joignant dans l'espace réciproque l'origine à un point à la surface de la 1^{ère} zone de Brillouin déterminent les directions de diffraction du cristal.

I.5. Le théorème de Bloch :

1-Est utilisé pour démontrer que n'importe vecteur d'onde dans l'espace réciproque (onde-vecteur spatiale) peut-être translaté dans la première zone de Brillouin (BZ) avec une combinaison linéaire du réseau des vecteurs de permittivité réciproque.

2-Dit que l'onde dans une fréquence temporelle seule ω propagée dans un réseau d'une « a » période à sont partie dépendante spatiale d'une forme :

$$e(x) = U(x) e^{iK_B x} \quad (I.4)$$

Avec $U(x)$ est la fonction avec la périodicité du réseau et que le temps est ignoré. Si on considère un réseau à 1D avec période de « a » donc la fonction $U(x)$ contiens des fréquences spatiales. Pas inférieure que $K = \frac{2\pi}{a}$ (sans compter la fréquence nulle). Le champ local e qui résulte quand l'onde dans une fréquence temporelle seule ω propagée dans un réseau périodique contiens plus qu'une fréquence spatiale ; spécifiquement elle contiens les fréquences: $k_B + nK$, $n \in \mathbb{Z}$, pourtant dans un matériaux homogène seule la fréquence spatiale est présente . La procédure régulière doit par conséquent enlever les harmonies qui sont due à la structure périodique [30].

I.6.1.Cristaux photoniques unidimensionnels: miroirs de Bragg

Lord Rayleigh était le premier à montrer l'existence des bandes interdites photoniques dans des structures périodiques unidimensionnelles: les miroirs de Bragg. C'était en 1887, un siècle avant la découverte des cristaux photoniques. Les miroirs de Bragg sont des structures avec une périodicité unidimensionnelle : une structure à multicouches. Classiquement la bande interdite et donc la réflexion totale pour une plage de fréquences sont expliquées par l'interférence constructive entre les ondes réfléchies par les couches successives.

Etude des miroirs de Bragg à partir de la théorie des cristaux photoniques. En particulier, on va examiner l'incidence normale d'une onde sur une structure à multicouches .Nous supposons que l'axe normal coïncide avec l'axe z, donc: $K = ke_z$

On commence avec un milieu homogène, auquel on assigne une périodicité artificielle de longueur a. La relation de dispersion est assez facile dans un tel matériau :

$$\omega(k) = \frac{ck}{\sqrt{\epsilon}} \quad (I.5)$$

Afin d'obtenir la structure de bandes de ce matériau pseudopériodique, il faut qu'on replie la relation (I.5) dans la zone de Brillouin, définie par l'intervalle $-\frac{\pi}{a} \leq k \leq \frac{\pi}{a}$ en cas d'une structure périodique unidimensionnel. La relation (I.5) est continue, par conséquence il n'y aura aucune

bande interdite. (Voir *figure I.5*) qui se suit par des résultats obtenu sous MATLAB pour une structure à une dimension.

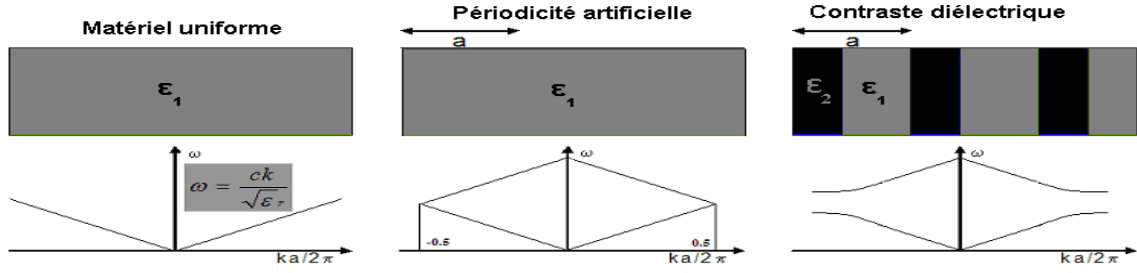


Figure I.5. Création d'une bande interdite dans une structure à multicouches

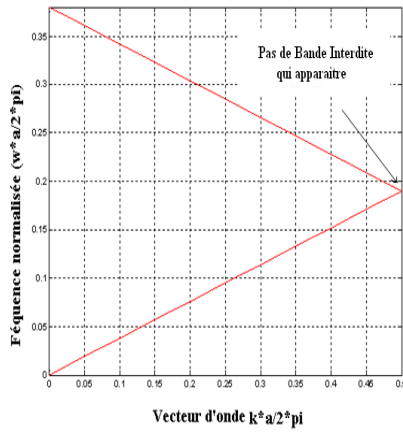


Figure I.6. Absence complète de Bande interdite pour un matériau $\epsilon = 13$ (voir figure I.5)

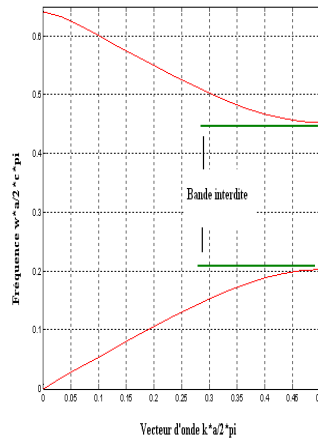


Figure I.7. Formation de la bande interdite pour un matériau $\epsilon = 13$ (voir figure I.5)

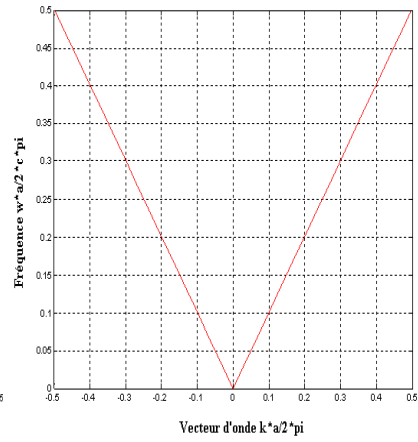


Figure I.8. Création d'une bande interdite, cas d'une structure artificielle (voir figure I.5)

Du moment qu'on introduit deux couches diélectriques différentes avec une périodicité a , la structure de bandes commencera à s'ouvrir aux bords de la zone de Brillouin : la *bande interdite apparaît* (voir *figure I.7*). Ces états, aux bords de la zone de Brillouin, correspondent aux ondes stationnaires. La fréquence la plus basse concentre l'énergie dans la zone avec haut et inversement. Dans la bande interdite, il n'existe aucun état qui se propage, au contraire chaque état est évanescent et caractérise par un nombre d'onde complexe

$$k = \alpha + i\beta \quad (I.6)$$

Dans une dimension, lorsqu'il existe un contraste diélectrique périodique, une bande interdite apparaît et Plus grand sera le contraste, plus grande sera la taille de la bande interdite.

Le cas d'incidence oblique ne montre jamais une bande interdite complète pour tous les vecteurs k possible. En plus, dans le cas perpendiculaire, il y a une dégénérescence pour les deux polarisations possibles: les deux sont transversales et sont dégénérées à cause de la symétrie

rotationnelle autour l'axe de la structure. Néanmoins, cette symétrie rotationnelle disparaît en incidence oblique. Par conséquence, dans ce cas la dégénérescence est enlevée [31].

I.6.1.1. Périodicité d'un système optique

Dans un système optique périodique, l'information sur la périodicité est contenue dans la fonction $\varepsilon_r(\vec{r})$ on a alors pour tout vecteur $\vec{R}$ du réseau de Bravais

$$\varepsilon(\vec{r} + \vec{R}) = \varepsilon(\vec{r}) \quad (\text{I.6.1})$$

L'opérateur $\Theta = \vec{\nabla} \times \left[\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \bullet \right]$ possède alors également cette périodicité, et est hermétique :

il commute donc avec les opérateurs de symétrie de translation correspondant à la périodicité du système (tout opérateur qui correspond à une propriété mesurable est hermétique et tous les vecteurs propres peuvent être orthogonaux). On peut donc appliquer le théorème de Bloch ; les états propres de Θ (et donc les modes autorisés) sont tels que :

$$\vec{B}_{n,\vec{k}}(\vec{r}) = e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \vec{u}_{n,\vec{k}}(\vec{r}) \quad (\text{I.6.2})$$

$$\vec{u}_{n,\vec{k}}(\vec{r} + \vec{R}) = \vec{u}_{n,\vec{k}}(\vec{r}) \quad (\text{I.6.3})$$

De même qu'en physique du solide, les états accessibles aux photons sont alors donnés par le calcul des $\vec{u}_{n,\vec{k}}(\vec{r})$ et des $\omega(\vec{k})$ dans la première zone de Brillouin. Cependant, la nature des photons qui vont venir occuper ces modes est fort différente de celles des électrons venant occuper les états d'un cristal. On peut noter principalement les différences suivantes :

1. Les photons n'interagissent pas entre eux. Ainsi, les modes sont totalement indépendants des occupations des autres modes. Ceci permet de résoudre le problème de façon exacte avec les seules équations de Maxwell.

2. L'énergie d'un photon ne peut pas être modifiée. Il peut être absorbé ou émis, sinon il conserve sa fréquence.

3. Les photons sont des bosons. Un état donné peut donc contenir un nombre arbitraire de photons, quelle que soit sa pulsation. Sans présence de source de lumière, leur répartition suit la statistique de Bose-Einstein ; à température ambiante pour un cristal photonique agissant dans le proche infrarouge, on peut considérer que seul l'état fondamental y est peuplé. En revanche, la présence d'une source de photons va placer ceux-ci dans les états accessibles, jusqu'à ce qu'ils sortent du système considéré ou qu'ils soient absorbés [32].

I.6.1.2. Périodicité à une dimension

La figure I.9 montre un empilement de deux couches alternées de matériaux homogènes ayant des constantes diélectriques ϵ différentes, Cas des miroirs de Bragg) ou des filtres. Ils ont des bandes photoniques interdites unidimensionnels (1D).

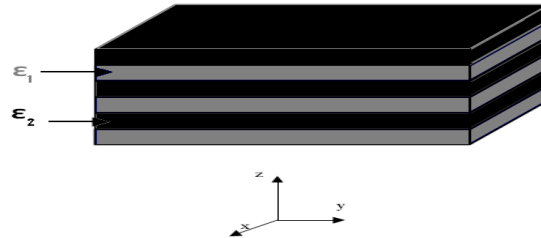


Figure I.9. BIP unidimensionnel, empilement de couches de permittivités différentes

La propriété de symétrie ne change pas les modes propres par translation d'une période « a » [33]. Cela signifie que le théorème de Bloch peut s'appliquer. Pour déterminer les modes propres d'un matériau à bande interdite photonique, il faut d'abord déterminer les symétries du réseau réciproque de la structure périodique, puis vérifier que les opérateurs de symétrie commutent avec l'opérateur de Maxwell et par la suite on pourra appliquer le théorème de Bloch et déterminer la relation de dispersion, c'est à dire la structure de bande en se limitant à la première zone de Brillouin. Exemple d'une figure I.8 qui présente les diagrammes de dispersion de deux empilements de Bragg de période a . Chaque alternance est constituée d'une couche diélectrique de permittivité $\epsilon_1=13$ et d'une couche d'air de permittivité $\epsilon_2=1$ [33].

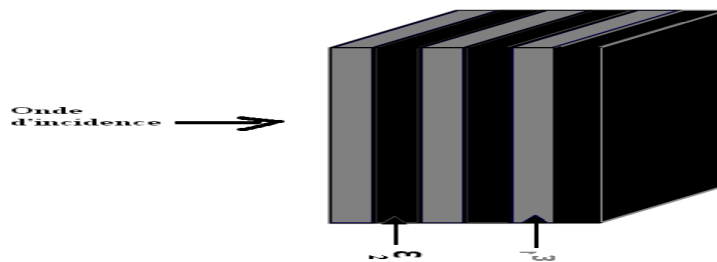


Figure I.10. Les deux couches ont des épaisseurs respectives $d_1 = 0.2a$ et $d_2 = 0.8a$, soit des épaisseurs optiques relativement proches ($n_1 d_1 = n_2 d_2$). On désigne par n l'indice de réfraction.

1.6.1.3. La théorie de la méthode des ondes plane

Cette méthode est basée sur la résolution des équations de Maxwell dans le domaine fréquentiel, et l'une des méthodes les plus utilisées pour le calcul de la structure de Bande photonique. Elle est bien adaptée pour des structures périodiques de dimensions infinies pour la détermination des modes propres et du diagramme de dispersion de la structure [34, 35].

Chaque phénomène électromagnétique est piloté par les équations des Maxwell. Ces équations amènent à une équation d'onde qui, dans un milieu linéaire, isotrope, non magnétique (perméabilité magnétique relative égal à 1) et en absence de sources, s'écrivent sous forme des champs électrique et magnétique.

Considérons une onde électromagnétique dans un matériau avec : 1)-La source en espace libre $\rho(r)=0$, $J(r)=0$. 2)-Milieu sans perte : $\varepsilon(r)$ est réel dans la région qui nous intéresse. 3)-Linéaire et temps-invariant : on peut utiliser la théorie d'onde plane ou la Fourier. 4)-Magnétique uniforme : $\mu(r)=\text{constant}$

Les équations de Maxwell sont :

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \vec{D}(r, t) &= \rho(r, t) \\ \nabla \cdot \vec{B}(r, t) &= 0 \\ \nabla \times \vec{H}(r, t) &= \frac{\partial \vec{D}(r, t)}{\partial t} + \vec{J}(r, t) \\ \nabla \times \vec{E}(r, t) &= - \frac{\partial \vec{B}(r, t)}{\partial t}\end{aligned}\tag{I.7}$$

Supposons qu'on impose une oscillation à un champ sinusoïdal avec le temps on peut écrire le mode comme suite :

$$\begin{aligned}\vec{E}(r, t) &= \vec{E}(r)e^{j\omega t} \\ \vec{H}(r, t) &= \vec{H}(r)e^{j\omega t}\end{aligned}$$

On utilisant :

$$D(r) = \varepsilon_0 \varepsilon E(r) , B(r) = \mu_0 H(r) \text{ et } \frac{\partial}{\partial t} \rightarrow J\omega\tag{I.8}$$

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \varepsilon(r) \vec{E}(r) &= 0 \\ \nabla \cdot \vec{H}(r) &= 0 \\ \nabla \times \vec{H}(r) &= J\omega \varepsilon_0 \varepsilon(r) \vec{E}(r) \\ \nabla \times \vec{E}(r) &= -J\omega \mu_0 \vec{H}(r)\end{aligned}\tag{I.9}$$

- $\nabla \cdot \vec{H}(r) = \nabla \cdot \vec{D}(r) = 0$ veut dire : 1) pas de charge et pas de source de courant ; 2) H et D sont construits d'ondes plane transverse, chaque onde plane est perpendiculaire à chaque vecteur k ; $\vec{K} \cdot \vec{H} = 0$ et $\vec{K} \cdot \vec{D} = 0$, mais E n'est pas nécessairement transverse. On est besoin de forcer cette transversalité pour satisfaire ces deux équations.
- D et H champs continus n'importe où, E n'est pas nécessairement continue.
- Champ électromagnétique est essentiellement vectoriel et la nature du vecteur et très importante pour obtenir des résultats corrects.

Pour H , on trouve l'équation de valeur propre (Eigen value) suivante :

$$\nabla \times \frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla \times \vec{H}(r) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(r) \quad (\text{I.10})$$

Pour E , on trouve l'équation de valeur propre (Eigen value) suivante :

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E}(r) = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(r) \vec{E}(r) \quad (\text{I.11})$$

Pour D , on trouve l'équation de valeur propre (Eigen value) suivante :

$$\nabla \times \nabla \times \frac{1}{\varepsilon(r)} \vec{D}(r) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{D}(r) \quad (\text{I.12})$$

Ici, ω et c sont les fréquences angulaires du faisceau de la lumière et la vitesse de la lumière respectivement, et l'opérateur linéaire $\Theta = \vec{\nabla} \times \nabla \times \frac{1}{\varepsilon(r)}$ est hermitique quand $\varepsilon(r)$ est réel.

Propriétés	Electrodynamiques	mécaniques Quantique
Fonction propre	$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r})e^{i\omega t}$	$\Psi(\vec{r}, t) = \Psi(\vec{r})e^{i\omega t}$
L'Opérateur hermitien	$(\vec{\nabla} \times \nabla \times \frac{1}{\varepsilon(r)})$	$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\vec{r})$
Valeur propre	$E = \frac{\omega^2}{c^2}$	$E = \hbar\omega$

Tableau I.1: Analogies entre les quantités spécifiques de la mécanique quantique et l'électrodynamique.

Pour $\varepsilon(r)$ est une fonction hautement discontinue, et E devient aussi discontinue, donc E n'est pas propre pour le calcul. H et D sont commode pour les calculs. une fois résoudre, les autres une sont obtenus par les relations suivantes :

$$\vec{E}(r) = \frac{1}{J\omega\varepsilon_0\varepsilon(r)} \nabla \times \vec{H}(r) \quad (\text{I.13})$$

$$\vec{H}(r) = -\frac{1}{J\omega\mu_0} \nabla \times \vec{E}(r) \quad (\text{I.14})$$

On peut le voir, pour E est discontinus, il est très commode d'utiliser H pour trouver E au lieu d'utiliser E pour trouve H . Ainsi on utilise l'équation propre de H pour résoudre ce problème.

I.6.1.4. La fonction diélectrique périodique

Plus loin, rien n'est relie avec la propriété périodique. Dans la structure périodique, d'après le théorème de Bloch, l'onde plane dans la structure périodique va être modulée par la périodicité, ainsi la valeur du champ magnétique complexe H peut être exprimée comme :

$$\begin{aligned}\vec{H}(r) &= e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} h(\vec{r}) \hat{e}_k \\ h(\vec{r}) &= h(\vec{r} + \vec{R}_l)\end{aligned}\quad (\text{I.15})$$

Avec $\vec{R}_l$ est un vecteur de réseau arbitraire $\hat{e}_k$ sont des vecteurs d'unité perpendiculaire au vecteur $\vec{k}$ est parallèle au vecteur H . Ici on utilise la description du cristal semi-conducteur dans la physique d'état solide. N'importe quelle fonction périodique peut être consommé en utilisant les séries de fourrier, donc c'est pour ε et h :

$$\varepsilon(r) = \sum_{\vec{G}_i} \varepsilon(\vec{G}_i) e^{i\vec{G}_i \cdot \vec{r}} \quad (\text{I.16})$$

$$\frac{1}{\varepsilon(r)} = \sum_{\vec{G}_i} \varepsilon^{-1}(\vec{G}_i) e^{i\vec{G}_i \cdot \vec{r}} \quad (\text{I.17})$$

$$\text{Où } \varepsilon^{-1}(\vec{G}) = \frac{1}{A_u} \int \frac{1}{\varepsilon(r)} e^{-i\vec{G} \cdot \vec{r}} d\vec{r}$$

Et

$$h(r) = \sum_{G_i} h(G_i) e^{i\vec{G}_i \cdot \vec{r}} \quad (\text{I.18})$$

$$\text{Donc } \vec{H}(r) = \hat{e}_k e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \sum_{G_i} h(G_i) e^{i\vec{G}_i \cdot \vec{r}} = \sum_{G_i, \lambda} h(G_i, \lambda) e^{i(\vec{k} + \vec{G}_i) \cdot \vec{r}} \hat{e}_{\lambda, \vec{k} + \vec{G}_i} \quad (\text{I.19})$$

Dans (I.19), la propriété transverse est utilisée pour décomposer l'onde en une somme d'ensemble d'ondes plane, qui est le cœur de cette méthode [36]. $\hat{e}_{\lambda, \vec{k} + \vec{G}}$ est un vecteur perpendiculaire à $(\vec{K} + \vec{G})$ et $h(\vec{G}_i, \lambda)$ est le composant d'amplitude le long du vecteur d'unité. $\vec{K} + \vec{G}, \hat{e}_{1, \vec{k} + \vec{G}}, \hat{e}_{2, \vec{k} + \vec{G}}$ forment la triade cartésienne. G_i est le composant fréquence, λ représente les deux axes dans le plan perpendiculaire et $\hat{e}_\lambda$ est le vecteur unité le long de l'axe. Tout les G_i forment le réseau réciproque, tout les R_l forment le réseau cristallin :

$$\vec{R}_l = n_1 \vec{a}_1 + n_2 \vec{a}_2 + n_3 \vec{a}_3 \quad (\text{I.20 voir eq (1)})$$

n_1, n_2, n_3 Sont entiers, $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$ sont appelés les vecteurs du réseau de permittivité qui décrit le réseau.

$$\vec{G}_h = h_1 \vec{b}_1 + h_2 \vec{b}_2 + h_3 \vec{b}_3 \quad (\text{I.21})$$

Où $\vec{b}_1, \vec{b}_2, \vec{b}_3$ sont les vecteurs du réseau de permittivité réciproque et h_1, h_2, h_3 : entiers. Les deux vecteurs de base sont orthogonaux de l'un à l'autre et ils sont reliés par :

$$\vec{b}_i \cdot \vec{a}_j = 2\pi \delta_{ij} \quad (\text{I.22})$$

Les trois vecteurs b_1, b_2, b_3 de base forment la base de l'espace réciproque

$$\vec{b}_1 = \frac{2\pi}{V} \cdot \vec{a}_2 \times \vec{a}_3, \vec{b}_2 = \frac{2\pi}{V} \cdot \vec{a}_3 \times \vec{a}_1, \vec{b}_3 = \frac{2\pi}{V} \cdot \vec{a}_1 \times \vec{a}_2 \quad (I.23)$$

Où $V = \vec{a}_1 \cdot \vec{a}_2 \times \vec{a}_3$ est le volume

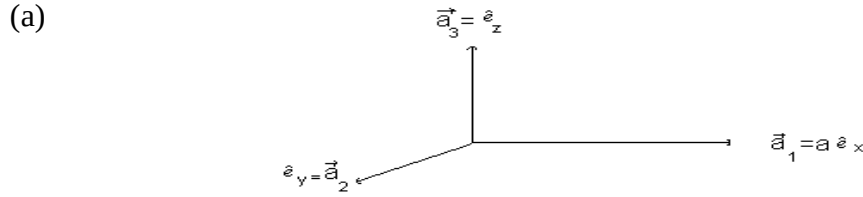
Les propriétés de symétrie du réseau réciproque sont les mêmes que celles du réseau direct.

Le réseau réciproque appartient au même groupe ponctuel que le réseau de Bravais.

I.6.1.5. Les problèmes d'une dimension :

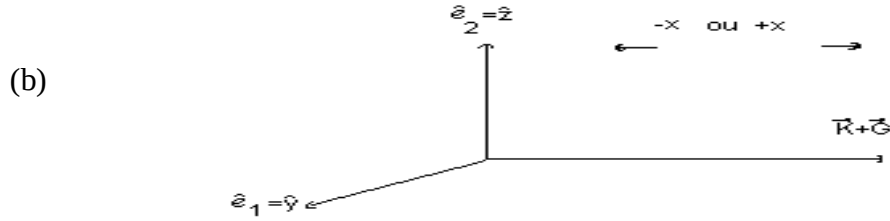
Soit : $\vec{a}_2 = \hat{e}_y, \vec{a}_3 = \hat{e}_z, \vec{a}_1 = a\hat{e}_x$ et $\vec{b}_1 = \frac{2\pi}{a} \hat{e}_x$.

Système multicouche, inclue le cas de FGB est représenté dans le schéma suivant :



I.6.1.5.1 L'incidence normale :

Dans l'incidence normale et selon le schéma (b), K et G ont seulement deux direction +x et -x, et $\hat{e}_1, \hat{e}_2$ peuvent être constamment mettre $\hat{e}_1 = \hat{y}; \hat{e}_2 = \hat{z}$



Est l'équation propre peut être simplifiée à N par N group d'équation :

$$\sum_G |k + G| |k + G'| \varepsilon^{-1} (\bar{G} - \bar{G}') h(\bar{G}') = \frac{\omega^2}{c^2} h(\bar{G}) \quad (I.24)$$

Dans ce cas, D et H sont dans le plan y-z et TE et TM sont les mêmes

I.6.1.5.2. Résultats de simulation à une dimension

Le tableau I.2 montre les différents paramètres utilisés dans notre exemple pour extraire la structure de bande photonique à une dimension pour un système multicouche (figure.11) :

ε_a	Permittivité d'air=1
ε_b	Permittivité de la couche diélectrique utilisée et celle de Silicium : 13
a	la périodicité normalisée : 1 μm
R	la largeur
N	le nombre des grilles dans l'espace réciproque. Le long de la direction +x (le même nombre est utilisé pour la direction -x) ;

G	les vecteurs grilles dans l'espace réciproque
ε_1	c'est la matrice qui possède la fonction diélectrique dans une période dans l'espace réel
ε_{20}	c'est la transformé de fourrier de la matrice de ε_1
ε_2	la matrice $\varepsilon^{-1}(G - G')$

Tableau I.2 : Différent paramètres utilisés pour extraire la structure de bande photonique à une dimension pour un système multicouche

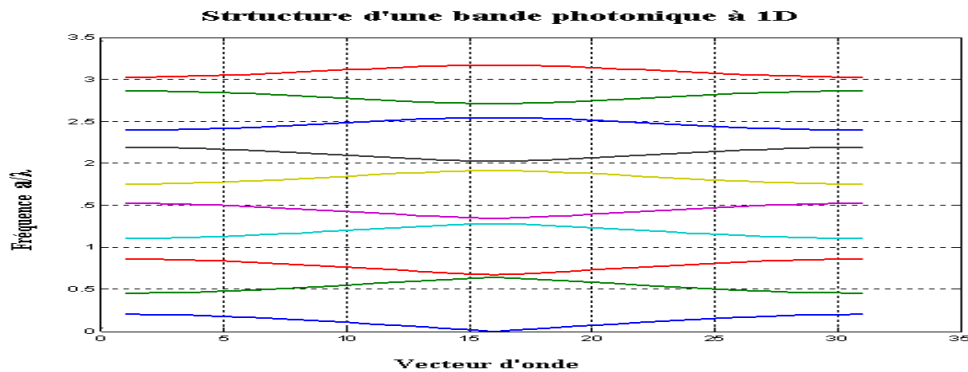


Figure I.11. Structure de bande pour un système multicouche

II. Les Cristaux Photoniques à 2 dimensions, Carré, triangulaire et Hexagonale

II.1. Réseau Carré

La maille primitive est un carré de côté « a ». Il a été montré que ce type de réseau est très sensible à l'angle d'incidence et à la polarisation de l'onde électromagnétique. Il est ainsi difficile d'obtenir une bande interdite totale. La zone de Brillouin de ce réseau est un triangle isocèle délimité par les points de hautes symétries Γ XM (figure I.12) [37].

Les nœuds du réseau sont situés sur un carré de côté « a ». Dans le cas d'un réseau direct à 2 dimensions carré soit : $a_1 = a\hat{x}$ et $a_2 = a\hat{y}$, les vecteurs $\vec{b}_1, \vec{b}_2$ du réseau réciproque sont

donnés par : $b_1 = \frac{2\pi}{a}\hat{x}$ et $b_2 = \frac{2\pi}{a}\hat{y}$

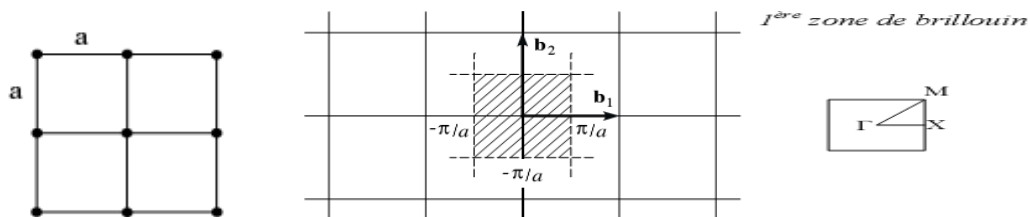


Figure I.12. 1^{ère} zone de Brillouin d'un réseau direct carré bidimensionnel.

Réseau Carré

Symbole	Espace réciproque
Γ	$\vec{k} = 0$
X	$\vec{k} = \frac{\pi}{a} \hat{x}$
M	$\vec{k} = \frac{\pi}{a} \hat{x} + \frac{\pi}{a} \hat{y}$

Tableau I.3 : Les symboles et les directions vectrices d'onde pour les réseaux carrés

II.1.1. Calcul de digramme de bande

II.1.1.1. Formule

La méthode d'onde plane PWE (plane wave expansion) : Nous employons le PWE pour les calculs de diagramme de bande de cristaux photonique (PC). Nous supposons que le constant diélectrique est une fonction périodique :

$$\varepsilon(r + a_i) = \varepsilon(r) \quad (i=1, 2, \dots) \quad (I.25)$$

En raison de la périodicité, nous pouvons augmenter $\varepsilon^{-1}(r)$ d'une série de Fourier. En présentant les vecteurs réciproques élémentaires du réseau $\{b_i\}$ et le vecteur réciproque du réseau $\{G\}$.

$$a_i \cdot b_j = 2\pi \delta_{i,j} \quad (I.26)$$

$$G = q_1 b_1 + q_2 b_2 + q_3 b_3 \quad (I.27)$$

Avec $\{q_i\}$ et b_i sont les nombres arbitraires entiers et les vecteurs du réseau réciproques primitifs respectivement. Ainsi que $\delta_{i,j}$ est le delta de « **Kronecker** ».

$$b_1 = \frac{2\pi}{V} \vec{a}_2 \times \vec{a}_3, b_2 = \frac{2\pi}{V} \vec{a}_3 \times \vec{a}_1, b_3 = \frac{2\pi}{V} \vec{a}_1 \times \vec{a}_2$$

$$\text{Où } V = \vec{a}_1 \bullet \vec{a}_2 \times \vec{a}_3.$$

En outre $\varepsilon^{-1}(r)$ est exprimé comme :

$$\frac{1}{\varepsilon(r)} = \sum_G \varepsilon^{-1}(G) \exp(jG \cdot r) \quad (I.28)$$

Ou

$$\varepsilon^{-1}(G) = \frac{1}{S} \int \frac{1}{\varepsilon(r)} \exp(jG \cdot r) dr \quad (I.28')$$

Dans (I.28'), S : indique-la surface de l'unité cellulaire, la plus petite région, et cela peut-être représentait la structure périodique.

Dans la théorie de la méthode d'expansion d'onde plane on considère que l'onde électromagnétique dans les matériaux avec la source dans l'espace libre est nulle, linéaire et le temps invariant, aussi l'uniforme magnétique $\mu(r)=1$, ainsi que $\varepsilon(r)$ est réel dans notre région

L'équation de maxwell des ondes électromagnétique est :

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \times \vec{H}(r,t) = + \frac{\partial \vec{D}(r,t)}{\partial t}; \nabla \cdot \vec{H} = 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{E}(r,t) = - \frac{\partial \vec{B}(r,t)}{\partial t}; \nabla \cdot \vec{D} = 0 \end{cases} \quad (I.29)$$

Sachant que :

$$\begin{cases} \vec{B}(r,t) = \mu_0 \mu \vec{H}(r,t) \\ \vec{D}(r,t) = \mu_0 \mu \vec{E}(r,t) \end{cases}$$

Et :

$$\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow i\omega \Rightarrow \frac{\partial^2}{\partial t^2} \rightarrow -\omega^2 \quad (I.30)$$

On a :

$$\nabla \times E(r) = -j\omega\mu_0 H(r) \quad (I.31)$$

$$\nabla \times H(r) = j\omega\varepsilon_0 \varepsilon E(r) \quad (I.32)$$

En générale E et H sont des fonctions compliquées dans le temps et l'espace, en prenons la partie réelle pour obtenir les champs physiques. En écrivant les équations ci-dessus, nous avons supposé que la fréquence dépendent de H et E comme :

$$H(r,t) = H(r)e^{-j\omega t} \quad (I.33)$$

$$E(r,t) = E(r)e^{-j\omega t} \quad (I.34)$$

Où ω est la fréquence angulaire propre. Quand nous éliminons $E(r)$ et $H(r)$ dans les équations (I.31) et (I.32), nous obtenons les équations d'ondes suivantes :

$$\frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla \times \{ \nabla \times E(r) \} = \frac{\omega^2}{c^2} E(r) \quad (I.35)$$

$$\nabla \times \left\{ \frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla \times H(r) \right\} = \frac{\omega^2}{c^2} H(r) \quad (I.36)$$

L'opérateur linéaire $(\nabla \times \frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla \times)$ est hermitien quand $\varepsilon(r)$ est réel. Où le champ électromagnétique est essentiellement vectoriel et la nature du champ vectoriel est très important pour nous pour obtenir des résultats correctes.

Et comme E est discontinu, il est beaucoup plus commode d'utiliser H pour obtenir E , au lieu d'utiliser E pour obtenir H . En outre le matériau n'est pas absorbant, ce qui signifie que les fonctions propres forme un ensemble complet, et leurs valeurs propres associées sont réels.

II.1.2. La fonction diélectrique périodique :

Selon le théorème de Bloch dans une structure périodique, l'onde plane sera modulée par la périodicité. Ainsi, le champ $E(r)$ et $H(r)$ sont caractérisés par le vecteur d'onde k dans la première zone de Brillouin et l'index de bande 'n' :

$$E(r) = E_{kn}(r) = u_{kn}(r)e^{jk \cdot r} \quad (I.37)$$

$$H(r) = H_{kn}(r) = v_{kn}(r)e^{jk \cdot r} \quad (I.38)$$

Où u_{kn} et v_{kn} sont fonction périodique avec la même périodicité comme $\varepsilon^{-1}(r)$. Ainsi l'expansion de Fourier mène au suivant à partir des fonctions propres :

$$E_{kn}(r) = \sum_G E_{kn}(G)e^{j(k+G) \cdot r} \quad (I.39)$$

$$H_{kn}(r) = \sum_G H_{kn}(G)e^{j(k+G) \cdot r} \quad (I.40)$$

Dans l'équation (39), (40), la propriété transversale est utilisé pour décomposer l'onde en somme d'un ensemble d'ondes plane qui est le cœur de cette méthode

En remplaçant les équations (39), (40) dans (35) et (36) respectivement, les équations suivantes de valeur propre pour les coefficients d'expansion sont obtenus :

$$-\sum_G S(G-G')(k+G') \times \{(k+G') \times E_{kn}\} = \frac{\omega_{kn}^2}{c^2} E_{kn} \quad (I.41)$$

$$-\sum_G S(G-G')(k+G') \times \{(k+G') \times H_{kn}\} = \frac{\omega_{kn}^2}{c^2} H_{kn} \quad (I.42)$$

Les équations (I.41) et (I.42) sont les équations de PWE et le diagramme de dispersion du cristal photonique peut être calculé en les utilisant. Dans les équations précédente, il y a les G et G' , c'est en raison d'avoir l'expansion différente de deux Fourier une pour : $\varepsilon(r)$ et une pour E ou H . L'équation maîtresse (I.39) ou (I.40) représente un problème standard de valeur propre qui peut être mis en application par une méthode numérique. Car ces 2 dernières équations inclure la somme de vecteurs réciproques infinis G' et nous choisissons $N_{\text{Nombre d'onde plane}} = 121$ et pour un nombre finie de vecteurs réciproques, alors que les deux équations deviennent une équation de valeur propre de matrice, respectivement qui a la forme de

$$[M][E] = \Lambda [E] \text{ Avec } \Lambda = \frac{\omega^2}{c^2} \quad (I.43)$$

La matrice M inclure les éléments matriciels $N \times N$. E et Λ est une matrice $1 \times N$. pour le vecteur fixe d'onde k , nous utilisons le programme MATLAB $\Lambda = \text{eig}(M)$, alors les fréquence ω , des modes permis dans la structure périodique sont trouvés

Dans le cas de notre réseau carré composé avec la constante du réseau $a = 1\mu m$. a cellule d'unité contient une constante diélectrique carrée ε_a et la latéral de la longueur b sont enfoncés dans un fond d'air avec la constante diélectrique $\varepsilon_b = 1$.

II.1.3. Considération numérique :

Les deux problèmes fondamentaux à résoudre sont la transformée de Fourier et la solution propre. La transformée de Fourier de la fonction diélectrique ou la fonction diélectrique peut être 1D, 2D ou 3D.

II.1.3.1. Théorie dans la transformée de Fourier de la structure périodique :

Pour les atomes de formés simples (cellule d'unité), comme le cylindre, la sphère, carré, la transformée de Fourier a une forme analytique, Pour la structure périodique infinie idéale, il y a une relation entre un atome simple et le réseau. Nous employons cette théorie, et réduisons considérablement le calcul concernant la FFT.

Considérer une cellule d'unité avec un secteur de A , un atome circulaire qui est inversion symétrique est situé au centre qui assure la transformée de Fourier est réelle. Si la cellule d'unité est représentée par la fonction $u(r)$, donc sa transformé de Fourier est défini :

$$U(k) = \frac{1}{A} \iint_A u(r) e^{-ik \cdot \vec{r}} ds \quad \text{Avec } ds = r dr d\theta \quad (I.44)$$

$$u(r) = \begin{cases} \varepsilon_{Air} & r < R \\ \varepsilon_{Materiau} & r > R \end{cases} = \varepsilon_{Materiau} + \begin{cases} \varepsilon_{Air} - \varepsilon_{Materiau} & r < R \\ 0 & r > R \end{cases} \quad (I.45)$$

Ainsi l'intégration peut être résolue comme ci dessous :

$$U(k) = \varepsilon_{Air} \delta(k) + \frac{1}{A} \int_0^R r dr \int_0^{2\pi} (\varepsilon_{Air} - \varepsilon_{Materiau}) e^{-ik \cdot r \cos \theta} d\theta \quad (I.46)$$

$$U(k) = \varepsilon_{Air} \delta(k) + (\varepsilon_{Air} - \varepsilon_{Materiau}) \frac{1}{A} \int_0^R \left[\int_0^{2\pi} e^{-ik \cdot r \cos \theta} r d\theta \right] dr \quad (I.47)$$

Sachant que :

$$\int_0^{2\pi} e^{-ik \cdot r \cos \theta} r d\theta = 2\pi r J_0(kr) \quad (I.48)$$

$$U(k) = \varepsilon_{Air} \delta(k) + (\varepsilon_{Air} - \varepsilon_{Materiau}) \frac{1}{A} \int_0^R 2\pi r J_0(kr) dr \quad (I.49)$$

Sachant que :

$$\int_0^R 2\pi r J_0(kr) dr = R \frac{J_1(kR)}{k} \quad (I.50)$$

$$U(k) = \varepsilon_{Air} \delta(k) + (\varepsilon_{Air} - \varepsilon_{Materiau}) \frac{1}{A} 2\pi R \frac{J_1(kR)}{k} \quad (I.51)$$

Avec J_0, J_1 est l'ordre zéro et un de la fonction Bessel, à la fin en fait le produit et la division par R et l'équation finale est :

$$U(k) = \varepsilon_{Air} \delta(k) + (\varepsilon_{Air} - \varepsilon_{Materiau}) \frac{2\pi R^2}{A} \frac{J_1(kR)}{kR} \quad (I.52)$$

Ceci assume la périodicité, Pour le réseau périodique infini, seulement ces points du réseau réciproque ont la composante fréquentielle, Ainsi la transformée de Fourier pour le réseau entier serait :

On pose $A_{Atom} = 2\pi R^2$; si on remplace $f = \frac{A_{Atom}}{A_{Cellue}}$ on trouve :

$$U(G) = \varepsilon_{Air} \delta(G) + 2f(\varepsilon_{Air} - \varepsilon_{Materiau}) \frac{J_1(GR)}{GR} \quad (I.53)$$

f est Appelé paramètre de fraction

II.1.4. Réseau carré avec des tiges de Si en air :

Soit une structure à cristaux photonique bidimensionnels avec un réseau carré, notre réseau est composé de tiges de silicium immergé dans l'air (voir figure I.13).

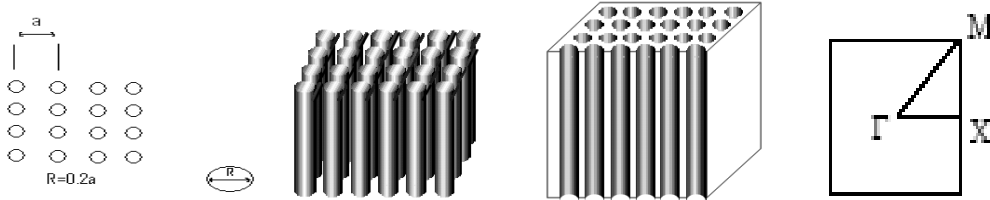


Figure. I.13. Première zone de Brillouin d'un réseau carré

II.1.4.1. Résultats de simulation d'un cristal photonique Carré

Les données utilisées dans ce calcul pour extraire la bande de structure TE/TM (voir figure I.14 et figure I.15) et la zone de Brillouin (figure I.16(a)), la fonction diélectrique (figure I.16(b)) et la fréquence (figure I.16(c)) dans un réseau carré avec des tiges de Si immergés dans l'air sont :

- Le nombre d'onde plane est de 121
- Le rayon « r » des tiges du Si est $r=0.2a$
- a : le pas du réseau
- Le nombre de vecteur d'onde $\vec{K}$ utilisés est : 31

Les résultats sont exprimés comme suite :

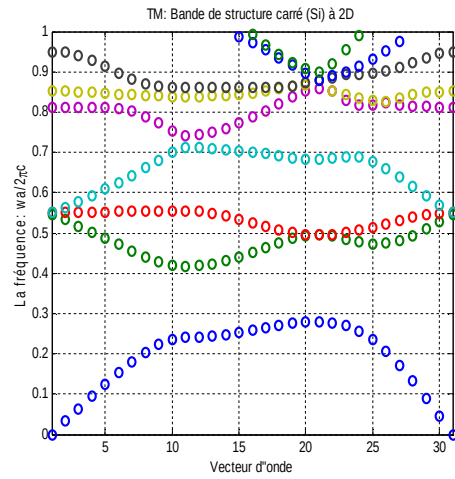
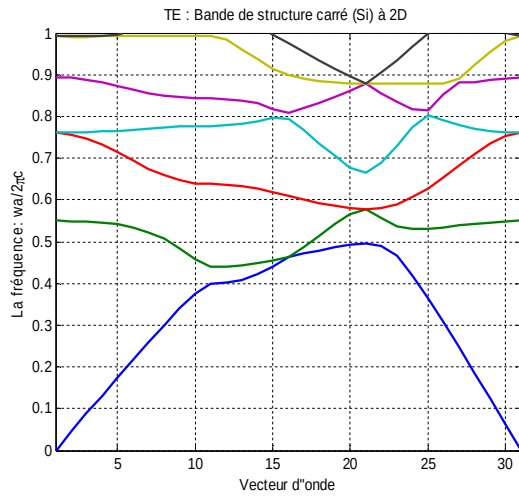
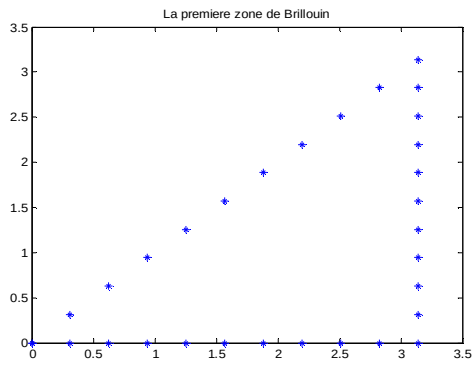
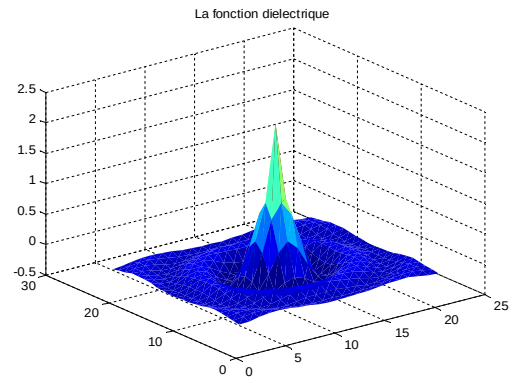


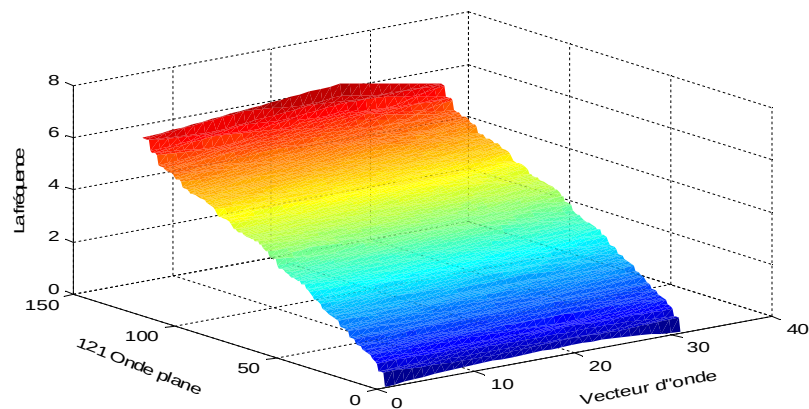
Figure I.14. Bande de structure carré à 2D pour le mode TE (gauche) et TM (droite) avec des tiges Si dans l'air



(a) La zone de Brillouin



(b) La fonction diélectrique



(c) La fréquence

Figure I.15. (a) la zone de Brillouin, (b) la fonction diélectrique et (c) la fréquence pour un réseau carré avec des tiges de Si dans l'air

II.2. Réseau Triangulaire

Cette structure comme son nom l'indique est un réseau ou les mailles sont en forme de triangles symétriques équilatéraux distanciés de « a ». Contrairement au réseau carré le réseau triangulaire est moins sensible à l'angle d'incidence, tandis que c'est difficile d'obtenir une bande interdite totale [38].

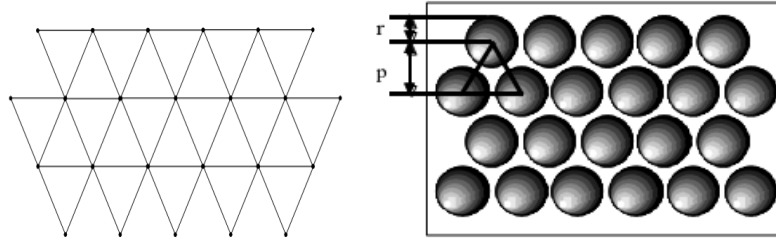


Figure I.16. Réseau triangulaire

II.2.1 Réseau triangulaire avec des tiges de Si en air :

Dans le cas d'une structure périodique 2D, les directions de propagation ne sont en général pas équivalentes. Les bandes interdites qui apparaissent pour chaque direction sont en différentes en largeur et en position. Pour connaître la zone de fréquences où toutes les bandes se recouvrent, il suffit de connaître et recouvrir les bandes associées aux directions de haute symétries. Un réseau cristallin 2D particulièrement favorable au recouvrement de ses diverses bandes interdites est le réseau triangulaire. Sa première zone de Brillouin est relativement proche d'un cercle.

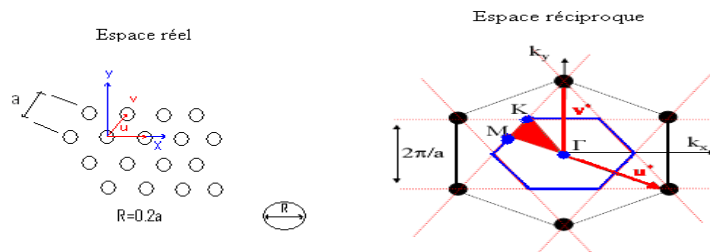


Figure I.17. Cristal photonique triangulaire et espace réciproque associé. Les points de haute symétrie de la première zone de Brillouin sont reportés (Γ , M , K).

Réseau triangulaire

Symbole	Espace réciproque
Γ	$k_x = 0, \quad k_y = 0$
K	$k_x = \frac{2\pi}{\sqrt{3}a}, \quad k_y = 0,$
M	$k_x = \frac{2\pi}{\sqrt{3}a}, \quad k_y = \frac{2\pi}{\sqrt{3}a},$

Tableau I.4: Les symboles et les directions vectrices d'onde pour les réseaux triangulaire

Cette figure représente un digramme de dispersion spécifique d'un cristal photonique triangulaire à 2D, de période « a », composés de motifs circulaire de Si avec ($\varepsilon = 12.096$) et ($R = 0.2a$) dans l'air pour des composantes du vecteur d'onde k variant le long des directions de hautes symétries (Γ vers K , K vers M et M vers Γ). Les deux polarisations TE (champ magnétique suivant l'axe des motifs) et TM (champ électrique suivant l'axe des motifs) sont découplées dans le cas de 2D et donnent lieu à deux systèmes de bandes indépendants. Une bande interdite est omnidirectionnelle si une bande apparaît pour toutes les directions mais pour une seule polarisation. On voit apparaître dans le cas présent une bande interdite commune à toutes les directions et aux deux polarisations. On parle alors de bande interdite absolue. Les deux polarisations ont été représentées. Pour un contraste d'indice et un réseau donné, le rapport des surfaces de haut et bas indice est un des facteurs déterminant la largeur des bandes interdites omnidirectionnelles. Dans le cas de motifs circulaires de rayon R dans un cristal triangulaire, de période a , on peut définir le facteur de remplissage en Si :

$$f = \frac{2\pi}{3} \left(\frac{R}{a}\right)^2$$

II.2.2 Résultats de simulation d'un cristal photonique triangulaire

Les données utilisées pour le calcul et l'extraction de la bande de structure TE et TM dans la figure I.18, la zone de Brillouin (figure I.19(a)), la fonction diélectrique (figure I.19(b)) et la fréquence (figure I.19(c)) pour un réseau triangulaire avec des tiges de Si dans l'air sont identiques à celle qui ont été utilisées pour le réseau carré.

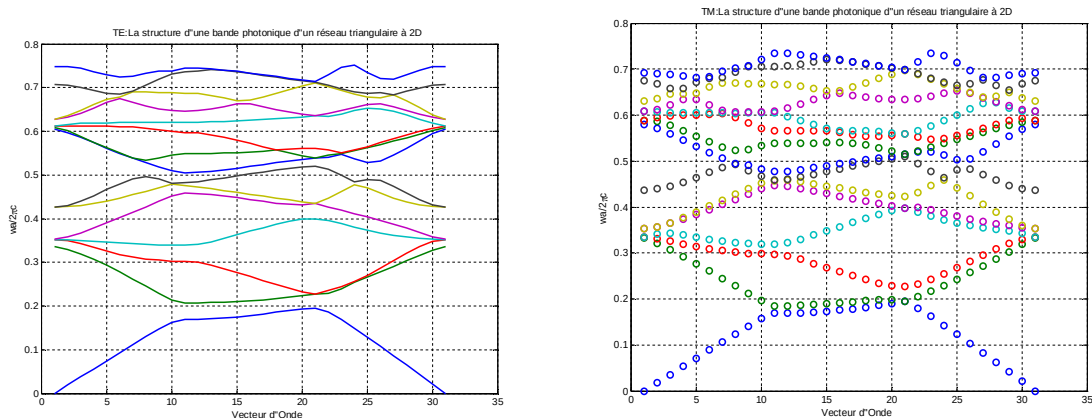
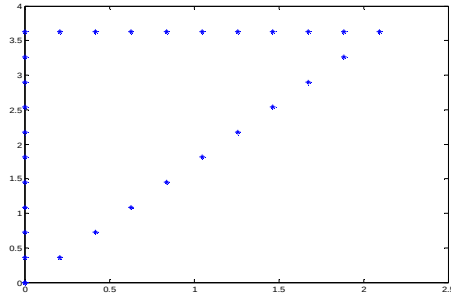
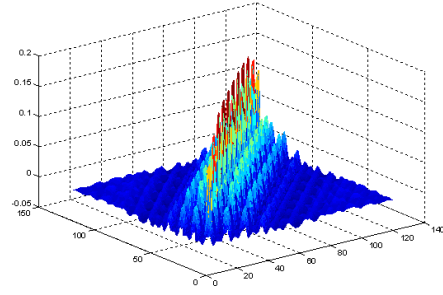


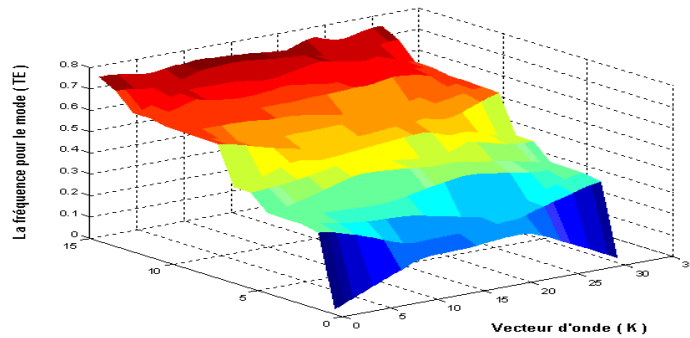
Figure I.18. Bande de structure triangulaire à 2D pour le mode TE (gauche) et TM (droite) avec des tiges Si dans l'air



(a) La zone de Brillouin



(b) La fonction diélectrique



(c) La fréquence

Figure I.19. (a) la zone de Brillouin, (b) la fonction diélectrique et (c) la fréquence pour un réseau triangulaire avec des tiges de Si dans l'air

II.3. Réseau Hexagonale:

Sur un réseau hexagonal, cette structure est similaire à la structure cristalline du graphite parce que tous les nœuds sont identiques et espacés de «a». Au contraire du réseau triangulaire, il s'agit bien d'un réseau à deux «atomes» par maille. Le réseau réciproque est aussi un réseau hexagonal et la zone de Brillouin irréductible est la même que pour le réseau triangulaire avec les directions principales notées $K\Gamma$ et $M\Gamma$ [39]. La Possibilité d'une bande interdite complète avait été prédite pour la première fois dans le cas d'un réseau de tiges diélectriques cylindrique.



Figure I.20 : (2.1). Réseau hexagonale avec $a_1 = a_2 = a$, (2.2) le réseau réciproque avec

$$b_1 = b_2 = \frac{4\pi}{\sqrt{3}a}$$

Les lignes connectées en pointillés indiquent comment la première zone de Brillouin peut être construite. La zone de Brillouin irréductible de coin hexagonal liée par points: Γ , M, K.

Réseau hexagonale

Symbol	Reciprocal space
Γ	$\vec{k} = 0$
M	$\vec{k} = \frac{2\pi}{\sqrt{3}a} \vec{y}$
K	$\vec{k} = \frac{2\pi}{3a} \vec{x} + \frac{2\pi}{\sqrt{3}a} \vec{y}$

Tableau I.5. Les symboles et les directions du vecteur d'onde pour les réseaux hexagonaux
Les vecteurs primitifs sont:

$$a_1 = a(1, 0), a_2 = a\left(\frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2}\right) \quad ; \quad b_1 = \frac{2\pi}{a}\left(1, -\frac{1}{\sqrt{3}}\right), b_2 = \frac{2\pi}{a}\left(0, \frac{2}{\sqrt{3}}\right)$$

Les facteurs de remplissage de l'air réseau hexagonal tiges dans le diélectrique sont :

$$f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{r_a}{V_0} \right)^2$$

Nous avons considéré comme un cristal photonique à 2D un réseau Hexagonale comme le montre la figure.20. Le réseau est constitué de tiges à haut indice ($n_{Rod} = 3.6056$) in air ($n_{Air} = 1$).

La constante de réseau pour la structure est considérée comme $a = 1\mu m$. Le rayon des tiges de réseau hexagonal est pris comme $R = 0.25a$, qui est $0.25\mu m$. Une telle disposition des tiges est censée fournir une largeur de bande autour de 1,55 m, ce qui est confirmé par la simulation PWE.

II.3.1. Résultats de simulation d'un cristal photonique Hexagonal

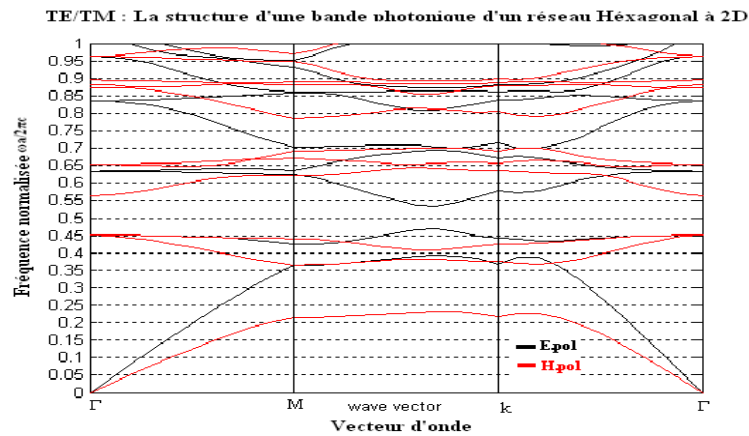
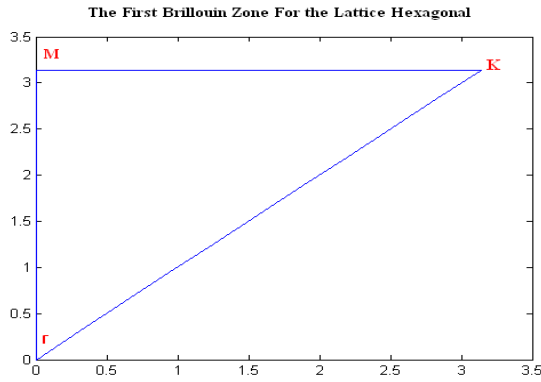
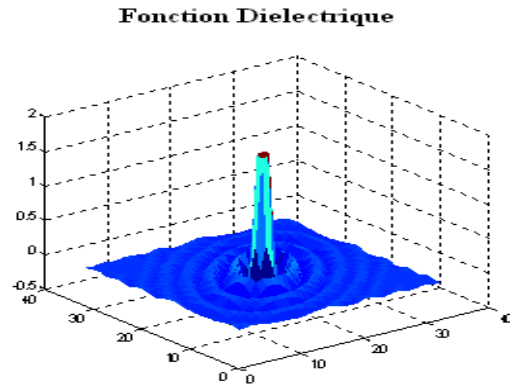


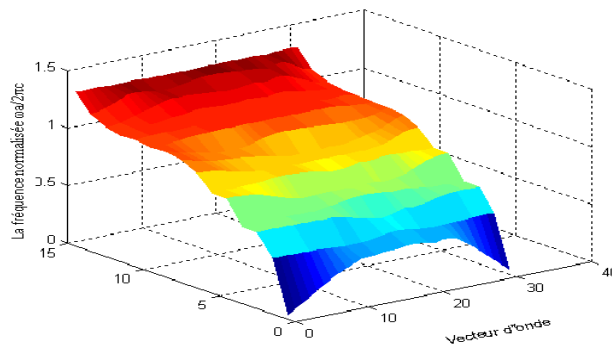
Figure I.21. Diagrammes de bande pour TE/TM d'un cristal photonique hexagonal à 2D
constitué avec des tiges de Si immergés dans d'air



(a) La zone de Brillouin



(b) La fonction diélectrique



(c) La fréquence

Figure I.22. (a) la zone de Brillouin, (b) la fonction diélectrique et (c) la fréquence pour un réseau hexagonal avec des tiges de Si dans l'air

III. Cristaux photoniques tridimensionnels

Les cristaux photoniques tridimensionnels (3D) ont attiré et attirent encore de nombreux efforts de recherche. Ils constituent la seule structure qui permette d'obtenir une bande d'énergie interdite dans toutes les directions de l'espace. En 1990 K.M Ho et al ont fabriqué le premier cristal photonique 3D, il a été formé de sphères de silicium arrangées selon une structure diamant [40]. Trois ans plus tard la célèbre E.Yablonovitch [41], a pu fabriquer une structure 3D pour les micro-ondes en perçant des trous dans du plexiglas selon trois angles azimutaux séparés de 120° et faisant un angle de 35° par rapport à la normale (figure.23. (a)). Plusieurs méthodes de fabrication de structures tridimensionnelles ont été proposées, les deux ont attiré le plus d'efforts de recherche tel que:

- **Structures "Tas de bois"**, obtenue en déposant couche sur couche des rubans de silicium polycristallin dans des tranchées de silice. Une fois la structure est bâti, la silice est retirée pour obtenir un cristal photonique 3D de silicium dans de l'air (figure I.23. (b)) qui possède un contraste d'indice suffisant pour ouvrir une bande interdite photonique omnidirectionnelle.

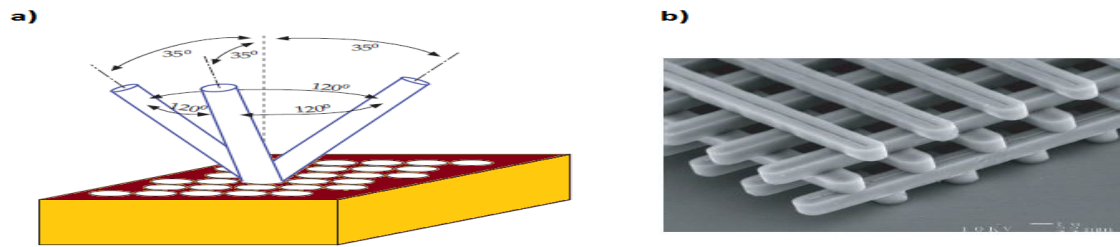


Figure I.23. La Yablonoite, une des premières structures avec une bande interdite photonique 3D: (a) La structure 3D de périodicité cfc est obtenue en perçant chaque trou à partir du même masque sous trois angles différents. (b) Image MEB d'un CP3D « tas de bois » fabriqué par lithographie UV dans du silicium [42,43].

- **Structures "Opale"**, Les opales ont été étudiées notamment pour contrôler l'émission spontanée, ce qui était une des motivations originelles de l'étude des cristaux photoniques [44].

Elles ont été beaucoup étudiées et basées sur l'organisation d'atomes sphériques. Il s'agit des structures en opales et opales inversées (figure I.24) [45, 46]. Sachant que les opales classiques sont obtenues chimiquement par auto-organisation des sphères et la structure inverse est fabriquée à partir de la structure classique par infiltration de matière entre les sphères. Ces sphères peuvent même être remplacées par de l'air en utilisant une gravure chimique. On obtient ainsi une matrice inversée de fort indice dans de l'air.

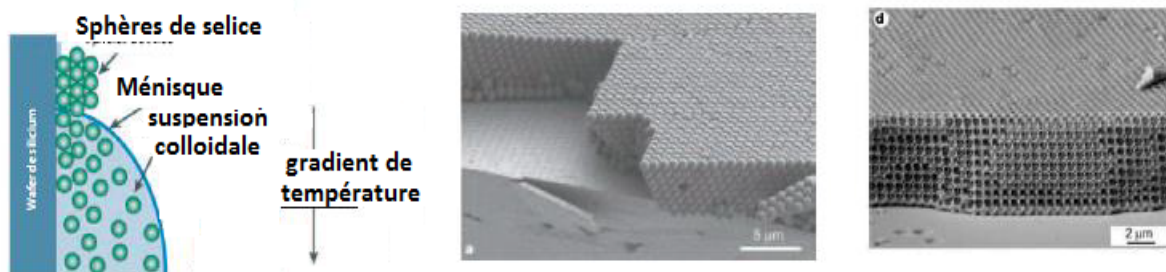


Figure I.24. (a) Etapes d'un procédé de fabrication d'opales. Des sphères de silices sont forcées de s'auto-organiser sur un substrat de silicium avec l'avancée du ménisque du solvant qui s'évapore. Pour obtenir une opale inversée de silicium, du silicium est infiltré entre les sphères de silice qui sont ensuite remplacées par de l'air en utilisant une gravure humide [45], (b) Image MEB d'une opale auto-organisée [46], (c) Image MEB d'une opale inversée [46].

VI. Facteur de remplissage

Le facteur de remplissage est défini comme le rapport entre le volume occupé par ce matériau dans la cellule élémentaire du cristal et le volume de cellule de cette dernière. L'influence de ces différents paramètres sur le comportement d'une structure photonique peut être comprise. Il peut

être comparé au largeur du potentiel périodique. S'il est pris pour le matériau de haut indice. Par exemple,

- Pour le facteur de remplissage dans un réseau unidimensionnel est le rapport entre l'épaisseur de la couche diélectrique de haut indice et la période du réseau.

$$f = \frac{w_H}{w_H + w_L} \quad (I.54)$$

- Pour le facteur de remplissage d'un réseau bidimensionnel, en air f désigne le rapport entre l'aire du motif (un disque) et l'aire de la cellule élémentaire du réseau considéré [47-51].

$$f = \frac{A_{\text{motif}}}{A_{\text{maille élémentaire}}} \quad (I.55)$$

Le facteur de remplissage dans l'air pour les motifs circulaires de rayon 'r' dans un *cristal carré* de période 'a', est défini comme suit :

$$f = \pi \left(\frac{r}{a} \right)^2 \quad (I.56)$$

Et pour les motifs circulaires de rayon r dans un *cristal triangulaire* de période a, le facteur de remplissage dans l'air est défini par :

$$f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{r}{a} \right)^2 \quad (I.57)$$

V. Contraste d'indice

La proportion entre l'indice de réfraction de la matrice diélectrique et l'indice de réfraction des motifs constituant le réseau, s'appelle le contraste d'indice [52].

Ce contraste est défini comme suit :

- Pour une structure unidimensionnelle, $\delta = \frac{n_H}{n_L}$ où n_H et n_L sont la couche diélectrique de haut et bas d'indice respectivement.
- Pour une structure bidimensionnelle, le contraste d'indice est la différence entre les indices du milieu et des motifs.

VI. Défauts

Pareillement que les semi conducteurs, en créant un défaut dans la périodicité du cristal cela va entraîner l'apparition de niveau permis, appelés modes de défauts, dans la bande interdite. L'idée est de briser localement la périodicité du réseau en créant un défaut.

Dans le cas d'un réseau de tige, le défaut consiste en l'omission d'un ou de plusieurs tiges. On peut aussi créer des défauts en modifiant le rayon des tiges. On peut aussi créer ces défauts pour le cas d'un réseau de trous.

VI. 1. Défauts ponctuels

VI.1.1. Les cristaux 1D

Lorsqu'on rompt la périodicité d'une structure ou introduire un défaut cela peut permet d'autoriser la propagation d'une onde de fréquence ω_0 comprise dans la bande interdite photonique (BIP). Des filtres très sélectifs peuvent être ainsi réalisés. Un exemple d'un défaut sera réalisé grâce une couche plus épaisse que les autres dans la structure (figure I.25).

Pour comprendre l'effet que fait un défaut, il faut qu'on réalise deux choses, le premier est de se restreindre à l'axe de propagation et de deux on considère un mode dont la fréquence ω appartient à la bande interdite photonique (BIP).

Si un défaut est introduit dans la structure, Il n'y a pas de modes qui se propagent à la fréquence ω dans le réseau périodique. Encore, La rupture de périodicité nous empêche de décrire les modes du système avec le vecteur d'onde k , pourtant il est possible de déterminer si une certaine fréquence peut supporter des états propagatifs dans le reste du cristal. Alors, les régions dans lesquelles les états sont propagatifs ou évanescents peuvent être divisé en espaces de fréquence, cela est montré dans la figure I.26.

Les défauts permettent à des modes localisés d'exister, avec des fréquences incluses dans la bande interdite photonique.

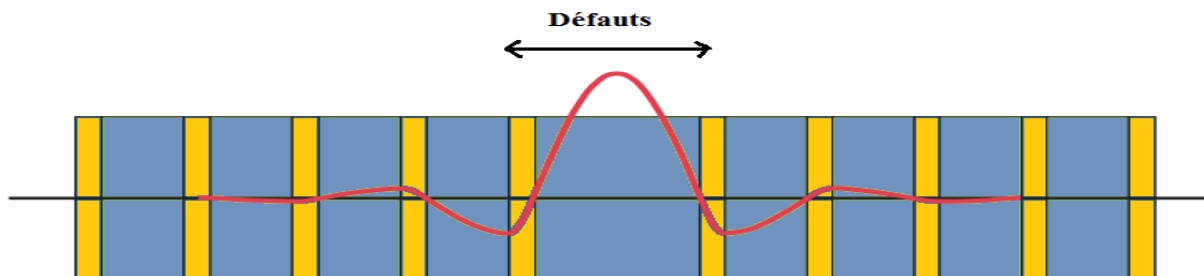


Figure I.25. Défaut dans une structure périodique unidimensionnelle, formé par l'élargissement d'une couche. Ce défaut peut être considéré comme une interface entre deux réseaux unidimensionnels parfaits. On notera l'élargissement du champ dû au défaut [53].

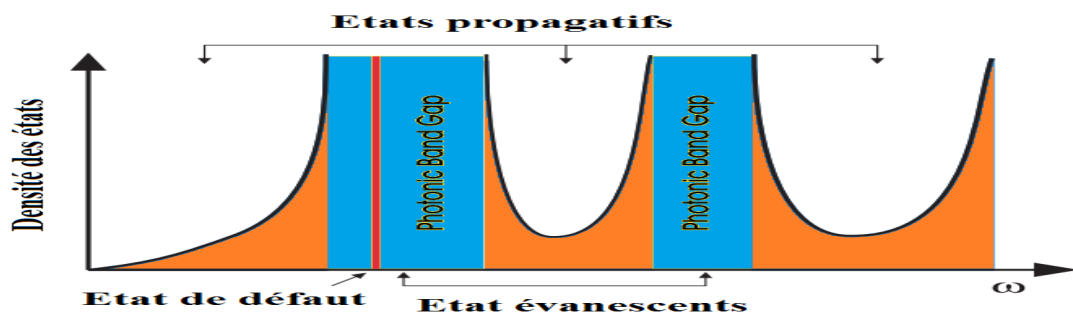


Figure I.26. : Division de l'espace des fréquences dans les états propagatifs et évanescents. Dans ce schéma, la densité d'états (nombre de modes permis par unité de

fréquence) est nulle dans les bandes interdites du cristal (zone jaune). Les modes ne peuvent exister dans ces régions que s'ils sont évanescents, et si la périodicité est rompue par un défaut (trait rouge) [53].

VI.1.2. Les cristaux 2D et 3D

Dans ce genre de structure, la création des défauts se fait, soit par :

- Une modification locale d'indice (n)
- Un changement de taille d'un motif du cristal (défauts de substitution)
- Le déplacement d'un de ces motifs (défaut interstitiels)
- Le retrait d'un motif (défaut lacunaire).

Cela correspond à une microcavité à l'intérieur du cristal photonique. La présence d'un défaut ponctuel peut conduire à l'existence de niveaux discrets d'énergie dans une ou plusieurs bandes interdites à la fois. Le défaut a pu introduire des modes électromagnétiques (EM) appelés modes de défaut. C'est un mode dont la fréquence peut se situer dans la bande interdite et qui est localisé autour du site du défaut.

Plusieurs équipes ont étudiés les caractéristiques de ces défauts [54]. A partir de 1991, ils ont permis de calculer les fréquences des modes de défauts dans un cristal photonique de réseau carré. En plus, La transmission de ces structures a été étudiée par Joannopoulos et al [55-57], ils ont montré théoriquement que les propriétés des modes de défauts peuvent être contrôlées en modifiant le type et la taille de défauts.

VII. Conclusion

Nous avons discuté dans ce chapitre, les concepts de base sur les cristaux photoniques. Parmi ces concepts, le plus importants entre eux est leurs possessions de structures de bandes interdites photonique issus de leurs propres architectures. Effectivement, les cristaux photoniques sont des matériaux dont la variation périodique de la constante diélectrique des matériaux constituant ce cristal photonique à l'échelle de la longueur d'onde, sur une ou plusieurs directions ; conduit à l'ouverture d'une bande interdite photonique interdisant la propagation de lumière. L'influence de tous types de défauts (microcavité, guide d'onde, couplage microcavité-guide d'onde..etc) volontairement créés dans la structure périodique originale de ce cristal sur la bande interdite est à la base de toutes les applications conçus au tours de ce type de structure. En revanche, la grande flexibilité rend ces structures périodiques très prometteuses afin de réaliser de composants optiques planaires originaux et compacts et plus notamment les capteurs optiques. Le chapitre suivant sera présenté sur les méthodes numériques les plus utilisées dans ce domaine de recherche et une description détaillée sur la méthode d'analyse des CPs-2D qui est la méthode FEM.

Références du chapitre I:

- [1]. E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics," Phys. Rev. Lett. 58, 2059–2062 (1987).
- [2]. R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, et J. D. Joannopoulos, Photonic bound states in periodic dielectric materials, Phys. Rev. B 44, 13772 (1991).
- [3]. J. D. Joannopoulos, R. D. Maede, and J. N. Winn, « Photonic crystals: Molding the FLOW of light », Princeton Univ. Press, 1995.
- [4]. Soumia MASSAOUDI, étude théorique et expérimentale des matériaux a bandes interdites photoniques bidimensionnels en micro-onde : application a l'ultra réfraction. Thèse de doctorat. Spécialité : électronique. Université Paris XI ORSAY. Soutenue le 25 février 2005.
- [5]. Jean-Michel LOURTIOZ, Cristaux photoniques et « gaps » de photons -Aspects fondamentaux- et -Propriétés et applications-, Date de publication : 2004 af3710/11, technique de l'ingénieur.
- [6]. Lydie FERRIER. Micro-nano structures à base de cristaux photoniques pour le contrôle 3D de la lumière. Thèse de doctorat. Ecole Centrale de Lyon, 2008.
- [7]. Yohan DESIERES, Conception et études optiques de composants micro-photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bande interdite de photon. . Thèse de doctorat. Spécialité : matériaux. Institut national des sciences appliquées de Lyon. Soutenue le 20 décembre 2001.
- [8]. Yassine BENACHOUR, Optimisation de cristaux photoniques pour l'optique non linéaire. Thèse doctorat. Spécialité : physique. Université Paris Sud - Paris XI, soutenue le 11 avril 2008.
- [9]. Christophe BOUREL, Étude mathématique et numérique de cristaux photoniques fortement contrastés Thèse doctorat. Spécialité : Mathématiques Appliquées. Université du sud Toulon-Var. Soutenue le 13 décembre 2010.
- [10]. Kévin LENGLE, Traitement tout optique du signal à base de composants à cristaux photoniques en matériaux semi-conducteurs III-V. Thèse doctorat. Spécialité : Physique. Université de RENNES 1. Soutenue le 19 Juin 2013.
- [11]. Sarah BENCHABANE, guidage et filtrage des ondes dans les cristaux photoniques. Thèse doctorat. Spécialité : Sciences Pour l'Ingénieur. Université de FRANCHE-COMTÉ. Soutenue le 6 décembre 2006.

- [12]. Charles CAËR, Cristaux photoniques à fente : vers un photonique silicium hybride à exaltation localisée du champ électromagnétique. Thèse doctorat. Spécialité : Physique. Université Paris-Sud. Soutenue le 16 septembre 2013.
- [13]. Delphine NEEL, Etude en champ proche optique de guides à cristaux photoniques sur SOI. Thèse doctorat. Spécialité : Dispositifs de l'Electronique Intégrée. Ecole Centrale de Lyon. Soutenue le 21 Novembre 2006.
- [14]. Meade, R.D., et al., Novel applications of photonic band gap materials: low-loss bends and high Q cavities. *Journal of Applied Physics*, 1994. 75(9): p. 4753-4755.
- [15]. Benisty, H., Modal analysis of optical guides with two-dimensional photonic band-gap boundaries. *Journal of Applied Physics*, 1996. 79(10): p. 7483-7492.
- [16]. Yariv, A., et al., Coupled-resonator optical waveguide : a proposal and analysis. *Optics Letters*, 1999. 24(711).
- [17]. Mekis, A., S. Fan, and J.D. Joannopoulos, Bound states in photonic crystal waveguides and waveguide bends. *Physical Review B*, 1998. 58: p. 4809.
- [18]. Baba, T., N. Fukaya, and J. Yonekura, Observation of light propagation in photonic crystal optical waveguides with bends. *Electronics Letters*, 1999. 35(8).
- [19]. Grillet, C., et al. Guided modes in straight and ring PBG waveguides on InP membranes. In *International workshop on photonic and electromagnetic crystal structures*, PECS. 2000. Sendai, Japan.
- [20]. Kuchinsky, S., et al., 3D localization in a channel waveguide in a photonic crystal with 2D periodicity. *Optics communications*, 2000. 175: p. 147-152.
- [21]. Sondergaard, T., et al., Designing finite-height two-dimensional photonic crystal waveguides. *Applied Physics Letters*, 2000. 77: p. 785-787.
- [22]. Leonard, S.W., et al., Single-mode transmission in two-dimensional macro porous silicon photonic crystal waveguides. *Optics Letters*, 2000. 25: p. 1297-1299.
- [23]. Lin, S.Y., et al., Demonstration of highly efficient waveguiding in a photonic crystal slab at the 1.5- μm wavelength. *Optics Letters*, 2000. 25(17): p. 1297-1299.
- [24]. Notomi, M., et al., Singlemode transmission within photonic bandgap of width-varied single-line-defect photonic crystal waveguides on SOI substrates. *Electronics Letters*, 2001. 37(5): p. 293-295.
- [25]. Talneau, A., L. Le Gouezigou, and N. Bouadma, Quantitative measurement of low propagation losses at 1.55 μm on planar photonic crystal waveguides. *Optics Letters*, 2001. 26(16): p. 1259-1261.

- [26]. Olivier, S., et al., Miniband transmission in a photonic crystal coupled resonator optical waveguide. *Optics Letters*, 2001. 26(13): p. 1019-1021.
- [27]. Sugimoto, Y., et al., Theoretical and experimental investigation of straight defect waveguides in AlGaAs-based air-bridge-type two-dimensional photonic crystal slabs. *Applied Physics Letters*, 2001. 79: p. 4286.
- [28]. Adibi, A., et al., Role of distributed Bragg reflection in photonic-crystal optical waveguides. *Physical Review B*, 2001. 64: p. 41102.
- [29]. Adibi, A., et al., Guiding mechanisms in dielectric-core photonic-crystal optical waveguides. *Physical Review B*, 2001. 64: p. 41102.
- [30]. Alexandru Ioan Căbuz, electromagnetic metamaterials. From photonic crystals to negative index composites. Thèse de doctorat ; Ecole Doctorale: Physique et Chimie. Université Montpellier II sciences et techniques Du Languedoc 19 juin 2007.
- [31]. Dave Steyaert, Nouvelles structures a bande interdite photonique pour applications antennaires ; université de bordeaux 1, France 2006.
- [32]. Josselin Mouette ; Micro-resonateurs sans cavités à base de cristaux photoniques bidimensionnels ; 2001 ; France
- [33]. Joannopoulos. (J. D), Meade (R. D.) et Winn (J. N.), *Photonic Crystals : Molding the Flow of Light*. Princeton University Press, 1995.
- [34]. S. Guo, et S. Albin, "Simple plane wave implementation for photonic crystal calculations," *Optics Express*, Vol.11, N°2, p. 167-175, 2003.
- [35]. S. Shi, C. Chen, et D.W. Prathe, "Revised plane wave method for dispersive material and its application to band structure calculations of photonic crystal slabs," *Appl. Phys. Lett.*, vol.86, p. 043104-43104, 2005.
- [36]. R.D. Meade ,K.D. Bommer ,A.M. Rappe , and J.D. Joannopolous , "Photonic bound-states in periodic dielectric materials ", *Phys .Rev.B*, Vol .44 ,no .24,p.13772-13774,1991.
- [37]. 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.
- [38]. 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.
- [39]. Aurélien. Merkel « Étude Théorique et Expérimentale de la Propagation Acoustique dans les Cristaux Phononiques Granulaires Tridimensionnels », thèse de doctorat, université du Maine, Le Mans, décembre 2010 France.

- [40]. K. M. Ho, C. T. Chan, et M. Soukoulis, "Existence of a photonic gap in periodic structures," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 65, p. 3152, 1990.
- [41]. E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, R. D. Meade, A. M. Rappe, K. D. Brommer, et J. D. Joannopoulos, "Donor and acceptor modes in photonic band structure," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, p. 3380 -3383, 1991.
- [42]. S.Y. Lin, J.G. Fleming, B.K. Hetherington, B.K. Smith, R. Biswas, K.M. Ho, M.M. Sigalas, W. Zubrycki, S.R. Kurtz, et J. Bur, "A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths," *Nature*, vol. 394, p. 251-253, 1998.
- [43]. Robert Michaël Farha, « Etude d'une structure à cristal photonique « LOM » gravée dans un guide Ti:linbo3 dopé erbium pour l'émission de la lumière à 1,55 μ m », thèse doctorat, Université Pierre et Marie Curie ,2010.
- [44]. P. Lodahl, et al., "Controlling the dynamics of spontaneous emission from quantum dots by photonic crystals," *Nature*, vol. 430, p. 654-657, 2004.
- [45]. J. D. Joannopoulos, "Photonics: Self-assembly lights up," *Nature*, vol.414, p. 257-258, 2001.
- [46]. Y.A. Vlasov, et al., "On-chip natural assembly of silicon photonic bandgap crystals," *Nature*, vol. 414, p. 289-293, 2001.
- [47]. B. Lombardet, "Étude et réalisation des cristaux photoniques pour l'optique intégrées," Thèse de doctorat n°3254, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 2005.
- [48]. D. Felbacq, E. Centeno, "Theory of diffraction for 2D photonic crystals with a boundary," *Optics communications*, vol.199, p. 39-45, 2001.
- [49]. B. Lombardet, « Étude et réalisation des cristaux photoniques pour l'optique intégrées », Thèse de doctorat n°3254, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 2005.
- [50]. Y. Merle, « Etude de la dispersion électronique dans les matériaux périodiques diélectriques bidimensionnels », Thèse de doctorat n°47-2003, Université de limoges, Novembre 2003.
- [51]. D. Felbacq, E. Centeno, « Theory of diffraction for 2D photonic crystals with a boundary », *Opt. Commun.*, Vol199, N° 4 pp. 39-45, 2001.
- [52]. M. Zelsmann, "Nano-structures à base de cristaux photoniques en silicium sur isolant pour les circuits intégrés photoniques et l'émission de lumière," Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble 1, 2003.

- [53]. J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, et J. N. Winn, "Photonic Crystals- Molding the Flow of Light," Princeton University Press, 1995.
- [54]. R.D. Meade, K. D. Brommer, A.M. Rappe, et J. D. Joannopoulos, "Photonic bound states in periodic dielectric materials," *Phs. Rev. B*, vol. 44, p. 13772-13774, 1991.
- [55]. M. Sigalas, C. M. Soukoulis, E. N. Economou, C. T. Chan, et K. M. Ho, "Photonic band gaps and defects in two dimensions: Studies of the transmission coefficient," *Phys. Rev. B*, vol. 48, p.14121, 1993.
- [56]. F. Gadot, « Modelisation et caractérisation expérimentale de matériaux à Bandes Interdites Photoniques (BIP) en Micro-Ondes, » thèse de Doctorat, Université De Paris sud, Janvier 1999.
- [57]. K. Sakoda, "Optical properties of photonic crystals," Springer Series in Optical Sciences, vol. 80, Springer-Verlag, Berlin, 2001.

Chapitre II : Méthodes et Outils de Simulation Numériques

II.1. Introduction

Naturellement, L'étude et les propriétés spécifiques des cristaux photoniques (CP), mène à étudier le comportement de la lumière dans les matériaux à bande interdite photonique (BIP). Au 19ème siècle, James Clerck Maxwell a établi des équations régissant le champ électromagnétique (EM), ces équations 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. Plus encore, Ces équations différentielles vectorielles permettent de modéliser les relations entre les charges, leurs déplacements et les champs électriques (E) et magnétiques (B). Grâce aux performances croissantes des moyens de calcul, utilisés par nombreux outils de modélisation, des phénomènes de propagation et de diffraction des ondes électromagnétiques ont été développés depuis la fin des années 60.

Afin de mener une étude sur les différents matériaux BIP, plusieurs outils de simulation théorique sont à notre disposition, ces derniers sont basés sur différentes méthodes. Parmi ces méthodes nous pouvons retrouver : -la méthode des moments-la méthode des différences finies dans le domaine temporel-la méthode-la méthode des éléments finis- la méthode des ondes planes et bien d'autres encore.

Parmi les techniques de calcul de la physique du solide on trouve la méthode des ondes planes PWE (Plane Wave Expansion). Cette méthode décrite déjà en chapitre I est adaptée à la détermination de diagramme de dispersion des structures périodiques de dimensions infinies [1, 2, 3].

II.2. Les méthodes numériques

Elles sont des méthodes qui résolvent directement l'équation de propagation électromagnétique. Avec le développement des ordinateurs ces méthodes trouvent un large champ d'utilisation, il existe plusieurs types [4-7].

II.2.1. La méthode des ondes planes (PWEM)

La méthode des ondes planes (Plane Wave Expansion Method, PWEM) [8] est particulièrement adaptée au calcul du diagramme de dispersion pour des structures périodiques infinies. Etant basée sur la résolution de l'équation aux valeurs propres. La technique de décomposition en ondes planes consiste à résoudre, dans l'espace fréquentiel, l'équation d'onde linéaire en développant le champ électromagnétique sur une base d'ondes planes. Elle permet de déterminer la polarisation, la fréquence, la symétrie et la distribution du champ pour les modes d'une structure photonique [9]. Grâce à la technique des supercellules, nous pouvons adopter cette méthode afin d'étudier certaines structures non périodiques, notamment les guides d'ondes ou les cavités [10].

II.2.2. La méthode FDTD (Finite Différence Time Domain)

En 1966, Kane S. Yee a proposé la méthode FDTD (Finite Différences Time Domain) ou la méthode des différences finies dans le domaine temporel [11]. A partir de 1975 une série d'articles préconisant ses futures applications sont apparus [12, 13]. C'est une méthode de résolution directe permettant la résolution des équations de Maxwell sur les variables spatiales et la variable temporelle [14]. Elle utilise l'outil numérique des différences finies. Cette méthode de calcul effectuée dans le domaine temporel permet de visualiser la propagation de l'onde dans des milieux structurés tels que les cristaux photoniques. Elle permet aussi à l'utilisateur de développer une compréhension plus intuitive des processus de propagation. Plus encore, Elle permet d'obtenir de nombreuses informations sur la propagation de l'onde électromagnétique et les conditions sur les bords de l'espace maillé qui empêchent toute réflexion (On utilise couramment la condition de Bérenger, plus connue sous le nom de PML (Perfectly Matched Layer) dans la structure [15].

Cette méthode peut en théorie traiter tous les problèmes [16], tel que les matériaux linéaires et non linéaires, elle fournit les cartes de champ, la transmission et les diagrammes de rayonnement. Par contre, cette méthode exige une excellente résolution qui nécessite des moyens de calcul et des mémoires informatiques importants, ce qui oblige à réduire la taille de l'espace de travail.

Dans cette partie, nous présentons les principes de la méthode FDTD et nous donnons un exemple sur les points nécessaires à la modélisation des cristaux photoniques.

II.2.2.1. Principe de base de la méthode

II.2.2.1.1. Équations de bases (équations de Maxwell)

La méthode des différences finies temporelles (FDTD) se base sur la résolution directe des équations de Maxwell sous leur forme différentielle. Si on prend l'exemple d'un matériau isotrope, non dispersif, sans source et transparent (constante diélectrique purement réelle) dans un repère cartésien (x, y, z), on peut s'écrire deux de ces équations comme suit :

$$\begin{cases} \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \end{cases} \quad (II.1)$$

II.2.2.1.2. Cristaux photoniques bi-périodiques

Dans le cas des cristaux bidimensionnels où (bi-périodiques) suivants la direction x et y et invariante selon la direction z, la propagation du champ se fait sur le plan et s'annule dans la troisième direction.

Les différentes équations décrites en (II.1) se composent de vrai en deux parties d'équation. Ces deux parties d'équations sont deux polarisations transverse électriques (TE) et transverse magnétique (TM).

Pour mieux comprendre ce cas, soit un cristal périodique suivant les directions x et y et infini suivant z. les dérivées par rapport à z s'annulent. Les équations (II.1) impliquent:

$$\begin{cases} \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(-\frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(-\frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \end{cases} \quad (II.2)$$

On remarque une indépendance d'évolution entre les deux parties (E_z , H_x et H_y) et (E_x , E_y , et H_z). En conséquence résulte deux systèmes d'équations indépendants, l'un décrivant la polarisation TE et l'autre la polarisation TM.

II.2.2.1.3. Polarisation TE

Le plan de périodicité du cristal photonique comporte les composantes électriques qui sont transverses d'où la polarisation TE est définie par le système suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left(-\frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \end{cases} \quad (II.3)$$

II.2.2.1.4. Polarisation TM

En parallèle ce sont les composants magnétiques qui sont transverses. Cette polarisation est administrée par le système suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(-\frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \end{cases} \quad (\text{II.4})$$

L'obtention des dérivées temporelles et spatiales des fonctions (E_x, E_y, E_z) et (H_x, H_y, E_z) est possible grâce à une approximation basée sur le développement limité de Taylor au second ordre (figure II.1).

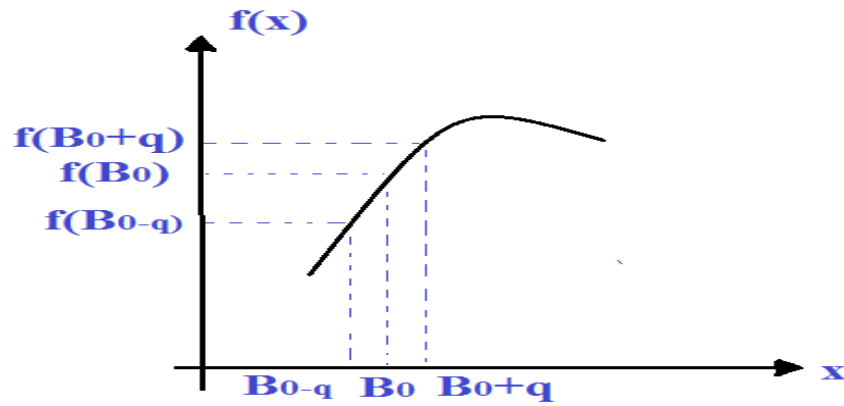


Figure II.1. Calcul de la dérivée de $f(x)$ en B_0 .

II.2.2.1.5. L'algorithme de Yee et discrétisation des équations :

Le schéma proposé par Yee permet de surmonter la difficulté due à la dépendance simultanée des champs électrique E et magnétique H entre eux, en effet, on obtient un schéma numérique explicite permettant le calcul du champ électromagnétique dans tout le volume d'étude en fonction du temps. Les composantes des champs électriques et magnétiques sont décalées d'un demi-pas spatial et calculées de manière alternative et itérative, respectivement à des multiples pairs et impairs du demi-pas temporel.

Une discrétisation spatiale et temporelle aux différences finies est effectuée pour la résolution des deux sous systèmes (II.3) et (II.4). Donc, l'espace 2D est discrétisé par un maillage de pas Δx selon x et Δy selon y (sachant que $\Delta x = \Delta y = \Delta$ dans la plupart des cas), et l'espace des temps est discrétisé avec un pas temporel Δt .

Ainsi que l'espace est divisé en mailles élémentaires (ou cellules 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).

Afin d'extraire les composantes du champ électrique nous pouvons appuyer sur les équations de Maxwell car elles sont calculées au milieu des arêtes des mailles, en effet la forme particulière de ces dernières nous permet ce calcul. Les composantes du champ magnétique sont déterminées au centre des faces (figure II.2).

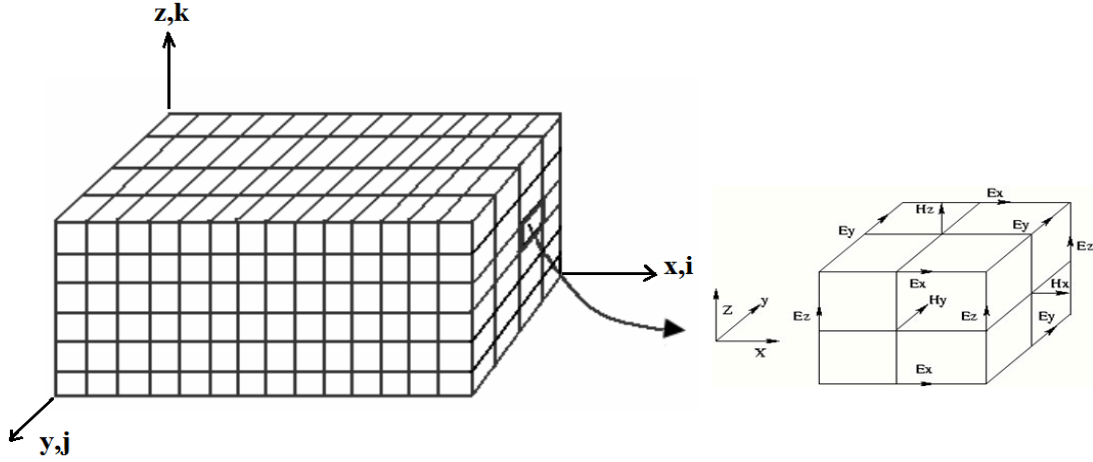


Figure II.2. Volume de calcul et cellule élémentaire.

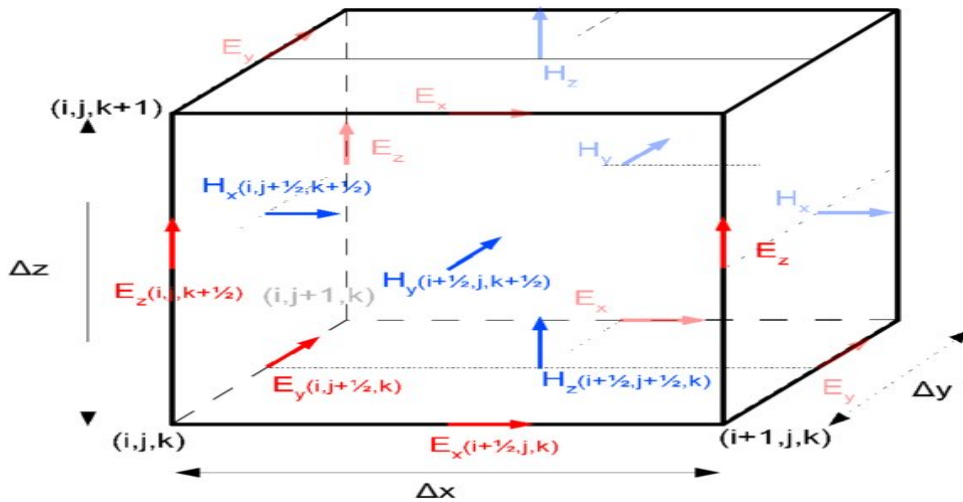


Figure II.3. Cellule cubique de Yee.

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

Le calcul temporel des composantes magnétiques est décalé d'un demi pas de temps sur celui des composantes électriques qui sont calculées tous $n\Delta t$. Quant aux composantes magnétiques, elles sont calculées aux instants $(n+1/2)\Delta t$. Cette disposition assure un processus itératif entièrement explicite (pas d'inversion de matrice).

Dans un processus itératif, L'évolution du champ électromagnétique en fonction du temps est donc déterminée en chaque point du réseau. En partant de :

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

A partir des équations suivantes :

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right) - H_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right)}{\Delta t} \quad (\text{II.6})$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial y} = \frac{E_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j+1\right) - E_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j\right)}{\Delta y} \quad (\text{II.7})$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = \frac{E_y^n\left(i+1, j+\frac{1}{2}\right) - E_y^n\left(i, j+\frac{1}{2}\right)}{\Delta x} \quad (\text{II.8})$$

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right) - H_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right) + \frac{\Delta t}{\mu\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right)\Delta} \left[E_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j+1\right) - E_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j\right) + E_y^n\left(i, j+\frac{1}{2}\right) - E_y^n\left(i+1, j+\frac{1}{2}\right) \right] \quad (\text{II.9})$$

De la même manière on calculera les deux composantes de E, ce qui nous donne

$$E_x^{n+1}\left(i+\frac{1}{2}, j\right) - E_x^n\left(i+\frac{1}{2}, j\right) + \frac{\Delta t}{\varepsilon\left(i+\frac{1}{2}, j\right)\Delta} \left[H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right) - H_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}\right) \right] \quad (\text{II.10})$$

$$E_y^{n+1}\left(i, j+\frac{1}{2}\right) - E_y^n\left(i, j+\frac{1}{2}\right) + \frac{\Delta t}{\varepsilon\left(i, j+\frac{1}{2}\right)\Delta} \left[H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right) - H_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right) \right] \quad (\text{II.11})$$

II.2.2.1.6. Conditions de stabilité de l'algorithme de Yee

Courant, Friedrich et Levy (CFL) [17, 18], ont analysé les problèmes de stabilité des méthodes numériques explicites. Taflove a appliqué cette approche à la méthode FDTD [17, 19].

Le schéma de Yee est explicite et conditionnellement stable. Des valeurs arbitraires des pas de discrétisation spatiotemporels peuvent mener vers des solutions sans fin du champ électromagnétique. Afin d'éviter une telle situation, les pas Δx , Δy , Δz et Δt choisis de manière à respecter les critères de stabilité suivants :

-cas de 3D :

$$\Delta t \leq \frac{1}{v_{\max} \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \quad (\text{II.12})$$

Et

-cas de 2D :

$$\Delta t \leq \frac{1}{v_{\max} \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2}}} \quad (\text{II.13})$$

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

$$\Delta t \leq \frac{\Delta}{(v_{\max} \sqrt{2})} \quad (\text{II.14})$$

Δt : le pas d'échantillonnage temporel

$v_{\max}$ est la vitesse maximale de propagation dans le milieu du système étudié, en général la vitesse de la lumière dans le vide.

L'équation (II.14) se comprend assez intuitivement : il faut que le pas temporel soit suffisant pour permettre de décrire la propagation de l'onde d'un nœud au nœud le plus proche, distant optiquement de Δ . Plus le maillage spatial sera fin et plus le nombre d'itérations pour décrire un temps T de propagation sera important.

Il est alors possible de donner l'algorithme de base du calcul FDTD qui se présente sous la forme indiquée à la figure (II.4).

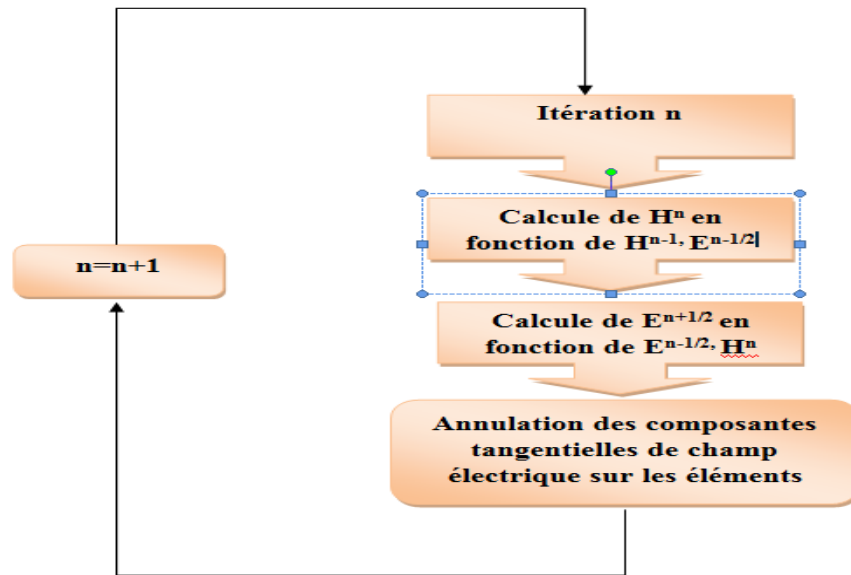


Figure II.4. Algorithme de calcul des champs

II.2.2.1.7. 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 œuvre de cette technique de calcul.

Deux familles de solutions existent :

- Condition de Mur [20, 21]
- Condition PML « perfectly matched layers » [22]

II.2.2.1.8. Condition de Mur (Paroi)

Engquist et Madja [23] ont mis un principe adopté par Mur [24] en utilisant une technique qui n'est applicable que dans le cas d'un maillage FDTD cartésien. Ce principe est basé sur la factorisation des opérateurs aux dérivées partielles dans l'équation de l'onde.

Dans le cas 2D, l'équation d'onde est la suivante :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{II.15})$$

Avec u : composante scalaire de l'un des champs E et H . L'équation se présente sous la forme du produit d'un opérateur, nommé L , par la fonction u tel que $Lu=0$ et avec :

$$L \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \quad (\text{II.16})$$

Il est possible d'écrire l'opérateur L sous la forme d'un produit d'opérateurs $L=L^+ L^-$, avec :

$$L^\pm \equiv \frac{\partial}{\partial x} \pm \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \sqrt{1 - \left(\frac{\frac{\partial}{\partial y}}{\left(\frac{1}{c} \right) \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)} \right)^2} \quad (\text{II.17})$$

Engquist et Madja ont montré que l'application de L^- ou L^+ à la fonction d'onde U tel que $L^\pm .U=0$ permettait respectivement en $x=0$ ou $x=d$ une absorption de la partie de l'onde qui devrait être réfléchi à l'interface entre les deux milieux, et ce quel que soit l'angle d'incidence de cette onde. Une factorisation similaire est évidemment possible pour $y=0$ et $y=d$.

Pour une onde plane autour de l'incidence normale, on peut considérer que la dérivée suivant y est petite devant la dérivée temporelle et donc que :

Avec :

$$\sqrt{1 - s^2} \approx 1 - \frac{1}{2} s^2 \quad (\text{II.18})$$

$$s \equiv \frac{\frac{\partial}{\partial y}}{\left(\frac{1}{c}\right) \left(\frac{\partial}{\partial t}\right)} \quad (\text{II.19})$$

Une approximation au second ordre de l'équation différentielle devrait être appliquée aux composantes tangentielles du champ en $x=0$ pour éliminer l'onde réfléchie

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x \partial t} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \frac{c}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 0 \quad (\text{II.20})$$

Cette équation discrétisée par la méthode des différences finies correspond aux conditions de MUR du second ordre. Ces conditions ne sont pas applicables pratiquement aux coins du domaine de calcul sans que le développement de (II.20) ne soit réduit au premier ordre. L'équation différentielle pour $x=0$ se réduit alors à :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x \partial t} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{II.21})$$

Deux remarques peuvent être faites sur ces conditions aux limites.

- Elles ne sont rigoureusement valables que pour des ondes arrivant à incidence normale à la limite du domaine. Une réflexion parasite apparaîtra pour des incidences s'en écartant.
- Ces conditions sont identiques pour les composantes du champ E et H.

II.2.2.1.9. 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 σ et magnétique σ^*). Dans le vide, cette condition s'exprime:

$$\frac{\sigma}{\epsilon_0} = \frac{\sigma^*}{\mu_0} \quad (\text{II.22})$$

Où ϵ_0 désigne la permittivité du vide et μ_0 sa perméabilité magnétique.

Dans ce cas l'onde n'est pas réfléchie 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 [25]. L'absorption n'est alors choisie non nulle que suivant l'axe normal à l'interface entre les deux milieux (figure II.5). À l'interface, l'onde plane incidente est décomposée fictivement en deux ondes :

- Une onde à incidence normale, qui vérifie la condition (Eq. II.22) et qui n'est pas donc réfléchiée à l'interface entre le milieu non absorbant et le milieu absorbant.
- 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.

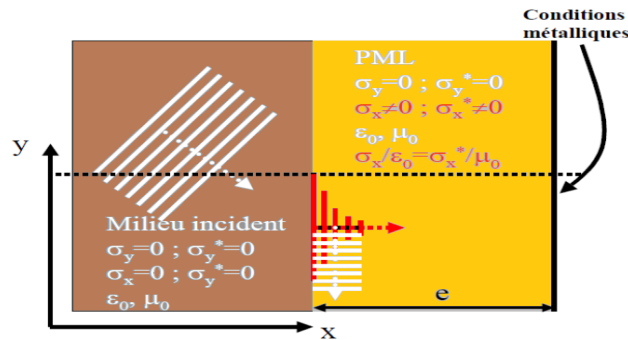


Figure II.5. Fonctionnement d'un milieu de type PML [26].

La figure II.6 montre l'utilisation des PML pour un système à 2D.

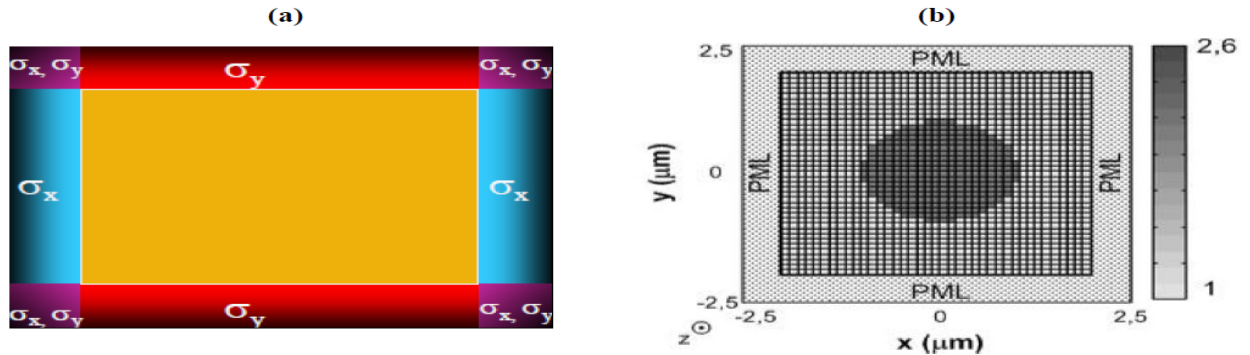


Figure II.6. Utilisation des couches PML dans le cas 2D.

II.2.3. La méthode des éléments finis (MEF)

La méthode des éléments finis touche deux domaines de recherche très importants tels que, les mathématiques et les sciences de l'ingénieur. Dans les mathématiques, ils remontent jusqu'aux résidus pondérés de Gauss, de Galerkin, Biezenokoch, les méthodes variationnelles de Rayleigh et Ritz dans les années 1775, 1915, 1923, 1870 et 1909, respectivement. Et dans les sciences de l'ingénieur elle a été débütée avec Hrenikoff, Henry et Newmark dans les années de 1941, 1943 et 1949 successivement où elle a touchée pour la première fois aux structures continues, en faisant une approximation sur des portions de petites dimensions dans un problème continu d'une barre

longue. D'où l'idée de base des éléments finis. Du 1955 au 1956, Argyris, Turner, Glough et Martin ont représenté un milieu continu élastique à deux dimensions par un assemblage de panneaux triangulaires. Ces panneaux sont appelés des éléments finis et utilisé pour la première fois par Glough en 1960, et dès lors, il y a un développement rapide de la méthode. Et depuis Kelsy et Argyris utilisent la notion d'énergie dans l'analyse des structures et font appel à des méthodes mathématiques (résidus pondérés, principes variationnels ...). A partir de 1965 jusqu'au 1975, Zienkiwicz, Arante, Oliviera, Green, Tones, Lay, Storne, Finlayson ont reformulé la méthode à partir de considérations énergétiques et variationnelles sous forme générale de résidus pondérés, d'où le modèle mathématique de la méthode des éléments finis. Depuis 1969, cette méthode est reconnue comme un outil général de résolution d'équations différentielles partielles (EDP) utilisée pour résoudre des problèmes non linéaires et non stationnaires dans plusieurs domaines [27].

De façon générale, plusieurs méthodes de résolution numérique ou semi analytique ont été proposées jusqu'à maintenant dans le domaine de la modélisation de propagation au niveau des fibres optique [28], des guides d'ondes optiques [29], guide à cristaux phonique [30],...etc. Voici les méthodes de modélisation connues : Indices effectifs (effective index method)[31]; l'indice spectral (Spectral index method) [32]; la perturbation (perturbation method) [33]; la méthode des multipôles (multipole method) [34]; les fonctions localisées (localized-function method) [35]; la propagation des faisceaux (Beam propagation method)[36]; la correspondance des modes (mode-matching method) [37]; la résonance transverse (tranverse resonance method) [38]; les lignes (lines method) [39] ; l'expansion des ondes planes (plane-wave expansion method) [40]; la méthode des différences finies (Finite difference method) [41] ; la méthode des éléments finis (Finite Element Method FEM) [42].

La méthode des éléments finis (FEM) [43, 44] a été développée initialement dans les années 40, elle est très populaire en mécanique et en génie civil pour résoudre des problèmes de mécanique de structures. Quelques années plus tard, elle a été appliquée à l'électromagnétisme. Depuis, elle est l'une des techniques d'analyses numériques les plus puissantes et la plus utilisée, son champ d'application ne cesse de s'élargir à tous les domaines de la physique et de l'ingénierie, ou il existe des équations aux dérivées partielles à résoudre. L'un des avantages majeurs de cette méthode est le fait qu'elle offre la possibilité de développer un programme permettant de résoudre, avec peu de modifications, plusieurs types de problèmes d'ingénierie.

En spécifique, toute forme complexe d'un domaine géométrique ou un problème est bien posé avec toutes les conditions aux limites, peut être facilement traité par la méthode des éléments finis. Par exemple, pour déterminer une solution approchée sur un domaine spatial, la méthode

des éléments finis offre la possibilité de calculer un champ (de scalaires, de vecteurs, de tenseurs) en permettant le découpage du domaine spatial en petits éléments finis (appelés mailles), dans un but de transformer un système d'équations quelconque en un système linéaires qui sera à son tour présenter par une matrice. Les systèmes d'équations pour tous les éléments sont ensuite rassemblés, ce qui forme une grande matrice ; la résolution de ce système global donne la solution approchée au problème [45-47].

II.2.3.1. Les grandes lignes de la méthode des éléments finis

Nous allons présenter d'une manière simplifiée les différentes étapes d'applications et les outils nécessaires de la méthode des éléments finis. Pour résoudre un problème physique selon cette méthode, nous suivons une démarche de cinq étapes. En premier, c'est la formulation des équations gouvernantes et des conditions aux limites. Deuxièmement, la division du domaine en sous domaines. Troisièmement, approximation sur un élément. Quatrièmement, assemblage et application des conditions aux limites et cinquièmement, la résolution du système global. Ces cinq étapes sont récapitulées selon un organigramme comme suit :

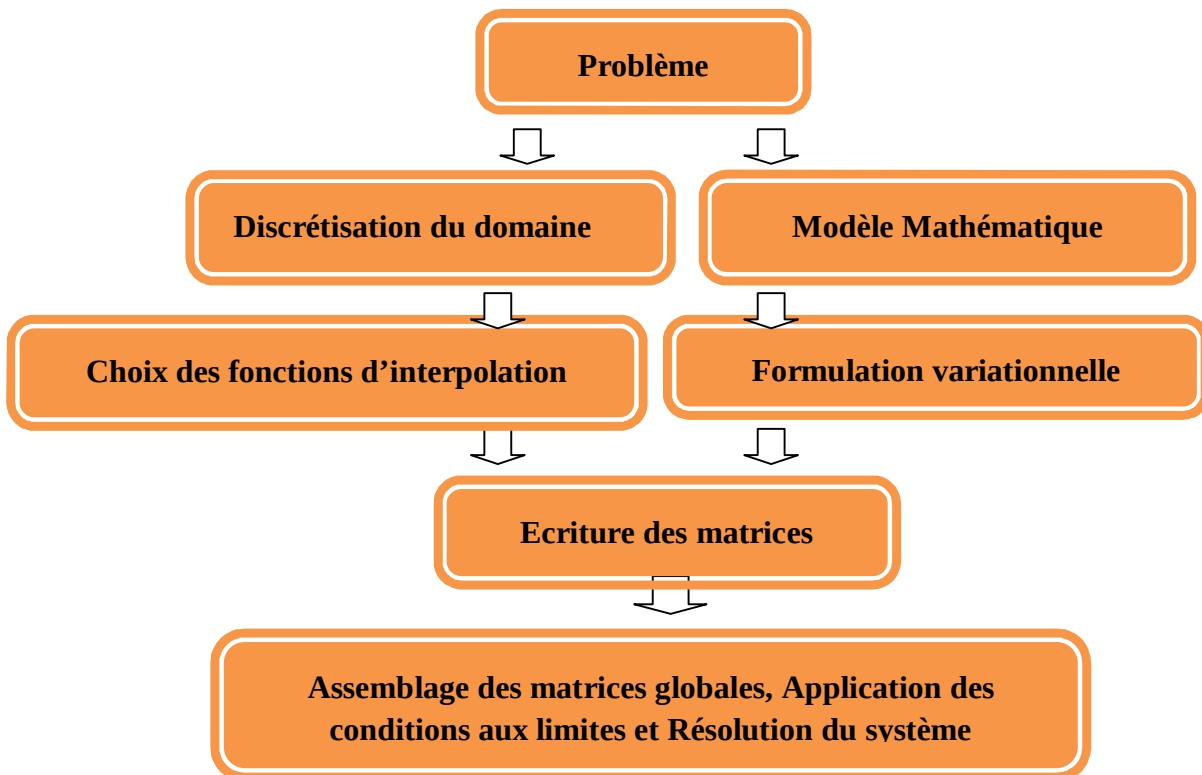


Figure II.7. Les cinq Etapes de la méthode des éléments finis

2.3.2. Principe de la méthode des éléments finis

Le principe de cette méthode consiste à diviser le domaine d'étude en plusieurs éléments finis, ce processus est appelé maillage. C'est une étape très importante puisque le choix de la forme de l'élément de maillage est primordial dans la précision des résultats obtenus. Il est donc nécessaire

de trouver la forme et le degré d'approximation de celui-ci qui soient les plus adaptés à la géométrie du domaine d'étude. Il existe un grand nombre de formes géométriques pour les éléments de maillage tels que :

1. Des triangles, des rectangles, des quadrilatères arbitraires pour les problèmes à deux dimensions.
2. Des tétraèdres, des hexaèdres, des cubes, des prismes pour des problèmes à trois dimensions.

Sur chacun des éléments issus de la subdivision, la fonction qui modélise le phénomène est définie par une fonction d'interpolation. Souvent, on choisit des polynômes comme fonction d'interpolation pour les variables car ceux-ci sont faciles à intégrer ou à différencier. Le degré du polynôme dépend du nombre de nœuds assignés à chaque élément, de la nature et du nombre d'inconnues à chaque nœud et surtout du degré de dérivabilité des variables apparaissant dans la forme variationnelle associée aux équations aux dérivées partielles (EDP) du problème avec ses conditions aux limites [47].

Ces fonctions d'interpolation permettent alors de donner une approximation du champ ϕ , notée ϕ , sur chaque élément en fonction de ses valeurs aux nœuds de l'élément comme suit

$$\phi = \sum_{i=1}^{Ne} N_i \phi_i \quad (\text{II.23})$$

Avec Ne le nombre de nœuds d'interpolation, N_i les fonctions d'interpolation et ϕ les valeurs nodales du champ.

Pour illustrer le principe de la MEF, on reprend l'exemple de l'équation de Helmholtz et on cherche à minimiser la quantité R telle que :

$$\nabla^2 \phi(x, z) + (k^2 n^2(x, z) - \beta^2) \phi(x, z) = 0 \quad (\text{II.24})$$

où

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (\text{II.25})$$

où (x, z) est le profil de l'indice de réfraction, β est la constante de propagation et k est le nombre d'onde.

$$R = \nabla^2 \phi(x, z) + (k^2 n^2(x, z) - \beta^2) \phi(x, z) \quad (\text{II.26})$$

Parmi toutes les méthodes qui permettent d'annuler une grandeur dans un domaine la méthode des résidus pondérés sont bien connus et souvent utilisée. Elle consiste à choisir un ensemble de fonctions linéairement indépendantes W_n , appelées fonctions de projection, et annuler ainsi toutes les intégrales de l'équation ci-dessous sur chacun des éléments finis [48] :

$$I_n = \int_{\Omega} W_n R d\Omega \quad (\text{II.27})$$

La méthode des résidus pondérés conduit à des sous méthodes (Galerkin, moindre carré), selon le choix de la grandeur de pondération. Parmi toutes ces méthodes, la méthode de Galerkin est la plus utilisée. Elle consiste à prendre les mêmes expressions pour les fonctions de projection et les fonctions d'interpolation.

Au lieu de résoudre l'équation de Helmholtz directement, on la remplace par sa formulation variationnelle :

$$I[\Phi] = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 - (k^2 n^2(x, z) - \beta^2) \Phi^2 \right] dx dz \quad (II.28)$$

On obtient un ensemble de n équations à n inconnues formant ainsi un système élémentaire pouvant s'écrire sous la forme matricielle suivante :

$$[A_e]\{\Phi_e\} = \{b_e\} \quad (II.29)$$

La matrice $[A_e]$ est associée à l'élément considéré. Ses coefficients sont fonctions des coordonnées des nœuds de l'élément. Les composantes de $\{\Phi_e\}$ sont les inconnues du champ électrique aux nœuds du même élément. Le vecteur $\{b_e\}$ tient compte des éventuelles conditions aux limites présentes sur certains nœuds de l'élément considéré. En écrivant (II.29) pour tous les éléments constituant le maillage, on obtient un système d'équations algébriques dont la solution fournit la distribution du champ dans le domaine étudié. La résolution du système final est simple puisque les équations obtenues sont linéaires et les matrices ainsi formées sont symétriques.

Etape 1 : Formulation des équations gouvernantes et des conditions aux limites.

La majorité des problèmes d'ingénierie sont décrits par des équations différentielles aux dérivées partielles associées à des conditions aux limites définies sur un domaine et son contour. L'application de la MEF exige une réécriture de ces équations sous forme intégrale. La formulation faible est souvent utilisée pour inclure les conditions aux limites.

Etape 2 : Division du domaine en sous domaines.

Cette étape consiste à discrétiser le domaine en éléments et calculer les connectivités de chacun ainsi que les coordonnées de ses nœuds. Elle constitue ainsi la phase de préparation des données géométriques.

Etape 3 : Approximation sur un élément.

Dans chaque élément la variable tel que le déplacement, la pression, la température, est approximée par une simple fonction linéaire, polynomiale ou autre. Le degré du polynôme d'interpolation est relié au nombre de nœuds de l'élément. L'approximation nodale est appropriée. C'est dans cette étape que se fait la construction des matrices élémentaires.

Etape 4 : Assemblage et application des conditions aux limites.

Toutes les propriétés de l'élément (masse, rigidité,...) doivent être assemblées afin de former le système algébrique pour les valeurs nodales des variables physiques. C'est à ce niveau qu'on

utilise les connectivités calculées à l'étape 2 pour construire les matrices globales à partir des matrices élémentaires.

Etape 5 : Résolution du système global :

Le système global peut être linéaire ou non linéaire. Il peut définir soit un problème d'équilibre, de valeurs critiques ou de propagation. Le problème d'équilibre concerne les cas statiques et les cas stationnaires. Dans un problème de valeurs critiques, on s'intéresse aux fréquences et aux modes propres de vibrations du système physique étudié. Les problèmes de propagations, concernent les cas transitoires dans lesquels sont déterminées les variations dans le temps des variables physiques. Les méthodes d'intégration pas à pas conviennent mieux pour ce type de problèmes. Les plus utilisées sont : méthode des différences finies centrales, méthode de Newmark, méthode de Wilson. A ces méthodes doivent être associées des techniques d'itération pour traiter le cas non linéaire. La plus fréquente est la méthode de Newton Raphson.

II.2.3.3. Formes classique des éléments

Il existe plusieurs formes d'éléments classiques correspondant à des domaines à une, deux ou trois dimensions. Chaque type d'élément est identifié par un nom précisant sa forme et par le nombre de nœuds géométrique qui le composent. Ils peuvent être classifiés en :

- Eléments finis unidimensionnels (généralement des barres) ;
- Eléments finis bidimensionnels (plaques et mêmes volumes) ;
- Eléments finis tridimensionnels (blocs massifs).
- Et autres choses (masse, ressort et contact).

Ces formes classiques des éléments sont présentées sur le tableau II.1 suivant :

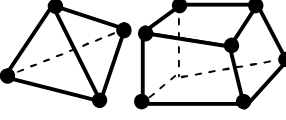
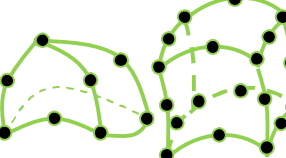
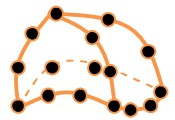
Eléments	linéaires	paraboliques (quadratiques)	cubiques
unidimensionnels			
bidimensionnels			
tridimensionnels			
autres types	 Masse  Ressort  Contact		

Tableau II.1. Formes classiques des éléments

II.2.3.4. Règles de partition du domaine en éléments

La partition d'un domaine (V) en éléments (V^e) doit obéir aux deux règles suivantes :

1. Deux éléments distincts ne peuvent avoir en commun que des points situés sur leurs frontières communes. Cette condition exclut tout recouvrement de deux éléments. Les frontières entre deux éléments peuvent être des points, des courbes ou bien des surfaces (figure II.8).

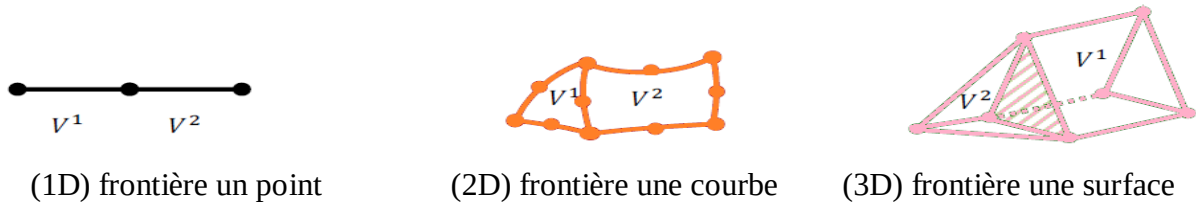


Figure II.8. Jonction des éléments à une, deux et trois dimensions

2. L'ensemble de tous les éléments (V^e) doit constituer un domaine aussi proche que possible du domaine (V). Lorsque la frontière de (V) est constituée par des courbes ou des surfaces complexes que celles qui définissent les frontières des éléments, une erreur est inévitable (erreur de discrétisation géométrique). Cette erreur peut être réduite en diminuant la taille des éléments ou en utilisant des éléments à frontière plus complexe (figure II.9).

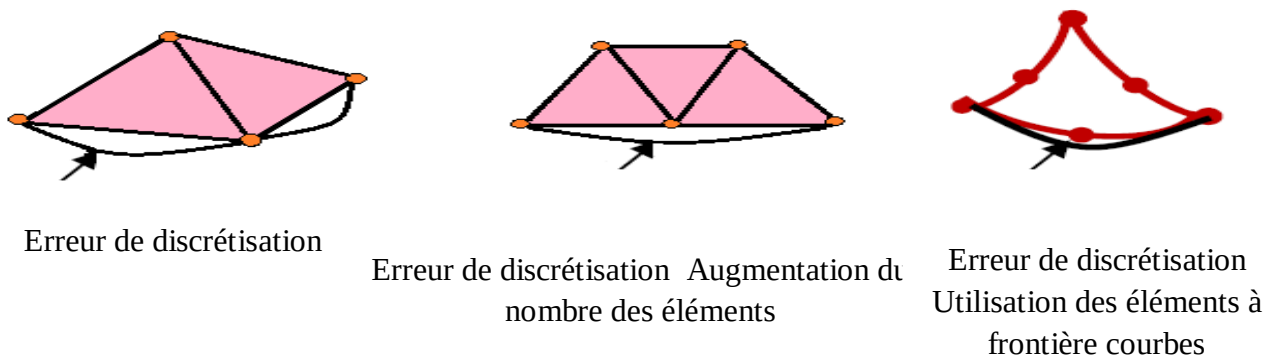


Figure II.9. Minimisation de l'erreur de discrétisation

II.2.3.5. Principe de l'approximation par éléments finis

II.2.3.5.1. Élément fini uni dimensionnel (1D)

Soit une fonction continue sur un domaine tel que :

$$U_{\text{ex}}(x) = f(x) \quad \forall \quad x_0 \ll x \ll x_L \quad (\text{II.30})$$

On peut approximer cette fonction sur des sous domaines de telle sorte que l'erreur soit suffisamment petite :

$$e(x) = U(x) - U_{\text{ex}}(x) \quad \forall \quad x_i \ll x \ll x_{i+1} \quad (\text{II.31})$$

Dans cette relation $U_{\text{ex}}(x)$ représente la fonction exacte et $U(x)$ la fonction d'approximation.

Considérons la fonction :

$$U_{ex}(x) = \sin(x) \quad \forall \quad x_0 \ll x \ll x_L \quad (II.32)$$

Cette fonction peut être approximée par un ensemble de fonctions de la forme :

$$U(x) = a_0 + a_1 x \quad \text{sur} \quad x_i \ll x \ll x_{i+1} \quad (II.33)$$

Ceci revient à approximer une courbe par des segments de droite (figure II.10).

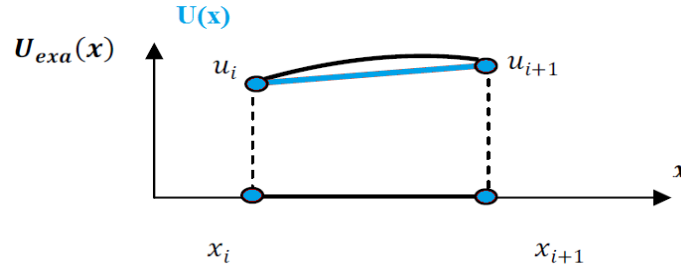


Figure II.10. Principe de l'approximation sur un élément

On suppose que l'erreur $e(x)$ s'annule pour certaines abscisses x_i tel que :

$$U_{ex}(x_i) = U(x_i) \quad (II.34)$$

Soit alors :

$$U_{ex}(x_i) = U(x_i) = a_0 + a_1 x_i \quad (II.35)$$

Et :

$$U_{ex}(x_{i+1}) = U(x_{i+1}) = a_0 + a_1 x_{i+1} \quad (II.36)$$

Sous forme matricielle:

$$\begin{bmatrix} 1 & x_i \\ 1 & x_{i+1} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} a_0 \\ a_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{ex}(x_i) \\ U_{ex}(x_{i+1}) \end{pmatrix} \quad (II.37)$$

$$[X]\{a\} = \{U\} \quad (II.38)$$

On peut donc écrire :

$$\{a\} = [X]^{-1}\{U\} \quad (II.39)$$

On peut généraliser ce concept pour toutes fonctions polynomiales de degré (n) :

$$U(x) = a_0 + a_1 x + a_2 x^2 + a_3 x^3 + \dots + a_n x^n \quad (II.40)$$

$$U(x) = \begin{bmatrix} 1 & x & x^2 & x^3 & \dots & x^n \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} a_0 \\ a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ \vdots \\ a_n \end{Bmatrix} \quad (II.41)$$

D'une manière générale

$$U(x) = \begin{bmatrix} P(x) \end{bmatrix} \cdot \{a\} \quad (II.42)$$

$P(x)$ représente la base polynomiale.

Soit un polynôme du second degré de la forme :

$$U(x) = a_0 + a_1 x + a_2 x^2 \quad (\text{II.43})$$

Ce polynôme peut être écrit de la manière suivante :

$$U(x) = \begin{bmatrix} 1 & x & x^2 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} a_0 \\ a_1 \\ a_2 \end{Bmatrix} \quad (\text{II.44})$$

Pour annuler l'erreur aux points d'abscisses x_1, x_2, x_3 on écrit :

$$\begin{aligned} U_{ex}(x_1) &= a_0 + a_1 x_1 + a_2 x_1^2 \\ U_{ex}(x_2) &= a_0 + a_1 x_2 + a_2 x_2^2 \\ U_{ex}(x_3) &= a_0 + a_1 x_3 + a_2 x_3^2 \end{aligned} \quad (\text{II.45})$$

Ou bien :

$$\begin{bmatrix} 1 & x_1 & x_1^2 \\ 1 & x_2 & x_2^2 \\ 1 & x_3 & x_3^2 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} a_0 \\ a_1 \\ a_2 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} U_{ex}(x_1) \\ U_{ex}(x_2) \\ U_{ex}(x_3) \end{Bmatrix} \quad (\text{II.46})$$

Si on inverse ce système on obtient les coefficients a_i . La forme (II.41) de la fonction d'approximation n'est pas pratique car les coefficients a_i sont sans signification physique. On peut écrire (II.41) sous une autre forme plus pratique en fonction des valeurs ponctuelles (nodales) de la fonction d'approximation.

D'après (II.42) et (II.39), nous avons :

$$U(x) = \begin{bmatrix} P(x) \end{bmatrix} \{a\} \quad (\text{II.47})$$

Et:

$$\{a\} = [X]^{-1} \{U\} \quad (\text{II.48})$$

Alors :

$$U(x) = \begin{bmatrix} P(x) \end{bmatrix} [X]^{-1} \{U\} \quad (\text{II.49})$$

Le produit $\begin{bmatrix} P(x) \end{bmatrix} [X]^{-1}$ est un vecteur ligne qu'on peut noter $\begin{bmatrix} N(x) \end{bmatrix}$, alors :

$$U(x) = \begin{bmatrix} N(x) \end{bmatrix} \{U\} \quad (\text{II.50})$$

La fonction (II.44) est appelée fonction d'approximation ou d'interpolation, elle définit une approximation nodale.

Considérons la relation (II.37) sur l'intervalle $x_1 \ll x \ll x_2$:

$$\begin{bmatrix} 1 & x_1 \\ 1 & x_2 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} a_0 \\ a_1 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} u_1 \\ u_2 \end{Bmatrix} \quad (\text{II.52})$$

Alors :

$$\begin{Bmatrix} a_0 \\ a_1 \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & x_1 \\ 1 & x_2 \end{bmatrix}^{-1} \begin{Bmatrix} u_1 \\ u_2 \end{Bmatrix} \quad (\text{II.53})$$

L'inverse de cette matrice est :

$$\begin{bmatrix} 1 & x_1 \\ 1 & x_2 \end{bmatrix}^{-1} = \frac{1}{x_2 - x_1} \begin{bmatrix} x_2 & -x_1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{II.54})$$

Alors :

$$U(x) = \frac{1}{x_2 - x_1} \begin{bmatrix} 1 & x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_2 & -x_1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} u_1 \\ u_2 \end{Bmatrix} \quad (\text{II.55})$$

Ou bien:

$$U(x) = \begin{bmatrix} \frac{x_2 - x}{x_2 - x_1} & \frac{x - x_1}{x_2 - x_1} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} u_1 \\ u_2 \end{Bmatrix} \quad (\text{II.56})$$

Ou encore :

$$U(x) = \frac{x_2 - x}{x_2 - x_1} u_1 + \frac{x - x_1}{x_2 - x_1} u_2 \quad (\text{II.57})$$

De la forme :

$$U(x) = \langle N_1(x) \quad N_2(x) \rangle \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \end{pmatrix} = \langle N(x) \rangle (u) \quad (\text{II.58})$$

Soit alors :

$$N_1(x) = \frac{x_2 - x}{x_2 - x_1} \quad (\text{II.59})$$

$$N_2(x) = \frac{x - x_1}{x_2 - x_1} \quad (\text{II.60})$$

Pour $x=x_1$

$$N_1(x_1) = \frac{x_2 - x_1}{x_2 - x_1} = 1 \quad (\text{II.61})$$

$$N_2(x_1) = \frac{x_1 - x_1}{x_2 - x_1} = 0$$

Pour $x=x_2$

$$N_1(x_2) = \frac{x_2 - x_2}{x_2 - x_1} = 0 \quad (\text{II.62})$$

$$N_2(x_2) = \frac{x_2 - x_1}{x_2 - x_1} = 1$$

On peut écrire que :

$$N_i(x_j) = \delta_{ij} = \begin{cases} 1 & i=j \\ 0 & i \neq j \end{cases} \quad (\text{II.63})$$

Lorsque le nombre de nœuds (n) est grand, la construction de la fonction d'interpolation $N(x)$ devient difficile. La méthode d'approximation nodale par sous domaines simplifie l'expression de $U(x)$. Elle consiste à partitionner le domaine d'étude (Ω) en un ensemble de sous domaines (Ω_e) et à définir sur chaque sous domaine (Ω_e) une approximation nodale en fonction des nœuds du sous domaine. Pour (M) $\varepsilon(\Omega_e)$ $U(x) = \sum_{i=1}^n N_i^e(x) U_i^e = N^e U_n^e$ (n) est le nombre de nœuds de l'élément (Ω_e), U_n^e représente les déplacements des nœuds de l'élément. Les (Ω_e) sont appelés les éléments, x_i les coordonnées nodales et $U_i = U_i(x_i)$ les variables nodales.

II.2.3.5.2. Élément fini bi dimensionnel (2D)

Pour résoudre des problèmes à deux dimensions dans différents matériaux, on utilise avec une grande facilité la méthode des éléments finis (FEM) et même pour des contours et géométries complexes. Alors, pour les problèmes à deux dimensions on utilise des éléments triangulaires ou rectangulaires.

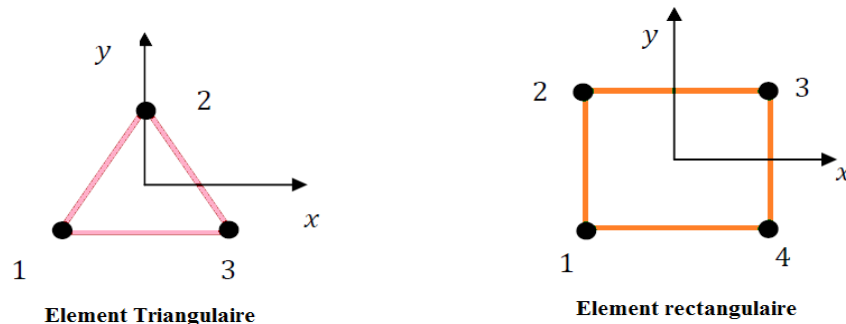


Figure II.11. Exemples d'élément à deux dimensions

- **Grille à deux dimensions**

L'élément triangulaire linéaire est composé de cotes droites et possède un nœud à chaque coin. Ce type d'élément est généralement recommandé pour les contours irréguliers. La fonction d'interpolation d'un élément triangulaire est de la forme :

$$\varphi(x) = \alpha_1 + \alpha_2 x + \alpha_3 y \quad (\text{II.64})$$

L'élément rectangulaire linéaire est composé de cotes droites et possède un nœud à chaque coin. On utilise l'élément rectangulaire dans le cas de contours réguliers et sa fonction d'interpolation est de la forme :

$$\varphi(x) = c_1 + c_2 x + c_3 xy + c_4 y \quad (\text{II.65})$$

- **Fonction d'interpolation d'un élément triangulaire à deux dimensions**

La fonction d'interpolation d'un élément à deux dimensions triangle est de la forme :

$$\varphi(x) = \alpha_1 + \alpha_2 x + \alpha_3 y \quad (\text{II.66})$$

φ_i , φ_j et φ_k représentent les valeurs nodales de la fonction (φ) aux nœuds (i), (j) et (k) les coordonnées des nœuds (i), (j) et (k) sont respectivement : (x_i, y_i) , (x_j, y_j) et (x_k, y_k)

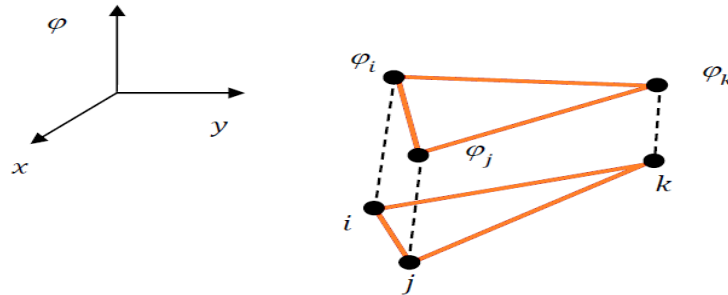


Figure II.12. Fonction d'interpolation d'un élément triangulaire à deux dimensions

Pour $x=x_i$ et $y=y_i$ φ_i

Pour $x=x_j$ et $y=y_j$ φ_j

Pour $x=x_k$ et $y=y_k$ φ_k

Si on remplace dans l'équation (II.66) on obtient le système d'équation suivant:

$$\begin{cases} \varphi_i = \alpha_1 + \alpha_2 x_i + \alpha_3 y_i \\ \varphi_j = \alpha_1 + \alpha_2 x_j + \alpha_3 y_j \\ \varphi_k = \alpha_1 + \alpha_2 x_k + \alpha_3 y_k \end{cases} \quad (\text{II.67})$$

La résolution de ce système permet de déterminer les coefficients de la fonction d'interpolation:

$$\alpha_1 = \frac{1}{2A} [(x_j y_k - x_k y_j) \varphi_i + (x_k y_i - x_i y_k) \varphi_j + (x_i y_j - x_j y_i) \varphi_k] \quad (\text{II.68})$$

$$\alpha_2 = \frac{1}{2A} [(y_j - y_k) \varphi_i + (y_k - y_i) \varphi_j + (y_i - y_j) \varphi_k] \quad (\text{II.69})$$

$$\alpha_3 = \frac{1}{2A} [(x_k - x_j) \varphi_i + (x_i - x_k) \varphi_j + (x_j - x_i) \varphi_k] \quad (\text{II.70})$$

La quantité (2A) représente l'aire du triangle (de l'élément).

$$2A = \det \begin{bmatrix} 1 & x_i & y_i \\ 1 & x_j & y_j \\ 1 & x_k & y_k \end{bmatrix} \quad (\text{II.71})$$

La substitution de (II.68), (II.69) et (II.70) dans (II.66) et (II.67) nous conduit à l'expression de la fonction d'interpolation φ :

$$\varphi = N_i \varphi_i + N_j \varphi_j + N_k \varphi_k \quad (\text{II.72})$$

Avec :

$$N_i = \frac{1}{2A} [a_i + b_i x + c_i y] \quad (\text{II.73})$$

$$N_j = \frac{1}{2A} [a_j + b_j x + c_j y] \quad (\text{II.74})$$

$$N_k = \frac{1}{2A} [a_k + b_k x + c_k y] \quad (\text{II.75})$$

Et

$a_i = x_j y_k - x_k y_j$	$a_j = x_k y_i - x_i y_k$	$a_k = x_i y_j - x_j y_i$
$b_i = y_j - y_k$	$b_j = y_k - y_i$	$b_k = y_i - y_j$
$c_i = x_k - x_j$	$c_j = x_i - x_k$	$c_k = x_j - x_i$

- *Construction des fonctions d'interpolation*

La méthode des éléments finis est basée sur le principe de l'utilisation d'une approximation nodale par sous domaines. Sur chaque sous domaine on approche la Fonction $U(x)$ par:

$$U(x) = \sum_{i=1}^n N_i(x) \cdot u_i = N(x) \cdot u_n \quad (\text{II.76})$$

Selon le type d'élément et de son nombre de nœuds, les fonctions d'interpolation diffèrent. En général on choisit des fonctions d'interpolation sous forme de séries polynomiales. Pour le cas des problèmes uni dimensionnels la fonction d'interpolation est généralement de la forme:

$$U(x) = \sum_{i=1}^n a_i x^i \quad (\text{II.77})$$

Pour les problèmes bis dimensionnels elle est généralement de la forme

$$U(x) = \sum_{i=1}^p a_i x^j y^k \quad j + k \leq n \quad (\text{II.78})$$

Pour les problèmes tri dimensionnels :

$$U(x) = \sum_{i=1}^p a_i x^j y^k z^l \quad j + k + l \leq n \quad (\text{II.79})$$

Dans les relations (II.78) et (II.79), (n) représente le degré d'interpolation. Pour les cas simples, la détermination des fonctions d'interpolation peut être faite directement. En général on fait recours aux éléments de références [49].

II.3. Intérêts et avantage de la méthode des éléments finis

Parmi les intérêts de cette méthode est que les domaines peuvent avoir des tailles très contrastées et des formes quelconques, ainsi que les matériaux étudiés peuvent être de natures

très différentes : anisotropes, métaux parfaitement conducteurs, hétérogènes etc. En plus, les matériaux peuvent être dispersifs : leurs paramètres peuvent dépendre de la fréquence de calcul

Et en fin, l'espace mémoire et le temps de calcul peuvent être optimisés, car les matrices stockées sont creuses.

L'avantage de la MEF permet de représenter un grand nombre de formes de structures à l'aide du modèle analytique général commun. En plus, la faculté de définir des maillages très irréguliers et depuis l'origine. Elle peut accepter des lois complexes de propriétés intrinsèques des matériaux en comparaison aux possibilités des méthodes classiques de résolution, et qui offrent plus vastes perspectives en analyse non linéaire.

II.4. Limitations

Les contraintes géométriques sur le maillage sont dues aux conditions Maître-esclave. Aussi, cela nécessite de mailler très finement dans les zones étroites. En plus, quand les matériaux sont dispersifs la taille du problème de calcul de modes propres est multipliée par un entier qui dépend de l'expression de la permittivité.

II.5. Domaines d'application de la méthode des éléments finis

Les domaines d'application de la méthode des éléments finis sont très larges et très variés. En général pour les champs d'application de cette méthode sont : l'électromagnétisme, l'électrostatique, l'analyse thermique, la mécanique des milieux continus solides et la mécanique des milieux continus fluides.

II.6. Le logiciel COMSOL Multiphysics

L'un des logiciels les plus utilisés qu'on a pu trouver et utiliser est celui de COMSOL Multiphysics [7]. Ce logiciel possède un environnement interactif puissant connu pour modéliser et résoudre beaucoup de problèmes scientifiques et d'ingénierie basés sur des équations aux dérivées partielles (E.D.P). Il a été retenu pour des raisons dans lequel est spécialisé dans la résolution de problèmes électromagnétiques en plus il permet de prendre en compte la présence de plusieurs diélectriques et de modéliser une surface conductrice de faible épaisseur et enfin, il permet une modélisation rapide du problème. Précédemment, le COMSOL sous le nom de FEMLAB, est avant tout un outil de résolution d'équations aux dérivées partielles par éléments finis. Ce logiciel utilise la formulation intégrale de la MEF dont le principe a été décrit dans ce chapitre. La modélisation et la simulation d'un biocapteur à base de cristaux photonique peut se résumer en cinq étapes successives. La première étape consiste à définir la géométrie entière d'un modèle d'un filtre par exemple (guide à cristaux photonique/ résonateur) par l'intermédiaire d'un outil de Conception Assistée par Ordinateur (CAO). Après, la deuxième étape porte sur la définition des propriétés électriques des matériaux présents. Cela consiste à définir les

permittivités relatives et les de réfraction conductivités ou les indices de chaque domaine. En suite, dans la troisième étape, il faut définir les conditions aux limites qui se traduisent par le champ imposé sur les frontières de chaque domaine. En outre, la quatrième étape consiste à résoudre le problème en appliquant la méthode numérique. Et la cinquième et dernière étape consiste à l'affichage des résultats comme le champ électrique, ainsi que les composantes normales et tangentielles du champ électrique.

Présentation de la géométrie à 2D

La géométrie considérée est montrée dans la figure II.13.

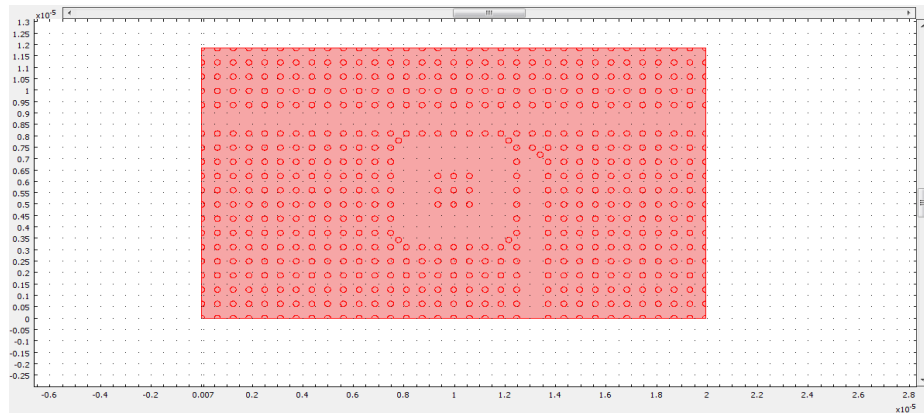
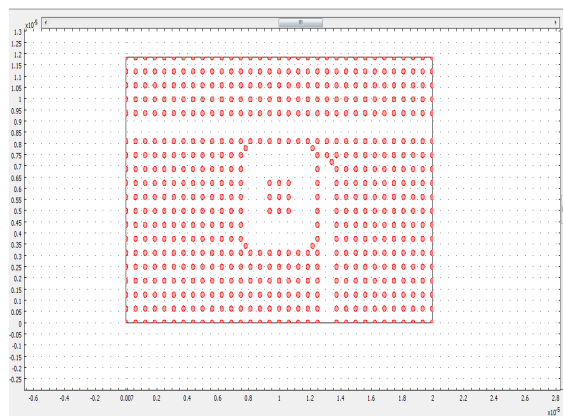


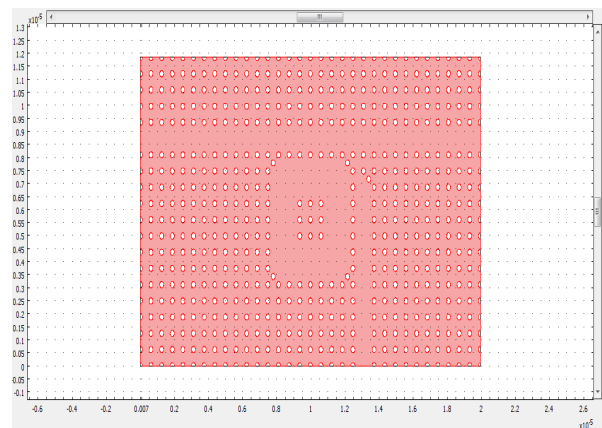
Figure II.13. Géométrie du modèle en 2-D.

Deux façons de structure ont été présentées, la première structure est constituée de trous d'air creusés dans un matériau, tel que Silicium (Si) et la deuxième structure est formée de tiges de Silicium immergés dans l'air. Chaque domaine est caractérisé par la constante diélectrique relative ϵ_r et la conductivité σ . Ces valeurs sont obtenues à partir de la bibliothèque des matériaux incluse avec le logiciel, s'il existe, sinon on cherche dans la littérature.

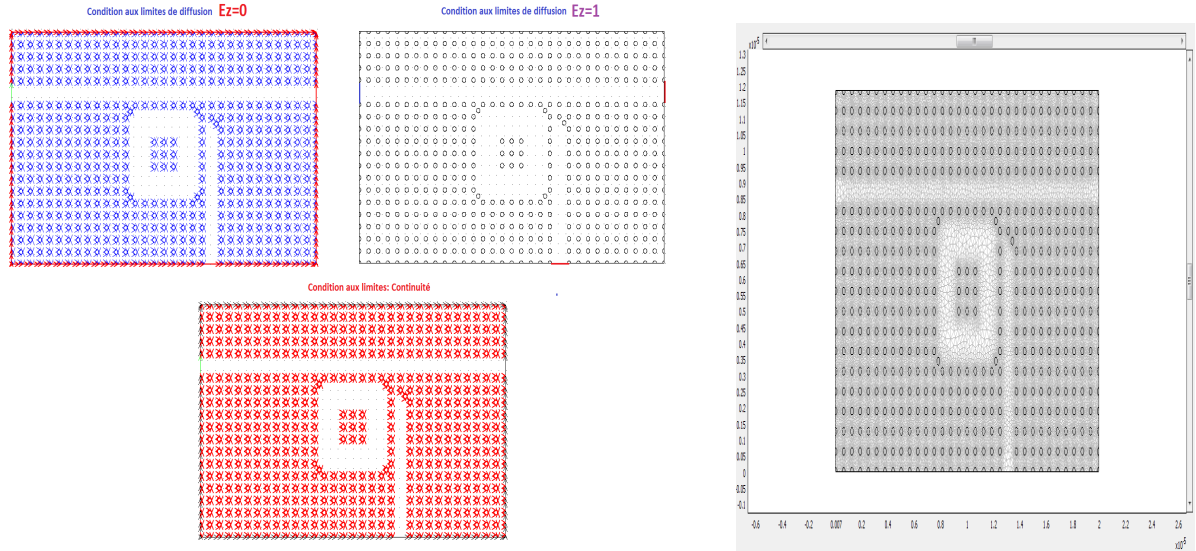
La figure II.14 représente les domaines et les conditions aux limites concernant le modèle d'un filtre à base de cristaux photonique 2D considéré, ainsi que le maillage que l'on peut utiliser.



a) Domaine tiges en Si



b) Domaine de trous d'Air



c) Conditions aux limites

d) Maillage

Figure II.14. (a) et (b), différents domaines d'un filtre à base de cristaux photoniques, (c) conditions aux limites, et (d) le maillage considéré dans le modèle.

II.6.1. Résultats de la géométrie 2D

Les résultats de simulation pour la propagation de l'onde lumineuse dans le cas d'un filtre à base de cristaux photoniques sont présentés dans les figures II.15 et II.16. Le potentiel électrique et le champ électrique sont intenses dans le guide et le résonateur. La distribution du champ électrique le long du guide d'onde vers le résonateur puis le guide est montrée dans la figure II.15 et lignes équipotentielles sont montrées dans la figure II.16. La figure II.17 montre une vue à 3-D de la distribution du potentiel électrique en surface. Ces résultats ne sont que préliminaires, ne marquant qu'un début. Cependant, ils sont très prometteurs

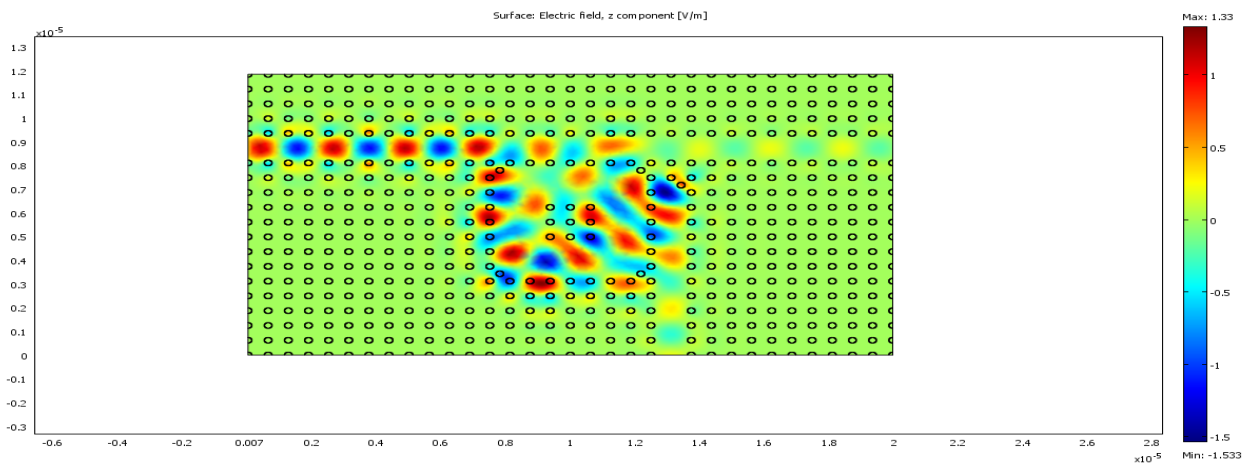


Figure II.15. Distribution du champ électrique le long du filtre

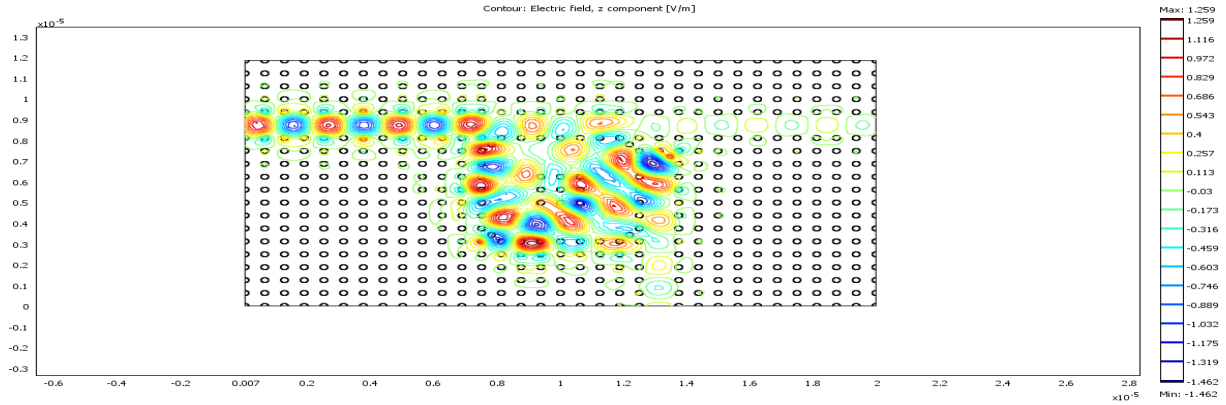


Figure II.16. Lignes équipotentiellles dans le filtre.

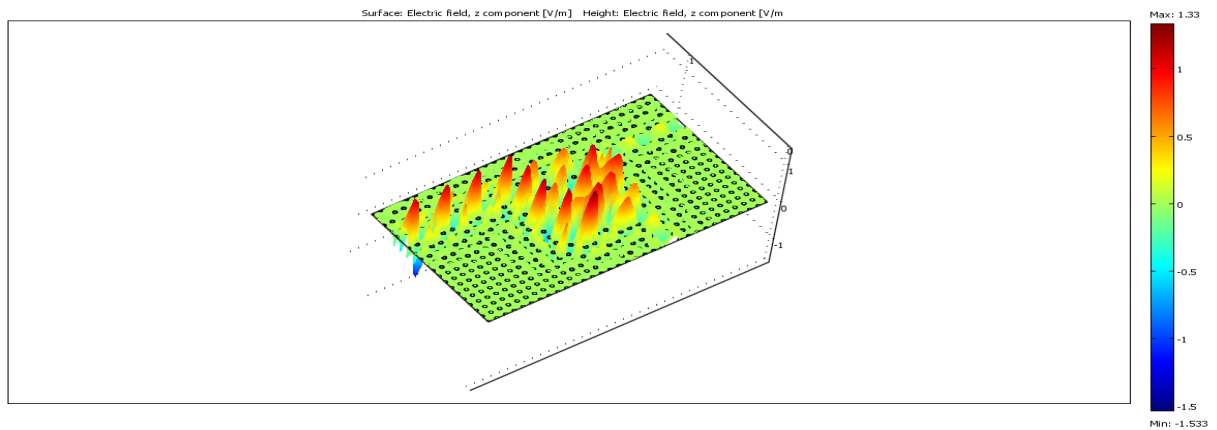


Figure II.17. Vue 3-D de la distribution du potentiel électrique en surface.

II.7. Conclusion

En premier temps nous avons présenté la méthode des ondes planes (PWM). La PWM facilite la résolution des équations d'onde de manière rigoureuse pour les structures périodiques supposées infinies. Parmi ces structures on trouve les cristaux photoniques car elles permettent le calcul des bandes de fréquences autorisées ou interdites des ondes électromagnétiques susceptibles de se propager dans ce type de structure. En suite nous avons présenté les principes de base de la méthode FDTD. Cette méthode est l'une des méthodes les plus utilisées pour modéliser les CPhs. Elle permet l'accès aux caractéristiques dynamiques des structures (transmission, réflexion, localisation des champs, facteur de qualité de résonateurs,...). Grâce à sa formulation, elle converge vite vers un résultat assez précis, sans un maillage excessif. Lorsque nous désirons des résultats très précis, le maillage devient vite très lourd. Elle permet aussi 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. Nous avons vu aussi la méthode des éléments finis qui donne des résultats très précis mais elle nécessite beaucoup de ressources systèmes. Cette méthode

sera largement utilisée dans la suite de ce travail et plus particulièrement dans l'étude des structures nano photoniques pour des applications à la bio-détection. Le chapitre suivant sera consacré aux cavités, guides et capteurs à cristaux Photoniques.

References du chapitre II:

- [1]. 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.
- [2]. 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.
- [3]. 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.
- [4]. A. Lay-Ekuakille, Optical waveguiding and applied photonics, Springer, New York, (2013).
- [5]. R. Zegadi, L. Ziet, F.Z. Satour, A. Zegadi, Design of a wide ranging highly-sensitive pressure sensor based on two-dimensional photonic crystals, Plasmonics <https://doi.org/10.1007/s11468-018-0873-5>, (2018).
- [6]. Z. Li, C. Liao, Y. Wang, L. Xu, D. Wang, X. Dong, S. Liu, Q. Wang, K. Yang, J. Zhou, Highly-sensitive gas pressure sensor using twin-core fiber based in-line Mach-Zehnder interferometer, Opt. Exp. 23 (2015) pp. 6673–6678.
- [7]. www.comsol.com
- [8]. K. M. Ho, C. T. Chan, et M. Soukoulis, “Existence of a photonic gap in periodic structures,” Phys. Rev. Lett., vol. 65, p. 3152, 1990.
- [9]. 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.
- [10]. R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, et J. D. Joannopoulos, “Photonic bound-states in periodic dielectric materials,” Phys. Rev. B, vol. 44, pp. 13772–13774, 1991.
- [11]. K. S. Yee, “Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell’s equations in isotropic media,” IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. 14, pp. 302–307, 1966.
- [12]. A. Taflove, et M. E. Brodwin, “ Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell’s equations,” IEEE Trans. Microwave theory Tech., vol. MTT-23, N° 8, p.623-630, August 1975.
- [13]. Taflove, et M. E. Brodwin, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., “Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell’s equations,” vol. MTT-23, N° 11, p.888-896, November 1975.

- [14]. ABRI née BADAoui Hadjira, "Etude et Conception des Micro - composants à Base des Cristaux Photonique Bidimensionnels", Thèse de Doctorat, Université de Tlemcen, Décembre 2012.
- [15]. Christian Grillet, «Microcomposants optiques à base de cristaux photoniques bidimensionnels pour l'optique intégrée», Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2003.
- [16]. A. Taflové, Computational Electrodynamics: the Finite-Difference Time-Domain method. Artech House, Boston, London, 1995.
- [17]. Y. Merle, "Etude de la dispersion électromagnétique dans les matériaux périodiques diélectriques bidimensionnels," thèse de doctorat, université de Limoges, 2003.
- [18]. K.S.Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media," IEEE Trans. Antennas and propagation, vol. 14, p. 302-307, 1966.
- [19]. Y. Desiers, "Conception et études optiques de composants micro-photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bandes interdites de photons," thèse de doctorat de l'université de Lyon, 2001.
- [20]. B. Enquist, A. Majda, « Absorbing boundary conditions for the numerical simulation of waves », .Math.Comput., vol. 31, pp 629-651, 1977.
- [21]. 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.
- [22]. J. P. Berenger, « A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves », J. Computational. Physics. , vol.114, N°2, pp 185-200, 1994.
- [23]. B. Enquist, A. Majda, "Absorbing boundary conditions for the numerical simulation of waves mathematics of computation," vol. 31, p. 629-651, 1977.
- [24]. G. Mur, "Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic field equations," IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility, vol. 23, p. 377-382, 1981.
- [25]. J. P. Berenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves," J. Computational Physics, vol.114, N°2, p. 185-200, 1994.
- [26]. 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.

- [27]. Abdelghani. Seghir, Méthode des Éléments Finis, Cours MEF – Chapitre 2. Présentation générale de la Méthode des Eléments Finis université Paris -Est, Marne –la Vallée, *France* 2005-2014.
- [28]. Rafail Z. Dautov and Evgenii M. Karchevskii, Numerical Modeling of Optical Fibers Using the Finite Element Method and an Exact Non-reflecting Boundary Condition. DeGruyter. Comput. Methods Appl. Math. 2017; aop.
- [29]. Masanori Khoshiba, Optical Waveguide Theory by The Element Method. IEICE. Trans. Electron. Vol.E97-C.No.7 July 2014.
- [30]. Vitaly Félix Rodríguez-Esquerre, Masanori koshiba, Hugo E. Hernández-Figueroa.: Finite-Element Analysis of Photonic Crystal Cavities: Time and Frequency Domains. Journal Of Lightwave Technology, Vol. 23, NO. 3 March 2005.
- [31]. Kin S. Chiang, "Performance of the effective-index method for the analysis of dielectric waveguides," Opt. Lett. 16, 714-716 (1991).
- [32]. P.c. Kandall, M. S. Stern, s. V. Burke, Planar waveguide analysis by the spectral index method. I: Rib and uniformly buried waveguides. Optical and Quantum Electronics 25 (1993) 771-787.
- [33]. Hervé Leblond, The reductive perturbation method and some of its applications. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 41 (2008) 043001 (35pp).
- [34]. P. Chartier · E. Darrigrand · E. Faou, A regular fast multipole method for geometric numerical integrations of Hamiltonian systems. BIT Numer Math (2010) 50: 23–40.
- [35]. D. Mogilevtsev, T. A. Birks, and P. St. J. Russell, Localized Function Method for Modeling Defect Modes in 2-D Photonic Crystals. Journal Of Lightwave Technology, Vol. 17, No. 11, november 1999.
- [36]. Kenji kawano, Tsutomu kitoh, Introduction to optical waveguide analysis: Solving Maxwell's equations and he Schrödinger equations. chapter5. Jhon Wiley & Sons, Inc. 1 July 2001.
- [37]. Jie Liu, Guoxiong Cai , Jin Yao, Na Liu , and Qing Huo Liu, Spectral Numerical Mode Matching Method for Metasurfaces. IEEE Transactions On Microwave Theory And Techniques, Vol. 67, No. 7, July 2019.
- [38]. Jens Bornemann,, And Fritz Arndt, Transverse Resonance, Standing Wave, and Resonator Formulations of the Ridge Waveguide Eigenvalue Problem and Its Application to the Design of E-Plane Finned Waveguide Filters. IEEE Transactions On Microwave Theory And Techniques, Vol. 38, NO. 8, August 1990.

- [39]. Samir Hamdi, William E. Schiesser and Graham W. Griffiths, Method of Lines. Scholarpedia, 2(7):2859. November 4, 2010.
- [40]. Roman Antos, Vojtech Vozda, and Martin Veis, Plane wave expansion method used to engineer photonic crystal sensors with high efficiency. Optics Express. Vol.22, No.3. 10. February 2014.
- [41]. Mifodijus Sapagovas, Olga Štikonienė, Kristina Jakubeliene and Regimantas Ciupaila, Finite difference method for boundary value problem for nonlinear elliptic equation with nonlocal conditions. Springer open journal. pp.1-16, 2019 :94. 2019.
- [42]. A. Najafi, M. Jalalkamali, S. Moghadamzadeh, M. A. Bolorizadeh. Finite Element Method Analysis of Photonic Crystal Fiber Band Structure. 2010 Symposium on Photonics and Optoelectronics, 1-4.
- [43]. Dany LAPOINTE, génération de maillages d'éléments finis par traitement d'images appliquée à l'optique guidée. Mémoire de maîtrise. Spécialité : informatique et ingénierie. Université du Québec en Outaouais. Soutenue le 10 décembre 2004.
- [44]. Romain Garnier, Contribution à la résolution des équations de Maxwell dans les structures périodiques par la méthode des éléments finis. Thèse doctorat. Spécialité Micro-ondes électromagnétisme et optoélectroniques. Université de Toulouse. Soutenue le 30 janvier 2013.
- [45]. Samir Deghboudj, Méthode Des Eléments Finis. Polycopie de Cours. Spécialité : Génie Mécanique. Université Larbi Tébéssi-Tébessa. Septembre 2018.
- [46]. Vishal JAGOTA, Aman Preet Singh SETHI and Khushmeet KUMAR, « Finite Element Method: An Overview », Walailak J, 10(1), pp 1-8, 2013.
- [47]. Laurent OYH'ENART, Modélisation, réalisation et caractérisation de cristaux photoniques tridimensionnels en vue d'applications à la compatibilité électromagnétique. Thèse doctorat. Spécialité : électronique. Université de Bordeaux I. Soutenue le 13 décembre 2015.
- [48]. S. Upadhyay, V.L. Kalyani, Designing of ring-resonator based photonic pressure sensor, Imp. J. Interdiscip. Res. 2 (2016) pp. 999–1003.
- [49]. E. Madenci, I. Guven, The Finite Element Method and Applications in Engineering Using Ansys, The University of Arizona, Springer.

Chapitre III : Les Cavités, Guides et Capteurs à Cristaux Photoniques

Les Cavités à Cristaux Photoniques

III.1. Introduction

Quand la lumière est confinée spatialement et spectralement dans un résonateur électromagnétique cela se définit comme une cavité optique. Car ces résonateurs agissent comme des « pièges à photons ». Effectivement, dès que la cavité résonne, la lumière fait plusieurs aller retour et se retrouve aussi temporairement bloquée. Dans diverses applications en allant du laser au four micro-onde, de nombreux types de cavités électromagnétiques ont ainsi été imaginés et utilisés. L'objectif est d'intégrer les cavités en les miniaturisant à l'échelle de quelques micromètres qu'on appelle après des microcavités. Dans la littérature, deux types de confinement sont mis en œuvre. Pour le premier type de confinement de la lumière, il se fera par réflexion totale interne qui découle des lois de Snell-Descartes. Aux parois entre deux matériaux, la lumière est totalement réfléchi pour un angle d'incidence inférieur à un angle critique fonction de la différence d'indice entre les deux matériaux. Aussi, cette approche qui dérive de l'optique géométrique est la même qui permet de représenter la propagation de la lumière dans un guide d'onde. Le confinement par réflexion totale interne est donné dans des exemples par les résonateurs à mode de galerie comme les micro-tours [1], les micro-disques [2], micro-anneaux [3] et les microsphères [4].

Dans le deuxième type de confinement, il sera obtenu par réflexion, soit sur un miroir de « Bragg » soit par un miroir périodique. C'est dans les lasers à émission verticale (Vertical Cavity Surface Emitting Laser ou VCSEL) [5] qu'on trouve ce genre de miroir (ce sont des cristaux photoniques à une dimension). D'autres cavités à cristaux photoniques de dimension supérieure ont été proposées par des chercheurs [6, 7]. Ces cavités utilisant la réflexion par une structure périodique sont assimilables à des cavités Fabry-Perot. La propriété de la microcavité joue un rôle crucial de ne pas laisser passer qu'une bande très étroite de fréquences afin de réaliser des filtres en longueur d'onde. D'un autre côté, en télécommunication, l'injection dans une même fibre optique de plusieurs longueurs d'onde différentes (multiplexage de l'information) que par la suite il faut pouvoir filtrer en sortie (démultiplexage l'information).

Une autre fonctionnalité pour les microcavités optiques, c'est de leur utiliser dans des microprocesseurs.

De nos jours, les pistes de cuivre ont atteint leurs maximums en termes de dissipation thermique et débit d'information en plus de l'utilisation de la lumière comme vecteur de l'information pourrait être une solution. Dans ce contexte le multiplexage en longueur d'onde est nécessaire. Avant que ce genre de technologie soit disponible sur le marché, il faut résoudre les nombreux problèmes qui restent, tant en termes de performances que d'intégration.

Dans ce chapitre, les caractéristiques du résonateur ainsi que les cavités basées sur les cristaux photoniques bidimensionnels sont décrites respectivement. D'un coté, nous définissons les notions de mode localisé, origine des pertes, densité d'états, diagramme de bandes du cristal avec défaut, transmission d'une cavité Fabry-Pérot et d'un autre coté, le facteur qualité et le volume modal. Ensuite, nous décrivons les différents types de cavités ainsi que l'influence des paramètres géométriques sur les microcavités. Après, nous présentons le guide à cavité couplées (CROW), guide à cristal photonique. Dans la dernière section de ce chapitre, nous donnons les différentes applications des cristaux photoniques tels que : la cavité résonante, les guides d'ondes, les filtres sélectifs à base de cavités à cristaux photoniques (type Fabry Pérot et type Add-Drop), DEMUX-coupler, coupleur directionnel qui peuvent en découler de ces matériaux et ensuite nous enchaînons par décrire les différents capteurs qu'on peut avoir comme les capteurs optiques et les capteurs à base de cristaux photonique bidimensionnels (capteurs de gaz, capteurs mécanique, capteurs de température, capteurs de fluide, capteurs biochimiques) et nous clôturons cette partie de chapitre avec les biocapteurs, les cristaux photoniques destinés à la détection optique et les matériaux les plus utilisées dans cette recherche.

III.2. Caractéristiques du résonateur

III.2.1. Mode localisé, origine des pertes

Lorsqu'en introduit dans un cristal infini un défaut ponctuel (un motif modifié, ou absent...), cela conduit au minimum à l'existence d'un mode localisé dont la fréquence se positionne dans la bande interdite photonique (BIP). Dans le cas où le cristal est infini et sans perte et que l'on arrive à exciter ce mode, l'énergie stockée en conséquence ne décroît jamais. En vrai, le cristal est forcément fini d'où le champ électromagnétique du mode localisé décroît exponentiellement en s'éloignant du défaut et finit par se coupler aux modes de rayonnement hors du cristal.

Deux situations limites se produisent quand on est dans les systèmes réels.

- Autour du défaut, si le nombre de plans (ou de rangées cristallin(e)s) est relativement grand, les fuites de champ sont négligeables au regard de d'autres mécanismes de décroissance de l'énergie tels que les imperfections de la structure (gravée/auto assemblée) ou l'absorption résiduelle des matériaux utilisés.
- Le cas inverse, autour du défaut, si le nombre de plans (ou de rangées) dans au moins une direction de l'espace est peu important, c'est-à-dire, typiquement moins de cinq plans (ou rangées) on atteint l'autre limite dont le principal mécanisme de décroissance de l'énergie est dû au couplage du mode de défaut aux modes de rayonnement du milieu environnant à travers le petit nombre de plans ou de rangées.

Il est possible de quantifier chacun des canaux de pertes par un facteur de qualité inversement proportionnel au « flux de photons » qui en résulte. Par exemple :

- le Q_{sys} est le facteur de qualité de l'ensemble de pertes dues aux imperfections du cristal et à l'absorption
- le Q_{BIP} désigne le facteur de qualité associé aux fuites de champ dues à la taille finie du cristal.

Q_{BIP} est une fonction exponentielle de N , lorsque N est le nombre de couches autour du défaut. Dans ce cas, le facteur de qualité du système complet, décrit le nombre de période temporelles du champ électrique au bout duquel l'énergie du champ du mode localisé a décru de $1/e$ (l'intensité de $1/e^2$) et qui s'exprime par :

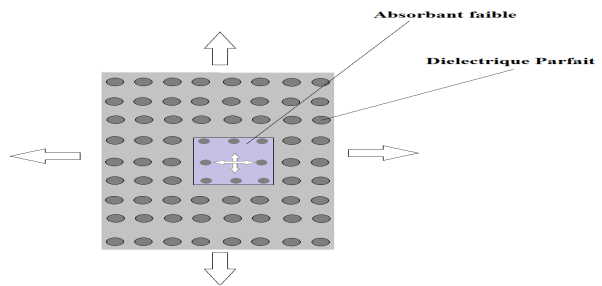
$$Q = (Q_{\text{syst}}^{-1} + Q_{\text{BIP}}^{-1})^{-1} \quad (\text{III.1})$$

On peut distinguer des pertes résultant des imperfections du cristal qui sont dues aux imperfections microscopiques, non reproductibles, fluctuantes et qui sont à l'origine d'une diffusion de type Rayleigh [8], et aussi celles qui sont dues à un défaut géométrique intrinsèque au système choisi.

On rencontre notamment dans ce deuxième cas, les défauts de gravure comme le fréquent rétrécissement des trous de haut en bas dans le système 2D à réseau de trous.

Aussi, on peut observer dans ces mêmes systèmes 2D où le confinement horizontal des ondes par bande interdite photonique réfractif dans la direction verticale, des fuites de champ vers les couches de confinement vertical, lesquelles s'ajoutent aux fuites de champ dues à la taille finie du cristal.

Figure III.1. Mode localisé dans un défaut (un motif manquant et huit motifs de taille réduite) avec dissipation interne (zone absorbante grise) et dissipation par fuite à travers le cristal photonique (flèche sortantes).



III.2.2. Densité d'états

Les modes d'un défaut localisé étant discrets, puis la densité d'état s'exprime sous la forme d'une série de pics de Dirac, dont les amplitudes reflètent les éventuelles dégénérescences des modes. Les dégénérescences sont, en général, liées aux invariances géométriques.

Les mécanismes de fuite présente transforment cette densité d'états en une série de lorentziennes de largeur finie. Cette série des lorentziennes se recouvrent substantiellement afin de devenir impropre de recourir à une description en termes de modes localisés.

En effet, les différents modes localisés d'un défaut peuvent avoir des caractéristiques de pertes très différents (et donc des facteurs de qualité). Le problème des pertes est à attribuer à celui des miroirs à cristal photonique.

Au sein du cristal, des ondes évanescentes sont engendrées. Évidemment, ces ondes ont des caractéristiques différentes selon la direction considérée, particulièrement, la partie imaginaire de k qui impose la décroissance spatiale de l'onde. Cependant, dans le cristal chaque mode localisé comporte une partie évanescente qui se définit par la superposition d'onde évanescente dans ces différentes directions, avec des coefficients reliés de façon non triviale à la forme et à la structure de la cavité. Donc, il est non trivial de prédire le facteur de qualité du mode.

Dans la littérature, suivant les répartitions spatiales du champ, les modes sont répertoriés par famille, par exemple : les modes de galerie sur les microdisques et les microsphères. Après, l'évolution de ces modes sera étudiée en fonction d'un paramètre variable éventuellement lié à la géométrie du cristal photonique qui entoure la cavité ou à sa forme. Ce qui permet de vérifier quantitativement si les mécanismes supposés sont bien à l'origine des phénomènes [9].

Prenons l'exemple d'un filtre en utilisant des microcavités à cristal photonique entre deux guides d'accès. Dans ce cas la question importante à se poser est celle du couplage avec des ondes incidentes. Lorsque, le couplage est intrinsèquement mauvais même avec un facteur de qualité Q du mode excité élevé, la transmission maximale de la microcavité restera faible. Pour la circonstance, faire augmenter le nombre de rangées isolant de la cavité des guides ne sert à rien. Cela reste encore très ouvert et non exploité pour un aspect de problématique du couplage guide-cavité.

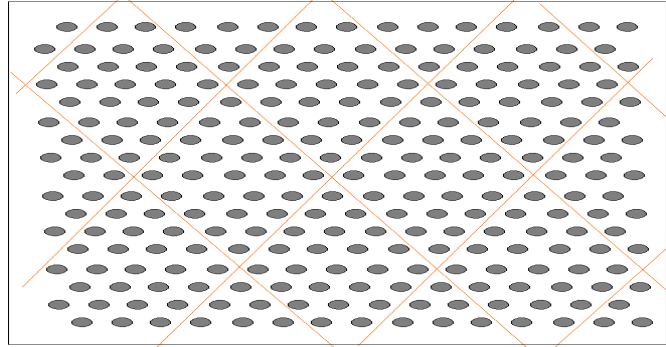
III.2.3. Diagramme de bandes du cristal avec défaut.

III.2.3.1. Méthode de la supercellule

Cette méthode calcule le diagramme de bandes du cristal photonique avec défaut. Nous réintroduisons artificiellement la périodicité cassée par le défaut lui-même en le plaçant au centre d'une cellule de base qui comprend plusieurs rangées de motifs et nous répétons cette supercellule selon les directions de l'espace dans lequel s'organise le cristal photonique d'origine. Par exemple, la figure III.2 montre la construction d'une supercellule qui correspond au défaut ponctuel. On recourt à la méthode de la supercellule dès que la distance entre les défauts périodiques ainsi introduits est suffisamment grande pour que les défauts ne se couplent pas entre eux. En effet, en couplant deux cavités optiques cela se traduit par un dédoublement des modes résonnants, identique à une particule, dans un système à deux puits de potentiels rapprochés, voit son niveau fondamental se diviser [10]. Spécifiquement, pour un cristal réalisé dans un matériau diélectrique de permittivité relative est voisine de 10, la méthode de la supercellule s'applique dans des

conditions favorables dès lors que la distance entre défauts est supérieure ou égale à 4 périodes du cristal d'origine

Figure III.2. Exemple de supercellule applicable au calcul du diagramme de bandes du cristal hexagonal [11].



III.2.4. Transmission d'une cavité Fabry-Pérot

Il est possible d'appliquer la théorie classique des résonateurs Fabry-Pérot, Afin de connaître les propriétés des miroirs à cristaux photoniques. Cependant, nous pourrions lier facteur de qualité (Q) et le niveau de transmission (T) d'un mode résonnant aux coefficients de transmission et de réflexion d'un miroir [8].

Dans la réalité, la formule d'Airy est l'approché idéal pour la mesure en transmission des pics de résonance [8]. Cette formule est représentée par la transmission d'une cavité Fabry-Pérot de longueur L et d'indice de réfraction n_{eff} comme suite :

$$T_{FP}(\lambda) = \frac{T^2}{|1 - R e^{i2\varphi}|^2} = \frac{T^2}{1 + R^2 - 2R \cos(2\varphi)} \quad (\text{III.2})$$

Où $T = T_1 T_2$ et $R = R_1 R_2$ et $R + T = 1$.

R_i et T_i sont les coefficients de la réflectivité ou de la transmission du miroir 1 ou 2 respectivement.

Dans notre cas où :

- Les miroirs sont des pavés de cristaux photoniques et sont supposés identiques.

Dans le cas où :

- Les miroirs sont imparfaits, ces pertes P sont prises en compte par relation : $T + R + P = 1$

C'est-à-dire : $P = 1 - R - T$

On peut prendre en compte les possibles pertes dans le milieu entre les deux miroirs, si l'on ajoute un coefficient d'absorption α dans la formule 2.2 et qui s'écrit donc [8] :

$$T_{FP}(\lambda) = \frac{T^2}{|1 - R e^{-\alpha L} e^{i2\varphi}|^2} = \frac{T^2}{1 + R^2 e^{-2\alpha L} - 2R e^{-\alpha L} \cos(2\varphi)} \quad (\text{III.3})$$

III.2.5. Facteur de qualité et volume modal des microcavités

L'utilisation de résonateurs électromagnétiques fonctionnant aux longueurs d'onde optiques peut être renforcée drastiquement l'interaction entre la matière et la lumière. Le confinement modal dans ces microcavités est caractérisé soit dans le domaine temporel soit dans le

domaine fréquentiel. Le confinement temporel d'un mode à la fréquence ω_0 est déterminé par le taux de perte de la cavité. Donc, le facteur de qualité modal Q de la cavité est défini comme le rapport entre l'énergie W stockée à l'intérieur et la puissance p dissipée à partir de la cavité pendant une oscillation du champ à la pulsation ω_0 [12].

$$Q = \omega_0 \frac{W}{p} \quad (\text{III.4})$$

Sachant que la dissipation de la puissance par unité de temps est l'opposé de la variation temporelle de l'énergie stockée dans le résonateur, on déduit que :

$$\frac{dW}{dt} = -p = -\omega_0 \frac{W}{Q} \quad (\text{III.5})$$

La résolution de l'équation (III.5), permet d'avoir la solution suivante

$$W(t) = W_0 e^{\frac{-\omega_0 t}{Q}} \quad (\text{III.6})$$

L'énergie stockée est dépendante temporairement, ce qui implique que les oscillations du champ à l'intérieur de la cavité s'atténuent comme elle le montre l'équation suivante [13] :

$$E(t) = E_0 e^{\frac{-\omega_0 t}{2Q}} e^{i\omega_0 t} \quad (\text{III.7})$$

En utilisant la transformation de fourrier afin de transformer le champ du domaine temporel dans l'espace des fréquences on obtient donc :

$$E(t) = E_0 e^{\frac{-\omega_0 t}{2Q}} e^{i\omega_0 t} \Rightarrow E(\omega) = \int_0^\infty E_0 e^{\frac{-\omega_0 t}{2Q}} e^{i\omega_0 t} e^{-i\omega t} dt = E_0 \frac{1}{\frac{\omega_0}{2Q} + i(\omega - \omega_0)} \quad (\text{III.8})$$

L'équation (III.8) présente l'atténuation du champ sous une forme exponentielle grâce à ce terme $e^{\frac{-\omega_0 t}{2Q}}$ comme la fréquence ω_0 à un spectre fréquentiel de forme Lorentzienne centrée à ω_0 , et avec une largeur à mi-hauteur (FWHM) $\Delta\omega$ (voir figure III.3). Une autre équation (III.9) qui représente le facteur de qualité est déduite plus écrite sous la forme suivante :

$$\left| E(\omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}) \right|^2 = \frac{1}{2} |E(\omega_0)|^2 \Rightarrow \Delta\omega = \frac{\omega_0}{Q} \quad (\text{III.9})$$

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \quad (\text{III.10})$$

D'une autre forme, l'expression (III.10) peut aussi représenter la relation entre le temps de vie du photon à l'intérieur de la cavité τ_{ph} , et la période T :

$$Q = 2\pi \frac{\tau_{ph}}{T} \quad (\text{III.11})$$

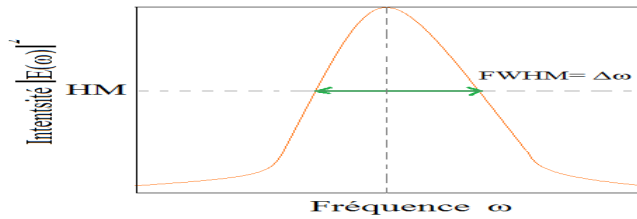
En premier lieu, nous devons définir le volume effectif du champ à la distribution spatiale de la constante diélectrique $\epsilon(\vec{r})$, afin de décrire son confinement spatial.

Par définition du volume modal de la cavité, on a :

$$V = \frac{\iiint \epsilon(\vec{r}) |E(\vec{r})|^2 d^3\vec{r}}{\max[\epsilon(\vec{r}) |E(\vec{r})|^2]} \quad (\text{III.12})$$

Nombreuses applications dans le domaine de l'optique intégrée sont offertes grâce aux cavités à cristaux photoniques qui confinent fortement la lumière. Dans ces applications, il est indispensable de réaliser des cavités à cristaux photoniques qui comportent un facteur de qualité Q élevé et un volume modal V petit. La proportion Q/V détermine l'intensité d'interactions des cavités ainsi qu'une cavité ultra- petite permet en outre une intégration à très grande échelle plus une opération monomode pour une plage de fréquences large [14]. Donc, cette proportion Q/V est un indice critique pour apprécier les microcavités à cristaux photoniques.

Figure III.3. Profil de l'intensité Lorentzienne d'un mode dans la cavité centré à la fréquence ω_0 .



Donc, le ratio de la longueur d'onde de résonance sur la largeur à mi-hauteur du pic $\Delta\lambda$ définit le facteur de qualité Q de ces résonances. Ce facteur de qualité rend compte de la capacité de la cavité à piéger la lumière. En résonance et après que le photon fait un nombre d'aller retour sous forme de réflexions multiples entre deux miroirs définissant la cavité, il ne sortira pas qu'après un temps τ_{ph} . Ce temps est considéré comme la durée de vie du photon dans la cavité, il est proportionnel au facteur de qualité de la structure. D'un autre point de vu, est de considérer l'intensité (ou l'amplitude) du champ électromagnétique dans la cavité. Effectivement, au moment où la cavité est en résonance, une très forte amplification du champ localisé au sein de la cavité et dans ce cas, le facteur de qualité est considéré comme le facteur de surtension du champ dans la cavité.

III.3. Les microcavités à cristaux photoniques 2D

Dans un volume très réduit, il est simple de confiner le champ en brisant localement la périodicité du réseau par l'introduction de défauts afin de créer des niveaux d'énergie discrets supplémentaires dans la structure de bandes. Des modes photoniques sont créés lorsque ils se positionnent dans la bande interdite et concentrent leur énergie au sein de cette zone de défauts. Dans ce cas, la lumière est réfléchiée par les bords du défaut parce que le cristal environnant se comporte comme un miroir. Les microcavités dite défauts sont les plus étudiées car on peut les obtenir en enlevant un certain nombre de trous dans le réseau périodique spécifiquement, 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.

En générale, La taille de ces microcavités est de l'ordre de quelques microns (quelques longueurs d'onde). La lumière est piégée dans le volume modale, ce dernier peut être réduit jusqu'à la limite théorique de $1/8 * (\lambda/n)^3$. L'environnement électronique va pouvoir être le même vu en plusieurs fois par les photons confinés ainsi en augmentant la probabilité d'interaction avec les électrons. En outre, plus la résonance de la cavité est aigue, plus lumière va interagir avec la matière de la cavité rapidement. Dans cette manière, l'exaltation de cette interaction sera d'autant plus grande que la cavité sera petite et monochromatique.

Les caractéristiques qui donnent les performances d'un résonateur sont :

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
- Le volume modal (V) du confinement spatial du mode.

Beaucoup d'applications dans plusieurs domaines de la physique recours aux cavités à cristaux photoniques car elles permettent de confiner fortement la lumière. Citant par exemple, des filtres ultra étroits, des interactions cohérentes électron photon, des puces photoniques, des lasers à bas seuil et l'optique non-linéaire [15]. Le bon critère de ces applications est la réalisation des cavités avec des facteurs de qualité Q élevés et avec des volumes modaux petits

III.3.1. Les différents types de cavités

Dans les années précédentes, plusieurs types de cavités à cristaux photoniques ont séduit nombreux chercheurs. Par exemple, elles sont réalisées comme dans le cas de cristaux photoniques bidimensionnels dans un réseau triangulaire de trous d'air. Globalement, selon leur structure morphologique, on peut les classer en trois catégories : -Cavité à défaut ponctuel, -Cavité à double hétéro-structure, -Cavité à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique

III.3.1.1. Cavités à défauts ponctuels

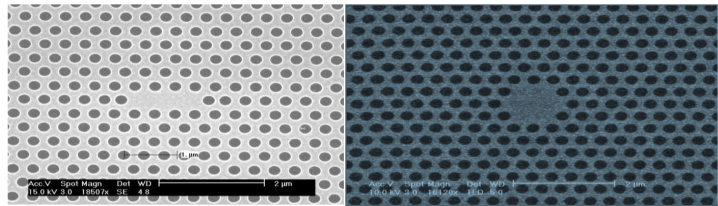
Lorsque on modifie les paramètres d'un (ou plusieurs) trous dans un cristal photonique, une cavité est réalisée. Dans ce cas, soit en changeant le rayon des trous ou en déplaçant des trous de leurs positions originales, soit en remplissant complètement les trous. Ces cavités sont généralement de deux types : le type L_n et le type H_n [15] d'où:

- La cavité de type L_n est une cavité linéique qui est réalisée par omission de n trous dans la direction ΓK .
- La cavité de type H_n est une cavité hexagonale dont chaque coté présente une omission de n trous.

La figure III.4 représente un exemple de deux types de cavités, une L_3 et l'autre H_2 , leurs images sont prises avec microscope électronique à balayage (MEB) après avoir été fabriqué par M. El Kurdi dans la salle blanche de l'IEF. Ce type de cavité a pu donner un meilleur facteur de qualité

de 20000. L'auteur [14] a pu démontrer que la cavité L_3 (ainsi qu'une version optimisée de L_3) a donné un facteur de qualité de 45000. En 2007, une cavité de type H_1 sous une version optimisée a pu atteindre un facteur de qualité de 320 000 par le groupe de recherche M. Notomi [16]. Pour ces deux types de cavité, les méthodes d'optimisation du facteur de qualité sont similaires. Au bord de la cavité, en déplaçant les trous à une distance appropriée convenable, on peut avoir un facteur de qualité plus élevé qu'avec la structure originale. L'avantage dans ce cas d'ingénierie, c'est qu'il est possible de positionner le mode résonant d'intérêt n'importe où dans la bande interdite avec des facteurs de remplissage modérés, ce qui est un point essentiel en regard de la fabrication et de la stabilité thermique des composants.

Figure III.4. Images MEB des cavités de type L_3 (gauche) et de type H_2 (droite) fabriquées dans la salle blanche de l'IEF [14].



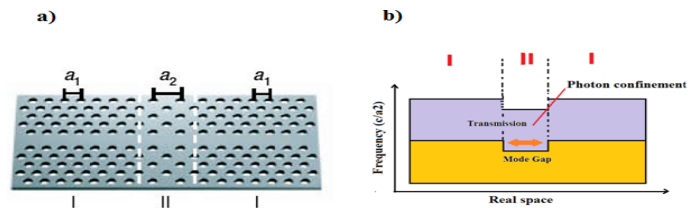
III.3.1.2. Les cavités à double hétérostructure

En 2005, le groupe de recherche S. Noda [17, 18] ont proposés des cavités à double hétérostructure. La figure III.5, représente deux structures dont le premier est géométrique et le second est de bande interdite. Sur cette figure les auteurs [17] appellent la géométrie de la cavité représentée par la « double hétérostructure » car c'est est plus originale.

La cavité est constituée d'une structure basique c'est-à-dire, guide d'onde à cristaux photoniques avec une rangée manquante, avec un paramètre de maille $a_1 = 410\text{nm}$.

Dans ce guide en introduisant un défaut ponctuel par élargissement de 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. Pour une déformation de 10nm ($a_2 = 420\text{nm}$) ca donne une cavité dont le facteur de qualité vaut 600 000 [17].

Figure III.5. (a) Cavité à double hétéro-structure, réalisée en connectant les structures basiques à cristaux photoniques, I et II.



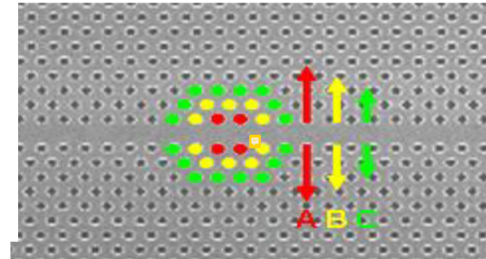
Le cristal photonique I a une structure de réseau triangulaire avec une constante de réseau a_1 . Le cristal photonique II a une structure de réseau triangulaire déformée en un réseau rectangulaire à faces centrées avec une constante $a_2 (>a_1)$ dans la direction du guide d'onde. Il a la même constante 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 [17].

III.3.1.3. Cavités à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique

Le chercheur Kuramochi avec son équipe [19] ont publié un papier qui traite les structures des cavités à modulation locale de largeur de défaut linéique. Ce genre de cavité a pu donner un facteur de qualité qui atteint à 800 000 en silicium et 700 000 en GaAs [20]. Cette cavité est basée sur un défauts linéique dans les cristaux photoniques d'un réseau triangulaire de trous d'air, autrement dit sur un guide d'onde similaire à un W_1 .

Le but est d'éloigner doucement certains trous au voisinage du guide à une distance particulière. La figure III.6 représente cette structure.

Figure III.6. 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) [20].



III.3.2. Influence des paramètres géométriques sur les microcavités

Afin de réaliser des microcavités à CP 2D la solution est simple, elle réside à exploiter les propriétés de bande interdite photonique (BIP). Au sein d'un réseau CP 2D, l'omission de trous ménage une région spatiale cernée de rangées de trous se conduisant comme des miroirs pour la gamme spectrale d'intérêt. Dans la microcavité, l'apparition de modes engendres par des effets de résonances ainsi crée [21, 22, 23, 24].

Afin de contrôler les propriétés d'une microcavité, plusieurs paramètres sont en jeux tels que : La période (a) et le facteur de remplissage (f) du CP 2D qui sont responsables de la position spectrale des modes et de la BIP. En plus, la géométrie de la cavité, essentiellement sa forme et sa taille. En outre, 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 [25]. Et aussi, l'infiltration des liquides (eau ou polymère) dans les trous des cristaux photoniques modifie les propriétés optiques de ces derniers.

III.3.2.1. La cavité élémentaire H1

La réalisation des microcavités en très petites taille ont été faite par omission d'un seul trou du cristal. Aussi, elles sont appelées microcavités de type H_1 . Elles permettent en outre de réaliser un faible volume modal à cause de leur largeur qui est de l'ordre de $\lambda/2$. En plus, Elles sont des structures intéressantes car elles ne présentent qu'une seule fréquence de résonance correspondant à deux modes dégénérés. Plusieurs études ont été le point crucial à son comportement [26, 25, 27,

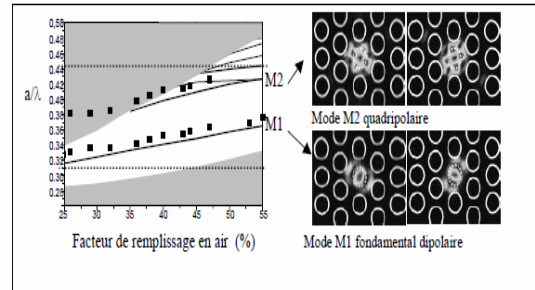
[28]. Son spectre de photoluminescence (PL) dévoile l'existence de deux pics entre 1200 et 1600 nm (Figure III.8 (a)).

En plus que ces pics ont une position spectrale qui varie avec le facteur de remplissage (f). Sachant que les énergies des modes de cavité H_1 ont été calculées par Marine Le Vassor d'Yerville au GES de Montpellier on utilisant la méthode des ondes planes 3D [29]. Les résultats de ces calculs sont comparés aux fréquences des modes expérimentaux en fonction du facteur de remplissage (figure III.7).

Les données théoriques et expérimentales ont offert un accord raisonnable. Donc, les deux pics observés en PL peuvent être définie sans ambiguïté aux modes dipolaires et quadripolaires d'une cavité H_1 dont les cartographies de champ électrique sont présentées sur la figure III.7.

A l'intérieure du défaut H_1 se trouvent des modes doublement dégénérés et très bien confinés. En conséquence, ils possèdent des volumes modaux faibles ($\sim 0.25 (\lambda/n)^3$) pour le mode dipolaire [25]. La contrepartie est le facteur de qualité (Q) mis en évidence. Alors, pour les deux types de modes il reste faible de l'ordre de 100 et du même ordre de grandeurs tel qu'il a été révélé par quelques groupes de recherches, on donne quelques résultats du facteur de qualité obtenus, 100 pour [28], 150-180 pour [27] et $Q \sim 240$ pour [30].

Figure III.7. (a) Modes d'une cavité H_1 en fonction du facteur de remplissage. Les résultats d'un calcul 3D ondes planes (traits pleins) sont superposés aux pics expérimentaux (carrés). La zone grisée indique les limites de la BIP calculée. (b) Les cartographies du champ électrique des deux premiers modes sont représentés : le mode M1 dipolaire et M2 quadripolaire sont doublement dégénérés [29].

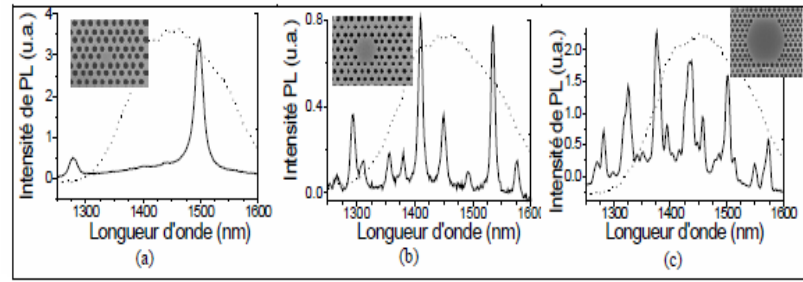


III.3.2.2. Taille de cavité

La taille de la cavité est un paramètre important et influent qui à été étudié sur les caractéristiques optiques et spectrales des structures à CP 2D afin de confirmer expérimentalement plusieurs intuitions. Initialement, la densité spectrale de modes accroit notablement avec la taille de cavité (voir figure III.8) parce que dans une cavité grande, le nombre de configurations du champ électromagnétique admissibles sera plus important. Donc, l'aire de la cavité sera approximativement proportionnelle par la densité de modes. A vrai dire, dans une cavité H_5 la densité de modes est vraisemblablement sous estimée. La très importante à proximité spectrale entre les modes ne leur permet pas d'être résolus

individuellement. Donc, il se résulte un recouvrement de modes très proches par larges pics de cavité visibles sur le spectre (voir Figure. III.8(c)).

Figure III.8. Signatures spectrales de cavités hexagonales obtenues par photoluminescence [31].

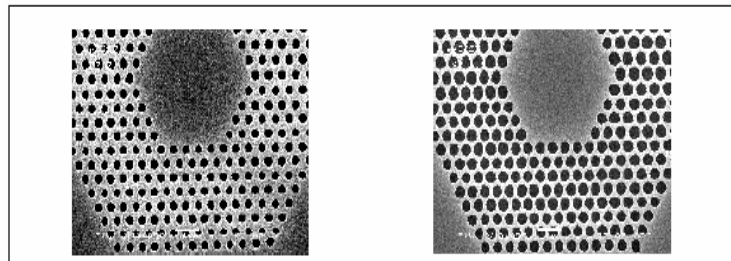


En second, les différentes structures étudiées pour des facteurs de qualité obtenus ont révélé des variations importantes des pertes optiques avec la taille de cavité. Ces facteurs de qualités réellement mesurés sont en centaine pour des cavités de type H_1 qui vont jusqu' à quelques milliers pour des cavités de type H_5 ou plus. Même en 3D, ces valeurs sont systématiquement plus faibles que les valeurs calculées, du fait des fluctuations structurales pendant la fabrication. Donc, cela confirme qu'une cavité plus large conduit à un meilleur facteur de qualité optique, étant donné que la durée séparant deux interactions entre les photons et les trous du CP 2D y est plus longue.

III.3.2.3. Facteur de remplissage

Le facteur de remplissage figure comme un paramètre intermédiaire qui peut être modifié la position spectrale des modes de cavité [28, 31]. Par exemple, sur la cavité de type H_1 , ce phénomène est déjà observé, il signifie simplement une variation de la taille effective de la cavité, résultant par une rectification sur le diamètre des trous entourant cette cavité (voir Figure III.9).

Figure III.9. Micrographies MEB de cavités à CP 2D de type H_5 avec deux facteurs de remplissage différents [28, 31].



D'après le tableau III.1, l'effet est fortement lié à l'ordre 'n' de la cavité H_n . Par exemple, dans les grandes cavités, le taux de variation moyen des modes avec f observé est plus faible. Plus encore, en comparant à la cavité H_1 , ce taux est deux fois plus bas pour une cavité H_2 ainsi que sept fois plus basses pour une cavité H_5 . Effectivement, la variation relative de la taille effective de cavité est plus faible dans une cavité plus grande.

H_1	$\sim 7\text{nm}\%$
H_2	$\sim 3.5\text{nm}\%$
H_5	$\sim 1\text{nm}\%$

Tableau III.1 : Taux de variation moyen de la longueur d'onde des modes de cavités H_n à CP 2D en fonction du facteur de remplissage f .

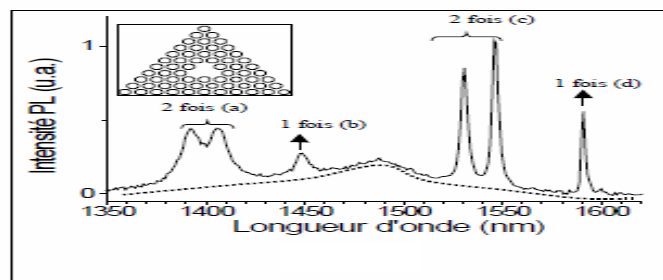
À un niveau moins important, Pour un type de cavité donné, ce taux peut également varier d'un mode à l'autre en fonction de la géométrie du mode dans la cavité, i.e, la localisation spatiale de son champ électromagnétique par rapport aux trous constitutifs du CP 2D [32]. Par cet effet, il sera permet un contrôle assez fin de la position en énergie des modes d'une cavité H_n . L'influence du facteur de remplissage f sur le facteur de qualité est moins certain [30] et semble minime sauf pour certains modes.

III.3.2.4. Forme de cavité

Une géométrie optimale ne donne forcément pas une forme hexagonale. En plus, la déchéance du facteur de qualité observé quand l'ordre n de H_n est diminuée, est-elle forcée par la forme hexagonale de la cavité ou réellement un effet lié à la diminution de ses dimensions? Donc, pour lever cette incertitude, des cavités triangulaires T_2 (3 trous enlevé), de taille intermédiaire entre H_1 et H_2 ont été étudiées. Suite à un calcul FDTD 2D quatre types de modes sont accessibles, ils sont confinés dans la BIP d'une cavité T_2 : deux des ces modes sont doublement dégénérés et deux non dégénérés. Ils sont identifiables sur un spectre de PL d'une cavité T_2 (voir Figure III.10). Il est observé que les modes doublement dégénérés ont une levée de dégénérescence et associée à une différence de quelques nanomètres et mesurée au MEB, de la période du réseau CP 2D selon des directions différentes.

Selon le type de modes, les facteurs de qualité s'échelonnent entre 100 et 500 pour les modes d'un T_2 reporté sur SiO_2 . En conclusion, quoique la forme soit différente, la cavité T_2 reste un moyen en termes de facteur de qualité, de volume modal, de densité de modes entre la cavité H_1 et H_2 . La taille de la cavité apparaît déterminer au premier ordre les propriétés modales (densité de modes, Q) de la structure à CP 2D pour des géométries simples.

Figure III.10. Spectre d'une cavité T_2 (3 trous omis). Quatre types de modes, accessibles par un calcul FDTD 2D, sont confinés dans la BIP d'une cavité T_2 : deux modes doublement dégénérés et deux modes non dégénérés [33].



III.3.2.5. Cristaux photoniques infiltrés

Les propriétés optiques des cristaux photoniques sont modifiées lorsqu'on infiltre des cristaux liquides dans leur trous.

L'écart d'indice entre l'indice de réfraction du semiconducteur n_s et l'indice de réfraction des trous n_h diminue et la bande interdite devient plus étroite. Cet écart est écrit comme suit :

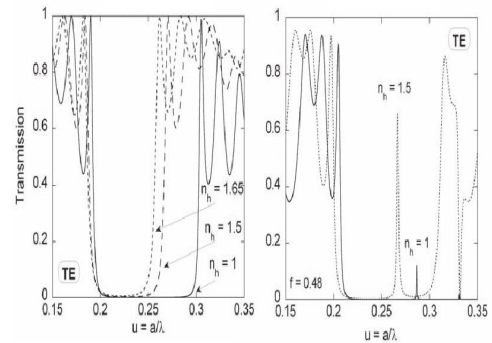
$$\Delta n_{sh} = n_s - n_h \quad (\text{III.13})$$

En effet, les bords de bandes se déplacent vers les basses énergies. C'est-à-dire, pour la bande d'air, le champ électrique est confiné dans les trous. En plus, elle se déplace plus rapide que la bande diélectrique [34].

La courbe de transmission d'un pavé de cristaux photoniques calculée par FDTD-2D (sans pertes, facteur de remplissage $f = 0.35$ et $n_s = 3.24$, direction ΓM et polarisation TE) est représentée dans la figure III.11(a). Pour des indices de réfraction des trous $n_h = 1.5$ et 1.65 , les courbes sont calculées et illustrent comment la bande d'air se déplace vers les basses énergies lorsque l'indice de réfraction des trous augmente. Par contre la bande diélectrique ne se déplace à peine.

La figure III.11(b) montre le cas d'une cavité Fabry-Pérot d'où la position du pic de résonance se déplace également vers les basses énergies comme Δn_{sh} diminue. Il faut mentionner que l'abaissement du facteur de qualité du pic Fabry-Pérot et n_h est due à une baisse de la réflectivité des miroirs.

Figure III.11. Simulations par FDTD-2D (sans pertes) de la transmission (a) d'un pavé de cristaux photoniques (8 rangées en direction ΓM , polarisation TE, facteur de remplissage $f = 0.35$) et (b) d'une cavité Fabry-Pérot avec des indices de réfraction de trous différents. L'indice de réfraction du semiconducteur pour tous les calculs est $n_s = 3.24$ [35].



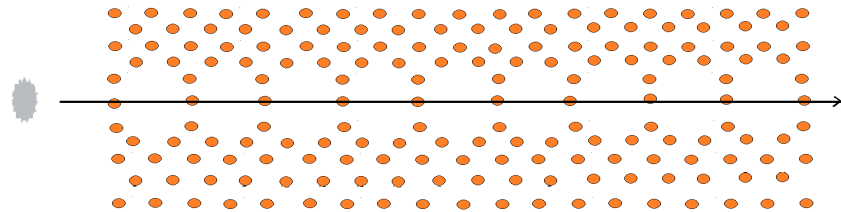
III.4. Guide à cavité couplées (CROW)

Afin d'obtenir des effets de couplage dans un cristal photonique, nous pouvons rapprocher délibérément des défauts (quasi) ponctuels au contraire des choix fait pour la supercellule. La figure III.12, montre l'exemple d'un cristal photonique hexagonal creusé d'une chaîne de cavités. Ces cavités ont une forme hexagonale, est obtenues par omission de sept motifs groupés. En plus, elles les unes des l autres par une seule rangée de motifs. Dans ces conditions, on est présent devant un couplage des modes de résonance de cavités voisines. Les modes couplés se

dédoublent se reproduit de cavité à cavité. À la fin, on va obtenir une bande permise (une bande transmission) à la place du pic de transmission unique.

La direction de propagation permise pour les ondes électromagnétiques est fixée par la direction d'alignement des cavités. L'ensemble de cavités forme donc un guide optique que l'on désigne sous l'acronyme CROW (de l'anglais, « Coupled Resonator Optical Waveguide » [36].

Figure III.12. Guides à cavités couplées dans un cristal photonique hexagonal.



III.5. Guide à cristal photonique

Il est possible de constituer des guides optiques au sein du cristal lorsqu'on introduit un défaut linéaire. A l'intérieure du guide, le photon restera confiné quand son énergie est située à l'intérieur de la bande interdite. Les guides d'ondes sont désigné par W_n , où n est le nombre de rangées de trous manquantes. Exemple : un guide $W1$ correspond à un cristal photonique ayant une rangée manquante.

Les guides à cristaux photoniques ne sont pas pareil que les guides d'onde classiques car le processus de guidage de la lumière est différent en plus qu'il est assuré par réflexion totale interne et il est déterminé par la propagation des modes de Bloch [37].

Alors, par le phénomène de la bande interdite les modes sont guidés et au niveau de la zone de défaut, la lumière est localisée grâce aux des réflexions multiples sur les motifs du cristal.

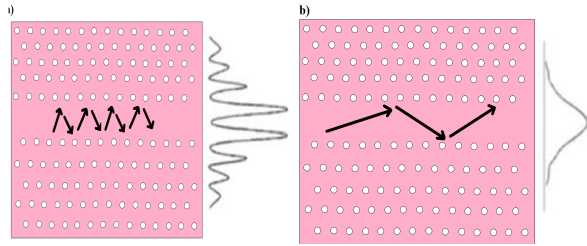
La présence de la BIP, n'assure toujours pas le mécanisme de guidage dans ce genre de guide parce qu'il peut être affecté par la réflexion totale interne et cela dépend de la nature de la structure du matériau à bande interdite photonique utilisée.

- **Cas de structure de trous,**

Quand le guide est formé par une rangée de trous manquante, l'indice de réfraction du cœur (n_c) du guide à cristal photonique est plus élevé que celui du matériau constituant la gaine photonique (n_g) et on écrit : $n_c > n_g$. Aussi, le cristal photonique va subir des réflexions multiples par guidage, mais, les propriétés modales des modes de Bloch seront affectées par la réflexion totale interne. Donc, le guidage s'effectuera par effet BIP et par réflexion totale interne, comme il est illustré dans la figure III.13, le guide est alors multimode aux longueurs d'onde correspondant aux bandes interdites de la gaine photonique, car il existe au moins deux modes dus à chacun des

deux types de propagation. Il en résulte un bon couplage entre le guide diélectrique et le guide à CP, puisque les mécanismes de guidage des deux types de guides se ressemblent.

Figure III.13. Guide créé dans un cristal photonique 2-D de réseau triangulaire en omettant quelques lignes de trous. (a) Propagation et schémas du profil de l'intensité dans le cas où le guidage se fait par BIP, (b) Propagation et schémas du profil de l'intensité dans le cas où le guidage est réfractif.



- **Cas de structure de tiges,**

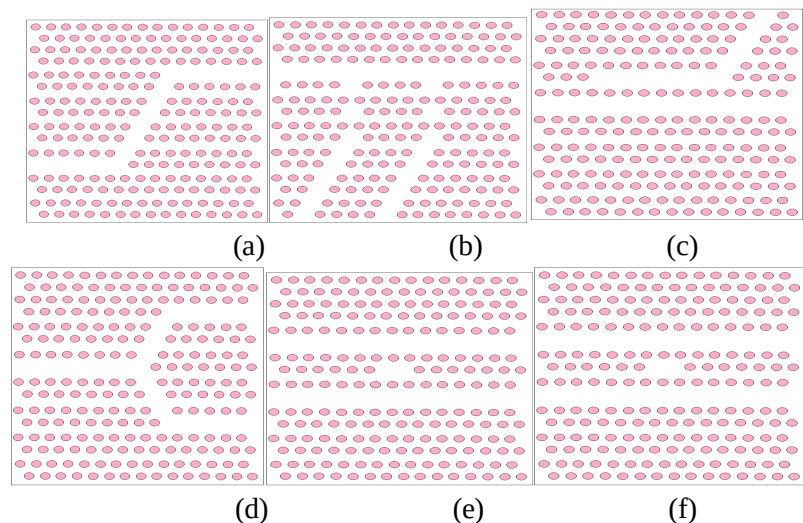
Quand le guide à cristal photonique formé par une rangée de tiges manquante a un cœur d'indice de réfraction plus faible que celui des gaines. Dans ce cas, le mécanisme de guidage ne peut pas être de nature réfractive. La lumière ne peut pas se propager dans les gaines qui présentent une bande interdite photonique parce qu'elle est guidée dans le cœur [38-39]. Donc, le seul type de guidage opérant dans cette structure est le guidage par effet BIP. Le guide peut être donc monomode. Le couplage sera pauvre puisque les mécanismes de guidage des deux types de guides sont très différents, même si les deux guides ont la même largeur.

III.6. Applications des cristaux photoniques

Les circuits photoniques intégrés ont été des composants de base pour différents dispositifs proposés et démontrés dans plusieurs domaines on compte parmi eux : les doubles virages [40], les démultiplexeurs [41-42], les coupleurs directionnels [43-44], les diviseurs de puissance [45-46], les filtres [47-48], les capteurs et biocapteurs [49-50].

Les principes opérationnels des différents composants d'un circuit intégré de ces nouveaux dispositifs seront reproduits en utilisant les photons comme porteurs d'information à la place des électrons. La figure III.14 illustre certains dispositifs mentionnés:

Figure III.14. Dispositifs à base de cristaux photoniques 2-D. (a) Double virage; (b) Démultiplexeur ; (c) Coupleur directionnel ; (d) Diviseur de puissance; (e) Filtre ; (f) Biocapteur.



En plus, autres applications potentielles des matériaux à bande interdite photonique à deux dimensions existes pour contrôler l'émission spontanée dans les dispositifs telle que, les microcavités à grand facteur de qualité, guides d'ondes rectilignes, à fort rayon de courbure, faces miroir, guidage et effet de superprisme.etc. La figure III.13 montre certains exemples d'utilisation de cristaux photoniques bidimensionnels.

III.6.1. Cavité résonante

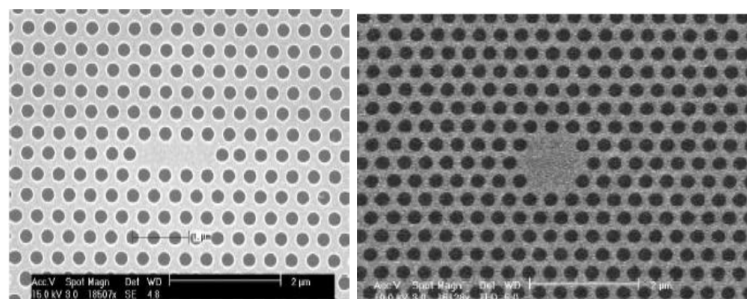
Dans un cristal phonique, l'existence de défauts permet l'existence de modes localisés dans une bande de fréquence très étroite. Cela veut dire q' un seul défaut dans un cristal photonique peut servir de cavité résonante puisqu'il piège la lumière dans cette bande. Avec une simple modification d'une des propriétés du matériau (par application d'un champ électrique par exemple) permettra à la lumière de se libérer [51].

Plusieurs types de cavités à cristaux photoniques (avec un défaut ponctuel) ont vu le jour comme le cas de cavité à base de cristaux photoniques bidimensionnels réalisés dans un réseau triangulaire de trous d'air. Ces cavités sont généralement de deux types, le type L_n et le type H_n [52]. Généralement, Elles sont réalisées soit en changeant le rayon des trous, soit en modifiant les paramètres d'un ou plusieurs trous dans un cristal photonique, soit en déplaçant des trous de leurs positions originales, soit en remplissant complètement les trous.

La cavité de type « L_n » est une cavité linéique qui est réalisée par omission de n trous dans la direction ΓK . La cavité de type « H_n » est une cavité hexagonale dont chaque coté présente une omission de n trous.

La figure III.15 représente deux images au microscope électronique à balayage (MEB) qui correspondent à deux types de cavités (une cavité L_3 et une cavité H_2) fabriquées à la salle blanche de l'IEF par M. El Kurdi.

Figure III.15. Images MEB des cavités de type L_3 (a); de type H_2 (b), et fabriquées dans la salle blanche de l'IEF [53].



D'autres chercheurs ont adopté une approche plus intuitive comme le KAIST [54,55] afin de garder le même but qui est : un très faible volume de cavité, de l'ordre de celui de la H_1 , et aménager l'environnement électromagnétique de façon à augmenter de manière conséquente

le facteur Q. La figure III.16 et figure III.17 représentent la conception de microcavité à fort coefficient de qualité.

Figure III.16. Exemple d'ingénierie de défauts. Dans ce cas, il s'agit d'une cavité H1 modifiée: les six trous adjacents au défaut sont réduits de manière à faire rentrer progressivement des modes avec des symétries différentes dans la bande interdite photonique [54,55].

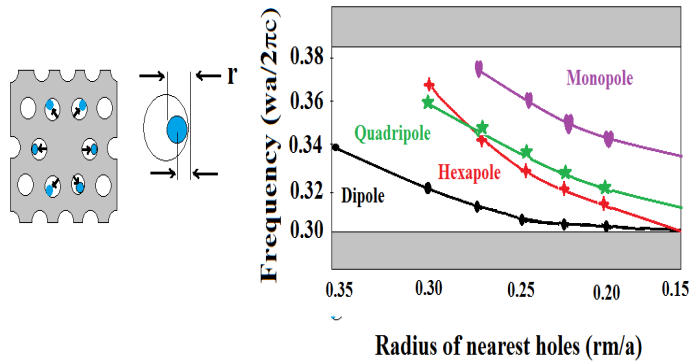
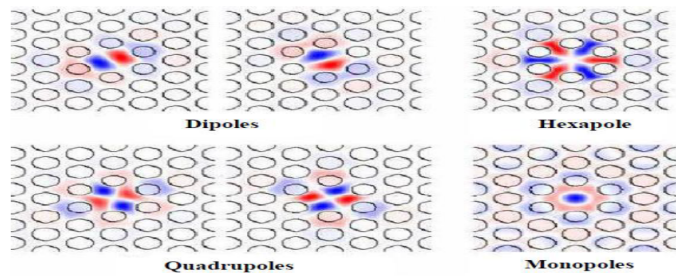


Figure III.17. Distribution de la composante Hz du champ magnétique pour les différents modes de cavité.



III.6.2. Guides d'ondes [56]

Il est possible de guider la lumière en introduisant un défaut linéique voulu et cela par omission d'une ou plusieurs rangées de motifs élémentaires. Dans ce cas, cette lumière va suivre une direction rectiligne en se propageant le long du guide avec une fréquence appartenant à la bande interdite photonique du cristal (voir figure III.18 a). Depuis des années, les guides d'ondes classiques à base de matériaux diélectriques sont connus et réalisés où l'onde se propage dans le diélectrique d'indice fort et se réfléchit totalement sur les bords qui sont constitués d'un diélectrique d'indice plus faible. Un avantage majeur qui peut y avoir grâce aux guides d'ondes BIP par rapport aux guides traditionnels. L'intérêt des guides d'ondes BIP c'est qu'ils présentent de faibles pertes au niveau des courbures (voir forme T sur la figure III.18 b et forme Croix sur la figure III.18c). Le fait de recourber l'un de ces guides sur lui-même permet d'obtenir un anneau et seuls quelques modes peuvent rester dans cet anneau.

Figure III.18. Guide d'onde de la structure GaAs dans l'air à motif carrée montrant la distribution du champ Ez autour du défaut en polarisation (a) Rectiligne (b) en T et (c) et en CROIX (simulée par le logiciel COMSOL).

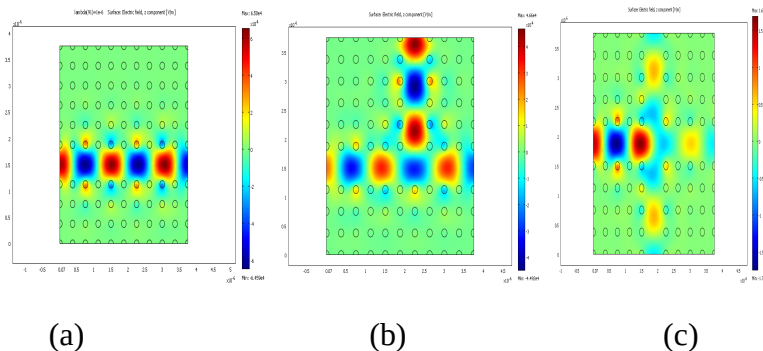


Figure III.19. (a) Guide d'onde (b) Guide d'onde à courbures extrêmes.

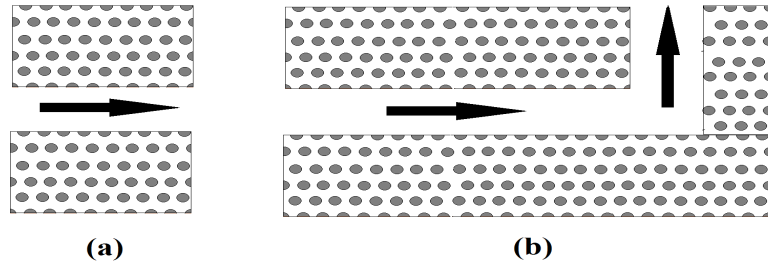
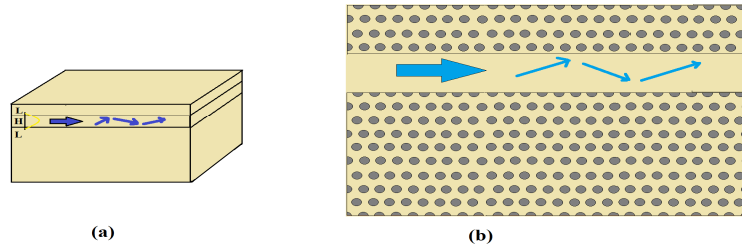


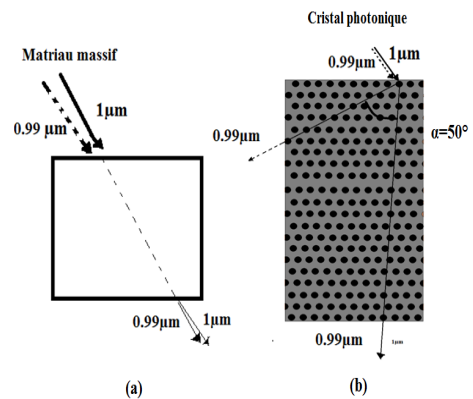
Figure III.20. (a) Guide réfractif : modèles de rayons en Zig-Zag avec réflexions totales et ondes évanescentes (b) guidage par bande interdite photonique.



III.6.3. Phénomène de superprisme

Dans un cristal photonique, lorsque la lumière polarisée TE / TM est injectée, on observe une grande déviation du faisceau [57,58] dès qu'il y a une variation de la longueur d'onde (autour d'une longueur proche de la BIP). Cela est dû à une forte dispersion chromatique du cristal photonique. Pour une variation de longueur d'onde de 1% la déviation angulaire peut atteindre 50° comme elle le montre la figure III.21. Pour exploiter les surfaces équiréquences là où elles sont le plus déformées il faut bien choisir les conditions de façon qu'il suffit d'une légère variation de longueur d'onde pour obtenir un changement radical de la direction de la vitesse de groupe.

Figure III.21. Représentation du phénomène de superprisme et de sa sensibilité aux longueurs d'ondes, (a) propagation de la lumière dans un cristal conventionnel silicium avec une lumière incidente dont la longueur d'onde varie entre 0.99 et $1 \mu\text{m}$. La lumière incidente est polarisée TM et inclinée de 15° par rapport à la normale de la tranche du cristal, (b) trajet de la lumière dans un cristal photonique dans les mêmes conditions. Une importante déviation (50°) est observée pour une variation de longueur d'onde de 1 % [59].



III.6.4. Filtres sélectifs à base de cavités à cristaux photoniques

Actuellement, les systèmes optiques ainsi que les télécommunications sont basés sur le codage de l'information sur différentes longueurs d'onde ou canaux. Dans ces systèmes, il est indispensable d'un côté de coder le signal sur différents canaux proches les uns des autres afin que l'ensemble de l'information se propage à la même vitesse et d'un autre côté de séparer en

bout de ligne l'information codée dans chaque canal. Ici, On parle de multiplexage/démultiplexage en longueurs d'onde et par des filtres sélectifs que ces fonctions sont réalisées. De bons candidats sont les cavités à cristaux photoniques planaires afin de réaliser de telles opérations sur puce. Dans la littérature, on trouve deux classes de filtres sélectifs à cristaux photoniques :

- Les cavités de type Fabry Péroth insérées directement dans le guide [60-62].
- Les cavités de type Add/Drop couplées de manière évanescente au guide d'onde porteur du signal [63, 64, 65, 66].

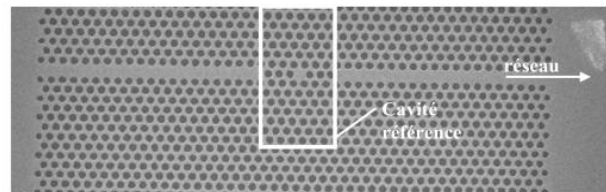
Dans cette chaine de ces travaux, l'intérêt est de réaliser des cavités de faible volume et possédant un minimum de pertes.

III.6.4.1. Filtres de type Fabry-Pérot

Dans un guide W_1 , une fonction de filtre Fabry-Perot a été intégrée par l'insertion des motifs dans le guide. La majorité des longueurs d'ondes guidées seront réfléchies aux parois du guide, sauf quelques unes, qui seront couplées à la cavité. En effet, cette approche aide à réaliser des dispositifs de type Fabry-Perot (si un deuxième guide est placé face à la cavité).

Dans un premier temps, une cavité mono défaut a été utilisée et a pu donner une transmission résonnante. C. Grillet à LEOM, ont pu réaliser les expériences de transmission à LEOM pour les dispositifs similaires de la figure III.22 sur la membrane d'InP avec un facteur de remplissage en air de l'ordre de 30%. Donc, expérimentalement pour le cas de ce filtre, ils ont pu trouver un taux de transmission de l'ordre de 5% avec un facteur de qualité de 287. Évidemment, ce taux de transmission est faible à cause des pertes des miroirs de la cavité en plus du couplage seulement partiel au mode de la cavité résonnante. Et de là, la façon la plus naturelle pour avoir un bon couplage entre le mode de cavité et le mode guidé est de rapprocher la géométrie de cavité à celle du guide, par exemple, comme une portion de guide fermé. Donc, ce type de cavité linéaire est très bien adapté à un couplage avec des guides de largeurs similaires.

Figure III.22. Image en microscopie électronique d'une fonction Fabry-Pérot intégrée à un guide.



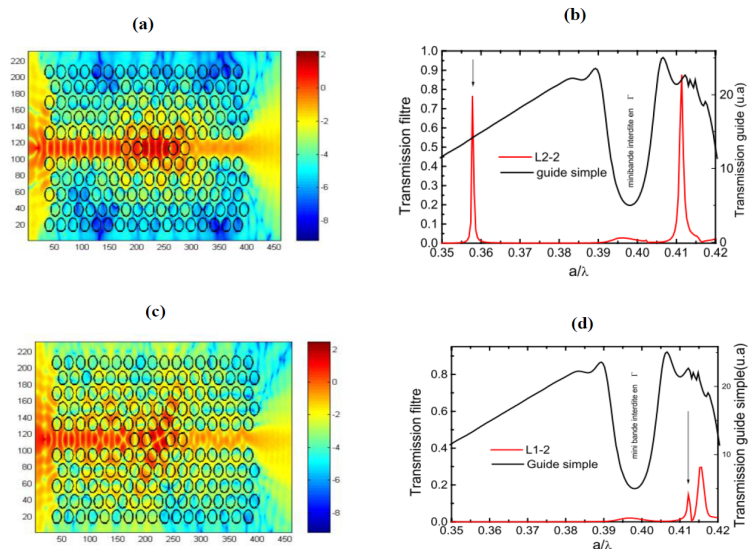
Ce concept a été validé numériquement. Le modèle étudié est constitué d'un guide W_1 plus une cavité formée par deux motifs suivant la direction du guide. Également, ces deux motifs ont été arrangés de part et d'autre pour constituer les miroirs appelés L2-2. À l'entrée du

guide, l'excitation est réalisée à l'aide d'un dipôle polarisé suivant l'axe perpendiculaire au guide (y) par contre à sa sortie est réalisée la détection. Pour ce filtre, son spectre de transmission a été normalisé par la transmission obtenue le long d'un guide simple, ce qui donne une bonne idée de l'efficacité du couplage vers la cavité. D'après la figure III.23, une comparaison a été faite entre la structure L2-2 (voir figure III.23 (a)) et la structure de type L1-2, cavité constituée d'un seul motif (voir figure III.23 (c)).

- 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 III.23 (b)).
- Pour la structure L2-1 : deux transmissions de l'ordre de 20% apparaissent vers $a/\lambda=0.41-0.42$ (voir Figure III.23(d)).

A LEOM, C.Grillet a réalisé un premier essai expérimental sur des structures de type L2-2, une conception similaire à celle comprenant le filtre mono défaut. Cet essai sur ces structures dont le facteur de remplissage de l'ordre de 0.3 n'a pas permis l'observation de résonance en transmission. D'autres structures après ont été réalisées avec des facteurs de remplissage plus forts.

Figure III.23. 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) [67].



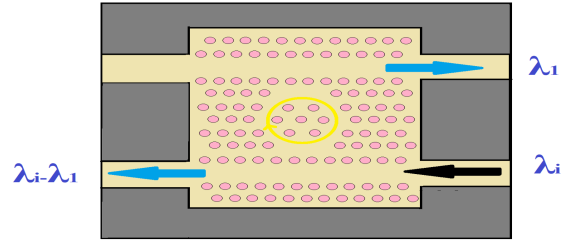
III.6.4.2. Filtre de type add / drop

L'une des spécificités des filtres à cristal photonique est le filtrage « spatio-fréquentiel ». La figure III.24, présente le schéma d'un filtre Add-Drop dont l'enjeu est stratégique pour les télécommunications optiques. Par rapport à des communications téléphoniques dont les signaux électriques sont conduits par des fils de cuivre, la transmission des signaux optiques s'effectue par des fibres optiques le long desquelles peuvent coexister plusieurs canaux de longueurs d'onde indépendants (plus de 1000 dans la prochaine génération de fibres). Par exemple, chaque canal de longueur d'onde est censé occuper un domaine spectral $\Delta\lambda \approx 0.3\text{nm}$

au tour de $\lambda=1500\text{nm}$ (c-à-d $\approx 40\text{ GHz}$), ce qui accorde aux fibres optiques des capacités de débit global sans précédent, de plusieurs térabits par seconde. Cependant, afin d'exploiter le signal correspondant à une information précise transféré le long de la fibre, il est indispensable de soustraire (en anglais, to drop) à l'endroit de la réception le canal de longueur d'onde où se trouve cette information. De la même manière, pour pouvoir ajouter une information dans un canal de longueur d'onde donnée, il faut alors introduire le signal parmi l'ensemble des canaux d'information. Par conséquent, dans les réseaux de télécommunications optiques cette double fonction de filtrage (Add-Drop) est fondamentale. Le filtre représenté dans la figure III.24 est élaboré à partir d'un cristal photonique 2D de symétrie hexagonale où l'on a inséré une cavité centrale de forme hexagonale sandwichée entre deux guides d'ondes couplés entre eux à travers cette dernière. Aux entrées-sorties des guides d'ondes, des fibres optiques (non représentées) sont placées. Sur le côté bas adroite, ce guide sert à véhiculer un ensemble de signaux à des longueurs d'ondes différentes λ_i , et entre eux se trouve le signal à la longueur d'onde λ_1 que l'on veut choisir. La façon dans laquelle la cavité centrale est choisie est celle qui présente une résonance à cette longueur d'onde, le cercle qui se trouve au cœur de la structure (en jaune) indique la localisation du champ électromagnétique associé au mode résonnant. Le faisceau optique à la longueur d'onde λ_1 pourra passer intégralement d'un guide à l'autre, si les guides sont parfaitement couplés à la cavité parce que la cavité optique présente une transmission unité pour le mode de champ qui lui est adapté. Alors, on aura réalisé la fonction de soustraction. D'une autre façon et l'opposé, on peut réaliser la fonction d'addition en introduisant un signal de longueur d'onde λ_1 par l'entrée gauche du guide supérieur. Plusieurs versions du filtre Add-Drop à base de cristal photonique ont déjà été réalisées (comme par exemple [64]). Pourtant, la sélectivité est exigée afin de prendre 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 III.24) ainsi qu'un excellent couplage entre les guides et la cavité. Selon [68], les cavités les plus petites avec un seul trou manquant dans un cristal 2D offrent des meilleurs facteurs de qualité aux alentours de 3000 et pour trois ou quatre trous manquants ce facteur de qualité croît à plus de 40000. Par ailleurs, les travaux sont en cours afin d'optimiser le couplage entre guide et microcavité.

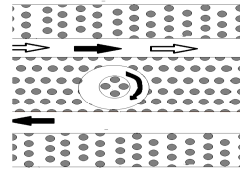
Figure III.24. Filtre Add-Drop : le signal d'entrée, en bas et à droite, est composé d'un grand nombre de signaux à des longueurs d'onde différentes λ_i . le filtre, réalisé dans un cristal bidimensionnel de symétrie hexagonale, permet d'extraire l'un des signaux (ici, celui à la longueur d'onde λ_1) en l'aiguillant dans une autre direction [64].

Figure III.24. 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 λ_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 λ_1) en l'aiguillant dans une autre direction [64].

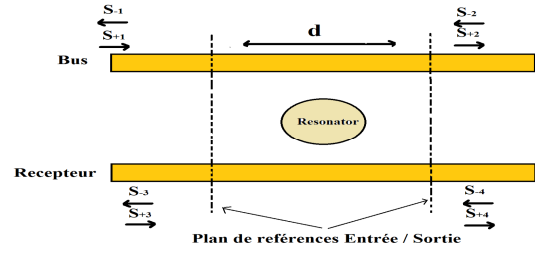


représenté dans la figure III.25, ce filtre est composé de deux guides d'ondes couplés par un ou deux résonateurs [69].

Figure III.25. (a) Représentation d'un filtre add / drop, (b) Principe de fonctionnement. Système à 4 accès constitué d'un résonateur en anneaux et de deux guides d'ondes [69].



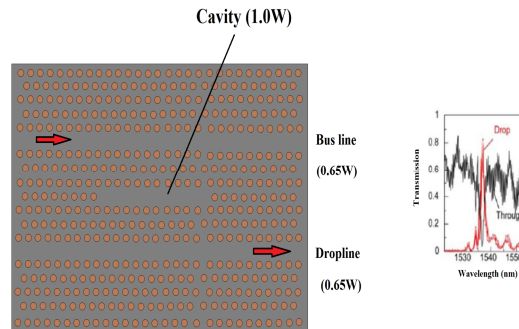
(a)



(b)

La figure III.26 représente un troisième exemple d'une cavité linéique de dix trous manquants ce qu'on appelle un résonateur. Ce dernier à la conception fine et son exploitation aux modes optiques lents a permis d'accéder à deux modes dégénérés dans la cavité où les symétries étaient compatibles pour un fonctionnement de type add-drop [70]. Sachant qu'une réalisation expérimentale, a montré que près de 80% de puissance transférée vers l'avant dans le guide d'onde drop.

Figure III.26. Exemple de réalisation expérimentale d'un filtre add-drop constitué de deux guides d'onde diffractifs et d'une cavité linéique dans un cristal photonique membranaire. Un peu plus de 80% de la puissance se propageant dans le guide d'onde bus a été transférée dans le guide d'onde drop, vers l'avant, autour de $1.537 \mu\text{m}$ [70].

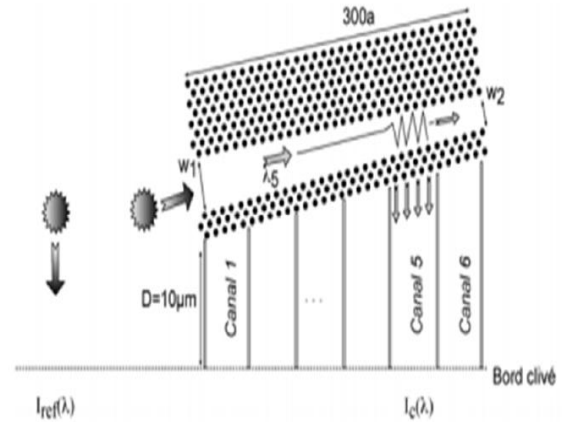


III.6.5. DEMUX-coupler

Les démultiplexeurs à cristaux photoniques favorisent des cavités très petites (quelques périodes) ainsi que, la fonctionnalité « add-drop », la plus exigeante [71]. Le principe du dispositif proposé est de se servir du couplage par diffraction de Bragg entre un mode fondamental rapide pour la propagation du signal et un mode d'ordre supérieur, lent, pour l'extraction latérale du signal. Donc, Pour des guides à cristaux photoniques (CP) "W₃" ou "W₅" (formés de 3 ou 5 rangées manquantes) ce couplage correspond à un mini stop band [72]. Pour des guides à cristaux photoniques (CP) "W₃" ou "W₅", formés de 3 ou 5 rangées

manquantes, ce couplage correspond à une mini stop band [72], avec lequel la largeur typique est entre 3 et 20 nm à la longueur 1500 nm, parfaitement adaptée au coarse WDM (CWDM) ainsi qu'aux réseaux métropolitains.

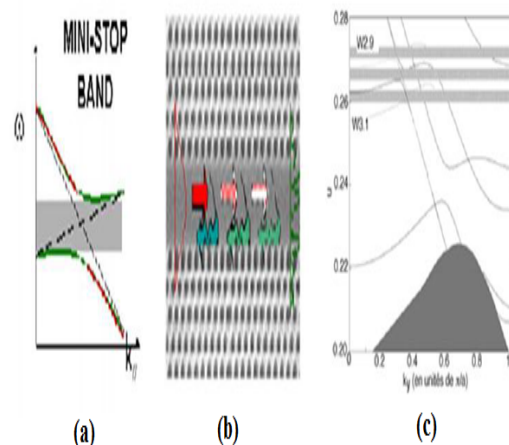
Figure III.27. Principe de démultiplexeur spectrographe : le guide PC de largeur proche de « W_3 » couple le mode fondamental au mode d'ordre supérieur uniquement dans la section où la diffraction de Bragg entre les deux modes est autorisée. Ce mode est ensuite extrait latéralement à travers les trois rangées de trous [73].



La figure III.27 montre une première approximation d'affinage sur l'une des parois du guide et en variant lentement un de ses paramètres tel que la largeur et peut être la période.

Cela veut dire qu'une longueur d'onde donnée est alors aiguillée dans une section donnée car le couplage au mode d'ordre supérieur n'a lieu que dans cette section là, et la paroi affinée laisse la lumière du mode d'ordre supérieur sortir latéralement, alors que le guidage du mode fondamental reste très robuste à toutes les longueurs d'onde restantes, l'effet tunnel sur ce mode « réfractif » étant très faible. Les deux figures III.28 (a) et III.28 (b), présentent le couplage de mode de W_3 de façon générique. Dans le dispositif, la position de la mini-stopband dépend de la largeur du guide. C'est à dire la position du mini-stop band évolue avec la largeur du guide [73].

Figure III.28. illustration de l'utilisation de la mini-stopband : (a) relation de dispersion locale, le mode fondamental étant le plus raide, le mode d'ordre supérieur le moins raide ; (b) schéma du couplage de mode dans le guide W_3 , (c) superposition des relations de dispersion pour des guides dont la largeur est modifiée de 0.1 rangée en plus ou moins comparé à W_3 . On voit que ce changement de largeur de 40 nm, dans un cas typique, conduit à des mini-stops band bien séparées. [73].



III.6.6. Coupleur directionnel

Un coupleur directionnel est formé de deux guides monomodes parallèles séparés par une distance suffisamment faible l'un de l'autre. Il comporte quatre ports dont un port sert comme entrée et les trois ports comme des sorties.

Effectivement, quand l'un des guides est à côté de l'autre, les deux ne se comportent plus comme deux guides monomodes indépendants mais ils agissent comme un seul guide plus large multimode comprenant deux modes guidés appelés par la suite des "super-modes" comme il est montré dans la figure III.29.

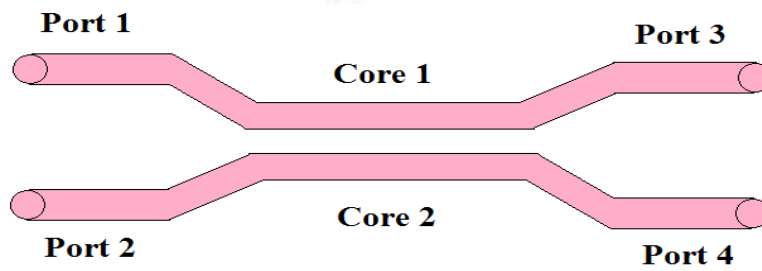


Figure III.29. Schéma d'un coupleur optique directionnel.

A l'intérieure de l'un des guides, la lumière se propage et vue comme la superposition des super modes du coupleur. Ces deux super modes ont des constantes de propagation différentes. La lumière va être transmise d'un guide vers l'autre lorsque la différence de phase entre les deux super modes est un multiple impair de π . Le trajet dont la quelle cette lumière traversera s'effectuera au bout d'une longueur L_C appelée longueur de couplage. La lumière reviendra ensuite dans le guide initial au bout de $2L_C$, et ainsi de suite.

Le transférer 100% de la lumière d'un guide vers l'autre est définit par la longueur de couplage comme elle montre la relation suivante [74] :

$$L_c = \frac{\pi}{k_g - k_0} \quad (\text{III.14})$$

k_e : constante de propagation du super mode pair

k_0 celle du super mode impair.

A partir de l'équation (III.14), lorsque $k_e = k_0$ (modes dégénérés ou croisement de bandes) nous sommes dans une situation de découplage, cela signifie que la longueur de couplage devient infinie et que le transfert de puissance n'est possible entre les deux guides. Ce phénomène pourra être utile dans le cadre de circuits photoniques très denses où les guides seront très proches les uns des autres. En effet, dans ce cas, les guides sont totalement isolés.

III.6.6.1. Couplage entre guide diélectrique et guide à cristal photonique

Un guide diélectrique et un guide à cristal photonique peuvent être couplés directement car l'efficacité de couplage dépend de la position de l'interface de découpe entre eux [75-77, 78].

Un des facteurs important à étudier sont les pertes par couplage car une large variété de structures et de techniques de couplage ont été proposée dans la littérature pour les minimiser. Pour cela, on peut par exemple utiliser des guides diélectriques dont l'extrémité effilée pénètre dans le guide à cristal photonique [79-80] de même que d'un coupleur qui est une version planaire du miroir parabolique et qui permet de focaliser la lumière issue d'un guide diélectrique large sur l'entrée d'un guide à cristal photonique [81].

III.6.6.2. Couplage de guide à CP et guide à cavités couplées

C'est un guide d'onde composé de défauts ponctuels ou d'une chaîne de cavités séparée les unes des autres par une ou plusieurs rangées de motifs dans un cristal photonique, c'est le guide de résonateurs optiques couplés ou à cavités couplées. La construction des cavités est basée sur le fait que leur fréquence de résonance se situe au sein de la bande interdite du cristal photonique [82]. En plus, la direction d'alignement des cavités fixe la direction de propagation permise pour les ondes électromagnétiques. La figure III.30 illustre un schéma descriptif de ce guide.

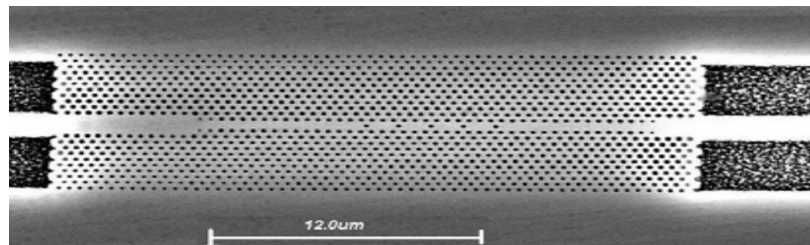


Figure III.30. Guide à cavités couplées réalisé dans un cristal photonique 2-D [83].

III.6.7. Capteurs

Un capteur est un dispositif qui sous l'effet d'une grandeur physique que l'on souhaite connaître et caractériser délivre une grandeur physique exploitable (signal électrique, une fréquence, une hauteur de mercure, une intensité ou la déviation d'une aiguille par exemple). Cette grandeur, prélevée, est utilisable à des fins de mesure ou de command. On parle aussi de transducteur [84-85]. Le capteur fait partie de l'instrument de mesure qui n'est autre qu'un appareil autonome disposant d'un affichage ou probablement d'un système de stockage de données (historique et archivage).

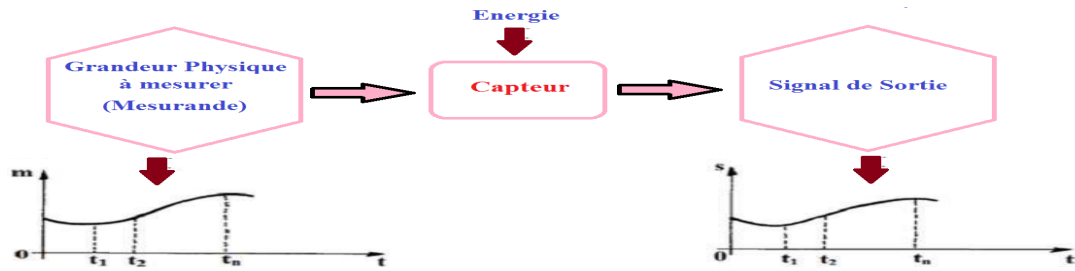


Figure III.31. Schéma de principe d'un capteur.

La nature ainsi que l'importance des grandeurs d'influences (qui sont aussi des grandeurs extérieures) peuvent provoquer des perturbations sur le capteur. Parmi elles, nous pouvons compter : concentration chimique, humidité, pression et la température. Il existe un certain nombre de caractères communs à tous les capteurs dont les plus courants sont : Étendue de mesure, résolution, fonction de transfert, linéarité, caractéristiques statistiques, temps de réponse, sensibilité, limite de détection, etc.

a- Etendue de la mesure ou dynamique

C'est la zone dans laquelle les caractéristiques du capteur sont assurées par rapport à des spécifications données.

b- Résolution

C'est à la plus petite variation de la grandeur que le capteur est susceptible de déceler. La résolution R_m dépend de la caractéristique des instruments de mesure associés au capteur et aussi au rapport signal sur bruit du capteur [86].

c- Fonction de transfert

C'est la relation d'évolution de la grandeur de sortie en fonction de la grandeur d'entrée. Elle est représentée par une courbe en régime permanent et ne donne pas d'informations sur les caractéristiques transitoires du capteur (figure III.32).

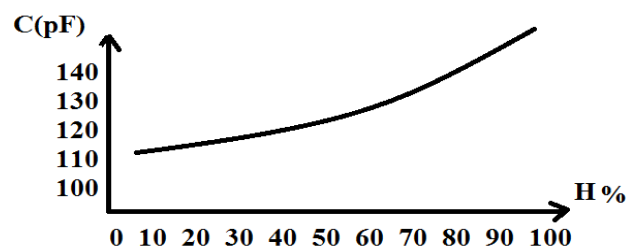


Figure III.32. Exemple de caractéristique d'un capteur d'humidité du type capacitif.

d- Linéarité

C'est la zone de la réponse du capteur dans laquelle sa sensibilité (S) est indépendante de la valeur de la grandeur mesurée. Cette zone peut être définie à partir de la définition d'une droite obtenue comme approchant au mieux la caractéristique réelle du capteur (figure III.33).

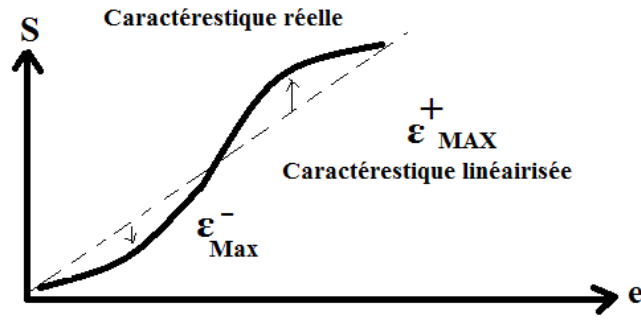


Figure III.33. Exemple de linéarisation de caractéristiques.

e- Caractéristiques statistiques

Les caractéristiques statistiques permettent de prendre en compte la notion d'erreurs accidentelles qui peuvent survenir sur un capteur

e.1- Fidélité

C'est la capacité qui permet de conserver des valeurs au cours du temps. Si des valeurs aléatoires se présentent, le capteur perd en fidélité. Aussi, C'est la qualité d'un capteur à délivrer des résultats les plus proches possibles lors d'analyses répétées sur une même grandeur physique m .

L'erreur de fidélité correspond à la dispersion (écart type) σ des résultats autour de la valeur moyenne $\langle m \rangle$ de n mesures effectuées sur m :

$$\bar{m} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n m_i \quad (\text{III.15})$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (m_i - \langle m \rangle)^2}{n-1}} \quad (\text{III.16})$$

Où m_i est la valeur de m à la $i^{\text{ème}}$ mesure.

Parmi les écarts de fidélité on distingue : la reproductibilité et la répétabilité.

❖ Répétabilité :

Elle correspond à la variation aléatoire des résultats d'une série de mesures successives d'une même grandeur physique m , effectuée dans les mêmes conditions de mesure pendant un court intervalle de temps.

❖ Reproductibilité :

Elle représente la variation aléatoire des résultats de plusieurs séries de mesures, réalisées sur une même grandeur m , espacée dans le temps, dans des conditions expérimentales différentes.

e.2- Justesse

C'est l'aptitude d'un capteur à délivrer une réponse proche de la valeur vraie et ceci indépendamment de la notion de fidélité. Elle est liée à la valeur moyenne obtenue sur un grand nombre de mesures par rapport à la valeur réelle.

e.3- Précision

Elle définit l'écart en % que l'on peut obtenir entre la valeur réelle et la valeur obtenue en sortie du capteur. De plus, elle varie d'un auteur à un autre et inclut soit uniquement la reproductibilité ou la fidélité, soit également la notion de « justesse ».

f- Rapidité

C'est la qualité d'un capteur à suivre les variations de la grandeur mesurée.

On peut la chiffrer par :

- La bande passante du capteur (à -3 dB) mesurée en fréquence ;
- Le temps de réponse (en %) à un échelon.

i- Sensibilité (S)

- Elle détermine l'évolution de la grandeur de sortie Δs en fonction de la grandeur d'entrée Δm en un point donné, c'est-à-dire la dérivée de la grandeur de sortie par rapport à celle d'entrée en ce point :

$$S = \frac{\Delta s}{\Delta m} = \frac{\partial s}{\partial m} \quad (\text{III.17})$$

- Elle correspond à la pente de la tangente à la courbe issue de la caractéristique du capteur en un point donné.

La sensibilité est constante et égale à la pente de la droite dans le cas d'un capteur linéaire. Elle est aussi intrinsèque au capteur et ne dépend pas ou peu des autres équipements de mesure associés au capteur dans une chaîne de mesure. Donc, plus cette grandeur intrinsèque du capteur est forte, plus il est sensible.

j- Limite de détection (LD)

La limite de détection (LD) est la valeur minimale de la grandeur physique m que l'on est capable de détecter. La LD n'est pas pareille que la sensibilité du capteur parce qu'elle dépend à la fois de la sensibilité et de la résolution instrumentale R_m liée aux équipements utilisés pour la mesure du signal. Donc, le recours à la limite de détection est dans le but d'évaluer la performance de l'association d'un capteur et du dispositif de mesure. Plus elle est faible, plus l'association est sensible.

L'expression de la limite de détection LD , est de la forme suivante :

$$LD = \frac{R_m}{S} \quad (\text{III.18})$$

Elle est déduite à partir de la définition de la sensibilité du capteur

III.6.8. Capteurs optiques

Un capteur optique est un dispositif capable de détecter l'intensité ou la longueur d'onde des photons. Les capteurs optiques sont les capteurs qui convertissent le signal des ondes lumineuses (de l'ultraviolet jusqu'à l'infrarouge) en signal électrique. On les utilise pour détecter un grand nombre de phénomènes tel que, l'intensité lumineuse • la chaleur (capteur pyrométrique) : • la présence • la couleur (et donc certains gaz ou produits chimiques) • mais aussi pour : -acquérir des informations numériques transmises par des conducteurs (fibres) optiques -des images.

L'utilisation de composants optiques a conduit à s'affranchir des perturbations électromagnétiques basses fréquences et à limiter les pertes optiques par propagation. Cette limitation a donc permis de mieux étudier le comportement des dispositifs optiques vis-à-vis des perturbations environnementales. Ainsi, 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 tels que : les capteurs de pression, de température, de vitesse, de position, d'humidité, mais aussi biologiques.

III.6.9. Capteurs à base de cristaux photoniques bidimensionnels :

Une partie de ce chapitre sera consacré à des capteurs réalisés par la technologie des cristaux photoniques bidimensionnels. Dans ce cas on va citer quelques types de capteurs tels que :

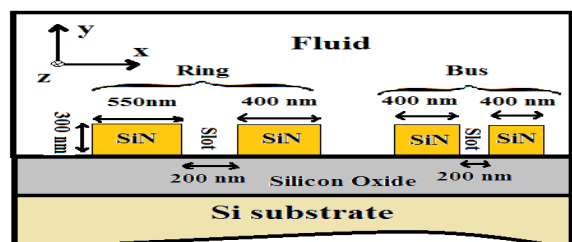
III.6.9.1. Capteur de gaz :

Dans l'industrie moderne comme dans la recherche scientifique et encore plus la protection de l'environnement, les capteurs de gaz jouent un rôle crucial.

Basé sur les technologies modernes de microfabrication avancées, nous pouvons atteindre des facteurs de qualité (Q) allons jusqu' à 106 grâce à des microcavités à cristaux photoniques.

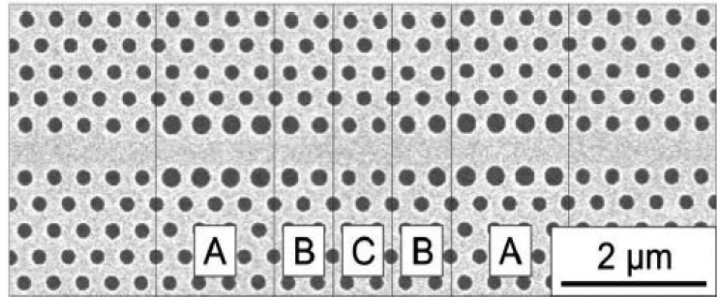
Pareil que les capteurs précédents le principe de la détection reste le même dans ce genre de capteur. Donc, en présence du gaz à détecter y aura un changement d'indice de réfraction qui modifiera la longueur d'onde résonance (λ_{res}) de mode de la microcavité. Grâce aux cristaux photoniques munis de microcavité, des capteurs de gaz de haute sensibilité (S) peuvent être réalisés [87].

Figure III.34. Vue du haut prise par microscope optique de la structure du capteur biochimique proposée par C.A. Barrios et al [88].



Des chercheurs tels que: Sunner et al ont proposés un capteur de gaz avec un facteur de qualité élevé [89]. Ce capteur en utilisant sur une microcavité à cristaux photoniques est décrit comme suite : réseau triangulaire en GaAs muni d'une microcavité réalisée par la modification non homogène des rayons des trous d'air le long d'un guide d'ondes central. La figure III.35 illustre ce capteur de gaz. La constante de réseau (a) et le diamètre des trous d'air (d) normaux sont 415 et 208 nm, respectivement. La région A, ayant des trous d'air d'un diamètre de 224 nm ont été utilisés comme miroir.

Figure III.35. Image prise par microscope électronique de la structure du capteur de gaz proposé par T. Sunner et al [89].



Le tableau III.2 suivant donne les différentes valeurs des paramètres importantes extraire de ce capteur de gaz.

Facteur de qualité (Q)	Décalage de la longueur d'onde de résonance ($\Delta\lambda_{res}$)	changement d'indice de réfraction Δn	Sensibilité $S = \Delta\lambda/\Delta n$
40 000	8 pm	10^{-4}	80 nm / RIU.

Tableau III.2. Différentes valeurs des paramètres de capteur de gaz.

Le changement de la pression du gaz peut également influencer sur l'indice de réfraction de ce capteur. Ainsi, pour détecter le changement de pression ambiante il faut adopter le capteur de gaz. Avec l'augmentation de la pression du gaz ambiant, sa densité sera donc élargie, il en résulte une augmentation de son indice de réfraction.

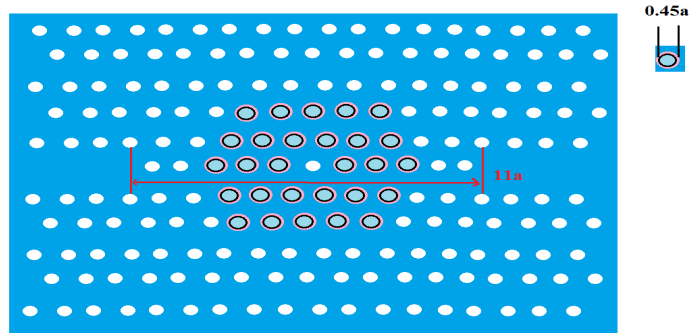
Un autre groupe de chercheurs, comme Y. Zhang et al [90], ont proposé un capteur de méthane à cristaux photonique basé sur l'infiltration de la molécule de cryptophane E dans une microcavité afin de mesurer la concentration de gaz dangereux.

Ils ont obtenu, grâce à l'association des excellentes propriétés, des microcavités résonante et la grande sensibilité ainsi que la grande sélectivité de molécule de cryptophane molécule au méthane, une sensibilités à l'indice de réfraction de 363.8 nm/RIU, un facteur de qualité de 12.923, et une transmission de 0.9122. Le tableau III.3 et la figure III.36 présentent le désigne du capteur à étudier avec les paramètres qui le conviennent.

La structure	Couche (slab) en silicium (Si)
Indice de refraction « n_{Si} »	3.48
Type réseau	Triangulaire de trous d'air
Substrat	SiO ₂
La constante de maille « a »	351 nm
Rayon de trous d'air	$0.3a = 105.3$ nm
L'épaisseur de la couche de silicium « h »	$h = 0.6a = 210.6$ nm

Tableau III.3. Les paramètres du capteur de méthane à cristaux photonique.

Figure III.36. Structure optimisée du capteur de méthane proposée par Ya-nan Zhang et al [90].



III.6.9.2. Capteurs mécaniques :

Grace aux cristaux photoniques plusieurs genres de capteurs mécaniques sont réalisés. On cite parmi eux, les capteurs de déplacements, capteurs de force, et les capteurs de pression.

Dans ce qui suit, on va plus détailler l'étude sur les capteurs de pression et capteur de déplacement.

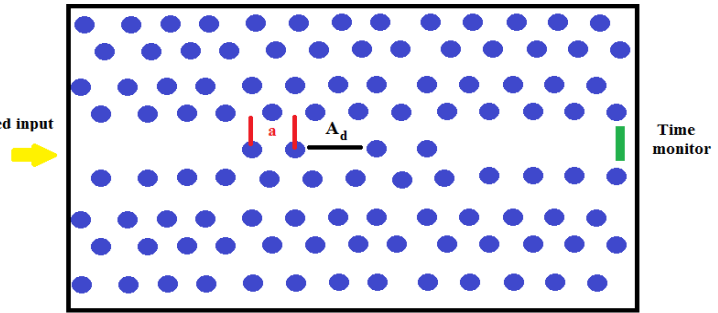
III.6.9.2.1. Capteur de pression :

a- Exemples de réalisation :

Les capteurs de pressions sont toujours un sujet d'actualité et de concurrence pour les équipes de recherches du domaine car ils se basent sur la technologie des cristaux photoniques. Depuis la littérature des capteurs de pression se trouve de plus en plus riches en publications.

En 2007, un groupe de chercheurs avec Chengkuo Lee ont publié un papier dont l'étude est consacré sur un capteur de pression à cristaux photonique bidimensionnels. Ce capteur travaille dans l'intervalle de 1 MPa à 5 MPa et utilisant une microcavité (voir figure III.37). Leur structure proposée a pu donner une variation linéaire entre le décalage des longueurs d'onde de résonances des peaks de réponse du capteur et les pressions appliquées correspondantes [91].

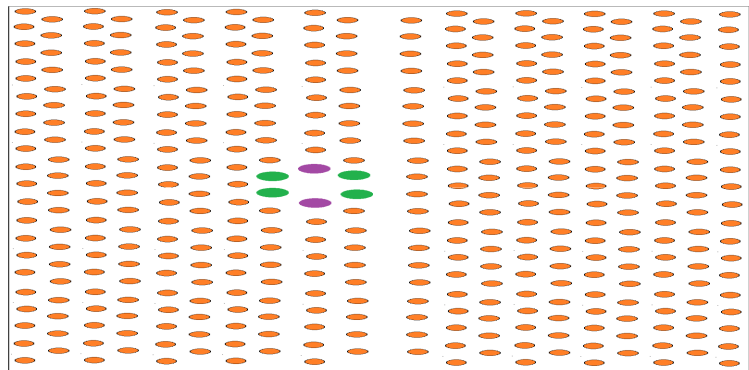
Figure III.37: Le capteur de pression proposé par L.Chengkuo et al [91].



Dans la même année, Stomeo et al [92] ont fournis un capteur de pression utilisant une microcavité H1 (voir figure III.38).

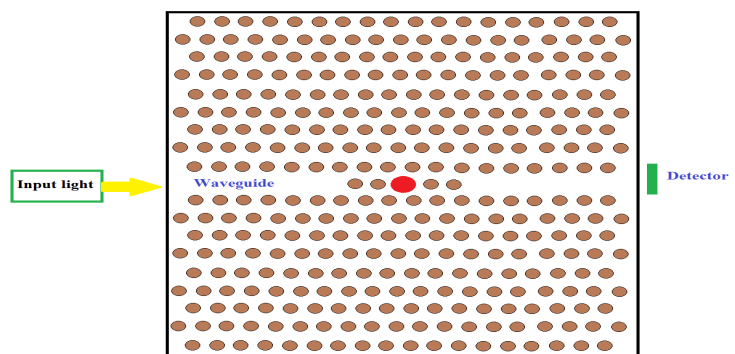
Un décalage en longueurs d'ondes de résonance du spectre de réponse obtenu linéairement à été observé à cause des pressions appliquées à cette structure et grâce à ce capteur, la sensibilité obtenue était de 5.82 nm/GPa sur un intervalle de 0.25 GPa jusqu'à 5GPa et une limite de détection de 0.3mN opérant dans la gamme de longueur d'onde entre 1300nm et 1400 nm.

Figure III.38. Le capteur de pression proposé par T. Stomeo et al [92].



La recherché dans ce domaine à été poursuivi successivement et en 2012, S. Olyae et al [93], ont proposes un autre model de capteur de pression à bas de cristaux photonique bidimensionnels de réseau de trous d'air hexagonal creusées dans un substrat en silicium (voir figure III.39). Le capteur été constitué d'un guide d'onde (par omission d'une rangé de trous) couplé directement à une nanocavité. Ce model à permis à S. Olyae et al d'atteindre une sensibilité en pression de 11.7 nm/GPa et une detection limite de 13nN.

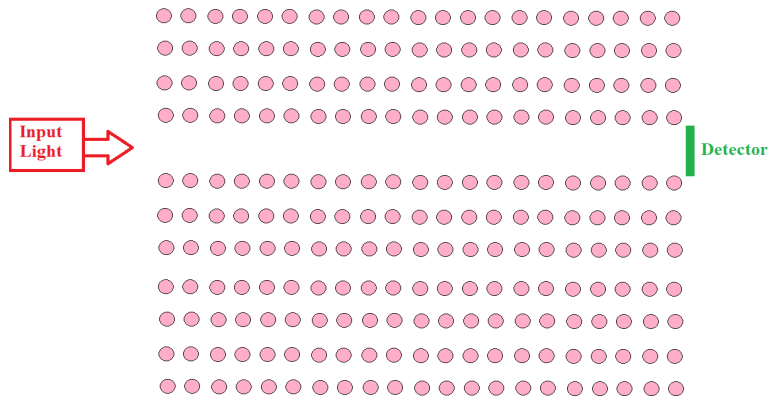
Figure III.39. Le capteur de pression proposé par S.Olyae et al [93].



Une autre structure à été proposé par le même groupe (voir figure III.40) qui leurs a permis d'avoir un capteur de caractère linéaire sur un intervalle large de pression allant entre 0.1 et 10 GPa avec une bonne sensibilité de 8nm/GPa pour une gamme de linéarité qui va de 1300nm jusqu'à 1400 nm.

Un an après, S. Olyaei et A.A. Dehghani [94], ont proposé encore une fois un nouveau capteur de pression qui utilise une microcavité de haut facteur de qualité couplé à un guide d'onde. Si une pression externe quelconque est appliquée à la surface de ce capteur à cristaux photoniques la longueur d'onde de résonance (qui représente la réponse du capteur) se trouve décalé après chaque pression appliquée.

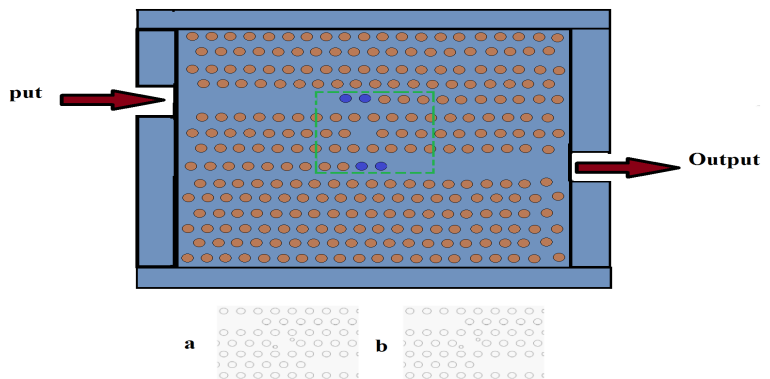
Figure III.40. Le capteur de pression proposé par S.Olyaei et al [94].



La gamme de longueur d'onde du spectre de réponse de ce dernier sera entre 1450 et 1550 nm tant dis que la sensibilité obtenu par ces auteurs été de 11.7nm/GPa avec une limite de détection de 13nN.

En avançant dans le temps et précisément en 2016, S. TAO et al [95], ont conçus un capteur de structure déconnecté formé par des tiges de GaAs entouré d'air opérant entre 0 et 2GPa. Cette structure conçue a fourni une réponse linéaire et une sensibilité atteignant 13.9nm/GPa et un facteur de qualité aux alentours de 1500.

Figure III.41. Le capteur de pression proposé par S. Tao et al [95].



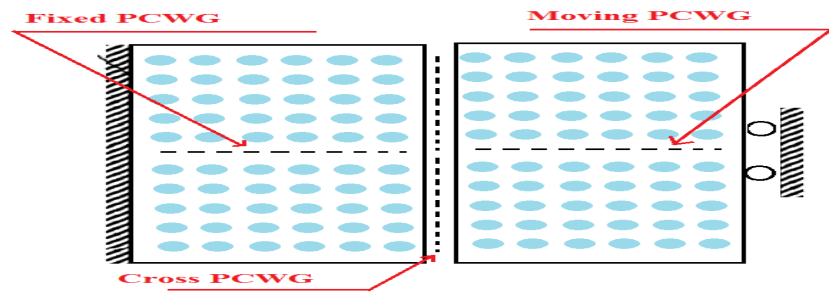
III.6.9.2.2. Capteur de déplacement :

L'utilisation des capteurs à base de cristaux photoniques et des interféromètres laser par de nombreux chercheurs ont permis avec une grande précision de mesurer de micro voire de nano déplacement tout en ayant des tailles ultracompactes. [96–98]. De plus, ces capteurs sont efficaces pour des applications telles que la microscopie à force atomique, les systèmes NEMS optique (nouveau type de capteur nano électromécanique) et la détection biochimique méritant ainsi une place d'éléments clés de la mesure dans les systèmes nano-électromécaniques (NEMS) [99-101].

a- Exemple de réalisation :

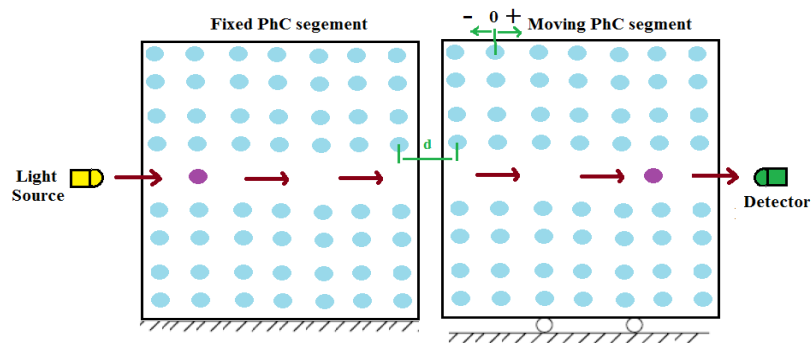
En 2005, O. Levy et al [97], ont proposé les premières conceptions ultrasensibles afin de détecter le déplacement car ces conceptions utilisaient des guides d'ondes à cristaux photoniques (voir figure III.42). C'est dans leur époque qu'ils avaient démontré que de tels dispositifs pouvaient fournir une sensibilité proche de $1\mu\text{m}^{-1}$ avec une source lumineuse de $9,02\mu\text{m}$.

Figure III.42. Capteur de déplacement proposé par O. Levy et al [96].



Ensuite, un an après Z. Xu et al [102], ont présenté un capteur de micro-déplacement utilisant un cristal photonique bidimensionnel déconnecté (avec un indice de réfraction du matériau égale à 3.4) de réseau carré muni d'un défaut sous forme de cavité résonante linéique (voir figure III.43).

Figure III.43. Capteur de déplacement proposé par Zhenfeng et al [102].



La figure ci-dessus représente la structure du capteur, cette structure est formée d'un cristal photonique divisé en deux segments, un segment fixe et l'autre mobile. Ce capteur pouvait

mesurer le déplacement sur une gamme qui va de -0,55a jusqu'à 0,60a. Le tableau III.4 représente les résultats obtenus par Zhenfeng Xu et al, il décrit l'étude du comportement du capteur avec l'intervalle de mesure de déplacement qui a été segmenté en 6 sous-gammes et chaque gamme de déplacement ayant sa propre longueur d'onde d'excitation.

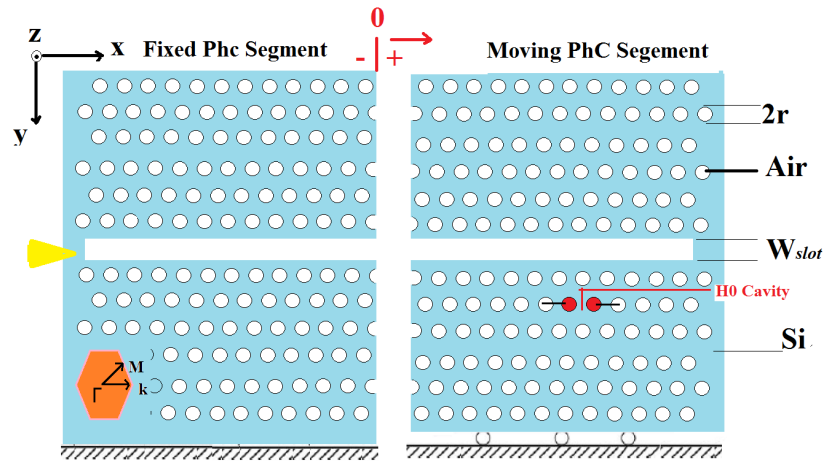
Replacement (a)	Fréquence de travail ($\frac{2\pi c}{a}$)	senibilité (a^{-1})
[-0.55,-0.40]	0.343	1.900
[-0.40,-0.20]	0.341	1.620
[-0.20,-0.00]	0.339	1.460
[0.00, 0.20]	0.332	1.150
[0.02, 0.40]	0.330	1.010
[0.4, 0.60]	0.328	0.781

Tableau III.4. Sensibilité du capteur proposé par Zhenfeng Xu et al dans chaque segment de déplacement considéré [102].

En 2007, mêmes auteurs [103] ont introduit un nouveau design de capteur de micro micro-déplacement avec une large plage de mesure dynamique alors que sa technique de détection est basée sur un coupleur co-directionnel en cristaux photonique.

Cinq ans après, D.Yang avec son équipe [104] ont fourni le capteur de déplacement en silicium représenté en figure III.44.

Figure III.44. Capteur de déplacement proposé par D. Yang et al [104].



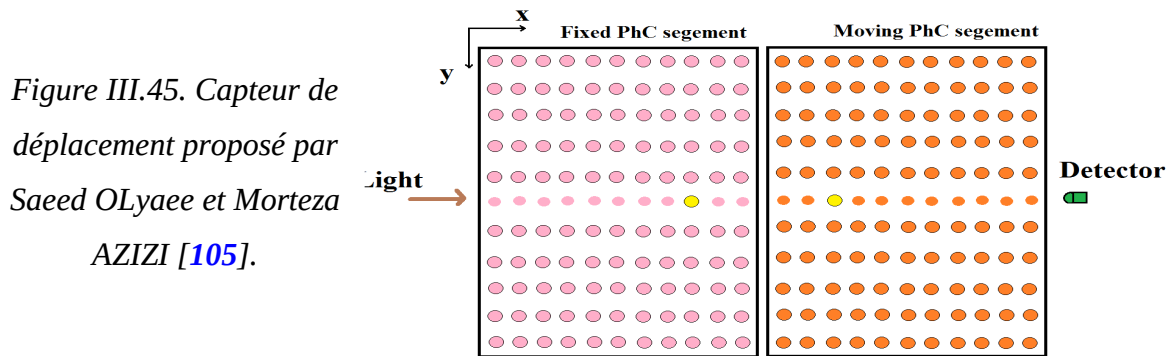
Cette figure représente ce capteur qui est un slab de silicium bidimensionnel avec une configuration triangulaire d'un réseau de trous d'air.

Ce substrat de silicium contient :

- une fente et une micro cavité H_0 réalisé par l'omission d'un seul trou.

- Deux trous horizontaux adjacents à la H_0 seront déplacés d'une quantité s_x suivant les axes $+X$ et $-X$ respectivement afin de contrôler les paramètres du capteur (l'intensité du signal de la microcavité et sa sensibilité).

Au finale, y aura un capteur d'une structure globale divisée en deux segments, celui de gauche fixe et celui de droite mobile. Le choix d'une fréquence d'excitation normalisée convenable $\omega_0 = 0.2492$ ($2\pi c/a$) et pour $s_x = 0.2a$ à permis à D. Yang son équipe d'avoir un capteur de réponse linéaire avec une $S \approx 1a^{-1}$ et un $Q = 6000$ dans un intervalle de déplacement de $[0.00a, 0.20a]$. Après quelques années vers 2014 précisément, S. Olyee et al [105] ont dévoilé sur une autre structure de capteur doté de haute sensibilité par rapport à la littérature précédente. Leur capteur est réalisé avec un matériau d'indice de réfraction $n = 3.4$ dans le quel est creusée une matrice de trous d'air suivant un réseau carré comme montré en figure suivante (figure III.45).



La contribution de cette équipe à pu offrir les résultats suivants :

- Avec une longueur d'onde convenable de $2.7\mu m$, la sensibilité varie entre $3.6\mu m^{-1}$ et $3.8\mu m^{-1}$ pour un intervalle de rayon de trou qui se situe entre $0.49\mu m$ et 0.51 et un facteur de qualité proche de 180.
- La linéarité de ce capteur est assurée à partir de $0.0\mu m$ à $0.5\mu m$ d'intervalle.

Parallèlement P. Rani et son équipe [106] et dans la même année ont proposés un capteur de nano-déplacement utilisant un réseau de trous de forme hexagonale creusés dans un slab en en silicium (Si) divisé en deux segment l'une fixe et l'autre mobile (voir figure en bas).

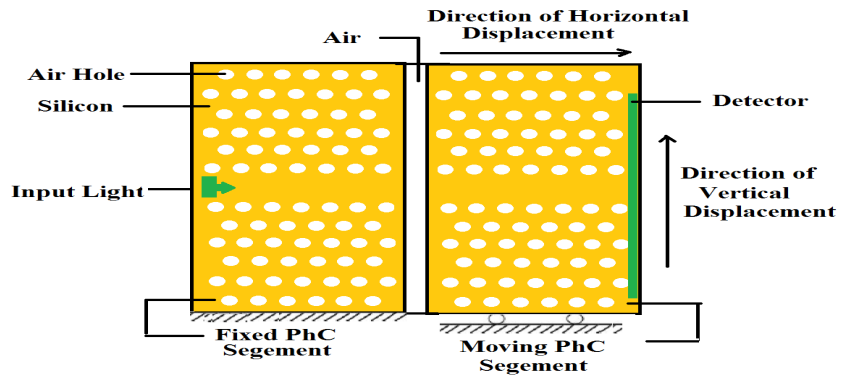
Par l'omission d'une rangée de trous centrale complète de chaque côté sur la structure, un guide d'ondes est réalisé dans les deux segments. Cette structure est conçue de façon à ce que le segment mobile ait deux degrés de libertés, cela signifie qu'il peut se déplacé dans la direction verticale ou horizontale (voir figure III.46).

D'après les résultats du tableau III.5 ci-dessous et grâce à ce design, ils ont conclus que cette structure peut être utilisée comme capteur de Nano-Déplacement pour les déplacements horizontaux et verticaux

Déplacement horizontale (nm)	Déplacement vertical (nm)	Sensibilité (nm^{-1})
[40,120]	/	0,00461
0	[150,200]	0,00684
[130,200]	10nm	0,00523
20	[130,200]	0,00418
30	[130,200]	0,00461
40	[100,200]	0,00466

Tableau III.5. Variation de sensibilité en nm^{-1} avec déplacement horizontal et vertical en nm.

Figure III.46. Capteur de déplacement proposé par P. Rani et al [106].



III.6.9.3. Capteur de température:

Les principes de détection comme le décalage des longueurs d'ondes ainsi que le changement des transmissions des peak de sortie lorsque la température de l'environnement entourant le capteur change. Ce sont les mêmes que celle d'un concept de capteur de température à base de cristaux photonique.

L'année de 1999, J. Ballato et son équipe [107] ont réalisés un cristal photonique à l'aide de sphères de SiO_2 . Après, ils ont vus pendant que la température du milieu change, l'indice de réfraction de leur structure lui aussi change [107,108]. Cela signifie que les propriétés optiques du cristal photonique sont modifiées instantanément avec le changement de la température, et par conséquent leur structure agissait de même qu'un capteur de température. L'idée venue de ces chercheurs est d'infiltrer du 1-méthylnaphtalène (MN) en tant que matériau actif afin de détecter la température dans leur cristal photonique de SiO_2 . parceque IMN, possède un coefficient de température de son index de réfraction élevé ($\sim 5 \cdot 10^{-4} \text{K}^{-1}$).

Pendant que la température augmente, l'indice de réfraction du MN a diminué de 50 fois que celui du SiO_2 . La diminution du contraste d'indice de réfraction a augmenté la transmission dans la BIP. En examinant les variations dans la transmission de la lumière pour les longueurs d'ondes appartenant au gap photonique, la variation de température pourrait être mesurée. Pour une gamme de température de 12°C , un changement de 35% de la transmission a été

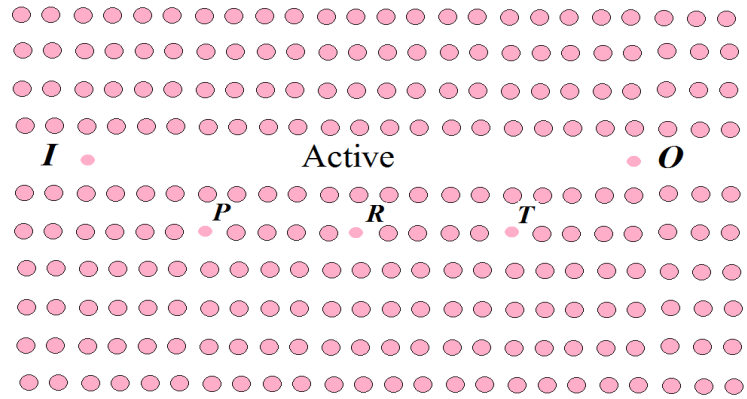
mesuré. Ce résultat démontre la possibilité de concevoir des dispositifs à de contrôle thermique utilisant des cristaux photoniques.

En 2011, un nouveau type de capteur de température vient être dévoilé par F. Hai-wei et al [109]. La structure de ce capteur est constituée de cristal photonique sous forme de tiges en silicium de réseau carré immergés dans l'air. Le rayon des trous été de $0.6a$ et le paramètre de maille a été de 640 nm . F. Hai-wei et al ont introduit des défauts de forme de guide d'onde ainsi que des microcavité obtenues en diminuant le rayon de quelque trous dans des emplacement différents comme représenté en figure suivante (figure III.47).

La constante de maille (et par conséquent l'indice) de réfraction des tiges de silicium changent sous l'effet de la dilatation thermique et la relation liant l'indice de réfraction du silicium au changement de température est la suivante :

$$n(T) = n_0 + \alpha \cdot \Delta T \quad (\text{III.19})$$

Figure III.47. Structure du capteur de température proposée par F.Hai et al [109].



n_0 : indice de réfraction à $T = 0\text{C}^\circ$

α le coefficient thermo optique du silicium ($\alpha = 2 \times 10^{-4} / \text{C}^\circ$).

Le capteur ainsi conçu par F. Hai-wei et al a présenté un comportement linéaire dans l'intervalle de 0C° à 100C° , et la relation liant la longueur d'onde de résonance de la microcavité et le changement de la température est la suivante :

$$\lambda = 0.0066 \times \Delta T + 1576.475\text{ nm} \quad (\text{III.20})$$

En plus de la linéarité du capteur les auteurs ont atteint une sensibilité thermique de 6.6pm/C° dans l'intervalle de température 0C° à 100C° .

En 2016 et dans le même contexte, A. Hocini et A. Harhouz [107], ont conçus un capteur de température à cristaux photonique bidimensionnels en silicium. L'élément actif dans ce capteur est une microcavité couplée à deux guides d'ondes (voir figure III.48).

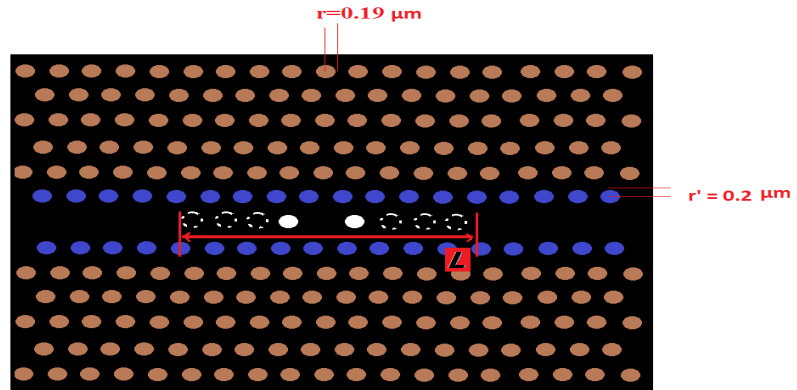
Tous les trous de la structure ont été remplis d'eau distillée puisque l'indice de réfraction de ce capteur est dépendant de la température suivant l'allure présenté par la relation (III.3).

$$n = 3.38 * (1 + 1.39 * 10^{-5} * T) \quad (\text{III.21})$$

Pour $T = 77.400 [K^{\circ}]$

A. Hocini et son équipe observent un décalage en longueur d'onde de résonance de la microcavité λ_0 pendant que la température varie en conséquence de la modification des indices de réfraction de l'eau distillée. Pour que la sensibilité du capteur et sa linéarité soit améliorée, ils ont agrandis les dimensions des trous localisés de chaque côté du guide d'ondes et en modifiant le nombre de trous d'air autour de la microcavité.

Figure III.48. Structure du capteur de température proposée par A.Hocini et A. Harhouz [110]



Grâce à cette nouvelle structure, A. Hocini et A. Harhouz, ont pu voir une sensibilité de $84 \mu m/^{\circ}C$ et un comportement linéaire du capteur dans la gamme de température situé entre $20^{\circ}C$ et $90^{\circ}C$. Ici, la sensibilité à température exploitée est attribuée à l'effet thermo-optique de l'eau distillée.

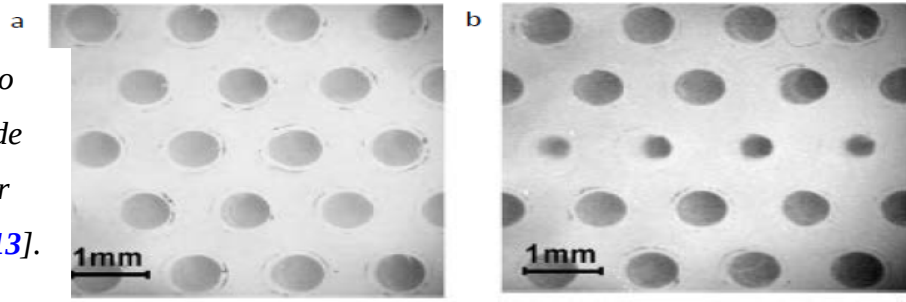
III.6.9.4. Capteurs de fluide

Des capteurs de fluide sont réalisable à partir des microcavités (ou des guides d'onde) placés convenablement dans un cristal photonique. Par exemple, une structure munie d'une cavité dont le trou ou (les trous) de la microcavité sont remplis de fluide cela change (augmente) l'indice de réfraction effectif de la microcavité, ce qui provoque le décalage de la fréquence de résonance du mode microcavité. Pareillement, pour un défaut de forme de guide (formé par la réduction des diamètres d'une rangée de trous d'air), une fois les trous d'air du guide d'onde sont remplis avec le fluide, l'indice de réfraction effectif du guide d'onde augmente, ce qui provoque également un décalage de la fréquence du mode guidé.

Les modifications de l'indice de réfraction peuvent être déterminées, selon le déplacement des fréquences de résonances de la microcavité et des modes guidés. Donc, le fluide peut être distingué [111, 112].

En 2006, Hasek et al ont proposé dans le domaine des micro-ondes, un capteur de fluide basé sur les changements de transmittance d'un guide d'onde à cristal photonique [113].

Figure III.49. Photo MEB d'un capteur de fluide proposée par T.Hasek et al [114,113].



a) Le cristal photonique utilisé

b) Le guide d'onde réalisé

Ce groupe a réalisé un guide d'onde dans un cristal photonique à réseau triangulaire bidimensionnel d'épaisseur de 10 mm fabriqué en polyéthylène de haute densité. Le guide d'onde a été bâti par une rangée de trous d'air de diamètre réduit. L'indice de réfraction est de 1,346 ainsi que la constante de réseau 'a' est de 0,7 et le diamètre des trous d'air normaux et réduits étaient de 0,51 mm. Figure III.49 illustre l'image SEM du guide d'onde. Aussi, La bande interdite photonique (BIP) du capteur était située dans un intervalle de fréquences qui va de 97 au 109 GHz. En plus que la transmittance du guide d'onde à cristal photonique était de 23 dB.

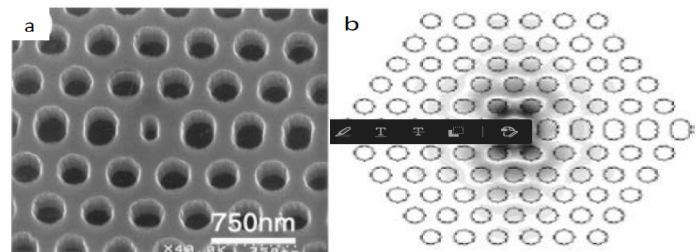
La transmittance du guide d'onde à cristal photonique a augmenté à 20 dB une fois que les trous d'air de la région du guide d'onde étaient remplis de cyclohexane. Et lorsque les trous d'air de la région du guide d'ondes ont été remplis de CCl_4 , la transmittance du guide d'onde a grimpé à 17 dB. Ce qui veut dire que l'introduction de fluide dans les trous d'air fait augmenter l'indice de réfraction effectif du guide d'ondes à cristaux photoniques, qui conduit à l'apparition de modes plus guidés ce qui s'est traduit par une augmentation de la transmittance du guide d'onde à cristal photonique. Donc, différents fluides peuvent être détectés et distingués en se basant sur ce principe.

Des chercheurs comme M. Loncar et al ont fournis un capteur de fluide qui utilise un laser issu d'une microcavité réalisée dans un réseau triangle à cristaux photoniques [115]. Le cristal photonique microcavité a été constitué d'un trou d'air réduit au centre de cristal photonique bidimensionnel à réseau triangulaire tel qu'elle indique la figure III.50-a. La figure III.50-b présente la distribution du champ électrique du mode microcavité qui était principalement confinée dans le défaut central. Les paramètres qui ont construit ce capteur sont: la constante de maille 'a' qui est égale à 446nm, le diamètre des trous d'air normaux est de 268nm et le diamètre du trou central est de 67 nm. Un laser pulsé à 830 nm, 30 ns a été mit en disposition comme source de lumière. A la fin, ces chercheurs ont constaté un décalage de 67nm vers le rouge de la longueur d'onde du laser initiale et cela quand la microcavité à cristaux

photoniques a été remplie d'une solution d'alcool isopropylique d'indice de réfraction de 1,377. De plus, un décalage de longueur d'onde de 1 nm pourrait être obtenu pour un changement d'indice de réfraction de 0,0056.

En 2008, D.F. Dorfner et al ont aussi proposés un « channel-drop » en silicium à réseau triangulaire pour la détection de fluide [116]. Leur microcavité été construite par l'omission de trois trous d'air. Les paramètres utilisés pour construire cette structure sont la constante de maille du réseau 'a' qui est égale à 380nm et le diamètre des trous d'air 'd' qui est de 237 nm (Voir figure III.51).

Figure III.50. Le capteur de fluide proposée M. Loncar et al [113,115].



Cette microcavité avait une longueur d'onde de résonance grimpée à 1511,7 nm lorsque le cristal photonique a été immergé dans l'isopropanol. La sensibilité à l'indice de réfraction atteinte par leur design était de $\Delta n/n = 0,006$.

Figure III.51. Photo prise par microscope électronique du capteur de fluide présenté par D.F. Dorfner et al [89,116].



III.6.9.5. Capteur biochimique

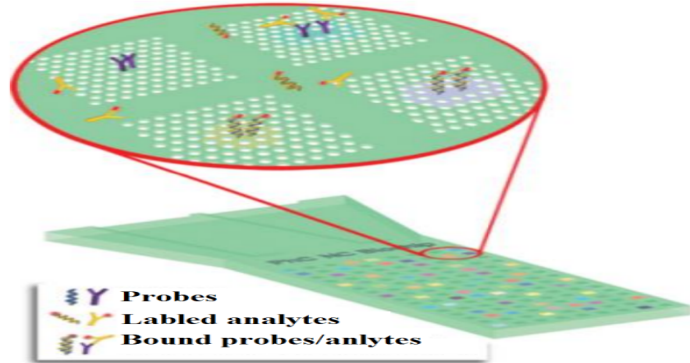
Dans tous les domaines de la vie ; du diagnostic médical aux systèmes de détection de l'environnement [114], la détection biochimique à réponse ultra-rapide, et de haute sensibilité joue un rôle très important. Cette haute sensibilité exploitant le changement d'indice de réfraction de l'environnement. Ce capteur a été réalisé par un groupe de chercheurs comme L. Martiradonna et al (figure III.52) [117] en utilisant simplement une microcavité à cristaux photoniques.

Les interactions entre la lumière et la matière ont un très fort effet de confinement de photons dans les cristaux photoniques. Cela permet de détecter et de mesurer d'une façon très précise une seule molécule biologique et en temps réel. Prenons l'exemple d'une molécule biologique

telle que l'ADN (protéine ou un anticorps) placé à la surface d'une microcavité à cristaux photoniques, la longueur d'onde de résonance du mode microcavité se décale à cause de l'augmentation de l'indice de réfraction dû à ces molécules.

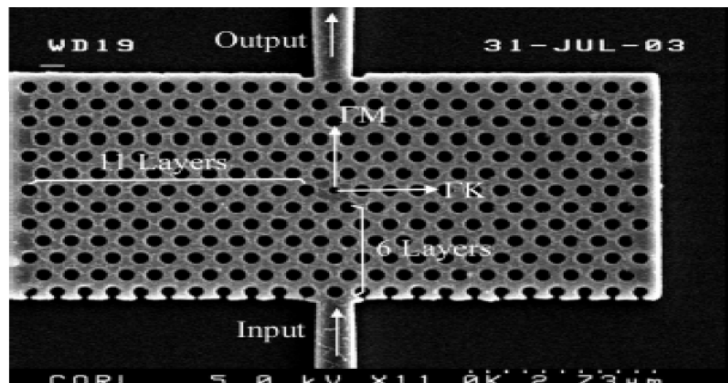
Tant que l'indice de réfraction varie d'une molécule biologique à une autre, il y aura toujours un décalage en longueur d'onde de résonance sera différent pour chaque entité étudiée. Cela signifie que les molécules biologiques peuvent être distinguées grâce à cette propriété.

Figure III.52. Le capteur biochimique proposée par L. Martiradonna et al [117].



En 2004, E. Chow et al [118] ont fabriqués un capteur biochimique qui utilise sur une microcavité réalisée dans un cristal photonique bidimensionnel connecté en silicium de constante de maille $a=440$ nm et un diamètre des trous d'air $d=255$ nm.

Figure III.53. Image prise par microscope électronique de la structure du capteur biochimique proposée par E. Chow et al [118].

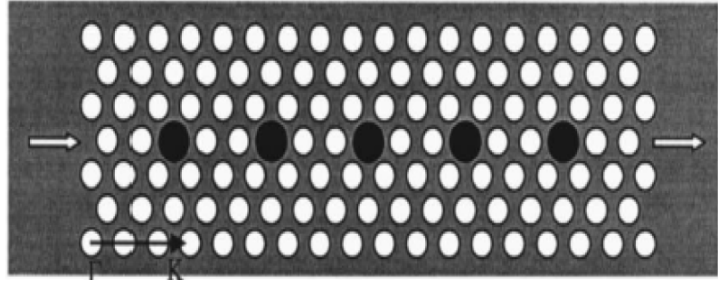


Pour obtenir la microcavité, ils ont diminué le diamètre du trou d'air central du réseau de géométrie triangulaire. Le diamètre du trou d'air de la microcavité était de 176 nm. La figure III.53 présente la structure du capteur proposée et réalisée d'où la longueur d'onde de résonance de la microcavité était autour de 1550 nm. Quand la solution chimique est jetée sur la surface de la microcavité, l'indice de réfraction effectif de la région de la microcavité a augmenté, ce qui a fait décaler la longueur d'onde de résonance du mode de la microcavité vers les grandes longueurs d'onde.

Concrètement, le changement environnemental de l'indice de réfraction de 0.002 a fait décaler la longueur d'onde de résonance de la microcavité de 0,4 nm, offrant alors une sensibilité de détection élevée de 200 nm / RIU et une limite de détection 0.001.

Par ailleurs, en 2005 Hamza Kurt and D. S. Citrin ont [révélé](#) que en utilisant un guide d'onde à résonateur couplé formé par le couplage de plusieurs microcavités identiques (*figure III.54*) pour la détection biochimique [119], cela peut extrêmement augmenter la sensibilité du capteur.

Figure III.54. Image prise par microscope électronique de la structure optimisée du capteur biochimique proposée par H. Kurt and D. S. Citrin [119].



Actuellement, il est possible de réaliser par le biais des capteurs biochimiques à cristaux photoniques [120, 121], la détection de volume de nano litre d'analyte biochimique et de la résolution de détection d'indice de réfraction au-dessous de 10^{-6} RIU (unité d'indice de réfraction). La figure III.54 représente un autre type de capteur biochimique ultrasensible qui peut être réalisé grâce aux capteurs à guide d'onde en slot. Le slot (fente) est d'une couche de matériaux de faible indice de réfraction pris en sandwich entre deux couches de matériaux d'indice élevés. Ces couches assurent le haut de confinement des photons causé par la discontinuité du champ électrique, l'interface entre la partie haute / faible d'indice de réfraction et principalement, la distribution du champ électrique du mode guidé sera localisée dans la région du slot [122].

III.6.10. Biocapteurs

C'est un outil analytique composé d'un élément biologique lié à un transducteur. Le bio-récepteur reconnaît spécifiquement une molécule du milieu et l'information biologique qui en résulte est convertie par le transducteur en un signal analytiquement utile. Il est composé de trois principaux éléments:

- Une couche biologique sensible, contient un biorécepteur qui reconnaît l'espèce biologique souhaitée et qui est immobilisé sur le transducteur car ce dernier assure la conversion de la réponse biologique en un phénomène physique.
- Un transducteur
- Un signal de sortie au plus haut niveau qui permet la mesure du phénomène physique élaboré par le transducteur. Ce niveau contient souvent des étapes d'amplification et d'affichage, de manière interprétable par l'utilisateur.

III.6.11. Les cristaux photoniques destinés à la détection optique

En appliquant des cristaux photoniques en tant que capteurs, nous pouvons constituer un domaine de recherche très prometteuse. En effet, grâce à leur micro-structuration périodique et de leur extrême miniaturisation ainsi que leur haute sensibilité spectrale et de la sélectivité dans le mécanisme de détection cela nous permet de piéger les photons ainsi que de créer des résonances optiques très sensibles à la présence des molécules à détecter.

En outre, plusieurs travaux de recherches utilisant les cristaux photoniques, en tant qu'élément de détection, ont été entrepris [123-125]. Différents types de cristaux photoniques ont été utilisés.

Les capteurs à cristaux photonique exploitent les propriétés optiques de leurs matériaux de base et en particulier leurs indices de réfraction de lumière, ou la variation des intensités de leurs signaux de réponses en fonction du mesurande physique; pour traduire un phénomène physique en un signal optique puis électrique mesurable grâce à des composants électroniques adéquats [126].

A titre d'exemples on cite, le cas des fibres à cristaux photoniques dans la bio-détection [124]. Le cas de la technologie SPR (Surface Plasmon Résonance) qui exploite les changements de phase des plasmons qui correspondent aux variations d'épaisseur des analytes biologiques dans un cristal photonique [123].

III.7. Matériaux pour le photonique

L'application dans des matériaux à bandes interdites photoniques présente un grand obstacle qui réside dans leurs fabrications. Effectivement, l'adaptation de ces matériaux dans l'intervalle du visible ou le proche infrarouge à besoin des modulations spatiales de l'indice de réfraction de quelques centaines de nanomètres. La fabrication de tels dispositifs à cette échelle de longueurs d'onde, n'est pas facile.

- Les cristaux photoniques 1-D, sont les structures photoniques les plus simples et profitent d'une réalisation potentiellement simple.
- Les cristaux 2-D ont connu un intérêt considérable s'inscrivant dans le développement de l'optique intégrée, puisque leurs techniques de fabrication sont plus faciles et utilisent des technologies existantes dans le domaine des semi-conducteurs.
- Les cristaux photoniques 3-D permettent quant à eux un contrôle de la lumière omnidirectionnel et offrent un grand potentiel d'applications. Cependant, les techniques de fabrication sont encore à un niveau de maturité technologique.

Pour la fabrication des cristaux photonique cela nécessite des matériaux transparents qui se trouvent dans un intervalle spectral d'où ils sont étudiés et doivent avoir une haute permittivité diélectrique pour un fort confinement du champ. Actuellement, le choix le plus

judicieux est d'implémenter des cristaux photoniques sur des semi-conducteurs parce que leur technologie est bien maîtrisée. Le silicium est le noyau du monde des semi-conducteurs car il est transparent aux longueurs d'onde des télécommunications et possède un indice de réfraction élevé. En outre, il est extrêmement bien contrôlé avec une forte compatibilité technologique à la microélectronique CMOS. En second position arrive les composés III-V qui sont des matériaux principalement utilisés dans l'industrie afin de réaliser des dispositifs actifs (qui émettent de la lumière) grâce à leur gap électronique direct qui leur confère de bonnes propriétés d'émission. En contrepartie, la fabrication de dispositifs actifs n'est pas adaptée lors de l'utilisation des semi-conducteurs de la catégorie IV-IV à cause de leur gap indirect qui procure des propriétés médiocres d'émission de lumière. Mais, ils sont technologiquement mieux maîtrisés et moins coûteux.

III.8. Conclusion

Le dernier chapitre sera concentré sur plusieurs structures proposés, étudiés et analyses. Ces structures sont des biocapteurs à cristaux photoniques 2D basé sur des filtres.

Références du chapitre III :

- [1]. D. K. Armani, T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, et K. J. Vahala, "Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip," *Nature*, vol. 421, p.925-929, 2003.
- [2]. M. Soltani, S. Yegnanarayanan, et A. Adibi, « Ultra-high Q planar silicon microdisk resonators for chip-scale silicon photonics," *Opt. Exp.*, vol. 15, p. 4694-4704, 2007.
- [3]. C. P. Michael, M. Borselli, T. Johnson, C. Chrystal, et O. Painter, "An optical fiber-taper probe for wafer-scale microphotonic device characterization," *Opt. Exp.*, vol. 15, N°8, p.4745-4752, 2007.
- [4]. M. Cai, O. Painter, et K. J. Vahala," Observation of critical coupling in a fiber taper to silica-microsphere whispering gallery mode system," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, N°1, p. 74-77, 2000.
- [5]. S. Boutami, B. Benbakir, J.-L. Leclercq, P. Viktorovitch, "Compact and polarization controlled 1.55 μm vertical-cavity surface-emitting laser using single-layer photonic crystal mirror," *Appl. Phys. Lett.*, vol.91, N°7, p.071105, 2007.
- [6]. S. Noda, M. Fujita, et T. Asano, " Spontaneous-emission control by photonic crystals and nanocavities," *Nature Photonics*, vol.1, p.449-458, 2007.
- [7]. T. Tanabe, M. Notomi, et E. Kuramochi, "Measurement of ultra-high-Q photonic crystal nanocavity using single-sideband frequency modulator," *Electronics Letters*, vol.43, N°3, p.187-188, 2007.
- [8]. M. Born, et E. Wolf, "Principles of Optics," Pergamon Press, Londres, 1965.
- [9]. J.Vuckovic, M. Loncar, H. Mabuchi, et A. Sherer, "Optimization of the Q factor in photonic crystal microcavities," *IEEE J.Quantum Electron.*, vol.38, p.850-856, 2002.
- [10]. C. Cohen-Tannoudji, B. Diu et F. Laloe, "Mécanique quantique", tome 1 et 2 Hermann, Paris, 1973.
- [11]. J. M. Lourtioz, «Cristaux photoniques et « gaps » de photons - Aspects fondamentaux », *Techniques de l'Ingénieur*, AF 3 710, 07/2004.
- [12]. J. Q. Yao, et Y. Z. Yu., " Optoelectronic Technology," Higher Education Press, 2006.
- [13]. P. J. Petersan, et S. M. Anlage, "Measurement of resonant frequency and quality factor of microwave resonators : Comparison of methods," *Journal Of Applied Physics*, vol. 84, N°6, p.3392–3402, 1998.
- [14]. Y. Akahane, T. Asano, B. S. Song, et S. Noda," High-Q photonic nanocavity in a two- dimensional photonic crystal," *Nature*, vol.425, N°6961, p.944–947, 2003.

- [15]. 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, p. 997–1023, 2006.
- [16]. T. Tanabe, A. Shinya, E. Kuramochi, S. Kondo, H. Taniyama, and M. Notomi, "Single point defect photonic crystal nanocavity with ultrahigh quality factor achieved by using hexapole mode," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, N° 2, p.021110, 2007.
- [17]. B. S. Song, S. Noda, T. Asano, et Y. Akahane, "Ultra-high Q photonic double-heterostructure nanocavity," *Nature Materials*, vol.4, N°3, p.207–210, 2005.
- [18]. 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.
- [19]. 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 efect," *Appl. Phys. Lett.*, vol.88, p.041112, 2006.
- [20]. S. Combrie, A.De Rossi, Q.V.Tran, et H.Benisty, "GaAs photonic crystal cavity with ultrahigh Q: microwatt non linearity at 1.55 μ m," *Optics Letters*, vol.33, N°16, p.1908–1910, 2008.
- [21]. C.J.M. Smith, H. Benisty, D. Labilloy, U. Oesterle, R. Houdré, T.F. Krauss, R.M. De La Rue et C.Weisbuch, "Near-infrared microcavities confined by two-dimensional photonic crystals », *Electronics Letters*, vol. 35, p.228, 1999
- [22]. 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 Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, p.2058, 1999.
- [23]. P. R. Villeneuve, S. Fan, et J. D. Joannopoulos, " Microcavities in photonic crystals: mode symmetry, tunability and coupling efficiency," *Physica. Review. B*, vol. 54, p.7837, 1996.
- [24]. 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, p.1522, 1999.
- [25]. 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, p.275-285, 1999.

- [26]. C. Reese, B. Gayral, B. D. Gerardot, A. Imamoglu, P. M. Petroff, et E. Hu, “ High Q photonic crystal microcavities fabricated in a thin GaAs membrane,” J. Vac. Sci. Technol. B. , vol.19, p. 2749, 2001.
- [27]. O. Painter, K. Srinivasan, J. D. O’Brien, A. Scherer, et P. D. Dapkus, “ Tailoring of the resonant mode properties of optical nanocavities in two dimensional photonic crystal slab waveguides,” J. Opt. A :Pure Appl. Opt., vol. 3, p. S161-S170, 2001.
- [28]. O. Painter, A. Husain, A. Scherer, P. T. Lee, I. Kim, J. D. O’Brien, et P. D. Dapkus, “ Lithographic Tuning of a Two-Dimensional Photonic Crystal Laser Array,” IEEE Photonics Technology Letters, vol.12,N°9, p. 1126-1128, 2000.
- [29]. M. Le Vassor d’Yerville, “ Modélisation de cristaux photoniques bidimensionnels de hauteur finie,” Université Montpellier II, 2002.
- [30]. P. R. Villeneuve, S. Fan, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, “ Three dimensional photon confinement in photonic crystals of low dimensional periodicity,” IEE Proc.- Optoelectron., vol.145, p. 384, 1998.
- [31]. C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, M. Gendry, P. Rojo-Roméo, P. Viktorovitch, M. Le Vassor d’Yerville, D. Cassagne, J.P. Albert, E. Jalaguier, S. Pocar et B. Aspar, “Two-dimensional hexagonal shaped microcavities formed in a two- dimensional photonic crystal on an InP membrane,” J.App. Phys., vol.93, p. 23-31, 2003.
- [32]. C. Grillet, P. Pottier, X. Letartre, C. Seassal, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, M. Le Vassor d’Yerville, et D. Cassagne, “ Characterisation of 2D photonic crystals cavities on InP membranes,” Eur. Phys. J. AP, vol. 16, p.37, 2001.
- [33]. C. Monat, “Ilots quantiques et cristaux photoniques planaires pour un microlaser faible seuil a 1.5 μm , » thèse de doctorat, Ecole centrale de Lyon, 2003.
- [34]. J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, et J. N. Winn, “Photonic Crystals- Molding the Flow of Light,” Princeton University Press, 1995.
- [35]. B. Wild, “Etude expérimentale des Propriétés Optiques des Cristaux Photoniques Bidimensionnels et de leur Accordabilité,” thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2006.
- [36]. A. Yariv, Y. Xu, R.K. Lee et A. Sherer, “ Coupled –resonator optical waveguide a proposal and analysis,” Opt. Lett., vol.24, p.711-713, 1999.
- [37]. Baghbadorani, H. K., Aurelio, D., Barvestani, J., & Liscidini, M.. Guided modes in photonic crystal slabs supporting Bloch surface waves. Journal of the Optical Society of America B, 35(4), 805. April 2018. doi:10.1364/josab.35.000805.

- [38]. J.M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J.M. Gérard, D. Maystre, A. Tchernokov, *Les cristaux photoniques ou la lumière en cage*, GET et Lavoisier, Paris, (2003).
- [39]. J.M. Lourtioz, *Cristaux photoniques et gaps de photons - propriétés et applications*, Techniques de l'Ingénieur, (2004) pp. AF 3710-AF 3710.
- [40]. H. Badaoui, M. Feham, M. Abri, Double Bends and Y-Shaped Splitter Design for Integrated Optics, *Prog. Electromag. Res. Lett.* 28 (2012) pp. 129–138.
- [41]. M.Y. Tekeste, J.M. Yarrison-Rice, High efficiency photonic crystal-based wavelength demultiplexer, *Opt Exp.* 14 (2006) pp. 7931–7942.
- [42]. A. Rostami, H.A. Banaei, F. Nazari, A. Bahrami, An ultra-compact photonic crystal wavelength division demultiplexer using resonance cavities in a modified Y-branch structure, *Optik* 122 (2011) pp. 1481–1485.
- [43]. A. Sharkawy, S. Shi, D.W. Prather, R.A. Soref, Electro-optical switching using coupled photonic crystal waveguides, *Opt. Exp.* 10 (2002) pp. 1048–1059.
- [44]. M.K. Moghadam, A.R. Attari, M.M. Mirsalehi, Improved photonic crystal directional coupler with short length, *Photonics Nanostruct. Fundam. Appl.* 8 (2010) pp. 47–53.
- [45]. S. Fan, S.G. Johnson, J.D. Joannopoulos, C. Manolatou, H.A. Haus, Waveguide branches in photonic crystals, *J. Opt. Soc. Am. B* 18 (2001) pp. 162–165.
- [46]. A. Ghaffari, F. Monifi, M. Djavid, M.S. Abrishamian, Analysis of photonic crystal power splitters with different configurations, *J. Appl. Sci.* 8 (2008) pp. 1416–1425.
- [47]. H. Takano, B.S. Song, T. Asano, S. Noda, Highly efficient multi-channel drop filter in a two-dimensional hetero photonic crystal, *Opt. Exp.* 14 (2006) pp. 3491–3496.
- [48]. A. Benmerkhi, M. Bouchemat, T. Bouchemat, N. Paraire, Numerical optimization of high-Q-factor photonic crystal microcavities with a graded air lattice, *J. Opt. Soc. Am. B* 28 (2011) pp. 336–341.
- [49]. F. Bougriou, T. Bouchemat, M. Bouchemat, N. Paraire, Optofluidic sensor using two dimensional photonic crystal waveguides, *Europ. Phys. J. Appl. Phys.* 62 (2013) pp. 11-20.
- [50]. A. Harhouz, A. Hocini, Design of high-sensitive biosensor based on cavity-waveguides coupling in 2D photonic crystal, *J. Electromag. Waves Appl.* 29 (2015) pp. 659–667.
- [51]. S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto, A. Chutinan *Science*, 289, 604-606 (2000).
- [52]. H. Benisty, J.M. Lourtioz, A. Tchernokov, S. Combrie, et X. Checoury, "Recent advances toward optical devices in semiconductor based photonic crystals," *Proceedings Of The IEEE*, vol. 94, N°5, p. 997–1023, 2006.

- [53]. Y. Akahane, T. Asano, B. S. Song, et S. Noda, "High-Q photonic nanocavity in a two dimensional photonic crystal," *Nature*, vol.425, N°6961, p.944–947, 2003.
- [54]. H-Y. Ryu, H-G. Park, et Y-H. Lee, "Two-dimensional photonic crystal semiconductor lasers: Computational design, fabrication, and characterization," *IEEE Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 8, p. 891-908, 2002.
- [55]. H-Y. Ryu, M. Notomi, et Y-H. Lee, "High-quality-factor and small-mode-volume hexapole modes in photonic-crystal-slab nanocavities," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83 , N°21 p. 4294, 2003.
- [56]. Benaissa Fatima, ' Etude Et Simulation De La Propagation Des Ondes Electromagnétiques Dans Les Guides A Cristaux Photoniques-Application Aux Fibres Optiques', Mémoire De Magister, Université De Tlemcen, 2012/2013.
- [57]. S.Y. Lin, V.M. Hietala, L. Wang, E.D. Jones *Opt. Lett.*, 21, 1771-1773 (1986).
- [58]. B. Gralak, S. Enoch, G. Tayeb *J. Opt.Soc. Am. A*, 17, 6, 1012-1020 (2000).
- [59]. H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato, S. Kawakami *Journal of lightwave*, vol. 17, pp. 2032 (1999).
- [60]. J. S. Foresi, P. R. Villeneuve, J. Ferrera, E. R. Thoen, G. Steinmeyer, S. Fan, J. D. Joannopoulos, L. C. Kimerling, Henry I. Smith et E. P. Ippen, "Photonic-bandgap microcavities in optical waveguides," *Nature*, vol. 390, p. 143, 1997.
- [61]. D. Peyrade, E. Siberstein, P. Lalanne, A. Talneau et Y. Chen, "Short Bragg mirrors with adiabatic modal conversion," *App. Phys. Lett.*, vol. 81, N° 5, p. 829, 2002.
- [62]. A.S. Jugessur, P. Pottier et R.M. De La Rue, "One dimensional periodic photonic crystal microcavity filters with transition mode-matching features, embedded in ridge waveguide," *Elec. Lett.*, vol. 39, N°4, p. 367, 2003.
- [63]. Y. Akahane, M. Mochizuki, T. Asano, Y. Tanaka et S. Noda, "Design of a channel drop filter by using a donor-type cavity with high-quality factor in a two-dimensional photonic crystal slab," *App. Phys. Lett.* , vol.82, N°9, p.1341-1343, 2003.
- [64]. S. Noda, A. Chutinan et M. Imada, "Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap structure," *Nature*, vol. 407, p.608-610, 2000.
- [65]. C.J.M. Smith, R.M. De La Rue, M. Rattier, S. Olivier, H. Benisty, C. Weisbuch, T.F. Krauss, R. Houdré et U. Oesterle, "Coupled guide and cavity in a two-dimensional photonic crystal," *App. Phys. Lett.*, vol. 78, N°11, p.1487, 2001.
- [66]. H. Takano, Y. Akahane, T. Asano et S. Noda, "In-plane-type channel drop filter in a two-dimensional photonic crystal slab," *App. Phys. Lett.* , vol.84, vol.13, p. 2226, 2004.

- [67]. Y. Desieres, "Conception et études optiques de composants micro photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bande interdite de photon," Thèse de doctorat N° 01-0081, L'institut national des sciences appliquées de Lyon, Décembre 2001.
- [68]. T. Yoshie, J. Vuckovic, A. Scherer, H. Chen, et D. Deppe, "High-Quality Slab photonic crystals slab cavities," Appl.Phys. Lett., vol.79, p.4289-4291, 2001.
- [69]. C. Manolotou, M.J. Khan, Shanhui Fan, Pierre R. Villeneuve, H.A. Hauss, Life fellow IEEE, J.D. Joannopolous , IEEE Journal of quantum electronics, vol. 35, pp.1322 (1999). Juin 2017.
- [70]. Bouanati mohammed, Bellaredj nabil , « conception des filtres à base des cristaux photoniques bidimensionnels par l'analyse de la bip modelisation par la fdtd-2d », mémoire master, université Tlemcen , Juin 2013.
- [71]. M. Qiu, M. Mulot, M. Swillo, S. Anand, B. Jaskorzynska, A. Karlsson, M. Kamp, and A. Forchel, "Photonic crystal optical filter based on contra-directional waveguide coupling," Appl. Phys. Lett., vol. 83, pp. 5121-5123, 2003.
- [72]. S. Olivier, H. Benisty, C. Weisbuch, C. J. Smith, T. F. Krauss, and R. Houdré, "Coupled-mode theory and propagation losses in photonic crystal waveguides," Optics .Express, vol. 11, pp. 1490-1496, 2003.
- [73]. A.Dahmani, 'Optimisation des filtres sélectifs à base des cristaux photoniques unidimensionnelles par une approche hybride ',Mémoire de master, Université de Tlemcen.
- [74]. S. Droulias, Switching dynamics in nonlinear directional fiber couplers with intermodal dispersion, Thèse de doctorat Université de Franche-Comté (France), (2004).
- [75]. P. Sanchis, P. Bienstman, B. Luyssaert, R. Baets, J. Marti, Analysis of butt coupling in photonic crystals, IEEE J. Quant. Electron. 40 (2004) pp. 541-550.
- [76]. J.M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J.M. Gérard, D. Maystre, A. Tchebnokov, *Les cristaux photoniques ou la lumière en cage*, GET et Lavoisier, Paris, (2003).
- [77]. J.M. Lourtioz, *Cristaux photoniques et gaps de photons - propriétés et applications*, Techniques de l'Ingénieur, (2004) pp. AF 3710-AF 3710.
- [78]. C.W. Chang, S.C. Cheng, W.F. Hsieh, High efficiency coupling between external and photonic crystal waveguides by longitudinally shifting waveguide junctions, Opt. Commun. 242 (2004) pp. 517- 524.

- [79]. A. Mekis, J.D. Joannopoulos, Tapered couplers for efficient interfacing between dielectric and photonic crystal waveguides, *IEEE J. Lightwave Technol.* 19 (2001) pp. 861-865.
- [80]. Y. Xu, R. Lee, A. Yariv, Adiabatic coupling between conventional dielectric waveguides and waveguides with discrete translational symmetry, *Opt. Lett.* 25 (2000) pp. 755-757.
- [81]. D.W. Prather, J. Murakowski, S. Shi, S. Venkataram, A. Sharkawy, C. Chen, D. Pustai, High-efficiency coupling structure for a single line- defect photonic-crystal waveguide, *Opt. Lett.* 27 (2002) pp.1601- 1603.
- [82]. A. Yariv, Y. Xu, R. K. Lee, A. Scherer, Coupled resonator optical waveguides: proposal and analysis, *Opt. Lett.* 24(1999) pp.711-713.
- [83]. A. Uddhammar, M.Mulot et S.Anand, G.Aubin et A.Talneau Structures Guidantes A Base De Cristaux Photoniques Presentant Une Forte Dispersion. *Physica Scripta*, T101,106, (2002).
- [84]. G. Asch, Les capteurs en instrumentation industrielle, Dunod, (1993).
- [85]. Yacouba Sanogo, Conception et fabrication de capteurs et de leur technique d'interrogation pour des applications dans les domaines de la santé et de l'environnement. École normale supérieure de Cachan - ENS Cachan, 2012. France.
- [86]. F.Bougriou, « Etude theorique des materiaux a bandes interdites photoniques bidimensionnels applications dans le domaine du guidage optique et la detection»,Thèse de doctorat ,Université Constantine 1, 2013.
- [87]. G. Barillaro, G. M. Lazzerini, and L. M. Strambini, "Modeling of porous silicon junction field effect transistor gas sensor: insight into NO₂ interaction," *Appl. Phys. Lett.* 96, 162105 (2010).
- [88]. C. A. Barrios, K. B. Gylfason, B. Sanchez, A. Griol, H. Sohlstrom, M. Holgado, and R. Casquel, "Slot-waveguide biochemical sensor," *Opt. Lett.* 32, 3080–3082 (2007).
- [89]. T. Sunner, T. Stichel, S. H. Kwon, T. W. Schlereth, S. Hofling, M. Kamp, and Forchel, "Photonic crystal cavity based on gas sensor," *Appl. Phys. Lett.* 92, 261112 (2008).
- [90]. G. Barillaro, G. M. Lazzerini, and L. M. Strambini, "Modeling of porous silicon junction field effect transistor gas sensor: insight into NO₂ interaction," *Appl. Phys. Lett.* 96, 162105 (2010).

- [91]. C.Lee, J.Thillaigovindan, and R. Radhakrishnan, Design and Modeling of Nanomechanical Sensors Using Silicon 2-D Photonic Crystals. *Journal of Lightwave Lechnology*, vol. 26, no. 7, APRIL 1, 2008. 1-4244-0637-4/07/\$20.OO ©2007 IEEE.
- [92]. T. Stomeo, M. Grande, A. Qualtieri, A. Passaseo, A. Salhi, M. De Vittorio, and D. Biallo, "Fabrication of force sensors based on two-dimensional photonic crystal technology," *Microelectronic Engineering*, Vol. 84, pp. 1450-1453, 2007.
- [93]. Saeed Olyae and Ali Asghar Dehghani, Nano-Pressure Sensor using High Quality Photonic Crystal Cavity Resonator. 8th IEEE, IET International Symposium on Communication Systems, Networks and Digital Signal Processing. 978-1-4577-1473-3/12/\$26.00 ©2012 IEEE.
- [94]. Saeed OLYAEE and Ali Asghar DEGHANI, High Resolution and Wide Dynamic Range Pressure Sensor Based on Two Dimensional Photonic Crystal. *Photonic Sensors* (2012) Vol. 2, No. 1: 92–96.
- [95]. Shangbin TAO, Deyuan CHEN, Juebin WANG, Jing QIAO, and Yali DUAN, A High Sensitivity Pressure Sensor Based on Two-Dimensional Photonic Crystal. *Photonic Sensors* / Vol. 6, No. 2, 2016: 137–142.
- [96]. O. Levy, B. Z. Steinberg, M. Nathan, and A. Boag, "Ultrasensitive displacement sensing using photonic crystal waveguides," *Applied Physics Letters*, 2005, 86(10): 104102–104104.
- [97]. S. Olyae, S. Hamed, and Z. Dashtban, "Design of electronic sections for nano-displacement measuring system," *Frontiers of Optoelectronics in China*, 2010, 3(4): 376–381.
- [98]. S. Olyae and S. M. Nejad, "Design and simulation of velocity and displacement measurement system with subnanometer uncertainty based on a new stabilized laser Doppler- interferometer," *The Arabian Journal for Science and Engineering*, 2007, 32(2C): 89–99.
- [99]. C. Lee, R. Radhakrishnan, C. C. Chen, J. Li, J. Thillaigovindan and N. Balasubramanian, " Design and modeling of a Nano mechanical Sensor using silicon photonic crystals," *Journal of Light wave Technology* 26, 839-846 (2008).
- [100]. I. De Vlaminck, J. Roels, D. Taillaert, D. Van Thourhout, R. Baets, L. Lagae and G. Borghs, "Detection of Nanomechanical motion by evanescent light wave coupling," *Applied Physics letters* 90, 233116 (2007).

- [101]. C. Lee and J. Thillaigovindan, "Optical nano mechanical sensor using a silicon photonic crystal cantilever embedded with a nanocavity resonator, " *Applied Optics* 48, 1797-1803 (2009).
- [102]. Z. Xu, L. Cao, C. Gu, Q. He, and G. Jin, "Micro-displacement sensor based on line-defect resonant cavity in photonic crystal," *Optics Express*, 2006, 14(1): 298–305.
- [103]. Z. Xu, L. Cao, Ping Su, Qingsheng He, Guofan Jin, and Glaire Gu, Micro-Displacement Sensor With Large Dynamic Range Based on Photonic Crystal Co-Directional Coupler. *IEEE Journal Of Quantum Electronics*, Vol. 43, No. 2, February 2007.
- [104]. Daquan Yang, Huiping Tian, Yuefeng Ji, Microdisplacement sensor based on high-Q nanocavity in slot photonic crystal. *Optical Engineering* 50(5), 054402 (May 2011).
- [105]. Saeed OLYAEE and Morteza AZIZI, Micro-Displacement Sensor Based on High Sensitivity Photonic Crystal. *Photonic Sensors*, 2014.
- [106]. Preeti Rani, Yogita Kalra, Venus Dillu and R. K. Sinha, Photonic crystal based nano-displacement sensor. *Photonic Fiber and Crystal Devices: Advances in Materials and Innovations in Device Applications VIII*, edited by Shizhuo Yin, Ruyan Guo, Proc. of SPIE Vol. 9200, 92000Q · © 2014 SPIE.
- [107]. John Ballato, and Andrew James, A Ceramic Photonic Crystal Temperature Sensor A Ceramic Photonic Crystal Temperature Sensor. *J. Am. Ceram. Soc.*, 82 [8] 2273–75 (1999).
- [108]. Y. Chang, Y. Jhu, C. Wu, Temperature dependence of defect mode in a defective photonic crystal, *Opt. Commun.* 285 (6) (2012) 1501–1504.
- [109]. FU Hai-wei, ZHAO Hui, QIAO Xue-guang, LI Yan, ZHAO Da-zhuang, and YONG Zhen. Study on a novel photonic crystal temperature sensor. *OPTOELECTRONICS LETTERS* Vol.7 No.6, 1 November 2011.
- [110]. Abdesselam Hocini and Ahlam Harhouz, Modeling and analysis of the temperature sensitivity in two-dimensional photonic crystal microcavity. *Journal of Nanophotonics* 016007-1 Jan–Mar 2016 • Vol. 10(1). SPIE.
- [111]. J. Wu, D. Day, and M. Gu, "A microfluidic refractive index sensor based on an integrated three-dimensional photonic crystal," *Appl. Phys. Lett.* 92, 071108 (2008).
- [112]. J. Topolancik, P. Bhattachatya, J. Sabarinathan, and P. C. Yu, "Fluid detection with photonic crystal-based multichannel waveguides," *Appl. Phys. Lett.* 82, 1143–1145 (2003).4

- [113]. T. Hasek, H. Kurt, D. S. Citrin, and M. Koch, "Photonic crystals for fluid sensing in the subterahertz range," *Appl. Phys. Lett.* 89, 173508 (2006).
- [114]. Qihuang Gong [Xiaoyong Hu, Photonic Crystals Principles And Applications, 2013 by Taylor & Francis Group, LLC CRC Press is an imprint of Taylor & Francis Group, an Informa business.
- [115]. M. Loncar, A. Scherer, Y. M. Qiu, "Photonic crystal laser sources for chemical detection," *Appl. Phys. Lett.* 82, 4648–4650 (2003).
- [116]. D. F. Dorfner, T. Hurlimann, T. Zabel, L. H. Frandsen, G. Abstreiter, and J. J. Finley, "Silicon photonic crystal nanostructures for refractive index sensing," *Appl. Phys. Lett.* 93, 181103 (2008).
- [117]. L. Martiradonna, F. Pisanello, T. Stomeo, A. Qualtieri, G. Vecchio, S. Sabella, R. Cingolani, M. D. Vittorio, and P. P. Pompa, "Spectral tagging by integrated photonic crystal resonators for highly sensitive and parallel detection in biochips," *Appl. Phys. Lett.* 96, 113702 (2010).
- [118]. E. Chow, A. Grot, L. W. Mirkarimi, M. Sigalas, and G. Girolami, "Ultracompact biochemical sensor built with two-dimensional photonic crystal microcavity," *Opt. Lett.* 29, 1093–1095(2004).
- [119]. H. Kurt and D. S. Citrin, "Coupled-resonator optical waveguides for biochemical sensing of nanoliter volumes of analyte in the terahertz region," *Appl. Phys. Lett.* 87, 241119 (2005).
- [120]. B. Cunningham, P. Li, B. Lin, and J. Pepper, "Colorimetric resonant reflection as a direct biochemical assay technique," *Sens. Actuators B* 81, 316–328 (2002).
- [121]. H. Altug and J. Vuckovic, "Polarization control and sensing with two-dimensional coupled photonic crystal microcavity arrays," *Opt. Lett.* 30, 982–984 (2005).
- [122]. V. R. Almeida, Q. F. Xu, C. A. Barrios, and M. Lipson, "Guiding and confining light in void nanostructure," *Opt. Lett.* 29, 1209–1211 (2004).
- [123]. M. Barth, S. Schietinger, S. Fischer, J. Becker, N. Nüsse, T. Aichele, B. Löchel, C. Sönnichsen, O. Benson, Nanoassembled plasmonic-photonic hybrid cavity for tailored light-matter coupling, *Nano Lett.* 10 (2010) pp. 891–895.
- [124]. Z. Li, C. Liao, Y. Wang, L. Xu, D. Wang, S. Liu, Q. Wang, K. Yang, J. Zhou, Highly sensitive gas pressure sensor using twin-core fiber based in-line Mach-Zehnder interferometer, *Opt. Exp.* 23 (2015) pp. 2827–2830.

- [125]. B. Troia, A. Paolicelli, F. De Leonardis, V.M.N. Passaro, Photonic crystals for optical sensing: a review, dans: *Advances in photonic crystals*, N. Kumar, B. Suthar (Eds), CRC Press, (2013) pp. 242-287.
- [126]. Vittorio M. N. Passaro, *Advances In Photonic Crystals*. First published February, 2013 InTeOp.

Chapitre IV : Conception et Analyse des Biocapteurs à Cristaux Photoniques 2D basé sur des Filtres.

IV.1 Introduction

La conception et la modélisation des dispositifs photoniques sont importantes à la fabrication de biocapteurs à base de cristaux photoniques 2D. En 1887, Rayleigh à travers ses travaux expérimentaux a révélé l'existence de bande interdite photonique dans des cristaux à une dimension [1]. Yablonovitch et Gmitter après cent ans ont introduit le concept des cristaux photoniques (PC) [2]. Depuis cette époque, le domaine des cristaux photoniques ne cesse d'augmenter et d'attirer l'attention pour des applications multidisciplinaires. Les cristaux photoniques sont des matériaux diélectriques nanostructures périodiques. En plus, ils ont la capacité d'inhiber la propagation de la lumière dans certaines directions pour un domaine fréquentiel donné [3]. En outre ils présentent une périodicité dans l'indice de réfraction qui varie dans une, deux ou trois dimensions de l'espace [4]. Alors, le cristal se comporte comme un miroir, et cette propriété est communément appelée Bande Interdite Photonique (BIP). Les bandes interdites apparaissent en raison des modifications de l'indice de réfraction de la structure [3]. Plusieurs dispositifs photoniques à base de cristaux photoniques ont été conçus et fabriqués, particulièrement des coupleurs directionnels, des multiplexeurs, des diviseurs, des interféromètres de Mach – Zehnder, des nano-rings résonateurs, des capteurs optiques, des filtres. Les capteurs photoniques sont utilisés dans des domaines tels que, la sécurité, l'aérospatiale, l'automobile, la qualité des aliments, le contrôle de l'environnement et la santé [5].

Dans ce travail de thèse, nous allons montrer comment on exploite les cristaux photoniques bidimensionnels pour l'élaboration de plusieurs biocapteurs proposés. L'étude effectuée dans ce chapitre sera réalisée en plusieurs parties. Dans ces parties nous allons concevoir certains biocapteurs à base des cristaux photoniques basé sur le mécanisme des filtres en introduisant à chaque fois des matériaux organiques, inorganiques, des gazes, des liquides au sein de la structure afin de la rendre sensible à ces derniers. Ces biocapteurs sont des structures assez simple et dédiées à la bio-détection. On utilisera le silicium comme matériaux de base, pour l'élaboration des capteurs. Dans toute la simulation on utilisera le logiciel professionnel COMSOL qui sera un défi par rapport à d'autres logiciels de simulation du domaine tels que : le Meep, RSoft, etc. Le COMSOL représente l'un des outils de simulation qui peut traiter les structures complexes et rarement utilisé dans la conception des biocapteurs à base de cristaux photoniques bidimensionnels basé sur des filtres.

La plus parts des structures considérées sont basé sur le silicium en tant que matériau de base afin de faciliter son intégration aux circuits électroniques. Le changement de l'indice de

réfraction d'un matériau à l'autre est important dans de nombreux domaines : le génie biologique, l'alimentation industrielle, et les sciences de l'environnement.

Des dispositifs d'analyse telle que les capteurs optiques permet la conversion d'une quantité d'analyte en un signal détectable. On peut les classer en deux types. Le premier type, sont celles qui mesurent des paramètres physiques tels que la pression, la température, et le changement de l'indice de réfraction [6]. Le second type, sont les capteurs médicaux et biochimiques détectant des gaz, des molécules et l'ADN [7]. Dans cette aire et grâce aux caractéristiques particulières telles que la petite taille et la flexibilité, le capteur optique est très avantageux. De ce fait, et en second lieu, il peut être utilisé comme biocapteur. Sachant qu'il existe d'autres mécanismes qui convertissent les modifications des particules biologiques en un signal optique. Le principe de détection repose sur l'interaction entre la concentration de la matière et le champ modal évanescent dans la structure du dispositif.

Enfin, le dispositif peut être utilisé comme capteur des matériaux organiques, inorganiques ou mêmes des gazes ou liquides. Le principe est que si le matériau change au sein de la structure, l'indice de réfraction de la structure change, ce qui conduit à une modification de sa fréquence de résonance qui peut être ensuite détectée.

Dans ce travail, nous avons proposés plusieurs dispositifs pour la détection des matériaux organiques, inorganiques, des gazes et des liquides. En premier lieu, nous étudierons, la plage de fonctionnement du diagramme de la bande du dispositif en utilisant la méthode d'expansion d'onde plane (PWE) sous Matlab. En deuxième lieu, les performances du dispositif sont évaluées à l'aide de la méthode des éléments finies à 2-D (FEM) en termes de fréquence de résonance, de distribution du champ électrique, la densité d'énergie totale, la norme de puissance et de transmission en travaillons avec le logiciel COMSOL.

IV.2. Les outils de simulation

Le principal outil que l'on a utilisé dans ce travail est le logiciel COMSOL Multiphysics. Le logiciel COMSOL et la société correspondante ont été créés en 1986 par des étudiants de Germund Dahlquist, dans la suite de son cours consacré à la simulation numérique à l'Institut royal de technologie (KTH) à Stockholm en Suède. La première version de COMSOL Multiphysics est sortie en 1998. La version initiale (avant 2005) de COMSOL Multiphysics s'appelait FEMLAB. COMSOL Multiphysics est un logiciel de simulation numérique basé sur la méthode des éléments finis. Ce logiciel permet de simuler de nombreuses physiques et applications en ingénierie, et tout particulièrement les phénomènes couplés ou simulation multi-physiques [8]. COMSOL Multiphysics comprend plus de 30

modules complémentaires qui offrent des interfaces et des outils spécialisés en génie électrique, mécanique, fluide et chimique. De plus, des interfaces bidirectionnelles relient les simulations réalisées dans COMSOL Multiphysics à des logiciels tiers de calcul, de CAO (CAD) et de CAO (ECAD) [9].

La version utilisée était "Full 32-bit Software" (la version 3.5a). Une image de sa plateforme est montrée dans la figure IV.1.

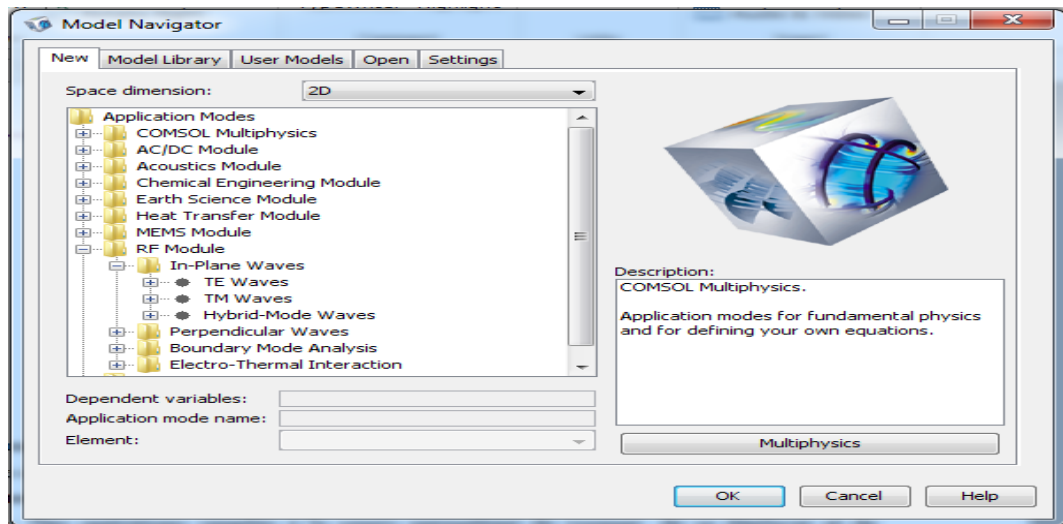


Figure IV.1. Plateforme de travail du logiciel COMSOL.

Les conceptions et les simulations COMSOL peuvent être entièrement traduites sous MATLAB. Ce logiciel est facile à apprendre et peut fournir des informations sur la conception du dispositif étudié.

VI.2.1. La méthode FEM

Comme il a été mentionné avant, la méthode des éléments finis FEM (Finite-Element-method), utilise une discrétisation des équations de Maxwell sur une grille définie par l'utilisateur spatiale pour obtenir la solution du champ électromagnétique dans la structure. Le schéma définissant la structure diélectrique est divisé en utilisant une grille où le champ électromagnétique est itérativement calculé dans un certain intervalle de temps. L'avantage de cette méthode est qu'il est possible de résoudre le champ électromagnétique pour des structures avec des formes complexes, la rendant convenable aux nouvelles structures qui incluent n'importe quel genre de défaut. En plus, il est possible d'obtenir la valeur du champ électromagnétique en chaque position

de la structure. Néanmoins, à cause du grand nombre de calculs et l'exigence vis-à-vis la capacité de la mémoire, cette méthode a besoin d'un ordinateur puissant pour exécuter les simulations [10].

VI.2.2. La méthode PWE

La méthode de l'expansion des ondes planes (PWE : Plane Wave Expansion) déjà décrite est utilisée pour déterminer le diagramme des bandes d'une structure périodique. Il emploie une disposition périodique infinie de la maille unitaire définie par l'utilisateur dans le but de trouver les solutions des équations de Maxwell comme la somme de différentes longueurs d'onde monochromatiques par une analyse de Floquet-mode [11]. Selon le théorème de Floquet, le champ dans une structure périodique avec des conditions aux limites peut être exprimé comme une somme infinie d'ondes planes. Ainsi, les équations de Maxwell sont résolues dans le domaine spectral par l'outil de simulation MATLAB en obtenant la solution du problème de modes propres (eigenmodes) pour déterminer la structure des bandes d'une configuration à base de cristaux photoniques (CP) et aussi déterminer la présence de BIP (Bande interdite photonique). Les bandes interdites sont automatiquement définies dans le diagramme de bande obtenu. La figure IV.2 montre une image de l'outil MATLAB utilisé

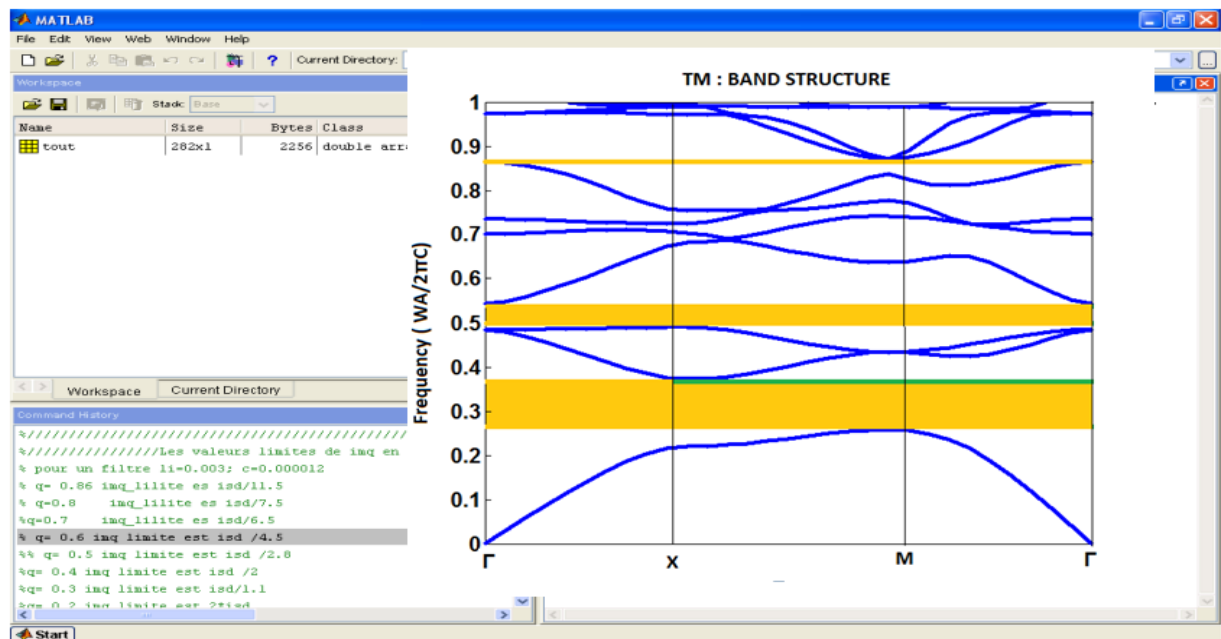


Figure IV.2. L'outil MATLAB montrant les bandes interdites photoniques d'une conception à base de CP.

VI.3. Biocapteurs proposées

IV.3.1 Structure-1 du biocapteur proposé

La vue schématique final du diagramme du filtre proposé est illustrée dans la figure IV.3. Elle consiste à réaliser le filtre proposé dans une plate-forme fondamentale à cristaux photoniques 2-D, en supprimant une rangée complète de tiges diélectriques dans la direction Γ -M pour créer le guide d'onde du bus puis, en retirant quelques tiges dans la direction M-X, nous avons créé le guide d'onde de sortie. Après avoir créé un anneau résonant entre le guide d'onde du bus et le guide d'onde de sortie, nous avons d'abord retiré d'un réseau 7X7 de tiges diélectriques à l'endroit approprié quelques tiges pour créer une forme carrée. Cette forme carrée est créée par un quasi cristal 9 fois qui est une structure quasi périodique et composé d'un pore d'air central comme tige centrale. Le rayon de la forme carrée est le même que le rayon de toutes les autres tiges dans la structure PC initiale.

La structure est composée de tiges en silicium, de forme circulaire et placées dans l'air d'indice de réfraction $n=2,838$. Les tiges ont un rayon $r = 0,19a$ et sont réparties avec une périodicité carré avec une constante de réseau $a = 0,623\mu\text{m}$. Les dimensions de la plateforme sont $20 \times 12 \mu\text{m}^2$ ce qui donne, respectivement 33 et 20 tiges dans les directions X et Z. Les paramètres de ce dispositif sont illustrés dans le tableau IV.1.

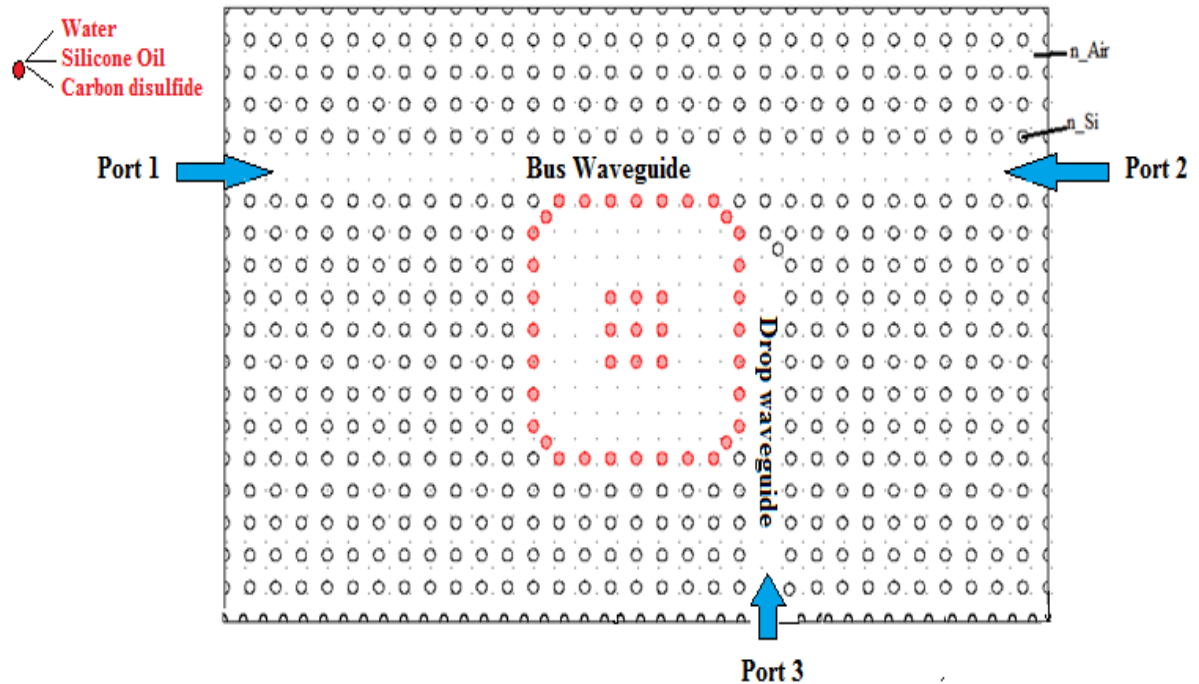


Figure IV.3. Le schéma de principe du filtre

Tableau IV.1. Paramètres du dispositif-1

Paramètres	Valeur
Constante du réseau, a	0.623 μ m
Indice de réfraction des tiges en silicium, Si	2.838
Indice de réfraction Eau	1,333
Indice de réfraction huile de silicone	1,52045
Indice de réfraction disulfure de carbone	1,628
Indice de réfraction de l'air, n_Air	1
Structure cristalline	Carré
Rayon, r	0.19*a

La structure proposée a 3 ports: le port d'entrée dans le côté gauche du guide d'onde supérieur (bus) est marqué comme port (1) tandis que le guide d'onde de sortie est marqué comme port (2) et appelé comme terminal de transmission directe. L'orifice (3) du guide d'ondes est dénommé "drop down". Les ondes optiques entrent dans la structure par le port (1) et en sortent par le port (2), mais à la longueur d'onde souhaitée, les longueurs d'onde optiques chutent pour faire tomber le guide d'ondes à travers l'anneau résonant et se dirigent vers le port (3). La forme carrée a un rayon et un indice de réfraction effectifs ($n_d=2,838$) similaires à la structure initiale. De plus, comme il est illustré sur la figure IV.3. L'indice de réfraction du cadre entourant le résonateur carré a été modifié pour différents liquides organiques tels que l'eau, l'huile de silicone et le disulfure de carbone pour des indices de réfractions de 1,333, 1,52045 et 1,628, respectivement. Nous fixons le rayon «r» des bâtonnets à 118,37nm et la constante de réseau «a» à 623 nm et les tiges d'indice de réfraction changées sont marquées d'un cercle rouge (voir figure. IV.3). Nous avons concentré notre étude sur la variation de l'indice de réfraction pour différents liquides organiques d'un filtre de chute de canal optique (CDF) à base de résonateurs en anneaux de cristal photoniques 2D (PCRR) à $\lambda = 1550$ nm, une longueur d'onde importante pour les systèmes de communication optique. En premier lieu, nous avons utilisé la méthode des ondes planes pour extraire les caractéristiques de la bande interdite du cristal photonique 2D et en second lieu, la méthode des éléments finis (FEM) qui est le cœur de l'outil de simulation COMSOL afin d'extraire la propagation et la transmission pour chaque indice de réfraction de matériau utilisé.

Tout d'abord, avant de concevoir le filtre, nous devons définir la région PBG en résolvant les équations de Maxwell par la méthode des ondes planes (PWE). Donc, nous avons étudié la propagation des ondes électromagnétiques dans une structure cristalline photonique où la forme suivante pour le champ magnétique est donnée par [4]:

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\vec{r}) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{H}(\vec{r}) \quad (\text{IV.1})$$

ω est la fréquence angulaire, c est la vitesse de la lumière dans le vide et $\varepsilon(\vec{r})$ est la permittivité relative du matériau.

En utilisant la valeur propre, le diagramme de bande du PC est calculé et représenté sur la figure IV.4.

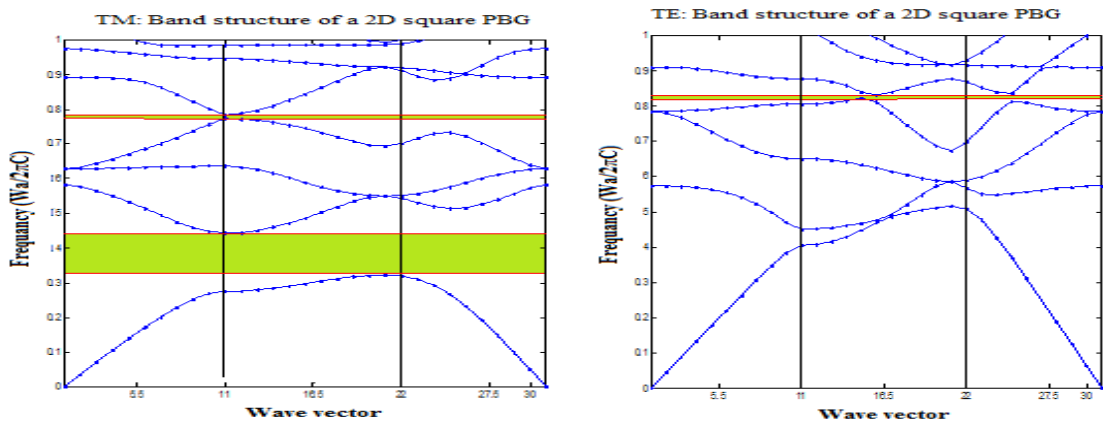


Figure IV.4. Les bandes de diagramme calculées avec FEM de TM (à gauche) et TE (à droite) du cristal photonique en réseau carré de arres de silicium dans l'air, rayon = 0,19a.

D'après la figure ci-dessus, nous remarquons que notre structure affiche trois PBG. Les deux premiers PBG en mode TM (zone verte à gauche) et un PBG en mode TE (zone verte à droite). Les PBG TM sont dans la plage $0,32 < a/\lambda < 0,44$ et $0,77 < a/\lambda < 0,78$ et les PBG TE sont dans la plage $0,85 < a/\lambda < 0,86$. Seul le premier PBG en mode TM est suffisamment grand pour couvrir les longueurs d'onde suffisantes pour les applications de communication optique. Nous choisissons la constante de réseau $a=623$ nm afin d'avoir une compatibilité maximale avec les plages de communication optique. Ensuite, le PBG approprié de notre structure PhC initiale sera dans la plage $1415\text{nm} < \lambda < 1946\text{nm}$ en mode TM.

Des simulations numériques ont été effectuées à l'aide du logiciel COMSOL Multiphysics à base de la méthode des éléments finis (FEM) [12].

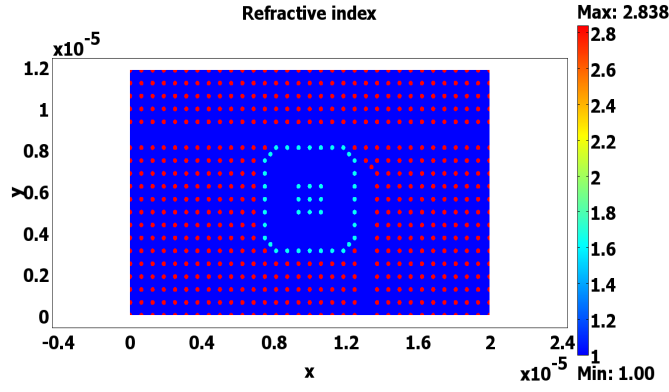


Figure IV.5. La distribution de l'indice de réfraction dans la structure proposée

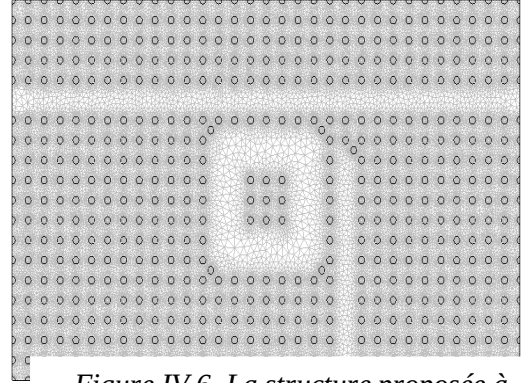


Figure IV.6. La structure proposée à mailles fines

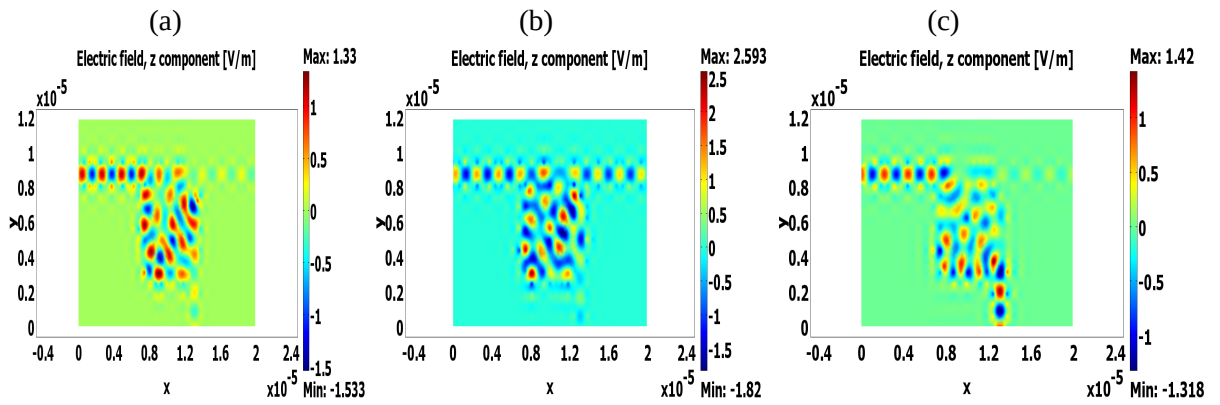


Figure IV.7. La distribution de champ du CDF proposé pour différents indices de réfraction de (a) eau, huile de silicone (b) et disulfure de carbone (c) respectivement à $\lambda = 1550 \text{ nm}$.

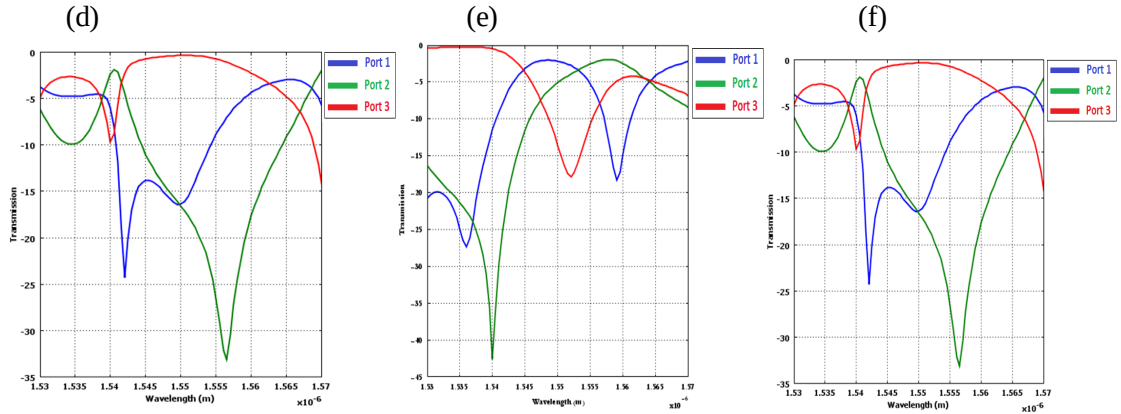


Figure IV.8. Le spectre de sortie du CDF proposé pour l'eau (d), huile de silicone (e) et le disulfure de carbone (f).

Ces résultats numériques illustrent, la distribution de l'indice de réfraction avec le maillage le long de la structure pour différents liquides organiques tels que : l'Eau, huile de silicone et de disulfure de carbone (voir figure IV.7). Ensuite, nous avons affiché la propagation du champ électromagnétique et le spectre transmission en fonction de la longueur d'onde à la résonance sur une plage de longueurs d'onde de $1,53\mu\text{m}$ à $1,57\mu\text{m}$.

Cette plage de fréquence est associée aux PBG (calculés par la méthode PWE dans la première section). Le spectre de transmission du filtre est illustré à la figure IV.8. Sur cette figure, la transmission normalisée de la structure aux ports (2) et (3) est représentée par des courbes vertes et rouges.

à partir de la figure IV.8, l'efficacité de transmission pour les trois indices de réfraction, l'eau, l'huile de silicone et le disulfure de carbone passera par des maximums, pour le cas de l'eau, nous voyons que le transfert d'énergie du port 1 au port 3 atteint un maximum d'efficacité de transmission de 0,5552 pour une longueur d'onde à 1,539 μm , ainsi que pour le cas de l'huile de silicone qui atteint un maximum d'efficacité de transmission de 0,9613 pour une longueur d'onde de 1,539 μm et pour le disulfure de carbone qui complète un maximum d'efficacité de transmission de 0,951 pour la longueur d'onde de télécommunication $\lambda=1,55\mu\text{m}$.

Par conséquent, le disulfure de carbone est le meilleur indice de réfraction pour le transfert du signal du port 1 au port 3 (voir figure IV.8.(f)) où la résonance est maximale pour la longueur d'onde de télécommunication $\lambda=1,55\mu\text{m}$ par rapport à l'eau dont le signal maximal sera transféré à l'orifice 2 (figure IV.8 (d)) pour une longueur d'onde $\lambda=1,539\mu\text{m}$ et pour l'huile de silicone le maximum du signal vers l'orifice 3 mais une longueur d'onde $\lambda=1,539$ (figure IV.8 (e)) qui subit des pertes pour un max de 88 ainsi que pour l'huile de silicone qui atteint un max pour une longueur d'onde de 1,54.

Une nouvelle structure de conception de CDF basée sur PhCRR à été étudiée. Les résultats de simulation obtenus avec COMSOL montrent le comportement différent du signal par rapport à chaque liquide organique injectés. Ils montrent aussi que la longueur d'onde de résonance du filtre dépend de l'indice de réfraction. De telles structures ont la capacité d'être utilisées comme nanomatériaux pour la bio-détection.

IV.3.2. Structure-2 du biocapteur proposé

Le filtre suivant, est une continuité d'étude du model précédent mais en prenant l'indice de réfraction des tiges égale à 2.838 et en changeant deux liquides étudiés par deux nouveaux matériaux organiques qui sont : Acétone et le tétrachlorure de carbone (voir figure IV.9).

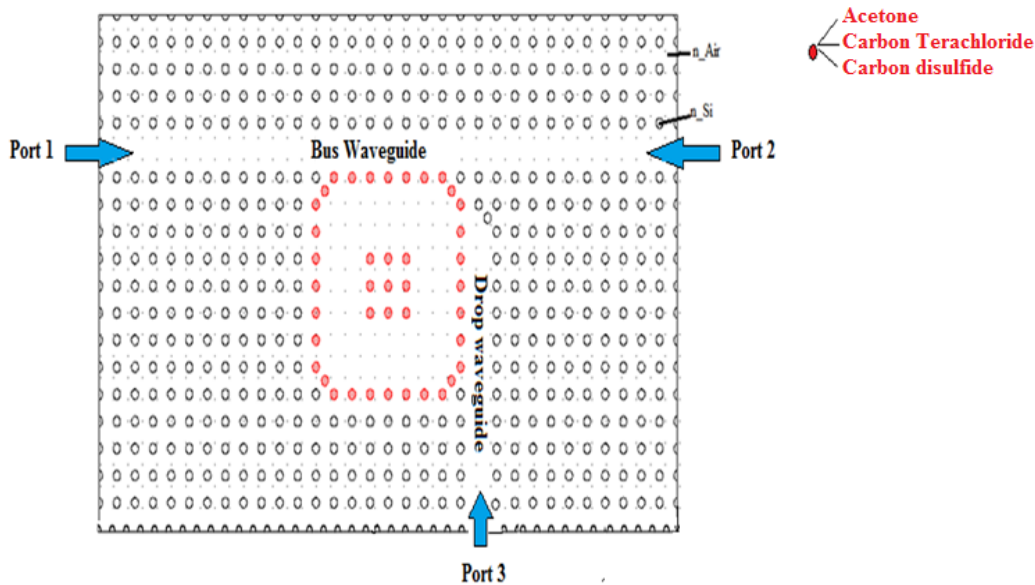


Figure IV.9. The schematic diagram of the filter

Tableau IV.2 Paramètres du dispositif-2

Paramètres	Valeur
Constante du réseau, a	0.623 μm
Indice de réfraction des tiges en silicium, Si	2.838
Indice de réfraction Acétone	1,36
Indice de réfraction tétrachlorure de carbone	1.4610
Indice de réfraction de l'air, n_Air	1
Structure cristalline	Carré
Rayon, r	0.19*a

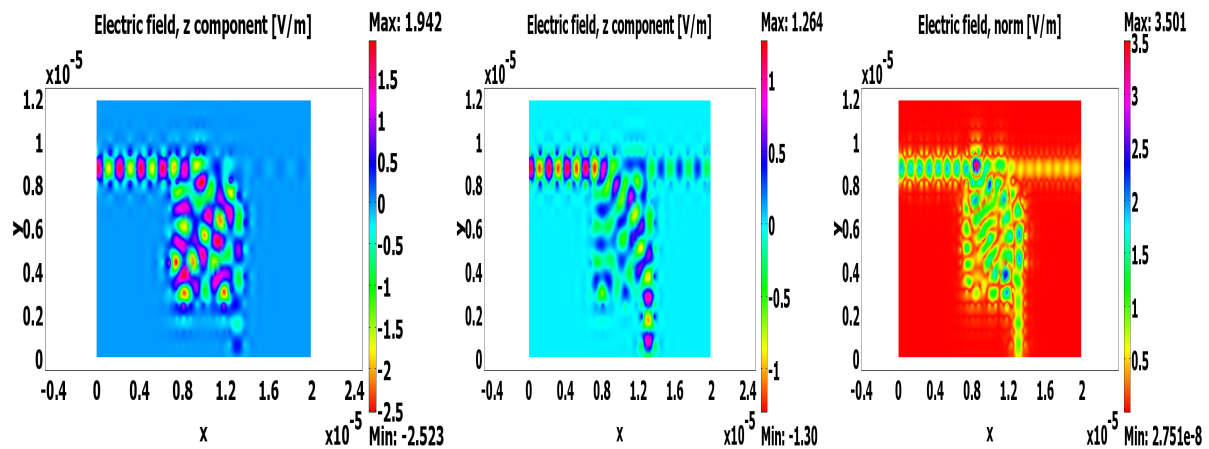


Figure IV.10. La distribution du champ électrique du CDF proposé pour différents indices de réfraction de matériaux, (a) acétone, tétrachlorure de carbone (b) et disulfure de carbone (c)

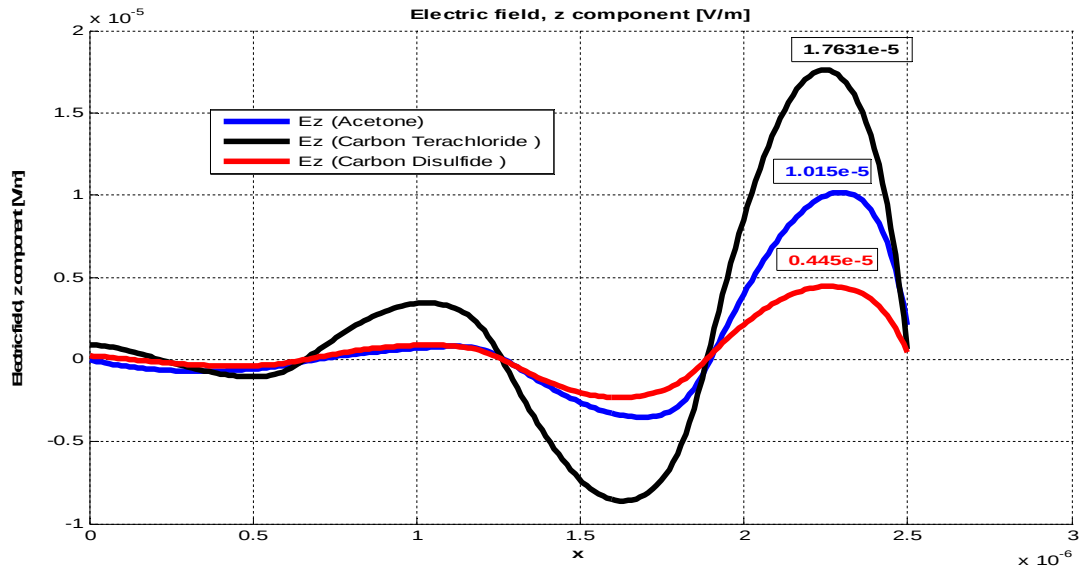


Figure IV.11. Le champ électrique pour, composant z pour l'acétone, le tétrachlorure de carbone et le disulfure de carbone.

Dans cette continuité de travail, nous avons étudié la propagation du champ électrique dans la nouvelle structure proposée pour trois liquides organiques qui sont : acétone, tétrachlorure de carbone et de disulfure de carbone qui comportent les indices de réfraction suivants : 1.36, 1.4610 et 1.628.

La figure IV.11 présente trois courbes de distribution du champ électrique pour les trois indices de réfraction utilisés qui sont l'acétone, le tétrachlorure de carbone et le disulfure de carbone. Les trois courbes passent par des maximums le long x . A partir des figures IV.10 et IV.11, on observe que le transfert d'énergie du port 1 au port 3 pour le cas de l'acétone atteint un maximum de $1.015 \times 10^{-5} \text{ V/m}$ ainsi que pour le cas du tétrachlorure de carbone qui atteint un champ électrique maximum de $1,783 \times 10^{-5} \text{ V/m}$ et pour le disulfure de carbone qui complète un champ électrique maximum de $0,445 \times 10^{-5} \text{ V/m}$ pour la ligne de section $2,3 \times 10^{-6} \text{ m}$. Par conséquent, le tétrachlorure de carbone est le meilleur indice de réfraction pour le transfert maximale du signal de l'orifice 1 vers l'orifice 3 (voir figure. IV.10 (b) et figure IV.11 (ligne noire)) où la résonance est maximale pour les trois courbes à $x = 2,3 \mu\text{m}$. Une portion de l'énergie maximale dans le cas de l'acétone ainsi que le disulfure de carbone sera transférée vers le port 2 ce qui a réduit l'énergie maximale vers le port 3 à cause des pertes (voir figure IV.10 (a), IV.10 (c)).

Ce model est une structure de conception de CDF basée sur PhCRR à 2D. Les résultats de nos simulations obtenus sous COMSOL fournissent le comportement différent du signal par rapport aux liquides organiques utilisés. Ces résultats montrent aussi que la longueur d'onde

de résonance du filtre dépend de l'indice de réfraction. Ce qui rend possible l'utilisation de cette structure comme biocapteur pour la détection des matériaux organiques à une échelle nanométrique.

IV.3.3. Structure-3 du biocapteur proposé

Ensuite, nous représentons l'étude et la conception d'une nouvelle structure nano-photoniques d'un réseau carré à base de cristaux photonique à deux dimensions. Cette structure est composée de tiges diélectriques immergées dans l'air. Une constante de réseau $a = 0,875\mu\text{m}$. L'indice de réfraction des tiges est de 3.46 et pour le fond d'air est de 1. Le rayon des tiges (sans défaut) est $r = 0.235*a$.

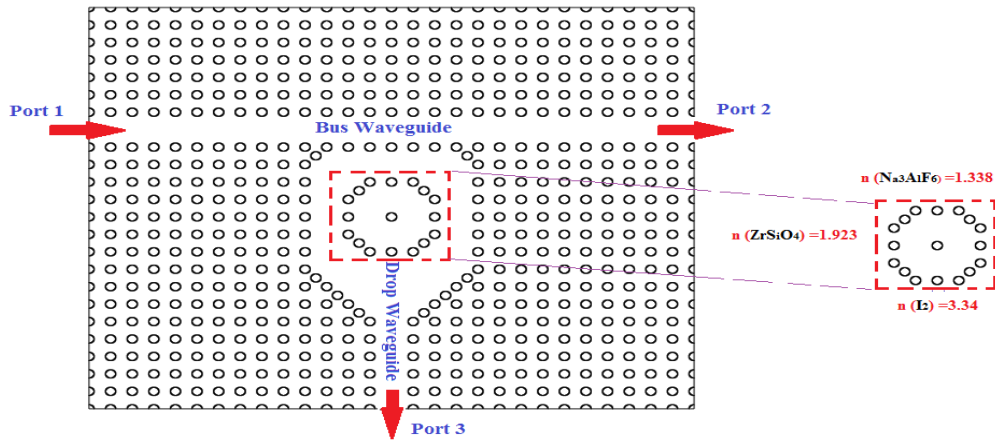


Figure IV.12. Le schéma de principe du filtre

Cette étude se base sur la variation de l'indice de réfraction des trois matériaux solides a au cœur de résonateur du filtre (CDF) à base de cristaux photonique 2D. Nous fixons le rayon «r» des tiges à 205.625 nm et le réseau constant à 875 nm. Donc, nous avons pu obtenir les résultats numérique grâce aux logiciels MATLAB et COMSOL.

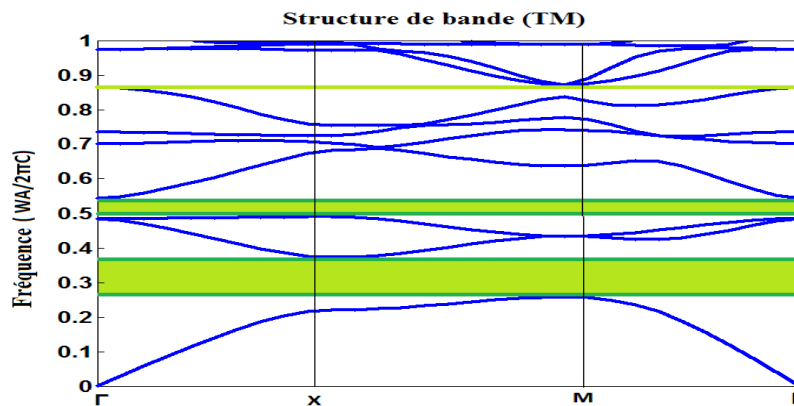


Figure IV.13. Les bandes de diagramme calculées de TM pour les tiges de silicium dans l'air, rayon = 0.19a.

Les résultats numériques montrent le diagramme de bande (voir figure IV.13), la distribution de l'indice de réfraction et le maillage (voir figure IV.14& figure IV.15) ainsi que la propagation de l'onde électromagnétique en 2D et 3d (figure IV.16) le long de la structure à différents indices de réfraction pour le cryolite (Na_3AlF_6), le zircon (ZrSiO_4) et le diiode (I_2) qui portent les valeurs suivantes : 1,338, 1,923 et 3,34, respectivement.

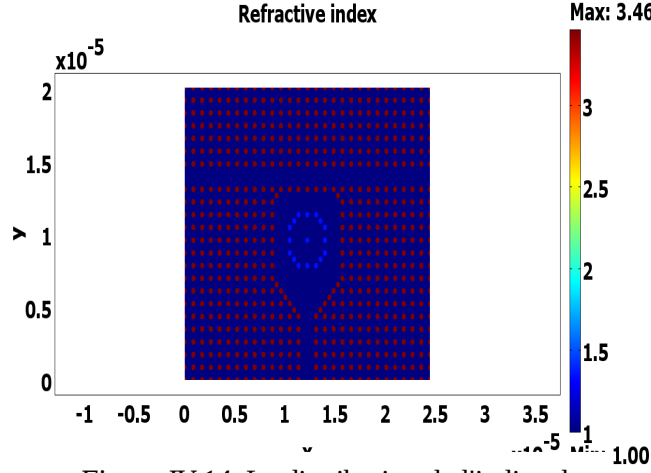


Figure IV.14. La distribution de l'indice de réfraction dans la structure proposée

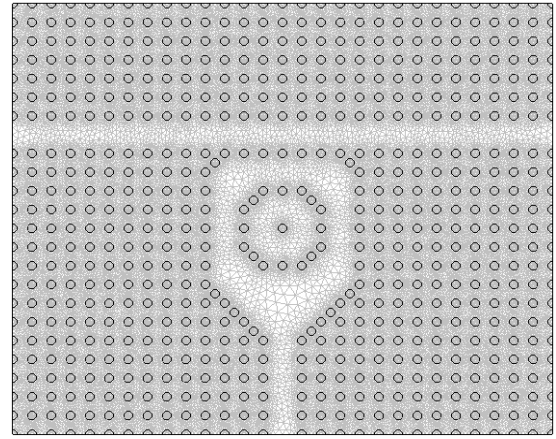


Figure IV.15. La structure proposée avec maillage fin

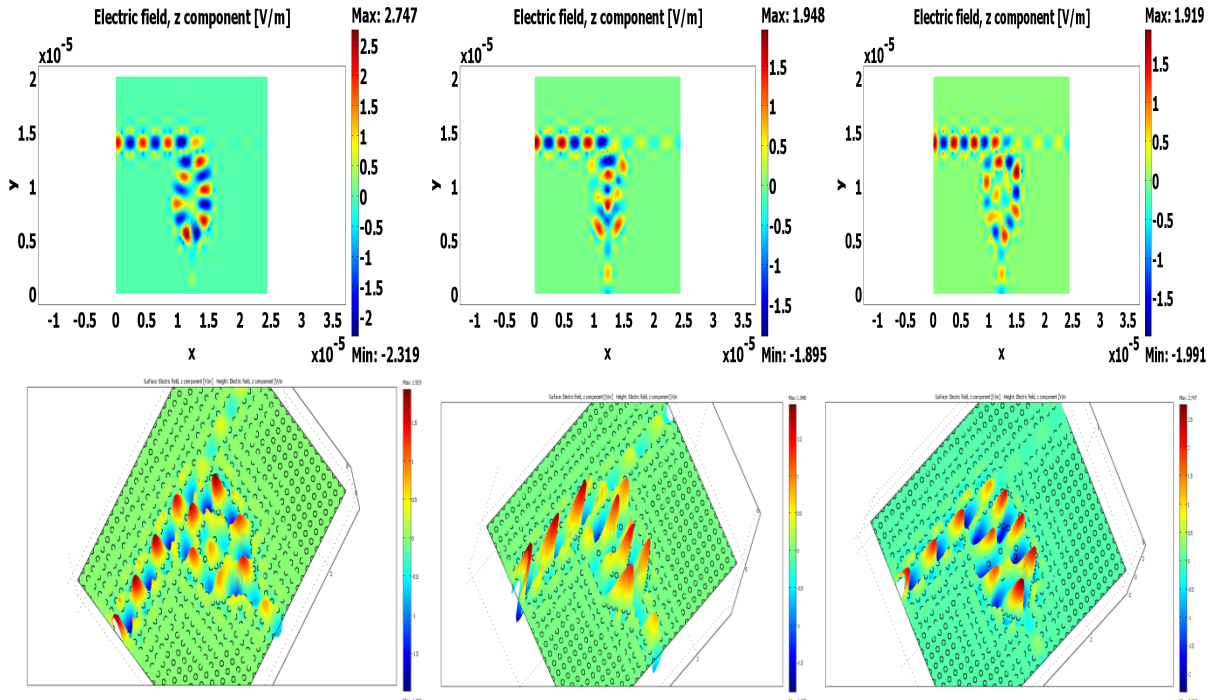


Figure IV.16. Distribution du champ dans le CDF proposé pour différents indices de réfraction de la cryolite (Na_3AlF_6), le zircon (ZrSiO_4) et le diiode (I_2) respectivement à $\lambda=1550\text{nm}$

Donc, l'indice de réfraction fait partie des paramètres importants (rayon des tiges et la constante de réseau) qui peut être étudié dans des nanostructures pour la détection des matériaux.

IV.3.4. Structure-4 du biocapteur proposé

La structure proposée (voir figure IV.17) est conçue par un treillis carré 31X25 de tiges diélectriques noyées dans l'air. L'indice de réfraction et le rayon des barres diélectriques sont respectivement de 3,46 et $r = 0,19 * a$. où «a» est la constante de réseau est de 523nm.

Après, nous avons remplacé l'indice de réfraction du cadre entourant et le résonateur par trois indices de réfraction qui appartenaient à la famille des polluants organiques toxiques qui sont le H_2CO , CH_2Cl_2 et C_2Cl_4 pour des valeurs d'indices 1.3746, 1.421 et 1.503 respectivement.

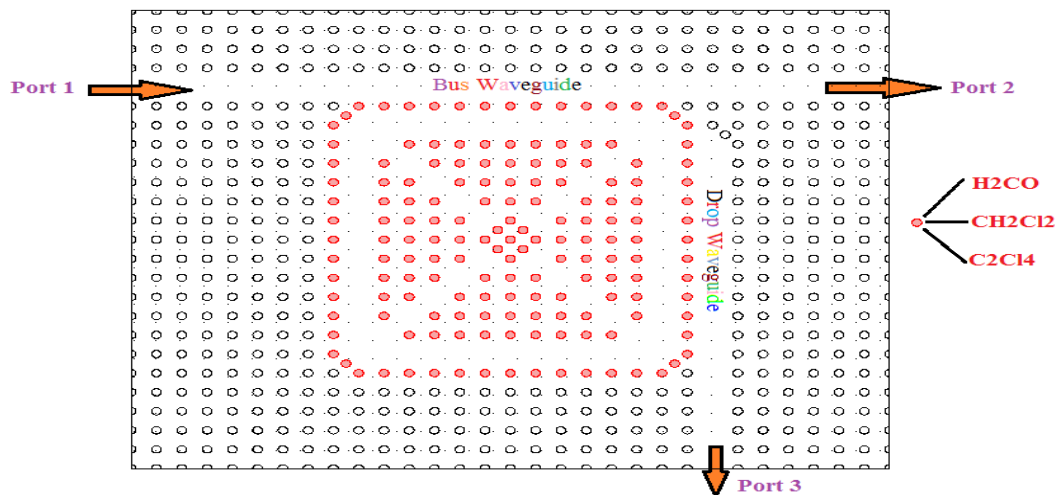


Figure IV.17. Le schéma de principe du filtre

Le filtre proposé est réalisé dans une plate-forme fondamentale en supprimant une rangée complète de tiges diélectriques dans la direction Γ -M pour créer le guide d'ondes du bus et en retirant quelques tiges dans la direction M-X, nous avons créé le guide d'ondes de sortie. Après cela, nous créons un résonateur en forme de croix entre le guide d'onde du bus et le guide d'onde de sortie. La conception finale du filtre de structure est illustrée à la figure IV.17. Le guide d'onde supérieur est nommé guide d'onde de bus et son port d'entrée dans le côté gauche est marqué Port 1 tandis que l'autre côté du guide d'onde supérieur est marqué Port2. Le guide d'ondes inférieur est connu sous le nom de guide d'ondes en baisse et son port de sortie en dessous est marqué Port 3.

Sur la figure IV.18, nous observons trois bandes interdites photoniques. Les deux premières bandes interdites photoniques (PBG) en mode TM (grille brune) et une seul en mode TE (grille violette).

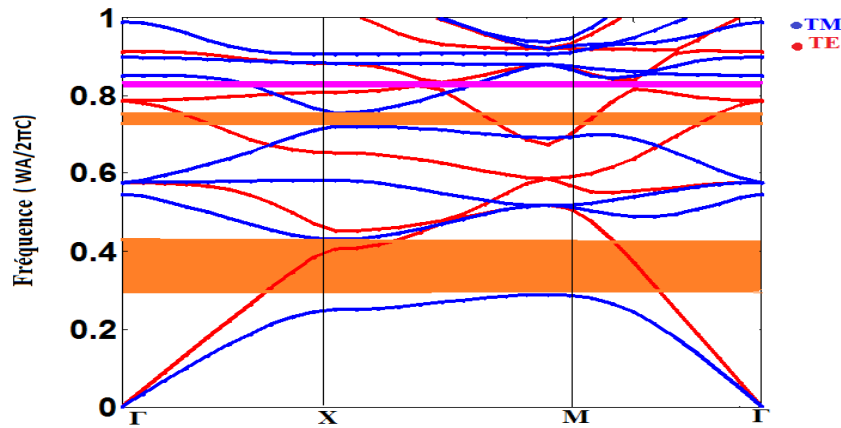


Figure IV.18. Calcul du diagramme de bande-TM pour les tiges de silicium immergées dans l'Air, rayon=0.19a.

Les TM PBG sont en $1215,99 \text{ nm} < \lambda < 1809,68 \text{ nm}$ et $693,26 \text{ nm} < \lambda < 725,28 \text{ nm}$ et la plage Les PBG TE sont dans une plage de $628,07 \text{ nm} < \lambda < 634,47 \text{ nm}$. Nous avons pris la première PBG en mode TM où $\lambda \in [1215.99, 1809.68] \text{ nm}$ car elle est suffisamment grande pour couvrir les longueurs d'onde suffisantes pour les applications de communication optique. Le mécanisme entraîné par la structure peut être résumé comme suit: depuis l'entrée de la structure, les ondes optiques passent directement au port 2. Mais en attendant, à une longueur d'onde souhaitée, les longueurs d'onde descendent vers le guide d'ondes à travers une le résonateur en forme croix et passer au port 3. Ensuite, nous avons étudié la structure après l'injection des polluants organiques toxiques (H_2CO , CH_2Cl_2 et C_2Cl_4). Les tiges d'indice de réfraction changées sont marquées d'un cercle bleu et le maillage qui va avec le long de la structure comme il est indiqué sur la figure IV.19 et figure IV.20 respectivement.

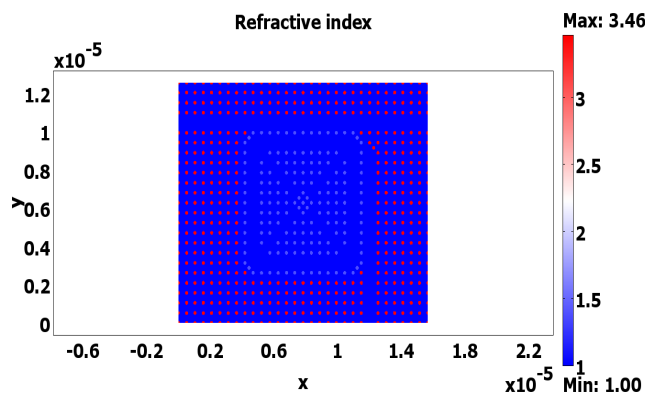


Figure IV.19. La distribution de l'indice de réfraction dans la structure proposée

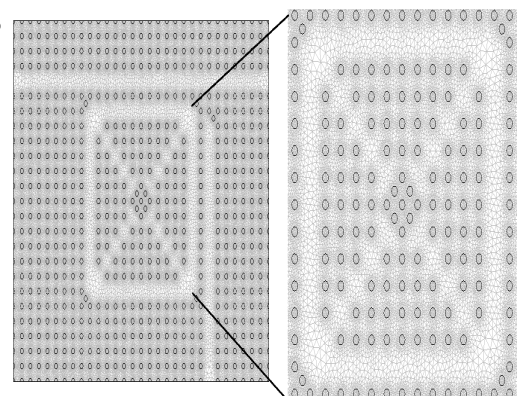


Figure IV.20. La structure proposée avec maillage fin

Suivant la simulation, nous avons présenté la distribution de la composante du champ électrique et la transmission du port3 des trois composés organiques volatils (H_2CO , CH_2Cl_2 et C_2Cl_4) dans la structure (voir figure IV.21 et IV.22).

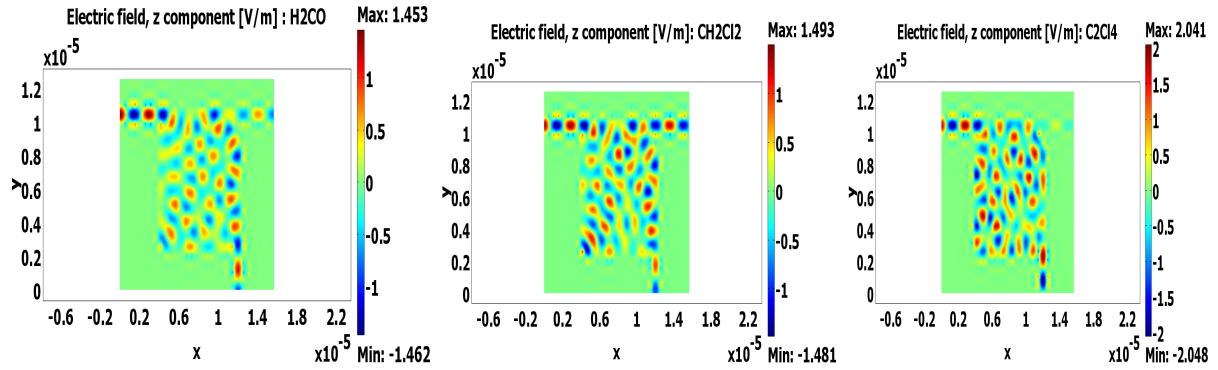


Figure IV.21. La propagation du champ électrique dans le CDF proposé pour H_2CO , CH_2Cl_2 et C_2Cl_4 à $\lambda = 1550\text{nm}$

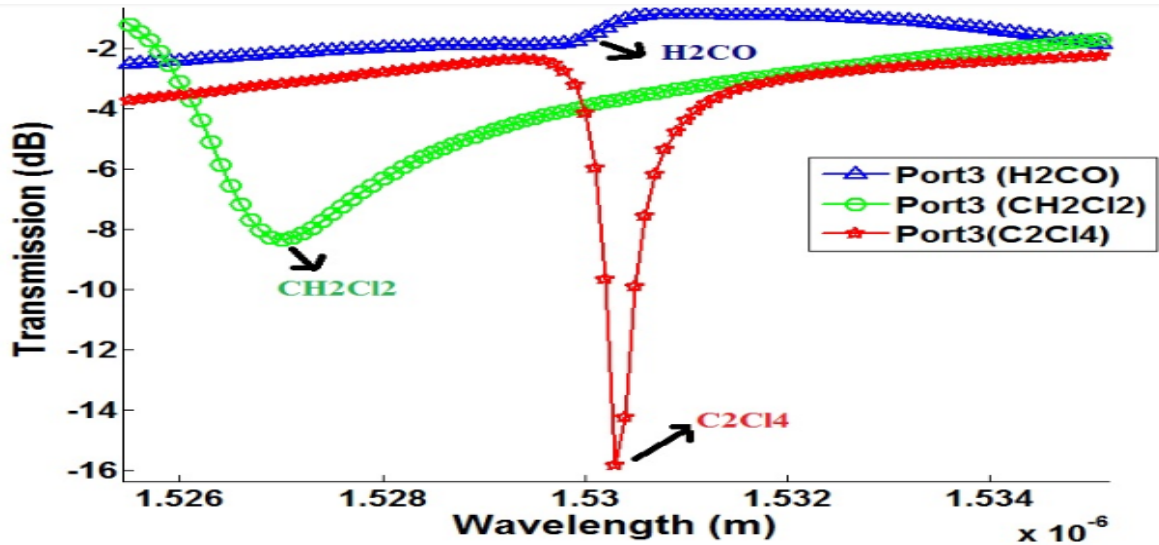


Figure IV.22. La transmission dans le Port3 pour différents indices de réfraction of H_2CO , CH_2Cl_2 et C_2Cl_4

La plage de transmission sur la figure IV.22 opère dans un intervalle de longueur d'onde qui va de $1,52\mu\text{m}$ jusqu'au $1,54\mu\text{m}$, ce qui est un intermédiaire lié aux PBG figurés par la technique des ondes planes (PWE) comme cela a été mentionné dans la zone principale.

D'après la figure IV.22, la transmission en dB de la structure est représentée par le port 3 pour les trois composés organiques volatils (H_2CO , CH_2Cl_2 et C_2Cl_4) dont les courbes sont respectivement bleues, vertes et rouges. On voit que pour les différents matériaux utilisés, le coefficient de transmission atteint des maximums à la longueur d'onde de résonance. Dans le cas de H_2CO , on observe que le coefficient de transmission atteint la valeur de $-1,7486\text{dB}$ pour une longueur d'onde $\lambda=1529,9\text{nm}$. Ensuite, pour CH_2Cl_2 , il est de -8.3274dB pour une

longueur d'onde de 1527nm et pour le dernier matériau C_2Cl_4 , le coefficient de transmission complète une valeur de -15.8246 de la longueur d'onde $\lambda = 1530.3$ nm. Il convient de noter que les trois coefficients de transmission que nous avons pu obtenir sont classés comme suit: dichlorométhane, méthanal et perchloroéthylène, respectivement. La différence de longueur d'onde de résonance entre (CH_2Cl_2 , H_2CO) égale à 2,9 nm et entre (H_2CO et C_2Cl_4) égale à 0,4 nm. Ce changement de signal est dû à la longueur d'onde de résonance du filtre qui dépend de l'indice de réfraction (n) des trois matériaux et qui se manifeste par une différence en longueur d'onde ($\Delta\lambda$). Donc, cette structure peut être utilisée pour la détection de polluants organiques toxiques dont le but est la protection de l'environnement.

IV.3.5. Structure-5 du biocapteur proposé

La structure-5 représente l'étude et la conception de filtre de chute de canal (CDF) basée sur une nouvelle configuration du résonateur en anneaux sous forme d'une fleur d'un cristal photonique 2D (PhCFRR). Cette structure est un cristal photonique bidimensionnel composée d'un réseau carré 35X28 formé par des barreaux diélectriques immergés dans l'air avec une constante de réseau $a = 623$ nm. L'indice de réfraction des bâtonnets est supposé être 3,46 et pour le fond d'air est de 1. Le rayon des tiges de PC parfait (sans défaut) est $r = 0,19a$. Les dimensions de la plateforme sont de $\approx 21 \times 17 \mu m^2 \approx 357 \mu m^2$. Le résonateur annulaire de forme fleur est pris en sandwich par deux guides d'ondes parallèles; l'un est créé en retirant une rangée complète de tiges diélectriques dans la direction Γ -M pour créer le guide d'ondes du bus et la seconde en retirant certaines tiges dans la direction Γ -M pour créer le guide d'ondes de sortie. Après, on a créé la forme fleur un anneau résonant entre les guides en retirant d'un réseau 15X15 de tiges diélectriques. Cette fleur est créée par un quasi cristal 13 fois qui est une structure quasi périodique et composé d'un pore d'air central comme tige centrale. Le rayon de la forme de la fleur est le même que le rayon de toutes les autres tiges dans la structure Pc initiale. Le diagramme schématique final du filtre proposé est illustré à la figure IV.23. Ce filtre possède 4 ports: le port d'entrée noté port (1), le guide d'onde de sortie marqué comme port (2) et appelé comme terminal de transmission direct. Les ports (3) et (4) du guide d'ondes sont dénotés en chute directe (figure IV.23). Les ondes optiques entrent dans la structure du port (1) pour sortir du port (2), mais à la longueur d'onde souhaitée, elles chutent pour faire tomber le guide d'ondes à travers l'anneau résonant et se dirigent vers le port (4). La forme de la fleur a le même rayon et le même indice de réfraction que la structure initiale. De plus, comme elle le montre la figure IV.23, l'indice de réfraction du cadre

entourant le résonateur de fleurs a été modifié (marquées par cercle rouge) pour différents liquides organiques tels que : l'eau, l'éthanol, le tétrachlorure de carbone, le benzène et le disulfure de carbone.

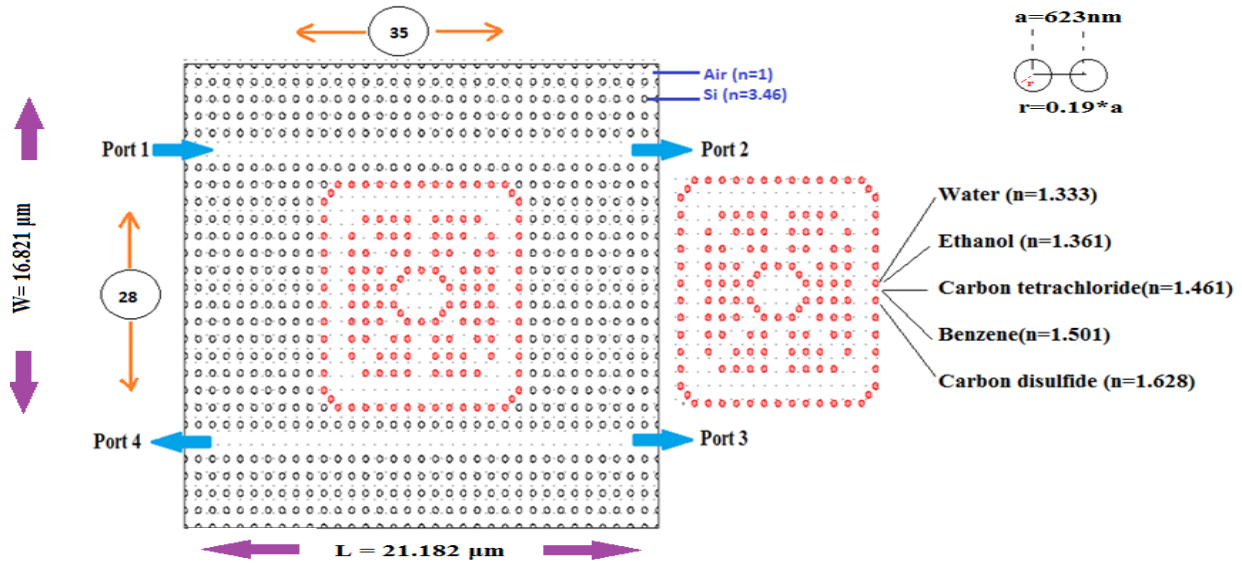


Figure IV.23. Le croquis final de la structure

Afin d'analyser cette structure, une approche par expansion plan-onde (PWE) sous MATLAB et la méthode des éléments finis sous COMSOL sont appliquées, les résultats numériques montrent la structure de bande interdite (figure IV.24) puis la répartition de l'indice de réfraction le long de la structure (figure IV.25) avec le maillage (figure IV.26) ainsi que la distribution du champ électrique (figure IV.27 (a), (b), (c), (d) et (e)) et les variations de la norme de flux de puissance (figure IV.28) pour différents liquides organiques utilisés tels que : l'Eau (H_2O), éthanol (CH_3-CH_2-OH), tétrachlorure de carbone (CCl_4), benzène (C_6H_6) et le disulfure de carbone (CS_2). Et à la fin on montre la relation qui relie la norme de flux de puissance à l'indice de réfraction pour les cinq matériaux étudiés (figure IV.29).

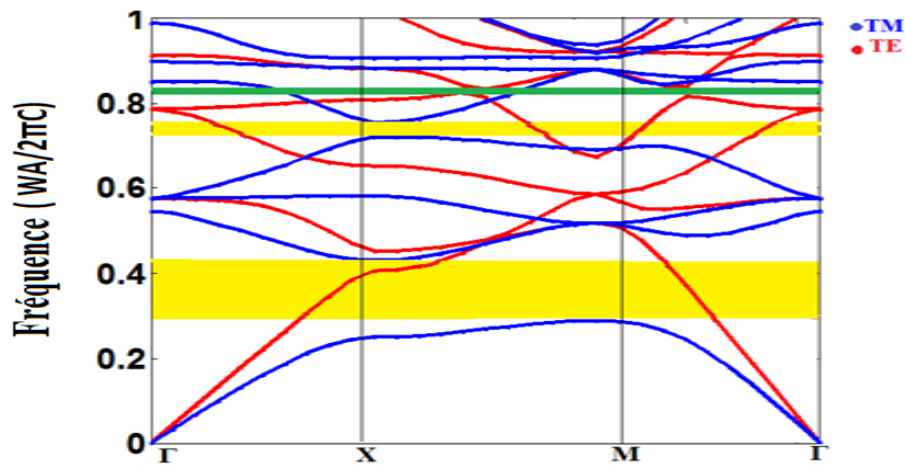


Figure IV.24. La bande photonique de la structure

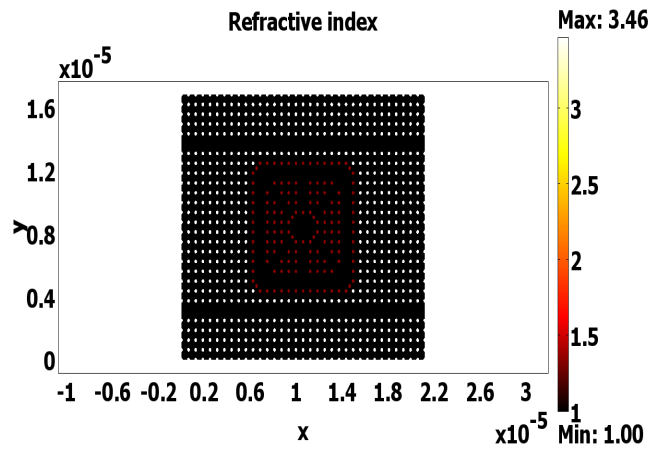


Figure IV.25 Distribution de l'indice de réfraction dans la structure

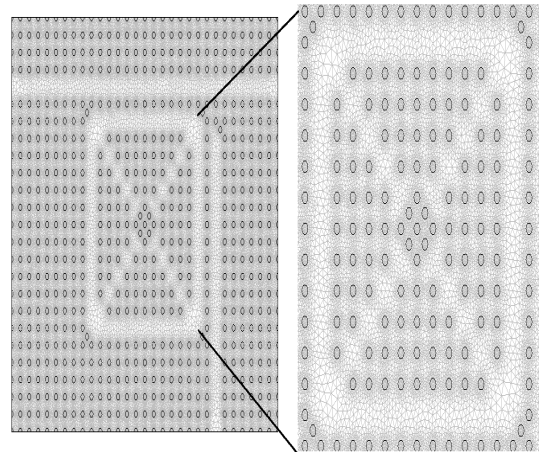
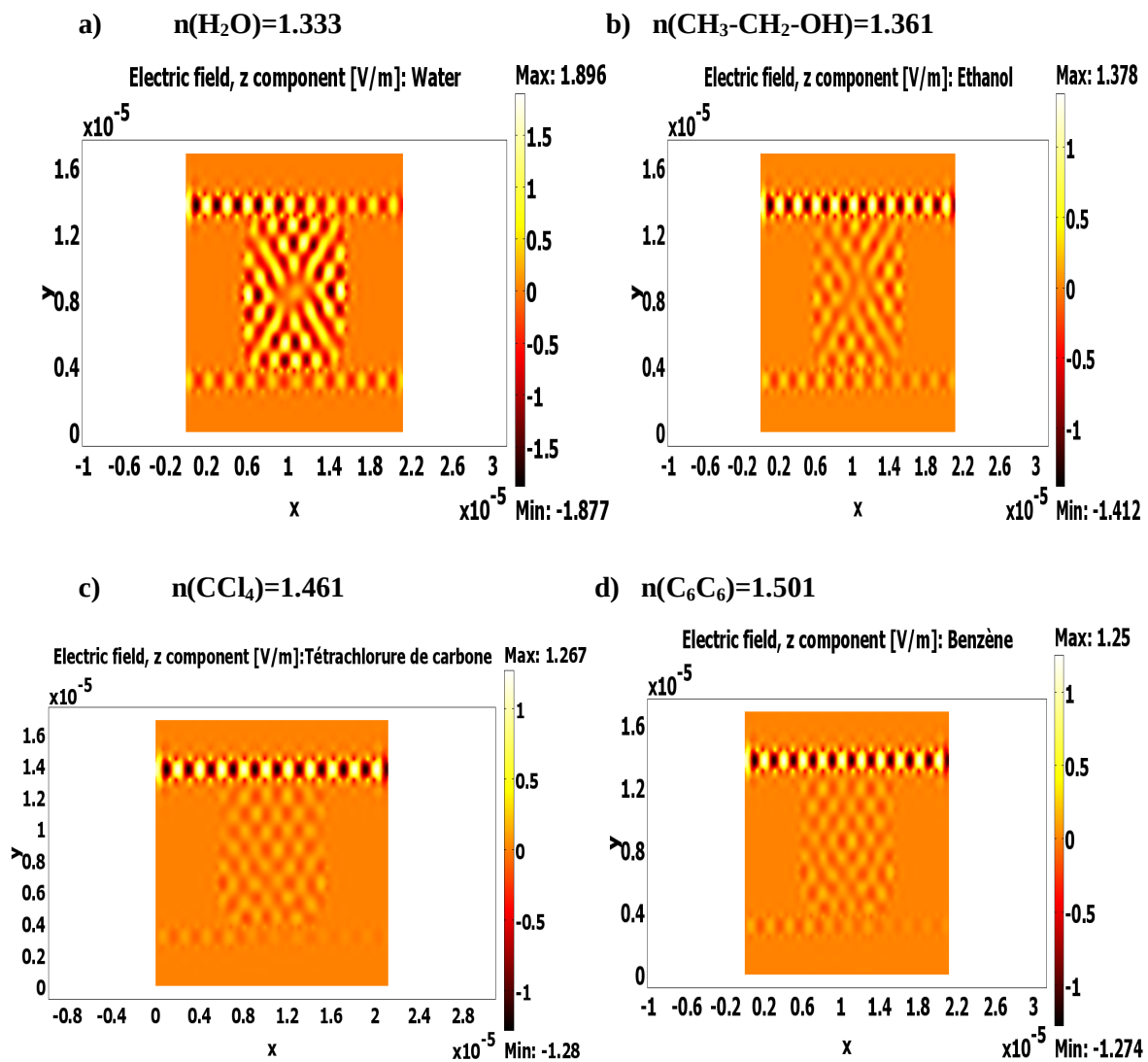


Figure IV.26 Maillage de la structure



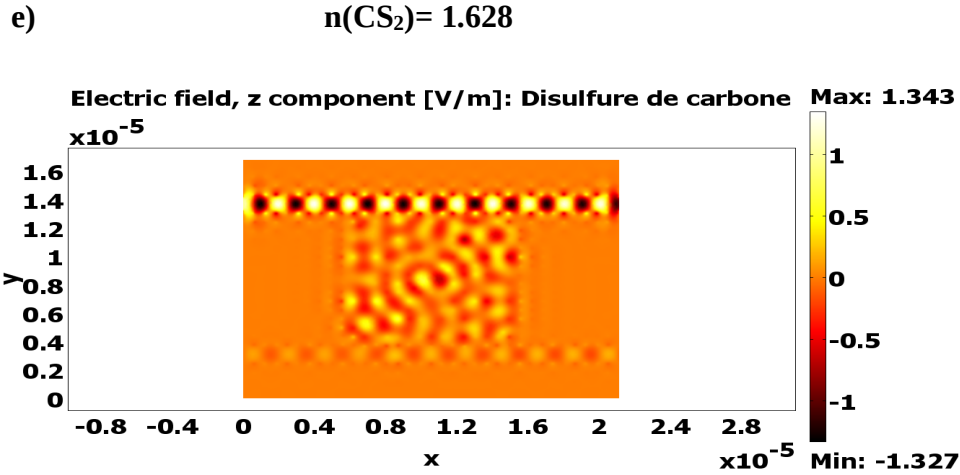


Figure IV.27. La distribution du champ électrique pour différents indices de réfraction de (a) eau (H_2O), (b) éthanol ($\text{CH}_3\text{-CH}_2\text{-OH}$) (c) tétrachlorure de carbone (CCl_4), (d) benzène (C_6H_6) et (e) disulfure de carbone (CS_2) respectivement à $\lambda = 1550 \text{ nm}$

Figure IV.24, affiche trois PBG, un pour le mode TE (zone verte) et les deux pour le mode TM (zone jaune). La gamme de PBG TE ' a/λ ' est $[0,85, 0,86]$ et les PBG TM ont deux gammes, la première ' a/λ ' est $[0,32, 0,44]$ et la seconde est ' a/λ ' est $[0,77, 0,78]$. Seul le premier PBG en mode TM est suffisamment grand pour couvrir les longueurs d'onde suffisantes pour les applications de communication optique. Afin d'avoir une compatibilité maximale avec les gammes de communication optique, nous avons pris $a=623\text{nm}$ où l'étude sera dans la gamme $1415\text{nm} < \lambda < 1946\text{nm}$ en mode TM.

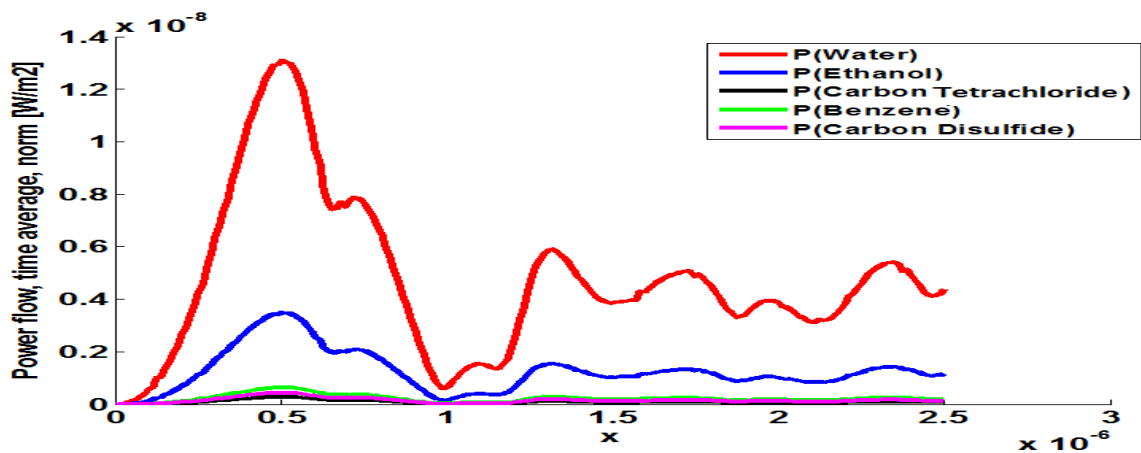


Figure IV.28. Le flux de la norme puissance de: l'eau (H_2O), éthanol ($\text{CH}_3\text{-CH}_2\text{-OH}$), tétrachlorure de carbone (CCl_4), benzène (C_6H_6) et disulfure de carbone (CS_2) par rapport à la ligne transversale

D'après la figure IV.28, le flux de la norme de puissance pour les deux indices de réfraction, l'eau ($n=1,333$) et l'éthanol ($n=1,361$) passera par des maximums. Pour l'eau, nous observons que le plus grand transfert du flux de puissance du port 1 au port 4 atteint un maximum de

13,095nW/m² en fonction de la ligne section transversale à 2,5 μ m, ainsi que pour le cas de l'éthanol qui atteint un débit de puissance moyenne de 3,4958nW/m² pour la même ligne transversale. Ensuite, le tétrachlorure de carbone (n=1,461), le disulfure de carbone (n=1,628) et le benzène (n=1.501) complètent un flux de puissance de faible maximum à 0,2888nW/m², 0,4458 nW/m² et 0,6450nW/m² respectivement, également en fonction de la même ligne de section transversale. Nous résumons que dans cette étude, les deux liquides organiques l'eau et l'éthanol sont beaucoup plus importants en termes de transfert de flux d'énergie vers le port 4 par rapport aux benzène, le disulfure de carbone et le tétrachlorure de carbone où la résonance est maximale pour tous les liquides organiques et que les maximums se coupent dans la même ligne transversale à 2,5 μ m. En plus, la figure IV.29 présente le flux de puissance en fonction de l'indice de réfraction des matériaux utilisés. Nous remarquons que la norme de puissance est importante pour le cas de l'eau et moyenne pour l'éthanol par rapport à leurs indices de réfraction bas. Ensuite, la norme puissance reste basse pour des indices des réfractions moyens comme le benzène, le disulfure de carbone et elle reste presque stable pour un indice de réfraction grand comme le cas de tétrachlorure de carbone.

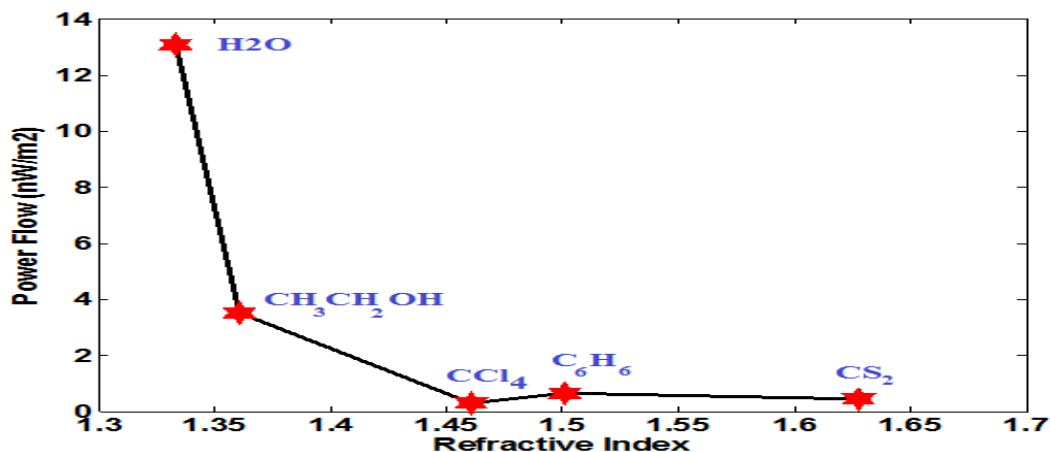


Figure IV.29. Le flux de puissance en fonction de l'indice de réfraction de: eau, éthanol, tétrachlorure de carbone, benzène et disulfure de carbone.

Donc, cet indice de réfraction est un bon paramètre que l'on peut exploiter à la détection dans un biocapteur qui peut opérer dans plusieurs domaines de recherche tels que : la santé, l'environnement... Etc.

IV.3.6. Structure-6 du biocapteur proposé

L'hydrogène est l'élément le plus abondant de l'univers [13] et promet un vecteur d'énergie de remplacement durable, sûr et propre à mesure que la pollution environnementale et

l'épuisement des combustibles fossiles deviennent de plus en plus graves [14]. L'hydrogène est un vecteur d'énergie qui possède les propriétés suivantes: semblable à l'électricité [15,16], flexible et évolutif, à haute capacité énergétique [17], et peut être utilisé dans la pile à combustible sous forme d'hydrogène vert pour produire de l'énergie et de la chaleur de manière propre et efficace dans une large gamme de production et de transport d'énergie dans des applications portables et fixes [17]. Actuellement, pour pouvoir produire de l'hydrogène, la solution consiste à reformer à la vapeur des combustibles fossiles tels que le charbon et le gaz naturel [6]. En contrepartie, le principal inconvénient de ses combustibles fossiles est le réchauffement climatique, la pollution de l'environnement et à cause de cette dernière, il est nécessaire de produire de l'hydrogène à partir de sources renouvelables telles que la biomasse (déchets agricoles, déchets municipaux, algues, etc.), le biogaz, les énergies renouvelables (éoliennes et solaires, etc.), l'énergie nucléaire [13].

Dans cette nouvelle étude, on a proposé une structure d'un canal optique sur un résonateur à anneaux photoniques-2D. La structure est un cristal photonique bidimensionnel composé d'un réseau carré de 31×24 de barres diélectriques immergées dans l'air. L'indice de réfraction des barres est supposé être 3,46 et pour l'air est de 1 avec une constante de réseau $a = 0,875 \mu\text{m}$. Le rayon de tiges de PC parfait (sans défauts) est $r = 0,235a$. Nous avons aussi proposé trois types de liquides d'hydrogène à la résonance, tels que l'hydrogène (H_2), le cyanure d'hydrogène (HCN) et le disulfure d'hydrogène (H_2S) avec un indice de réfraction de 1,1096, 1,26136 et 1,460 respectivement. Seuls le rayon (r) des tiges et la constante de réseau (a) sont fixés respectivement à 205,625nm et $0,875 \mu\text{m}$.

Dans ce travail, nous avons utilisé un résonateur en anneau avec deux guides d'ondes pour concevoir un filtre optique; un guide est un bus horizontal, créé en retirant une rangée complète de tiges diélectriques dans la direction Γ -M et le second est un guide d'onde de sortie perpendiculaire créé en retirant quelques tiges dans la direction M-X. L'étape suivante consiste à créer un anneau résonant entre le guide d'ondes du bus et le guide d'ondes de sortie, nous avons d'abord retiré d'un réseau 9×9 de tiges diélectriques à l'endroit approprié quelques tiges pour créer une forme d'anneau. Cette forme est créée par un quasi cristal 16 fois qui est une structure quasi périodique et composé d'un pore d'air central comme tige centrale. Le rayon de la forme d'anneau est le même que le rayon de toutes les autres tiges dans la structure Pc initiale. A partir de cette conception, nous avons trois ports: le port d'entrée: port1, le guide d'ondes de sortie: port2 et également appelé terminal de transmission vers l'avant et le port (3) du guide d'ondes est désigné comme un saut vers l'avant. La forme du cadre entourant l'anneau a le même rayon et le même indice de réfraction que la structure

initiale. De plus, l'indice de réfraction de l'anneau à l'intérieur du résonateur a été modifié pour différents liquides hydrogène tels que H_2 , HCN et H_2S . Les tiges d'indice de réfraction changées sont marquées d'un cercle rouge. Le diagramme schématique final du filtre proposé est illustré à la figure IV.30.

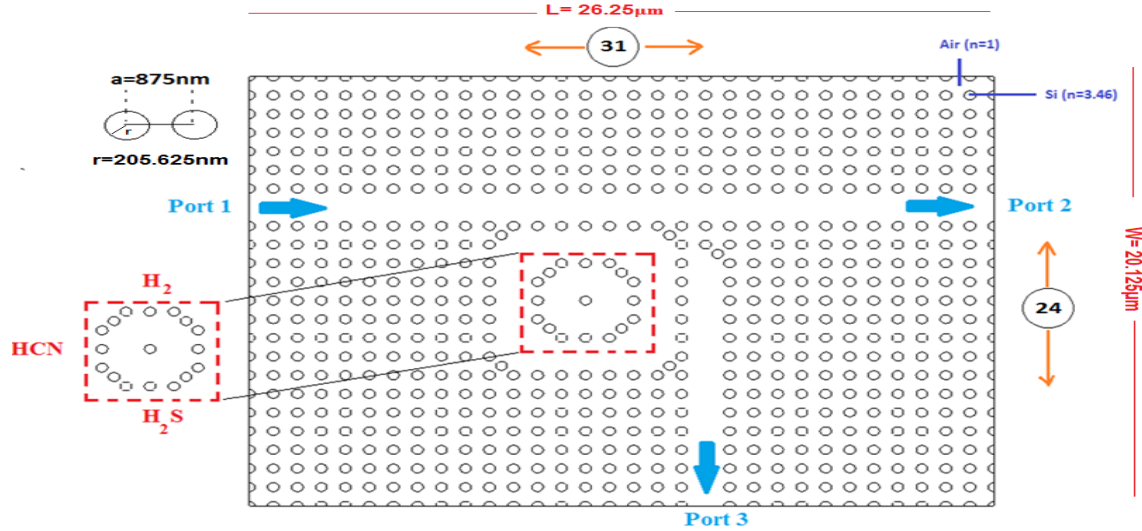


Figure IV.30. Le croquis final de notre structure

Le chemin que prennent les ondes optiques dans la structure va de l'entrée du port (1) à la sortie du port (2), mais il s'avère que pour une longueur d'onde souhaitée, les longueurs d'onde optiques chutent pour laisser tomber le guide d'ondes à travers l'anneau résonant et se diriger vers le port (3). Les PBG du Phc avec les valeurs susmentionnées sont illustrés à la figure IV.31. Cette figure montre quatre PBG, un pour le mode TE (zone violette) et trois pour le mode TM (zone brune).

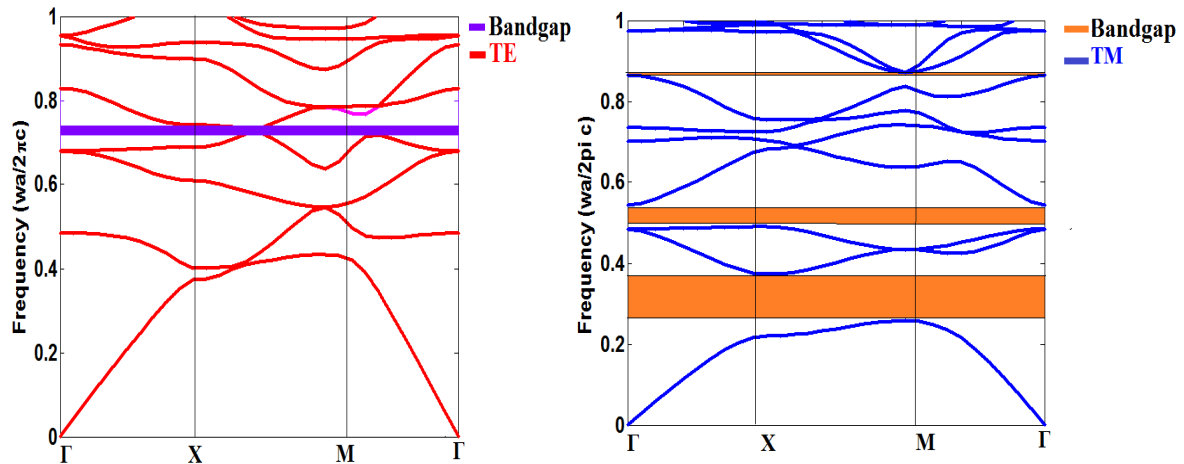


Figure IV.31. La structure de bande de TE & TM pour la structure proposée

La gamme de PBG TE « a/λ » va pour le plus grand TM PBG de 0,2582 à 0,3731 et le PBG moyen de 0,4889 à 0,5446 et le plus petit PBG de 0,8363 à 0,8718. Les PBG TE ont une plage « a/λ » qui va de 0,7241 à 0,7322. Nous avons pris le plus grand PBG en mode TM qui

est suffisamment grand pour couvrir les longueurs d'onde suffisantes pour les applications de communication optique. Afin d'avoir une compatibilité maximale avec les gammes de communication optique, nous avons pris $a=875\text{nm}$ où l'étude sera en $2345\text{nm}<\lambda<3388\text{nm}$ en mode TM.

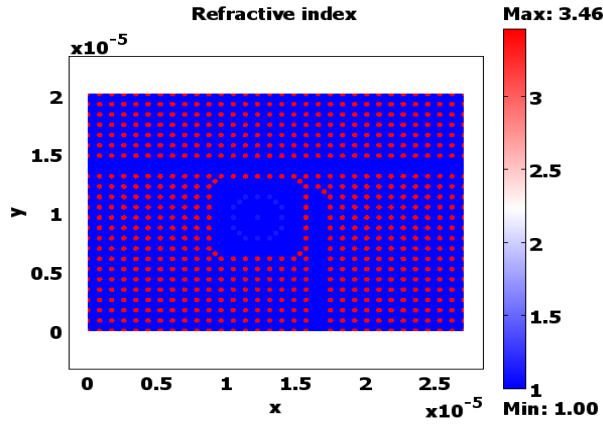


Figure IV.32. La distribution de l'indice de réfraction dans la structure

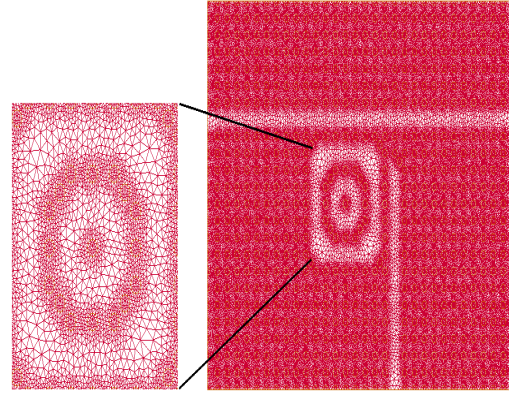


Figure .IV.33. Maillage de la structure

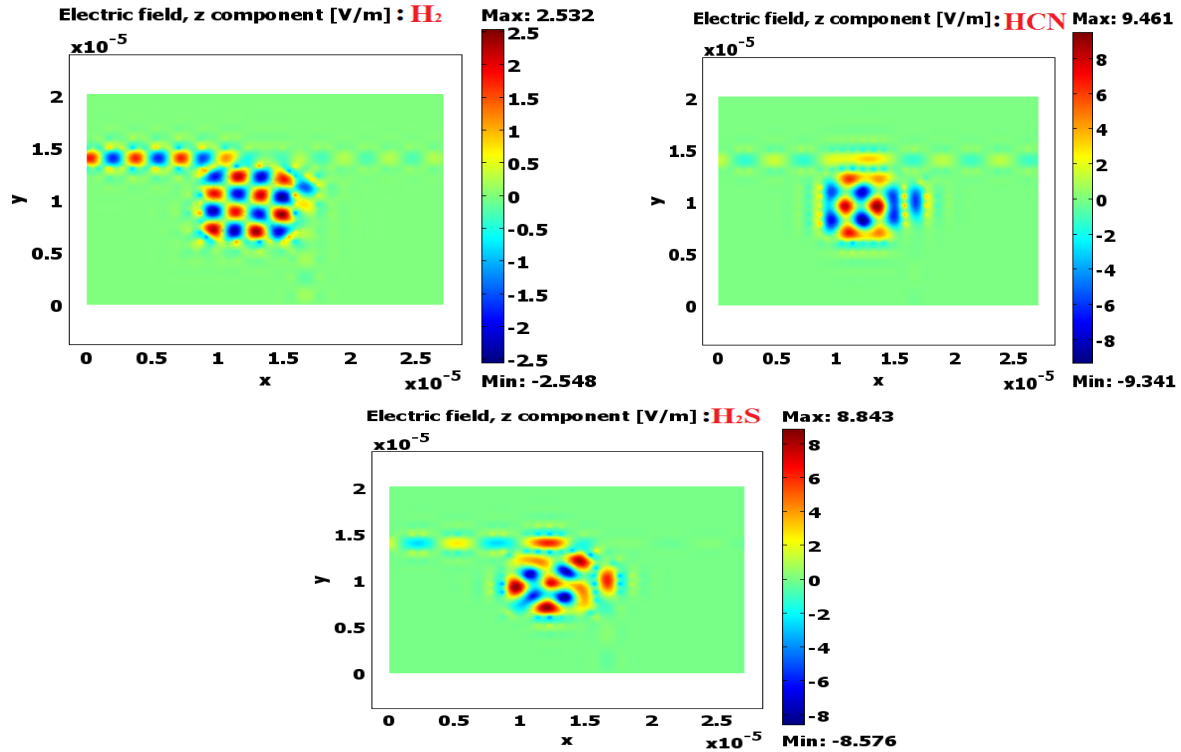


Figure IV.34. Distribution du champ pour différents indices de réfraction de: H_2 , HCN et H_2S à différentes longueurs d'onde de résonance.

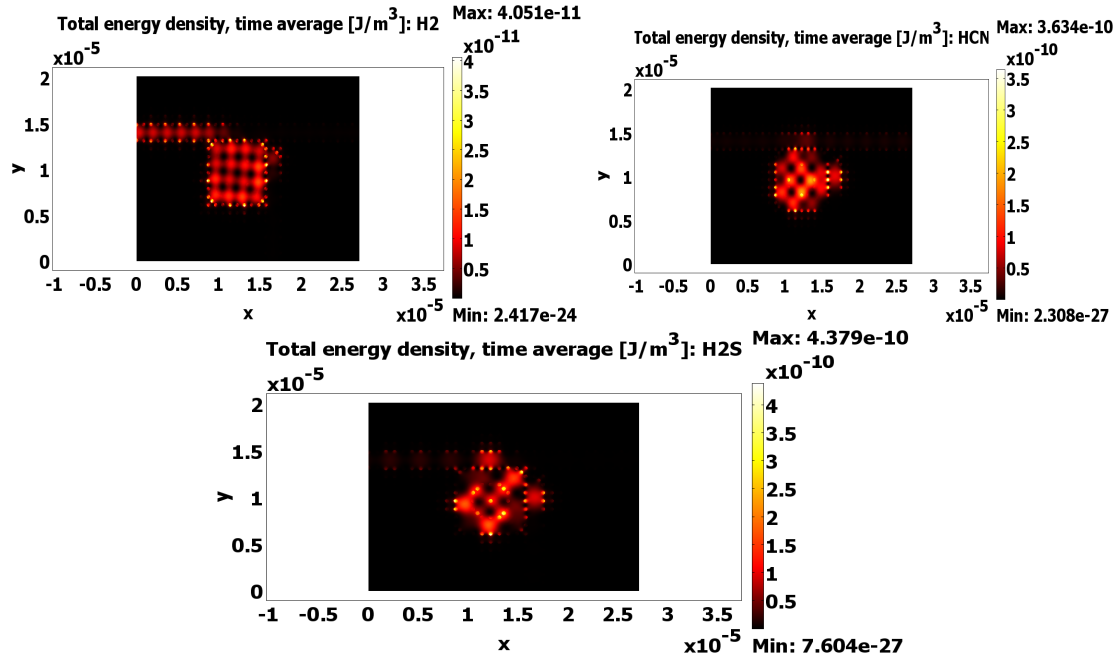


Figure IV.35. Densité énergétique totale pour différents indices de réfraction: H₂, HCN et H₂S à différentes longueurs d'onde de résonance.

Dans cette étude, nous obtenons la bande interdite (TE&TM) puis la distribution de l'indice de réfraction dans l'ensemble de la structure. Ensuite, la distribution du champ électrique et la densité d'énergie totale pour différents indices de réfraction de l'hydrogène liquide (H₂, HCN et H₂S) à différentes longueurs d'onde de résonance. En outre, la densité d'énergie totale en fonction de la section de ligne et enfin, en affichant la densité d'énergie totale en fonction de l'indice de réfraction de: H₂, HCN et H₂S. Toute cette étude est dans une structure de réseau carré à deux dimensions basée sur des cristaux photoniques et le plan de propagation de l'onde électromagnétique est (xz).

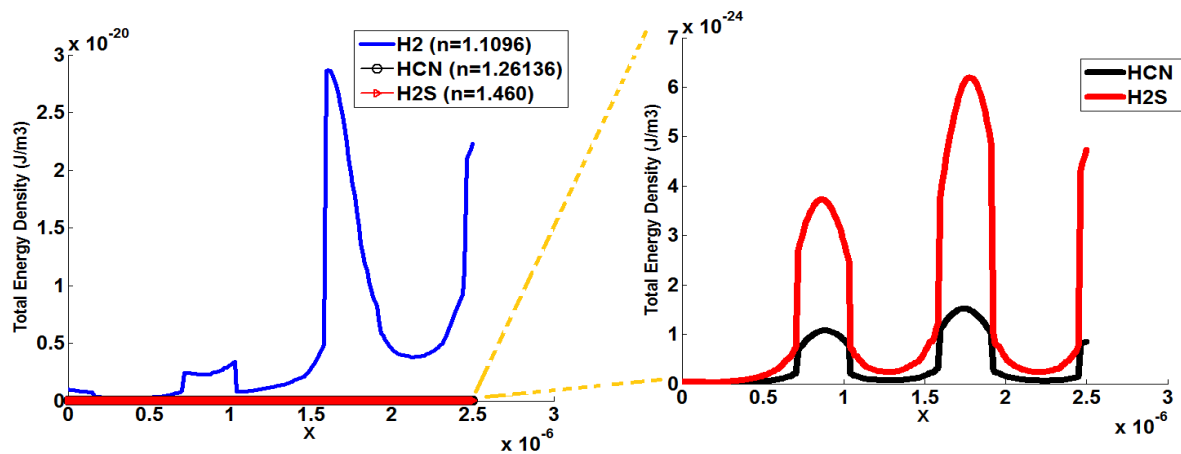


Figure IV.36. Densité énergétique totale pour différents indices de réfraction: hydrogène (H₂), cyanure d'hydrogène (HCN) et sulfure d'hydrogène (H₂S)

La figure IV.32 et figure IV.33 montrent la distribution de l'indice de réfraction avec le maillage le long de la structure pour les trois liquides d'hydrogène (H_2 , HCN et H_2S). Aussi, la figure. IV.34 et figure. IV.35 montrent la propagation du champ électrique et la densité d'énergie totale pour différents liquides d'hydrogène (H_2 , HCN et H_2S) aux longueurs d'onde de résonance qui sont respectivement de 2441,2 nm, 2688,6 nm et 2783,78 nm.

D'après la figure IV.36, on observe que la densité d'énergie totale atteint son maximum pour l'hydrogène (H_2) à $2,87 \times 10^{-20}$ (J/m^3) avec un indice de réfraction de 1,1096 ainsi que pour le cyanure d'hydrogène (HCN), et le sulfure d'hydrogène (H_2S) leur maximum est de $1,52 \times 10^{-24}$, $1,74 \times 10^{-24}$ pour un indice de réfraction de 1,26136, 1,460 respectivement. De plus, nous pouvons voir qu'il y a un fort transfert d'énergie de $104 J/m^3$ entre l'hydrogène (H_2) et les deux autres hydrogènes qui sont plus proches l'un de l'autre, ce qui signifie que la densité énergétique totale de l'hydrogène est plus importante que HCN et H_2S . Ainsi, la dernière figure. IV.37 récapitule cette étude en notant que l'hydrogène liquide est plus présent en termes de densité d'énergie pour un indice de réfraction faible par rapport au cyanure d'hydrogène (HCN) et au sulfure d'hydrogène (H_2S).

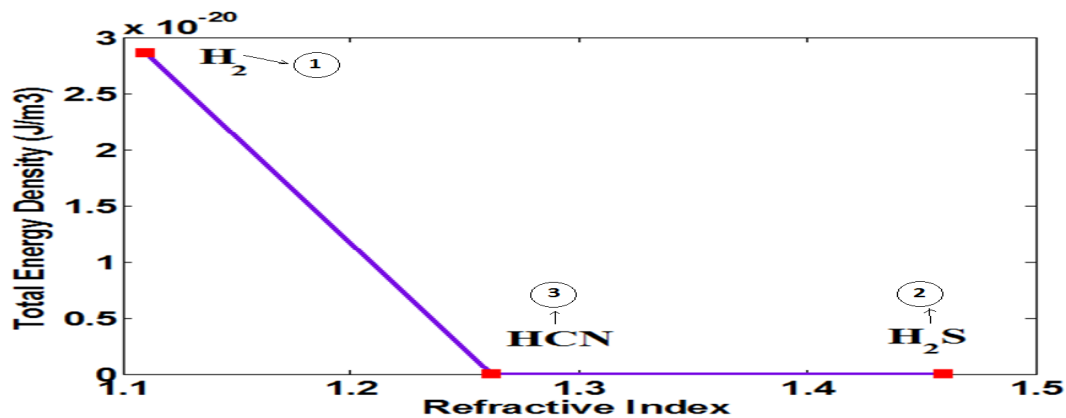


Figure. IV.37 La densité d'énergie totale en fonction de l'indice de réfraction de: H_2 , HCN et H_2S

Donc, pour chaque utilisation d'un indice de réfraction de matériau cela peut influencer la longueur d'onde de résonance. Les trois matériaux hydrogène sont utilisés en phase liquide sur des structures nano-photoniques comme capteurs pour des applications dans les domaines de l'astronautique, de l'industrie, de l'environnement et de la santé.

IV.3.7. Structure-7 du biocapteur proposé

Dans cette nouvelle étude, un nouveau dispositif optique de cristaux photoniques bidimensionnels pour la bio-détection a été proposé. La structure (figure IV.38) est composée

d'un réseau carré 35X28 de tiges diélectriques immergées dans l'air. L'indice de réfraction et le rayon des tiges diélectriques est de 3,46, $r = 0,19 * a$. respectivement, d'où la constante de réseau 'a' égale à 623nm. Après, nous avons créé une forme de résonateur en anneau afin de bâtir un filtre de chute de canal optique au cœur de la structure. L'étude est basée sur la variation de l'indice de réfraction pour les trois matériaux solides comme: le chlorure d'argent (AgCl), l'oxyde de zinc (ZnO), le dioxyde de titane (TiO₂) pour des valeurs d'indices de 2,0668, 2,4 et 2,496 respectivement. Trois paramètres importants doivent être pris en considération qui est: l'indice de réfraction (n), le rayon des tiges (r) et la constante de réseau (a). Dans cette étude, nous avons fixé les paramètres suivants, 'r' à 118,37 nm, 'a' à 623 nm et nous avons modifié 'n'.

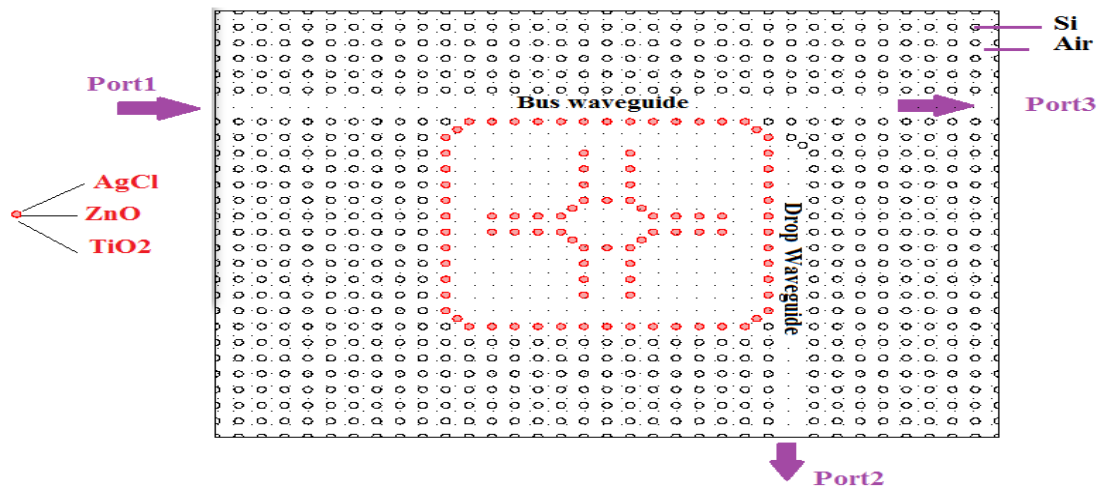


Figure IV.38. Le diagramme schématique de la structure proposée

L'étape suivante consiste à réaliser le filtre proposé dans une plateforme fondamentale en commençons par: le retrait d'une rangée complète de tiges diélectriques dans le sens Γ -M pour créer le guide d'onde du bus. Ensuite, en enlevant quelques tiges dans la direction M-X, nous avons créé le guide d'onde de sortie. Et à la fin, la création d'un anneau résonnant entre le guide d'onde du bus et le guide d'onde de sortie. Le diagramme schématique final de la structure proposée est montré à la figure IV.38.

À $\lambda = 1550$ nm, les résultats numériques montrent la band interdite photonique (figure IV.39), la distribution du champ et le maillage le long de la structure (figure IV.40 et IV.41). De plus, la propagation et la transmission (figure IV.42, IV.43 et IV. 44). Cette bande photonique est extraite par la méthode PWE sous MATLAB et la propagation avec la transmission par la méthode des éléments finis (FEM) via COMSOL.

La figure IV.39., exhibe trois bandes interdites photoniques (PBG). Les deux premiers PBG en mode TM (grille bleue) et un PBG en mode TE (grille verte). Les PBG TM sont dans la

plage $0,289 < a/\lambda < 0,4301$ et $0,7211 < a/\lambda < 0,7544$ et les PBG TE sont dans la plage $0,8243 < a/\lambda < 0,8327$. Nous choisissons le premier PBG en mode TM car il est suffisamment grand pour couvrir les longueurs d'onde suffisantes pour les applications de communication optique. Ensuite, la plage PBG appropriée en mode TM pour la structure PhC se situe entre 1448 nm $< \lambda < 2155$ nm.

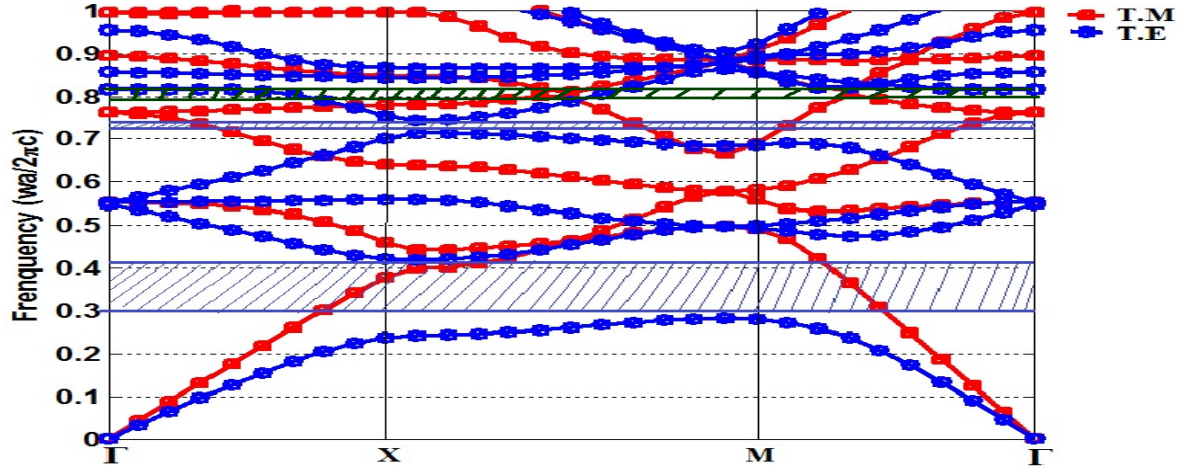


Figure IV.39. Les bandes de diagramme TM et TE du cristal photonique en réseau carré de barres de silicium dans l'air, rayon = 0,19a.

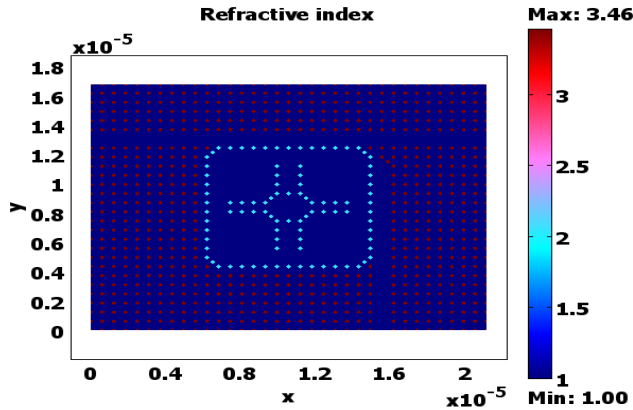


Figure IV.40. La distribution de l'indice de réfraction dans la structure

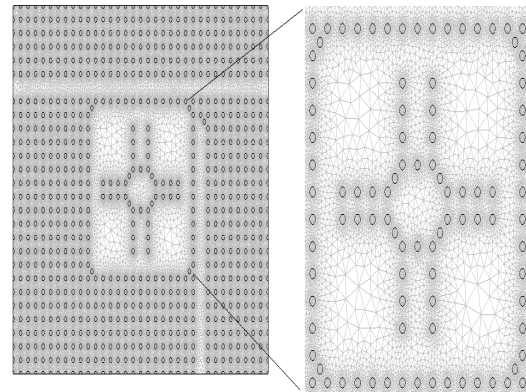


Figure IV.41. Maillage de la structure

Le mécanisme mené par la structure est le suivant: Les ondes optiques pénètrent dans la structure par le port 1, prenez le chemin droit jusqu'au port 2. Cependant, à une longueur d'onde souhaitée, les longueurs d'onde optiques chutent pour faire tomber le guide d'onde à travers l'anneau résonant et se déplacent vers le port 3. En outre, comme le montre la figure IV.38., nous remplaçons et étudions l'indice de la trame entourant le résonateur par trois indices de réfraction qui appartenaient à la famille des matériaux inorganiques (AgCl, ZnO et TiO₂). Les tiges d'indice de réfraction changées sont marquées d'un cercle rouge sur la figure IV.38 et en bleu clair sur la figure IV.40.

Le spectre de transmission sur la figure IV.43 et figure IV.44 opère dans un intervalle de longueur d'onde entre $1,54\mu\text{m}$ et $1,56\mu\text{m}$.

D'après la figure IV.42, la transmission en dB de la structure est représentée par le port 1, le port 2 et le port 3 dont les courbes sont respectivement bleues, vertes et rouges. On voit que pour les différents matériaux utilisés, le coefficient de transmission passe par des maximums.

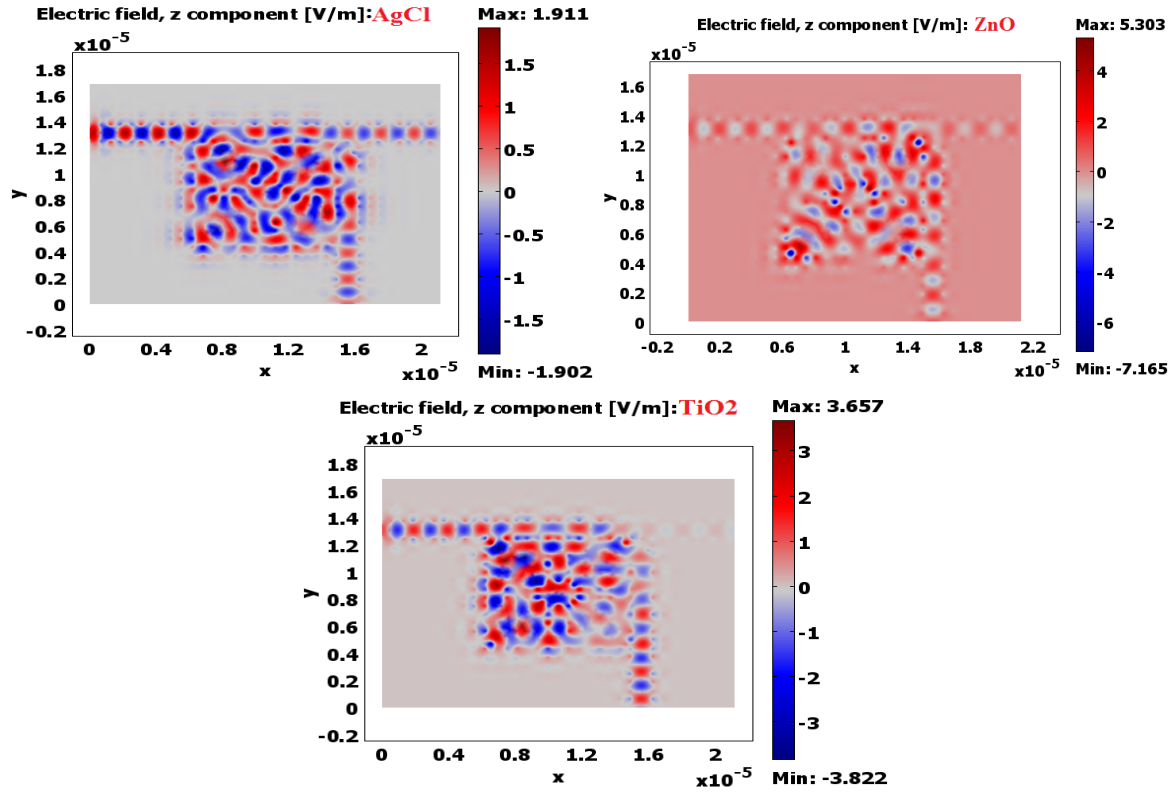
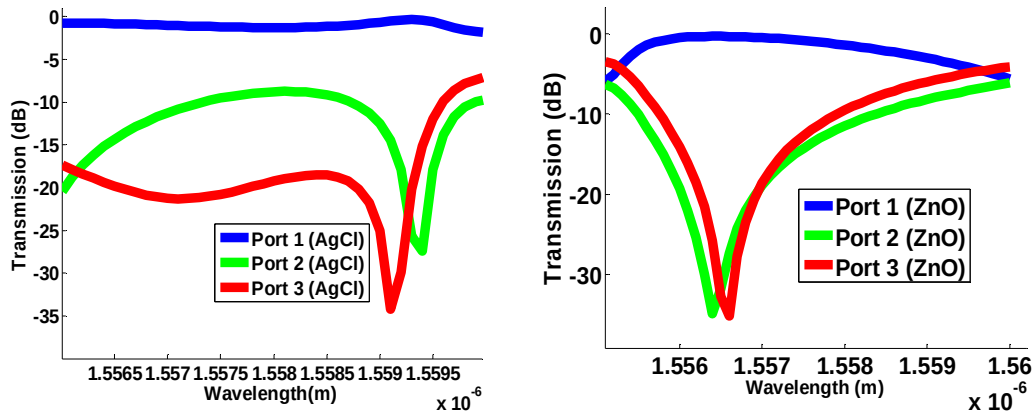


Figure IV.42 La propagation du champ électrique pour différents indices de réfraction de AgCl, ZnO et TiO2 respectivement à $\lambda = 1550\text{nm}$



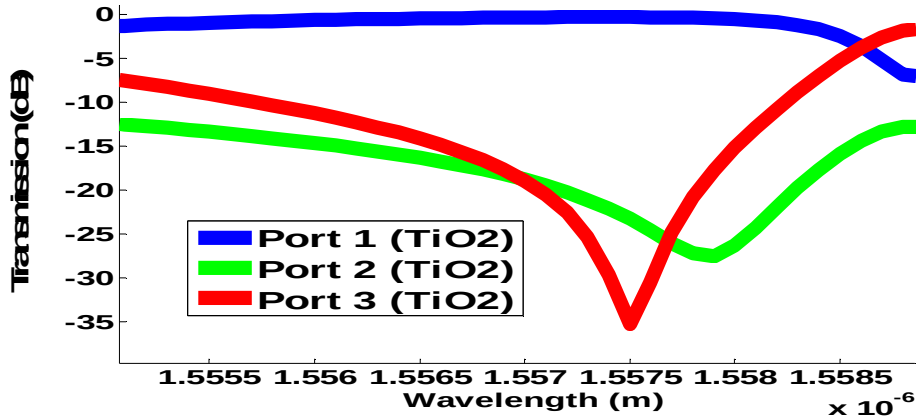


Figure IV.43: Transmission du CDF proposé au port (1, 2, 3) pour différents indices de réfraction (a) AgCl, ZnO (b) et TiO₂ (c) respectivement

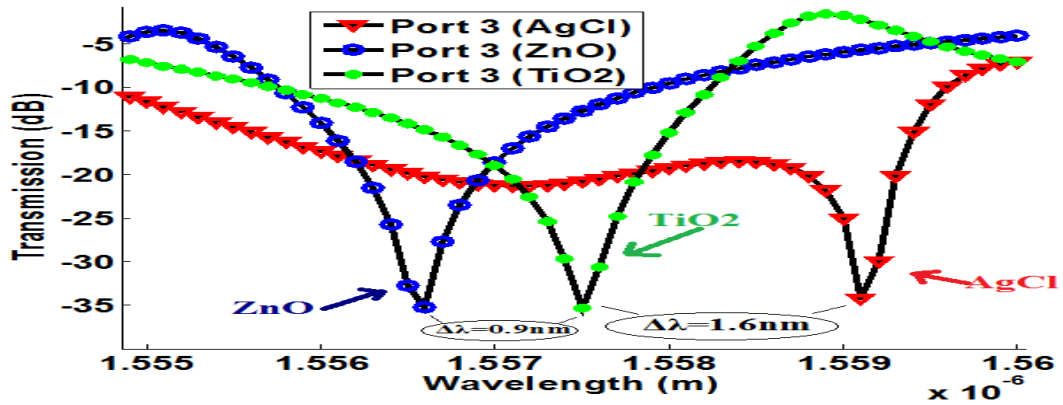


Figure IV.44: Transmission dans le port (3) pour différents indices de réfraction (a) AgCl, ZnO (b) et TiO₂ (c) respectivement

La figure IV.43, représente le coefficient de transmission des trois port1, 2 et 3 pour chaque matériau inorganique utilisé. Depuis cette figure, le coefficient de transmission de AgCl atteint une valeur de -34,2244dB pour une longueur d'onde $\lambda=1559,1\text{nm}$ puis pour le ZnO, achève -35,2163 dB à 1556,6nm et pour le dernier matériau TiO₂, le coefficient de transmission complète une valeur de -35,3276 dB à une longueur d'onde $\lambda=1557,5\text{nm}$.

Pour mieux comprendre les résultats obtenus, nous avons rassemblé sur le même graphe (voir figure IV.44) les trois coefficients de transmission du port 3 des trois matériaux (ZnO, TiO₂ et AgCl) dont leurs maxima est -35,2163dB, -35,3276dB et -34,2244dB respectivement. Nous obtenons une différence en longueur d'onde $\Delta\lambda$ égale à 0,9nm entre (ZnO, TiO₂) et de 1,6nm entre (TiO₂, AgCl). Donc, les résultats obtenus montrent les différents comportements du signal pour les trois matériaux inorganiques utilisés. Ce comportement est dû à la longueur d'onde de résonance du filtre qui dépend de l'indice de réfraction qui change à son tour d'un

matériau à un autre ce qui est traduit par une différence en longueur d'onde $\Delta\lambda$. Cette structure peut être utilisée comme capteur pour la bio-détection.

IV.3.8. Structure-8 du biocapteur proposé

Les capteurs basés sur des cristaux de photonique (PC) bidimensionnels ou des PC dans des anneaux ont été utilisés pour des applications de capteurs de température [18], de capteurs de gaz [19], de capteurs chimiques [20], etc.

Dans le présent travail, nous avons conçu et étudié un capteur bio-alcool à base de cristaux photoniques bidimensionnels dans une structure nanophotonique. Nous avons étudié cinq types de matériaux organiques à résonance tels que le méthanol (CH_3OH), l'éthanol ($\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$), le propanol ($\text{C}_3\text{H}_7\text{OH}$), le butanol ($\text{C}_4\text{H}_9\text{OH}$) et l'alcool propylique amylique ($\text{C}_5\text{H}_{11}\text{OH}$). Cette structure est constituée par un réseau carré 35X28 de tiges immergés dans l'air. L'indice de réfraction des tiges est 3,46 et le rayon des tiges est $r = 0,19 * a$. Où 'a' est la constante de réseau et égale à 423 nm.

Dans la structure suggérée (figure IV.45) nous avons créé une forme de résonateur en anneau au milieu de la structure entre deux guides d'ondes parallèles aux deux coté d'extrémité. Le premier guide d'en haut à gauche est créé par omission de certains tiges dans la direction Γ -M appelé l'entrée du guide d'onde (Port1) et le second guide en bas à droite crée lui aussi en retirant certains tiges dans la direction Γ -M appelé guide d'onde de sortie (Port2) Ensuite, Nous avons retiré certains piliers d'un groupe de tiges 12X12 à l'emplacement approprié pour créer une forme géométrique symétrique de cinq losanges à l'intérieur du résonateur. Le rayon de la forme des cinq losanges à l'intérieur du résonateur est le même que celui de tous les autres piliers de la structure cristalline photonique initiale. Le schéma fonctionnel final de la structure proposée est illustré à la figure IV.45.

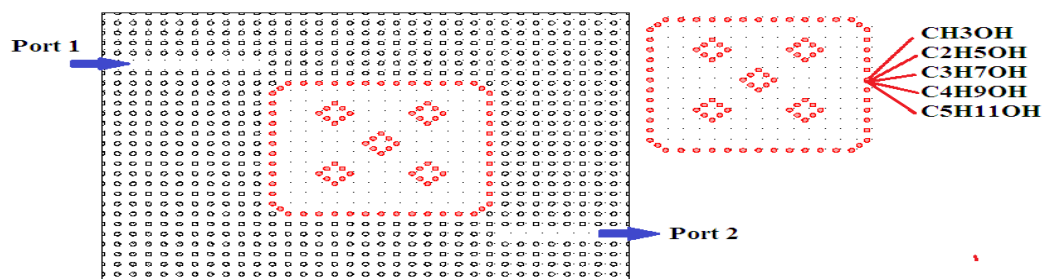


Figure IV.45. La structure initiale proposée sans piliers modifiés

Nos résultats numériques sont obtenus en utilisant MATLAB et COMSOL. Elles montrent le diagramme de bande photonique (PBG), la répartition de l'indice de réfraction avec maillage

le long de la structure ainsi que la propagation du champ électrique et la norme de champ électrique de différents matériaux organiques utilisés à différentes longueurs d'onde de résonance. Nous avons également extrait la norme de flux de puissance aux longueurs d'onde de résonance.

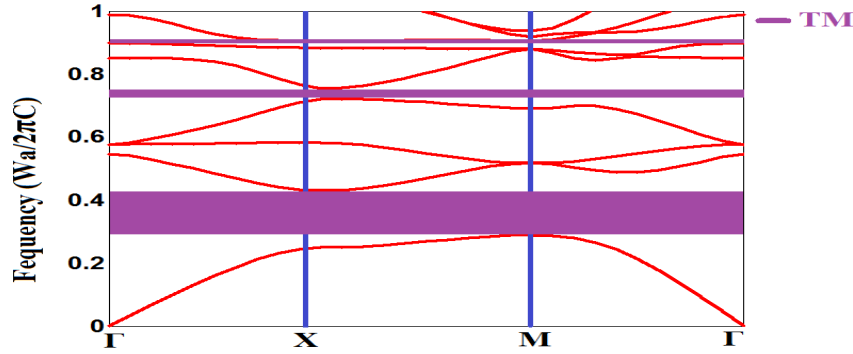


Figure IV.46. La structure de bande pour le mode TM de la structure proposée

La figure IV.46 illustre trois bandes interdites photoniques du mode TM (couleur mauve). Le premier PBG en mode TM est dans l'intervalle de $1146,24\mu\text{m} < \lambda < 1705,88\mu\text{m}$ et le second est en $653,49\mu\text{m} < \lambda < 683,67\mu\text{m}$ et le dernier PBG est dans l'intervalle de $548,93\mu\text{m} < \lambda < 0,8327\mu\text{m}$. Nous choisissons le premier PBG en mode TM car il est suffisamment grand pour couvrir les longueurs d'onde suffisantes pour les applications de communication optique. Ensuite, la plage PBG appropriée en mode TM pour la structure des PhC se situe entre $1146,24\mu\text{m} < \lambda < 1705.880\mu\text{m}$.

La figure IV.47 et la figure IV.48 montrent la distribution de l'indice de réfraction 'n' dans la structure initiale et le maillage respectivement.

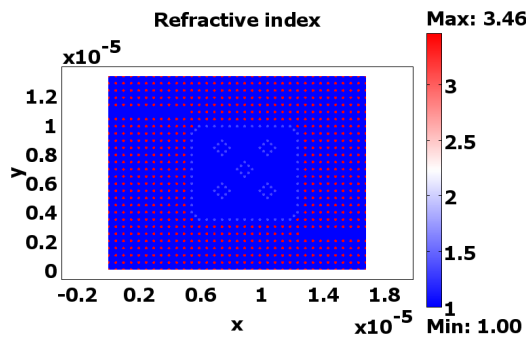


Figure IV.47. La distribution de l'indice de réfraction dans la structure

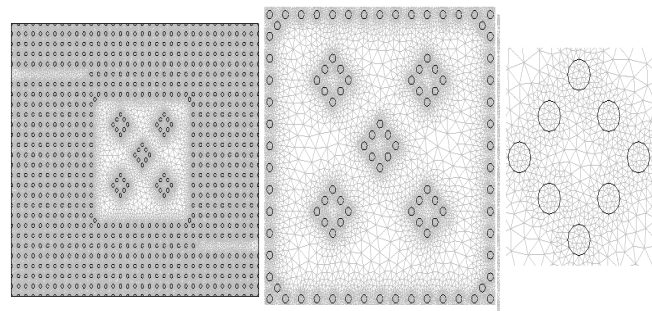


Figure IV.48. La répartition du maillage le long de la structure

La figure IV.49 et la figure IV.50 représentent la distribution de la surface 3D et la norme du champ électrique le long de la structure pour une longueur d'onde de résonance respectivement.

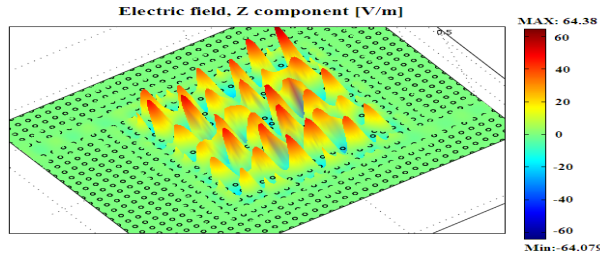


Figure IV.49. Surface 3D de la distribution du champ électrique dans la structure à la résonance

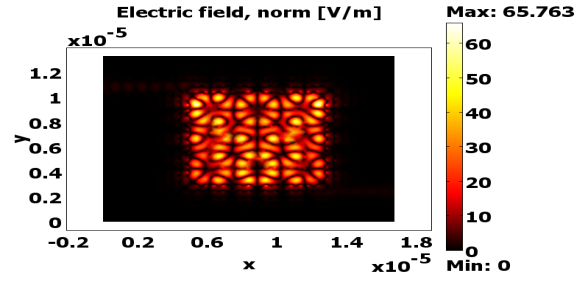
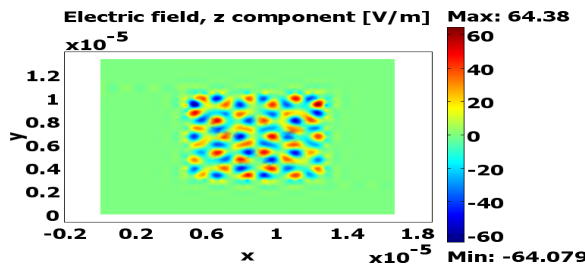


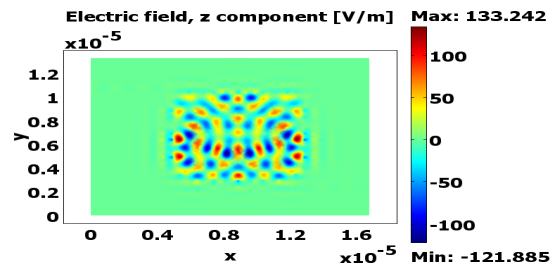
Figure IV.50. La norme du champ électrique dans la structure à une longueur d'onde de résonance

Dans la section suivante, nous présenterons la distribution du champ électrique, la norme de flux de puissance à différentes longueurs d'onde de résonance pour divers matériaux organiques utilisés. La figure IV.51 ((a), (b), (c), (d) et (e)) montre la distribution du champ électrique de différents matériaux organiques le long de la structure pour différentes longueurs d'onde de résonance.

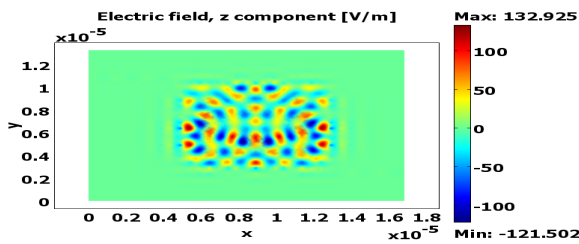
(a) **Methanol:** $\lambda_{\text{résonance}} = 1.221138\mu\text{m}$



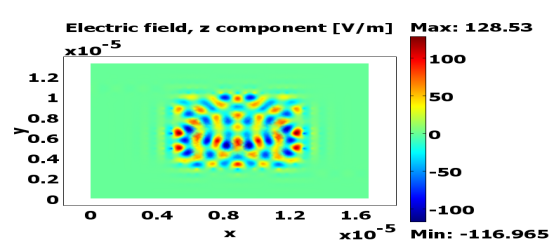
(b) **Ethanol:** $\lambda_{\text{résonance}} = 1.221924\mu\text{m}$



(c) **Propanol:** $\lambda_{\text{résonance}} = 1.223214\mu\text{m}$



(d) **Butanol:** $\lambda_{\text{résonance}} = 1.225124\mu\text{m}$



(e) **Propanol amy alcohol:** $\lambda_{\text{résonance}} = 1.227930\mu\text{m}$

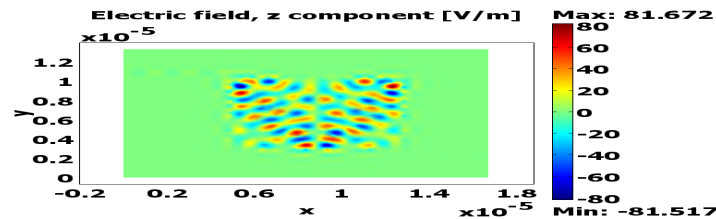


Figure IV.51. Distribution du champ électrique pour différents matériaux organiques : méthanol (CH_3OH) (a), éthanol ($\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$) (b), propanol ($\text{C}_3\text{H}_7\text{OH}$) (c), butanol ($\text{C}_4\text{H}_9\text{OH}$) (d) et alcool propylique amylique ($\text{C}_5\text{H}_{11}\text{OH}$) (e) à différentes longueurs d'onde de résonance

Le résultat suivant de la figure IV.52 montrent la distribution de la norme de flux de puissance à différentes longueurs d'onde de résonance pour les matériaux organiques utilisés, dont l'indice de réfraction est: 1,3256 pour le méthanol (f), 1,3602 pour l'éthanol (g), 1,3750 pour le propanol (h) 1,3968 pour le butanol (i) et 1,4056 pour le propanol amtyl alcool (j).

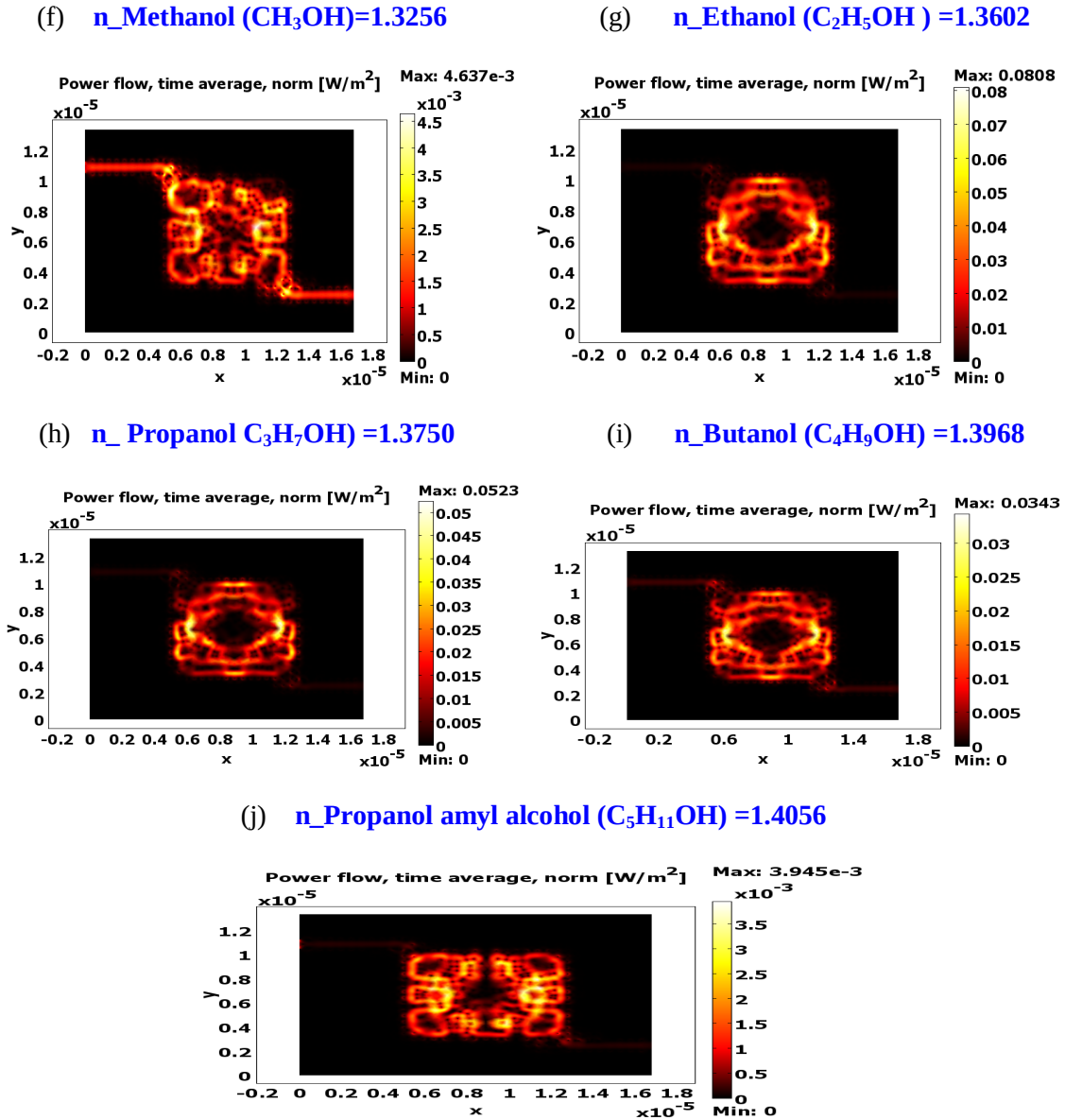


Figure IV.52. Distribution de la norme de puissance pour différent matériaux organiques: (f) méthanol, (g) éthanol, (h) propanol, (i) butanol et (j) propanol amy alcool à différentes longueurs d'onde de résonance

Ensuite, le biocapteur est étudié et analysé à la résonance une fois que les cinq matériaux organiques mentionnés avant sont injecté au cœur du résonateur.

La figure IV.53 présente une ligne de coupe transversale de la norme de flux de puissance pour les divers matériaux organiques décrits ci-dessus.

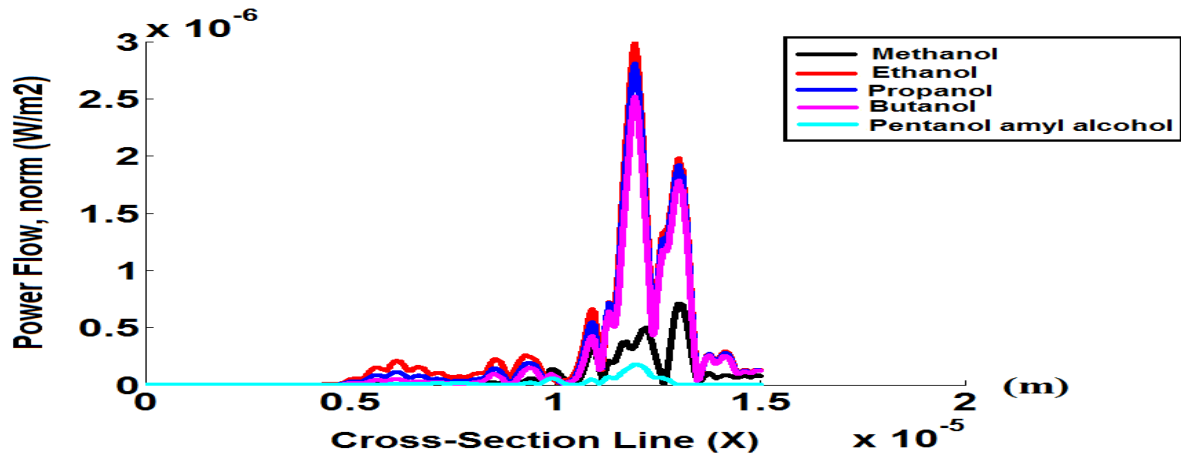


Figure IV.53 La distribution du flux de puissance pour méthanol, éthanol, propanol, butanol et l'alcool propylique amylique à la résonance en fonction de la ligne de coupe transversale.

Sur cette figure IV.54, on remarque que le flux de puissance atteint son maximum pour l'éthanol(C_2H_5OH), le propanol(C_3H_7OH) et le butanol(C_4H_9OH) à $2.988\mu W/m^2$, $2.806\mu W/m^2$ et $2.521\mu W/m^2$ avec un indice de réfraction de 1,3602, 1,3750 et 1,3968 respectivement. En revanche, un maximum moyen est observé pour le méthanol (CH_3OH) qui a une valeur d'indice de réfraction 1,3256 pour la moyenne maximale du flux de puissance à $0.5009\mu W/m^2$ et le plus bas maximum d'alcool propanol-Amy ($C_5H_{11}OH$) pour un indice de réfraction de 1,4056 est de $0.1793\mu W/m^2$. Cela signifie qu'en présence des trois matériaux organiques (éthanol, propanol et butanol), le transfert de la norme de flux de puissance depuis le Port1 à la résonance dans le résonateur est plus important qu'en présence du méthanol et d'alcool propanol-amylique qui sont tous en fonction de la coupe ligne transversale à $11,94\mu m$.

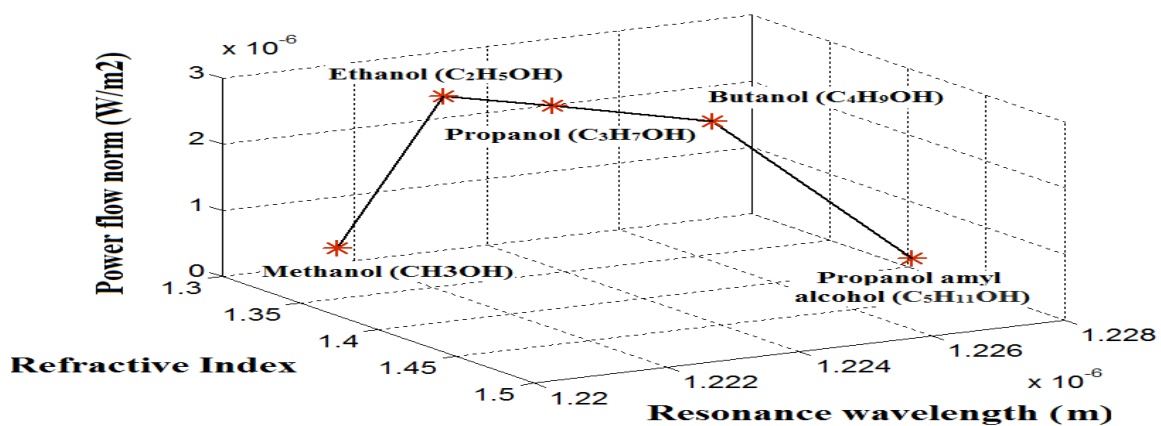


Figure IV.54. Norme de flux de puissance: méthanol (CH_3OH), éthanol (C_2H_5OH)) propanol (C_3H_7OH), butanol (C_4H_9OH) et propanol alcool amylique ($C_5H_{11}OH$) par rapport à l'indice de réfraction et à la longueur d'onde de résonance

La figure IV.54 résume le résultat obtenu en figure IV.53 qui compare à la fois le degré de comportement de la norme de flux de puissance du biocapteur en fonction de l'indice de réfraction des matériaux organiques utilisés et de la longueur d'onde de résonance.

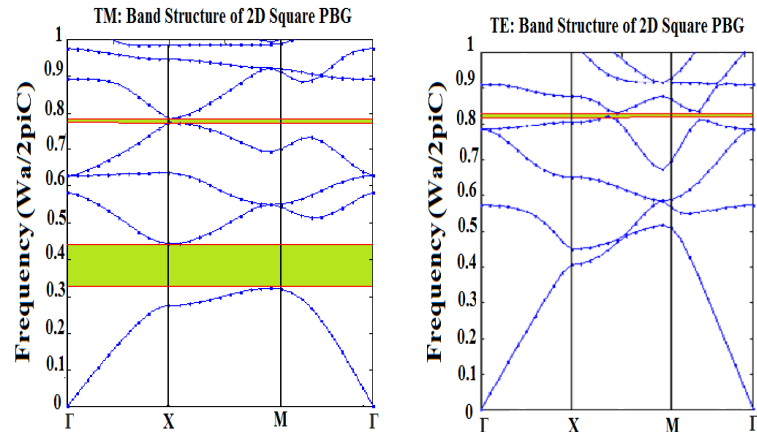
D'une part, on note que le trio, éthanol, propanol et butanol en termes de norme de flux de puissance est extrêmement important qui achèvent des résonances de 1,22192 μm , 1,22321 μm , 1,22512 μm avec des indices de réfraction de 1,3602, 1,3750 et 1,3968 respectivement.

En revanche, on observe que la norme du flux de puissance est plus faible pour les deux matières organiques (méthanol et alcool propylique amylique) qui ont l'indice de réfraction, le plus bas (1,3256) et le plus élevé (1,4056) sachant que leur longueur d'onde de résonance sont respectivement de 1,221138 μm et 1,22793 μm . Ce biocapteur peut être utilisé dans des domaines de recherche, notamment la santé, l'industrie, l'environnement et le développement durable.

IV.3.9. Structure-9 du biocapteur proposé

Tout d'abord et avant de concevoir une nouvelle structure à cristaux photoniques bidimensionnels, nous devons définir la région PBG en utilisant les calculs de valeurs propres à travers la méthode des ondes planes (PWE). Cette structure de bandes présentée à la figure IV.55 fournit le plus grand PBG pour TM que TE.

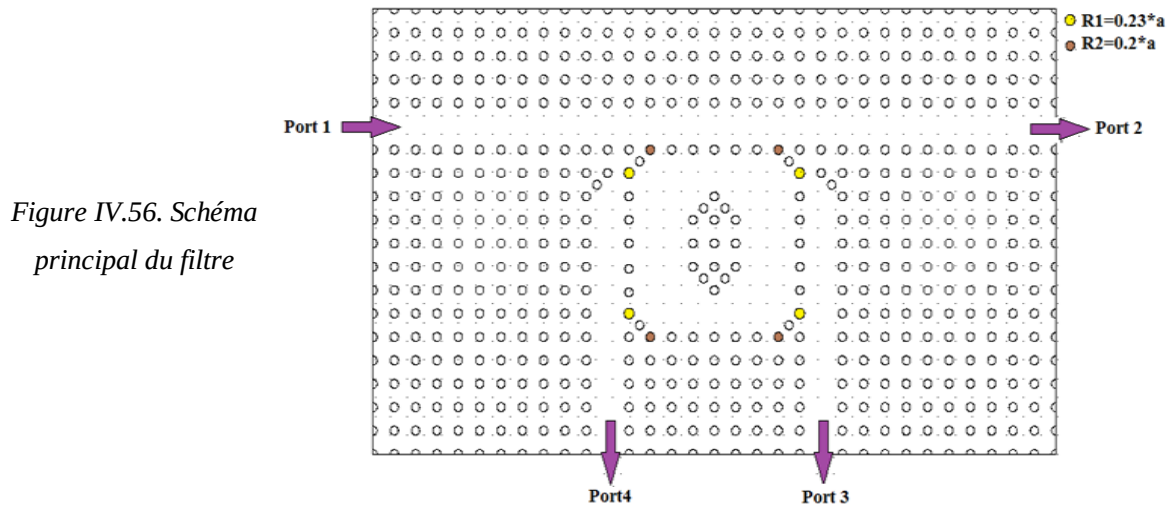
Figure IV.55. Diagramme de bandes TM (à gauche) et TE (à droite) du cristal photonique en réseau carré de barres de silicium dans l'air, rayon = 0,19a



D'après la figure ci-dessus, nous remarquons que notre structure affiche trois PBG. Les deux premiers PBG en mode TM (zone verte à gauche) et un PBG en mode TE (zone verte à droite). Les TM PBG sont dans la plage $0,289 < a/\lambda < 0,4301$ et $0,7211 < a/\lambda < 0,7544$ et les TE PBG sont dans la plage $0,8243 < a/\lambda < 0,8327$. Seul le premier PBG en mode TM est suffisamment grand pour couvrir les longueurs d'onde suffisantes pour les applications de communication optique. Nous choisissons la constante de réseau $a=623\text{nm}$ afin d'avoir une

compatibilité maximale avec les plages de communication optique. Ensuite, le PBG approprié de notre structure PhC initiale sera dans la plage $1448,5 \text{ nm} < \lambda < 2155,7 \text{ nm}$ en mode TM.

L'étape suivante consiste à réaliser le filtre proposé dans une plate-forme fondamentale. C'est un filtre de chute de canal optique (CDF) basé sur un anneau de cristal photonique 2D qui est un résonateur (PCRR). Donc, ce filtre est constitué d'un réseau carré de 33×20 de barres diélectriques cylindriques en silicium (Si) immergées dans l'air. L'indice de réfraction des barres est 3,46 et leurs rayon est $r = 0,19a$ avec $a = 623 \text{ nm}$ (a , est la constante du réseau).



Ensuite, en supprimant une rangée complète de tiges diélectriques dans la direction Γ -M pour créer le guide d'onde du bus puis, en retirant quelques tiges dans la direction M-X, nous avons créé le guide d'onde de sortie. Après avoir créé un anneau résonant entre le guide d'ondes du bus et les deux guides d'ondes de sortie, nous avons d'abord retiré d'un réseau 7×7 de tiges diélectriques à l'endroit approprié quelques tiges pour créer une forme de cellule. Cette forme de cellule est créée par un quasi cristal de 15 fois qui est une structure quasi périodique et composé comme une cellule de tige centrale. Le rayon de la forme cellulaire est le même que le rayon de toutes les autres tiges dans la structure Pc initiale. Le diagramme schématique final du filtre proposé est illustré à la figure IV.56.

Semblable à tout autre CDF basé sur PCRR, notre filtre proposé a 4 ports: le port d'entrée dans le côté gauche du guide d'onde supérieur (bus) est marqué comme port (1) tandis que le guide d'onde de sortie est marqué comme port (2) et appelé comme terminal de transmission directe. Le port (3) et (4) du guide d'ondes est dénommé "drop down". Les ondes optiques entrent dans la structure par le port (1) et en sortent par le port (2), mais à la longueur d'onde souhaitée, les longueurs d'onde optiques chutent pour faire tomber le guide d'ondes à travers l'anneau résonant et se diriger vers le port (4). La forme cellulaire a un rayon et un indice de réfraction similaires que la structure initiale. De plus, comme illustré sur la figure IV.56, nous

avons augmenté le rayon de huit tiges diélectriques autour du résonateur, pour améliorer l'efficacité de chute de la lumière en diminuant les pertes courbées. Ces tiges sont marquées d'un cercle marron et jaune et leur rayon est respectivement $R_1=0,23a$ et $R_2=0,2a$.

Nos objectifs sont de calculer la sensibilité et le facteur Q simultanément et en général les deux paramètres montrent une tendance opposée. La sensibilité (S) est la ration du changement obtenu est la longueur d'onde de résonance due au changement de l'indice de réfraction. La sensibilité doit être mesurée en nm / RIU.

$$S = \frac{\Delta \lambda}{\Delta n} \quad (IV.1)$$

Où $\Delta \lambda$ est un changement de longueur d'onde résonante et Δn est un changement d'indice de réfraction. Le facteur de qualité (Q) est défini comme la ration de la longueur d'onde de résonance obtenue pour changer la longueur d'onde à pleine largeur et demi maximum (FWHM).

$$Q = \lambda(\text{resonant}) / \Delta \lambda(\text{FWHM}) \quad (IV.2)$$

$\Delta \lambda$ (FWHM) est la différence de longueurs d'onde obtenues à FWHM [21].

Dans ce cas, le logiciel COMSOL basé sur la méthode FEM, est utilisée pour étudier l'influence de l'indice de réfraction 'n', la taille du rayon 'r' et la constante de réseau 'a' sur la bande interdite PBG. On note que cette méthode est très efficace et de bonne précision notamment pour des structures à constante diélectrique périodique. La méthode des éléments finis (FEM) de COMSOL Multiphysics a été utilisée pour simuler la transmission et la distribution du champ dans les structures des cristaux photoniques en fonction de la longueur d'onde. La distribution de l'indice de réfraction avec maillage dans la structure est montrée sur la figure IV.57 et la figure IV.58 respectivement.

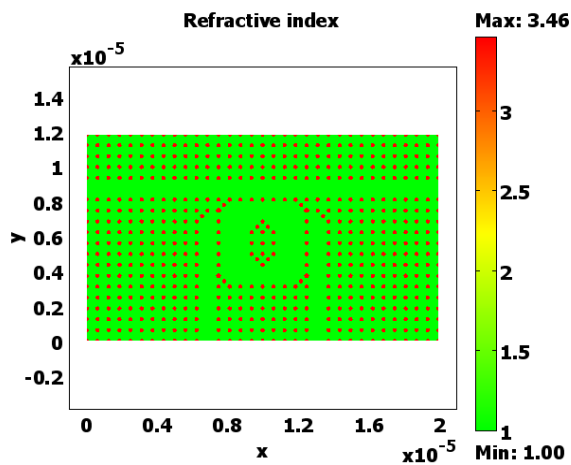


Figure IV.57. Répartition d'indice de réfraction

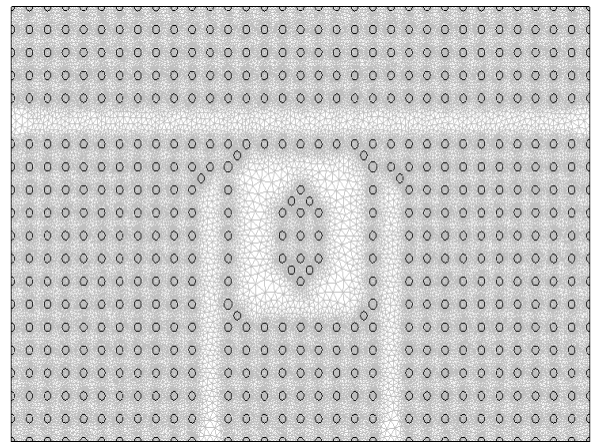


Figure IV.58. Maillage de la structure

La distribution de l'onde optique à l'intérieur de la structure pour différentes longueurs d'onde est représentée sur la figure IV.59. Dans la figure IV.59 (a), à $\lambda=1491,7\text{nm}$, nous pouvons facilement voir que les maxima d'intensité électriques dans la direction x sont rapprochés les uns aux autres. Figure IV.59 (b), à $\lambda=1530\text{nm}$ les ondes optiques dues à la fonction de chute de l'anneau résonant chuteront pour laisser tomber le guide d'ondes et se déplaceront vers les ports (3) et (4) cependant, dans la figure IV.59 (c) à $\lambda=1568\text{nm}$, les ondes optiques ne chuteront pas pour laisser tomber le guide d'ondes et se déplaceront uniquement vers le port (2) car leurs longueurs d'onde centrales ne coïncident pas avec la longueur d'onde de chute de la structure. Pour le moment, nous allons étudier l'effet de différents paramètres sur le spectre de sortie du filtre.

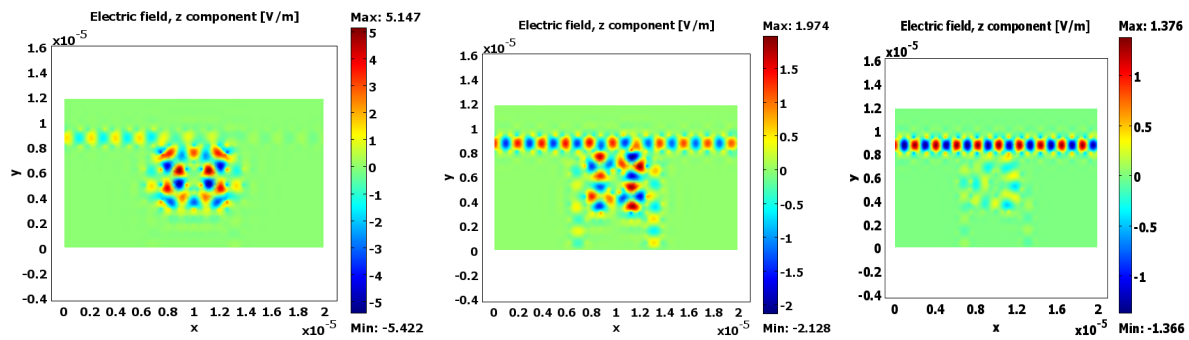


Figure. IV.59. Distribution du CDF proposé pour, $\lambda = 1491,7\text{ nm}$ à (a), 1530 nm à (b) et 1568 nm à (c)

Ensuite, nous allons étudier l'indice de réfraction des barreaux diélectriques. Afin de séparer l'effet de la constante diélectrique des autres paramètres, nous supposons que tous les autres paramètres tels que le rayon des tiges, rayon des tiges de noyau et la constante de réseau du noyau sont constants. Après cela, obtenir les spectres de sortie du filtre pour différentes valeurs d'indice de réfraction. Les spectres de sortie du filtre aux ports (3) et (4) pour cinq valeurs différentes de l'indice de réfraction «n» sont présentés sur la figure IV.60. Sur cette figure en augmentant l'indice de réfraction, nous observons un petit décalage dans la longueur d'onde de sortie du filtre proposé. La spécification détaillée des longueurs d'onde de sortie pour différents indices de réfraction est répertoriée dans le tableau IV.3.a et le tableau IV.3.b. pour les ports 3 et 4 respectivement. En augmentant l'indice de réfraction, la largeur de bande diminue, donc le facteur de qualité augmente. La sensibilité est approximativement constante pour différentes valeurs d'indice de réfraction.

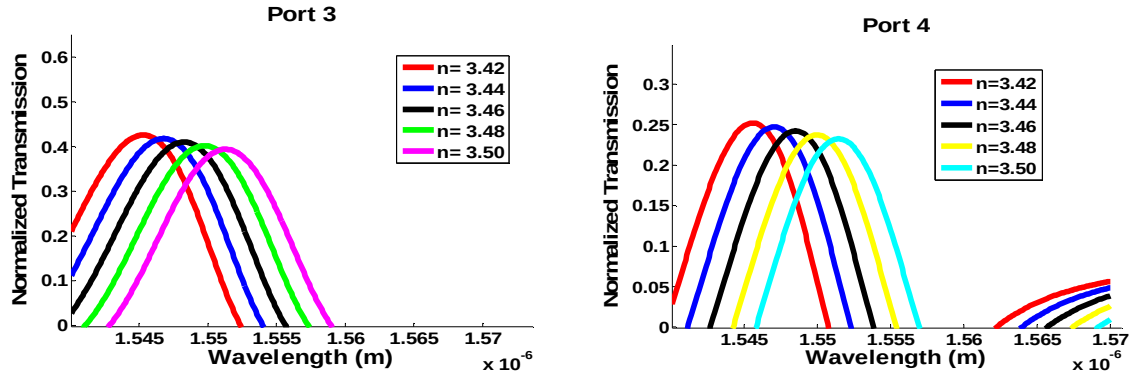


Figure IV.60. Spectres de sortie de la structure aux ports 3 et 4 pour différentes valeurs de n

n	λ (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	Q	$S(\text{nm/RIU})$
3.42	1545.3	9.6	160	75
3.44	1546.8	9.5	162	75
3.46	1548.3	9.6	161	75
3.48	1549.8	9.5	162	75
3.50	1551.3	9.5	163	75

Tableau IV.3.a. Port .3 : Paramètres significatifs du CDF proposé pour différentes valeurs de n .

n	λ (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	Q	$S(\text{nm/RIU})$
3.42	1545.6	7.3	211	70
3.44	1547.0	7.7	211	70
3.46	1548.5	7.3	212	75
3.48	1550.0	7.3	212	75
3.50	1551.4	7.3	212	70

Tableau IV.3.b. Port .4 : Paramètres significatifs du CDF proposé pour différentes valeurs de n .

La figure IV.61 montre les spectres de sortie du filtre aux ports (3) et (4) pour différents rayons ' r ' des barres diélectriques. Ici, nous avons supposé que tous les autres paramètres tels que l'indice de réfraction (n), la constante du réseau ' a ' et le rayon des tiges de noyau sont constants. Selon la figure IV.61 en augmentant le rayon on observe aussi un décalage dans la longueur d'onde de sortie du filtre proposé. La spécification détaillée des longueurs d'onde de sortie pour différents rayons est répertoriée dans le tableau IV.4.a et le tableau IV.4.b aux ports 3 et 4 respectivement.

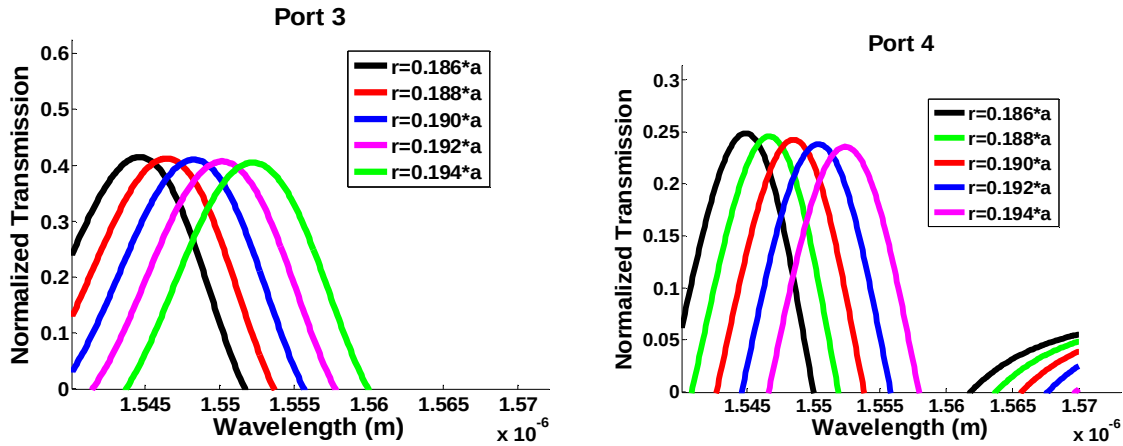


Figure IV.61. Spectres de sortie de la structure aux ports 3 et 4 pour différentes valeurs de r

r (nm)	λ (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	Q
0.186a	1544.6	9.0	171
0.188a	1546.4	9.4	164
0.190a	1548.3	9.6	161
0.192a	1550.2	9.6	161
0.194a	1552.2	9.8	158

Tableau IV.4.a. Port .3 : Paramètres significatifs du CDF proposé pour différentes valeurs de r .

r (nm)	λ (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	Q
0.186a	1544.9	7.1	217
0.188a	1546.7	7.2	214
0.190a	1548.5	7.3	212
0.192a	1550.4	7.4	209
0.194a	1552.4	7.5	206

Tableau IV.4.b. Port .4 Paramètres significatifs du CDF proposé pour différentes valeurs de r .

Après avoir travaillé sur l'effet de la structure fondamentale, nous étudierons l'effet des paramètres de base sur la longueur d'onde de sortie du filtre. La figure IV.62 présente les spectres de sortie aux ports (3) et (4) pour différentes valeurs de 'a'. Comme nous pouvons l'observer, si la constante de réseau «a» de la structure est modifiée, un effet similaire peut être obtenu sur la longueur d'onde de résonance et les caractéristiques du spectre de sortie du CDF. Le décalage de la longueur d'onde résonante vers des longueurs d'onde supérieures est clairement illustré sur la figure IV.62. La sensibilité pour différentes constantes de réseau reste approximativement constante. La spécification détaillée des longueurs d'onde de sortie pour différents rayons des tiges de noyau est répertoriée dans le tableau IV.5.a et le tableau IV.5.b aux ports 3 et 4 respectivement.

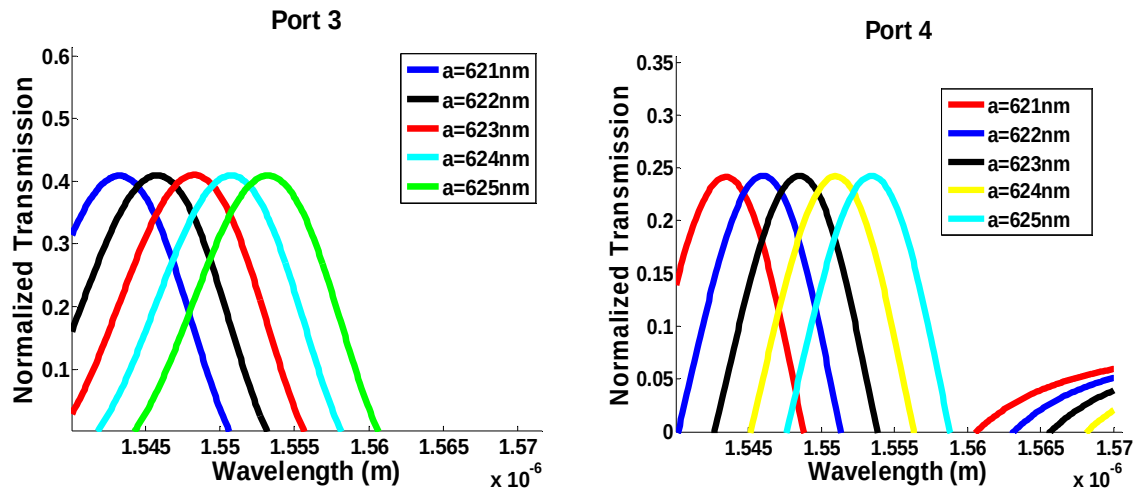


Figure IV.62. Spectres de sortie de la structure au port 3 et au port 4 pour différentes valeurs de a

$a(\text{nm})$	$\lambda (\text{nm})$	$\Delta\lambda (\text{nm})$	Q
621	1543.2	9.0	171
622	1545.8	9.5	162
623	1548.3	9.5	162
624	1550.7	10.6	146
625	1553.2	9.5	163

Tableau IV.5.a. Port .3 Paramètres significatifs du CDF proposé pour différentes valeurs de a .

$a(\text{nm})$	$\lambda (\text{nm})$	$\Delta\lambda (\text{nm})$	Q
621	1543.2	7.0	220
622	1546.0	7.3	211
623	1548.5	7.3	212
624	1551.0	7.3	212
625	1553.4	7.3	212

Tableau IV.5.b Port .4 Paramètres significatifs du CDF proposé pour différentes valeurs de a .

Dans cette, une nouvelle structure d'un filtre de chute de canal basé sur PhCRR.2D a été proposée. Les résultats de nos simulations à l'aide de COMSOL Multiphysics fournissent un facteur de qualité et une sensibilité moyens, tandis que sa conception est beaucoup plus simple. Les résultats montrent aussi que la longueur d'onde de résonance du filtre dépend de trois paramètres importants qui sont: l'indice de réfraction (n), la constante de réseau (a) et le rayon des tiges de structure fondamentale (r) qui peuvent à leur tour influencer la sensibilité et le facteur de qualité du capteur. De telles structures ont la capacité d'être intégrées à l'avenir comme capteur pour des applications de détection.

IV.3.10. Structure-10 du biocapteur proposé

Les biocapteurs optiques ont attiré beaucoup d'attention ces derniers temps [22]. Ce sont de nombreux outils de détection et d'analyse puissants qui ont de nombreuses applications dans les secteurs de la santé, de l'industrie pharmaceutique, de la surveillance environnementale et

de la transformation des aliments. De nombreuses techniques de détection ne s'adaptent pas facilement au laboratoire sur des systèmes de type puce en raison de leur besoin d'une grande zone de détection de l'ordre du mm^2 . [23, 24]. Des cristaux photoniques (PhC) ainsi que des cristaux photoniques à anneaux circulaires (PhCRR) basés sur des capteurs ont été utilisés pour des applications de biodétection [25].

Dans cette nouvelle étude, une plate-forme de bio-détection sur un guide d'ondes à cristal photonique couplé à des nano-cellules est proposée pour la détection de différents liquides organiques. Une nanostructure de cristal photonique bidimensionnel (PhC) a été étudiée. Cette nanostructure est une conception de capteur qui peut détecter cinq liquides organiques choisis tels que l'eau (H_2O), l'éthanol ($\text{CH}_3\text{-CH}_2\text{-OH}$), le glycérol ($\text{C}_3\text{H}_8\text{O}_3$), le benzène (C_6H_6) et le dibrome (Br_2) avec les indices de réfraction suivant: 1,333, 1,361, 1,4729, 1,501 et 1,659, respectivement. Pour examiner le principe de détection, une nanostructure de cristal photonique à réseau carré 19×23 de tiges de silicium immergé dans l'air. L'indice de réfraction du Si est 3,46 et de l'air est 1. La constante du réseau $a=523 \text{ nm}$. Le rayon des tiges de PhC parfait (sans défaut) est $r=0,19 a$, qui est de $99,37 \text{ nm}$.

Les caractéristiques de détection ont été analysées à l'aide de la (PWE) sous MATLAB et la FEM sous COMSOL afin d'extraire les résultats numériques tels que : le diagramme de bande, la propagation avant et après changement de rayon et après injection de liquides à l'intérieur la cellule de la nanostructure à la longueur d'onde de résonance. Nous avons également déterminé les variations des normes de flux de puissance et la transmission pour les différents liquides organiques. Un changement dans le flux de puissance a été observé avec le changement de l'indice de réfraction pour chaque matériau utilisé.

- **Conception de la structure avant de changer les tiges:**

Nous avons utilisé le capteur de liquide à base de cristaux photoniques proposé afin de détecter l'eau, l'éthanol, le glycérol, le benzène et le dibrome.

Premièrement, nous avons créé un guide d'ondes en retirant quelques tiges dans la direction Γ -X et la forme de cellule à l'intérieur du PhC bidimensionnel en retirant quelques tiges. Les cristaux photoniques contrôlent la propagation de la lumière à l'intérieur de la structure à l'aide de la ligne de défaut; ce défaut peut être utilisé pour des applications de détection [26].

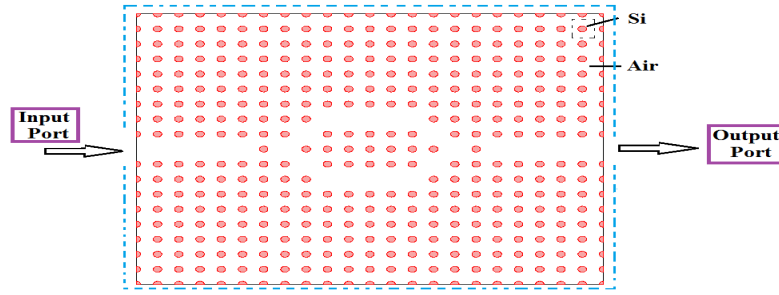


Figure IV.63. La structure initiale proposée sans changées les tiges.

Deuxièmement, en introduisant quelques défauts à l'intérieur de la structure, le PBG est cassé; cela permet aux modes guidés de se propager à l'intérieur de la région PBG. Les défauts (point/ligne) sont utilisés pour concevoir le capteur proposé. Les modes guidés sont régulés en contrôlant la forme et la taille du défaut [27].

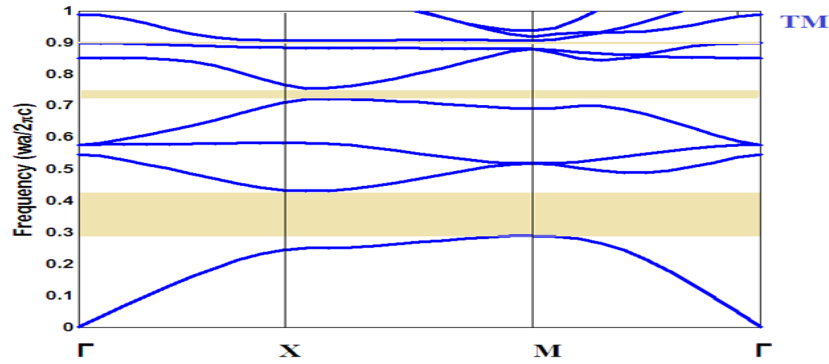


Figure IV.64. La structure de bande pour le mode TM de la structure proposée

La figure IV.64 présente trois PBG pour le mode TM (zone jaune). La première plage de PBG TM de longueur d'onde ' λ ' est de [1215,99, 1809,68] nm, les deuxièmes PBG TM de longueur d'onde ' λ ' est de [693,206, 725,28] nm et le la troisième longueur d'onde des PBG TM ' λ ' est de [577,83, 594,99] nm, sachant que les PBG sont respectivement grands, moyens et étroits. Seul le premier PBG en mode TM est suffisamment grand pour couvrir les longueurs d'onde suffisantes pour les applications de communication optique. Afin d'avoir une compatibilité maximale avec les plages de communication optique, nous avons pris $a=523\text{nm}$, où la longueur d'onde sera de l'ordre de $1215,99\text{ nm} < \lambda < 1809,68\text{ nm}$ en mode TM.

Comme expliqué ci-dessus, pour réaliser le capteur proposé dans une plate-forme fondamentale, nous avons d'abord retiré une rangée de tiges diélectriques du milieu de la structure dans la direction Γ -X afin d'avoir un port d'entrée (Port1) et de sortie (Port2). Ensuite, nous avons retiré quelques tiges des réseaux de 11×7 de tiges diélectriques à l'endroit approprié pour créer une forme de cellule. Le rayon de la forme cellulaire est le même que le rayon de toutes les autres tiges dans la structure PhC initiale. Ensuite, nous avons changé le rayon de quelques bâtonnets au cœur de la cellule pour une nouvelle étude.

Les figures IV.65et IV.66 et représentent la distribution de l'indice de réfraction le long de la structure initiale proposée et le maillage qui l'accompagne.

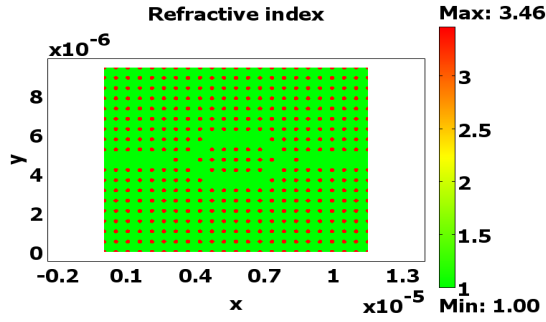


Figure IV.65. La distribution de l'indice de réfraction dans la structure

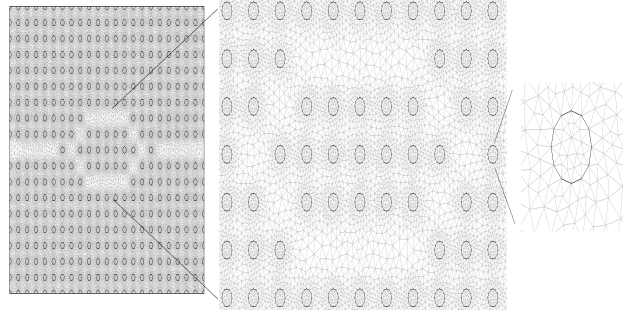


Figure IV.66. Maillage de la structure

Les figures IV.67a et IV.67b représentent la distribution du champ électrique et à la résonance dans la structure pour $\lambda = 1,39758\mu\text{m}$ et $\lambda = 1,3974\mu\text{m}$, respectivement.

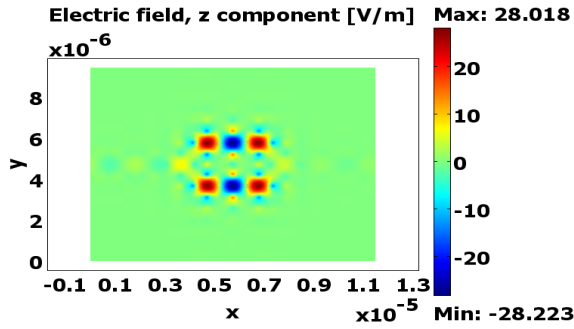


Figure IV. 67a. Distribution du champ électrique de la structure proposée à la résonance $\lambda = 1\,39758\mu\text{m}$

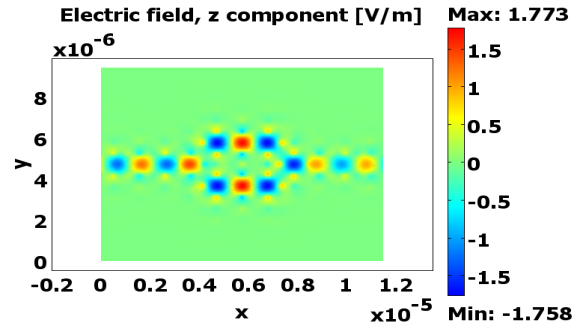


Figure IV. 67b. Distribution du champ électrique de la structure proposée

- **Conception de la structure après changement des tiges:**

Dans la section suivante, nous avons modifié le rayon de certaines tiges sur la forme de cellule de la structure, comme il est illustré à la figure IV.68.

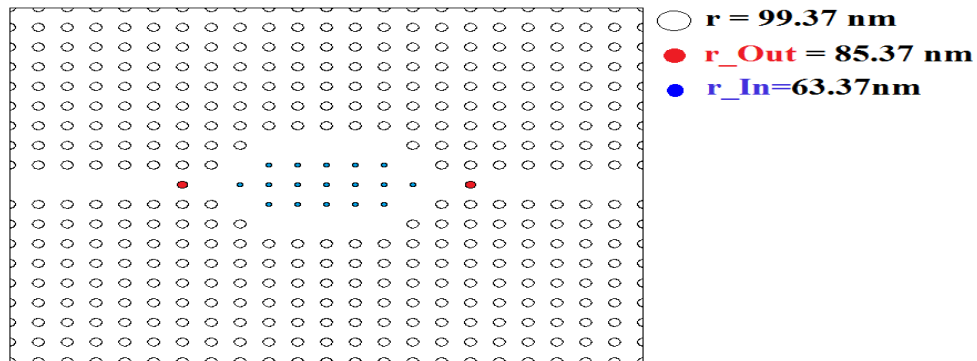


Figure IV.68. La structure initiale proposée avec des tiges changées

Les figure IV.69 et IV.70 illustrent la distribution de l'indice de réfraction avec son maillage dans la structure proposée et associé à un petit changement sur certains rayons à l'intérieur et à l'extérieur de la cellule où $r_{In} = 63,37$ nm (couleur bleue) et $r_{Out} = 85,37$ nm (couleur rouge).

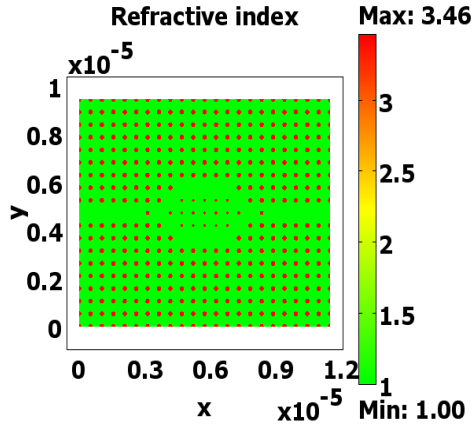


Figure IV.69. Distribution de l'indice de réfraction dans la structure après changement des tiges

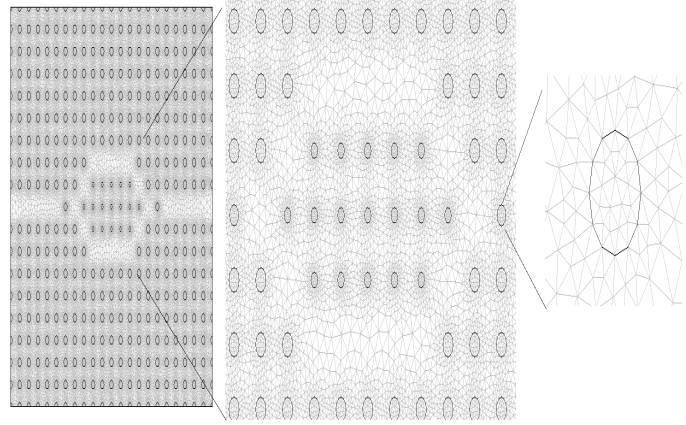


Figure IV.70. Maillage de la structure après changement de tiges

La figure IV.71 illustre la distribution du champ électrique le long de la structure à la longueur d'onde de résonance, $\lambda = 1,55\mu\text{m}$.

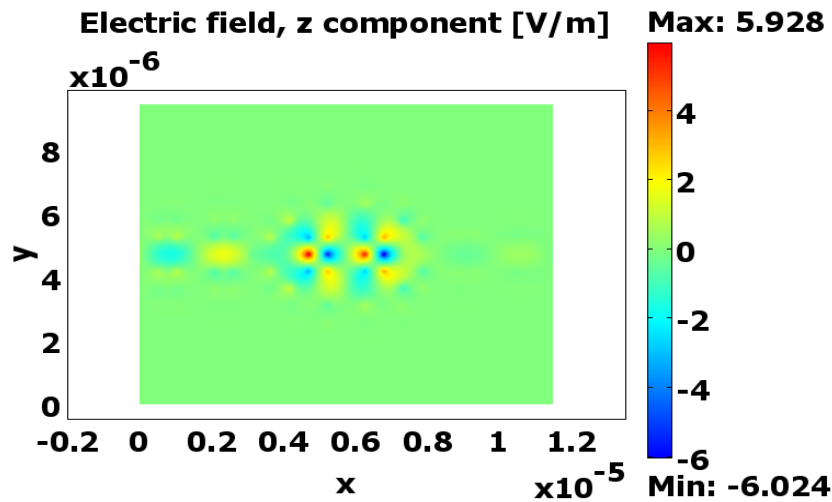


Figure IV.71. Distribution du champ électrique à la longueur d'onde de résonance $\lambda = 1,55\mu\text{m}$

Après avoir enlevé et changé le rayon de certaines tiges pour construire les deux guides d'ondes d'entrée et sortie plus le résonateur d'une forme cellule et ensuite injecté les différents matériaux à étudier, la structure finale du capteur est présentée dans la figure IV.72. Les rayons de la tige intérieure et de la tige extérieure sont respectivement de 63,37nm et 85,37nm. La taille globale du capteur proposée est de $119,53\mu\text{m}^2$.

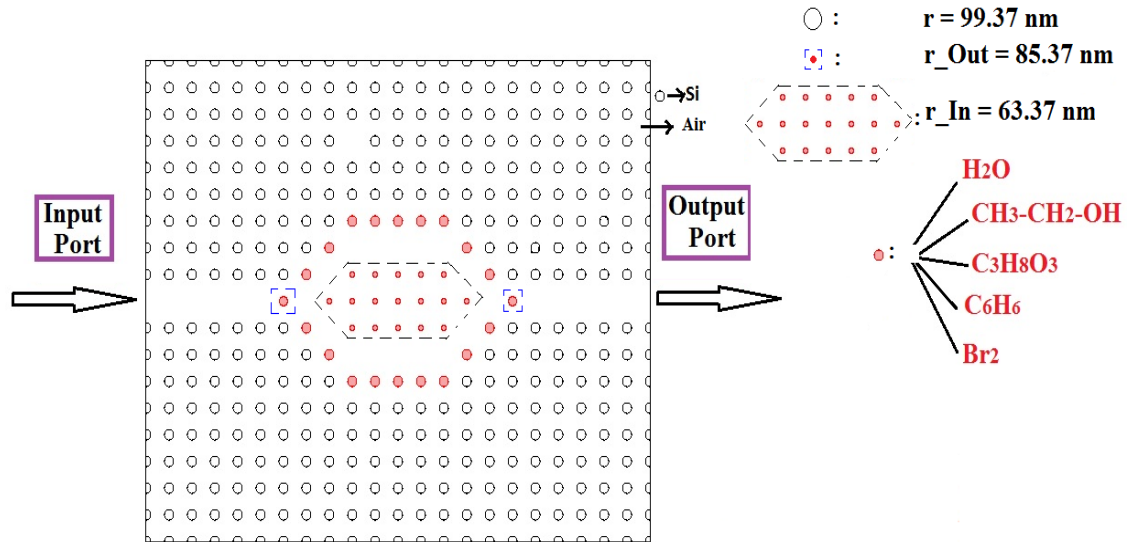


Figure IV. 72 La structure finale proposée (capteur) après le changement des tiges

La figure IV.73 montre la distribution de l'indice de réfraction le long du capteur. Après, les figures IV.74(c), figure IV.74(d), figure IV.74(e), figure IV.74(f) et la figure IV.74(g) ainsi que les figures IV.75(h), figure IV.75(i), figure IV.75(j), figure IV.75(k) et la figure IV.75(l) illustrent la distribution du champ électrique et de la norme de flux de puissance du capteur après le changement du rayon, respectivement pour les différents liquides organiques utilisés à la longueur d'onde de résonance, $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.

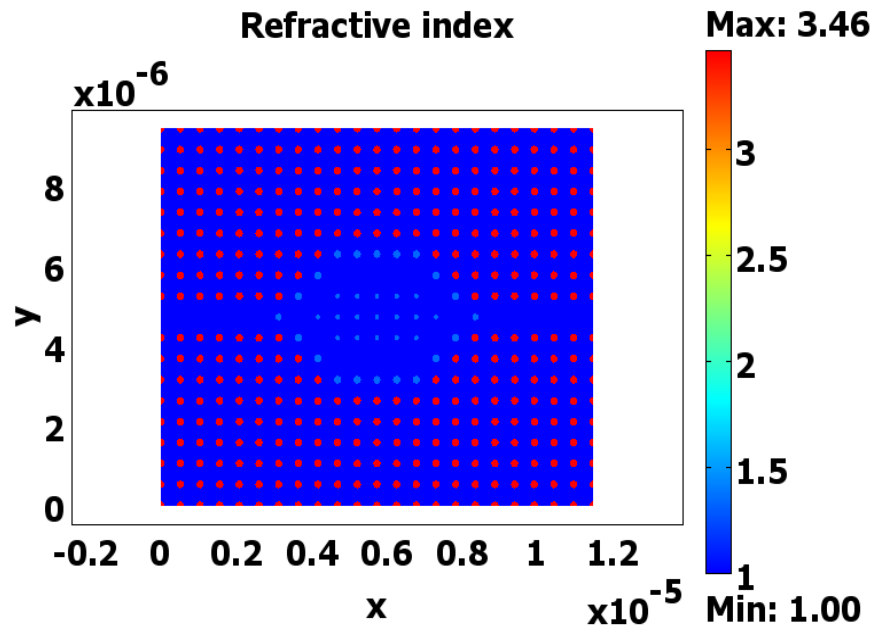


Figure IV.73. Distribution de l'indice de réfraction dans le capteur

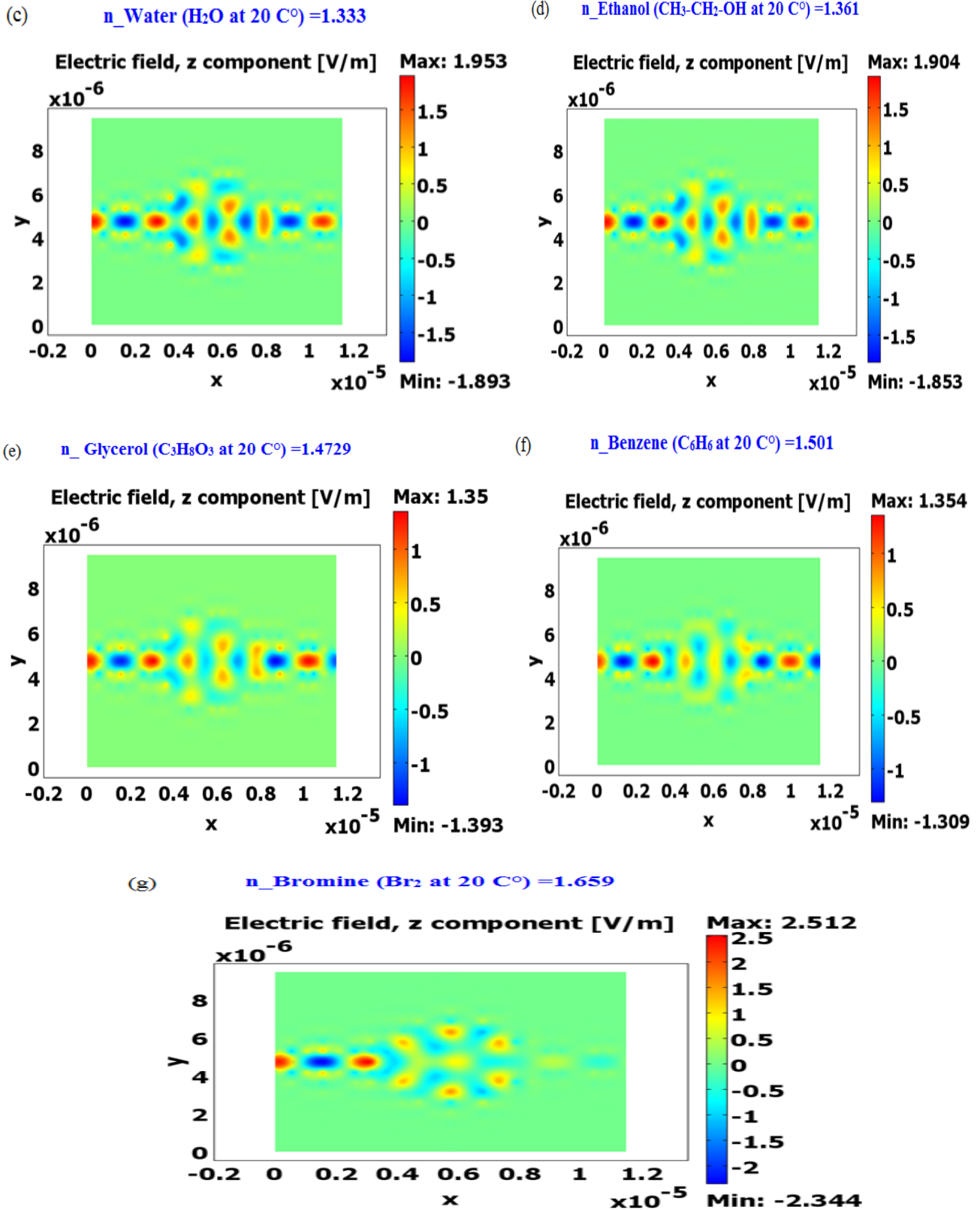


Figure IV.74. Distribution du champ électrique du capteur proposé pour l'eau c), éthanol d), glycérol e), benzène f), et le dibrome f) à la longueur d'onde de résonance, $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$

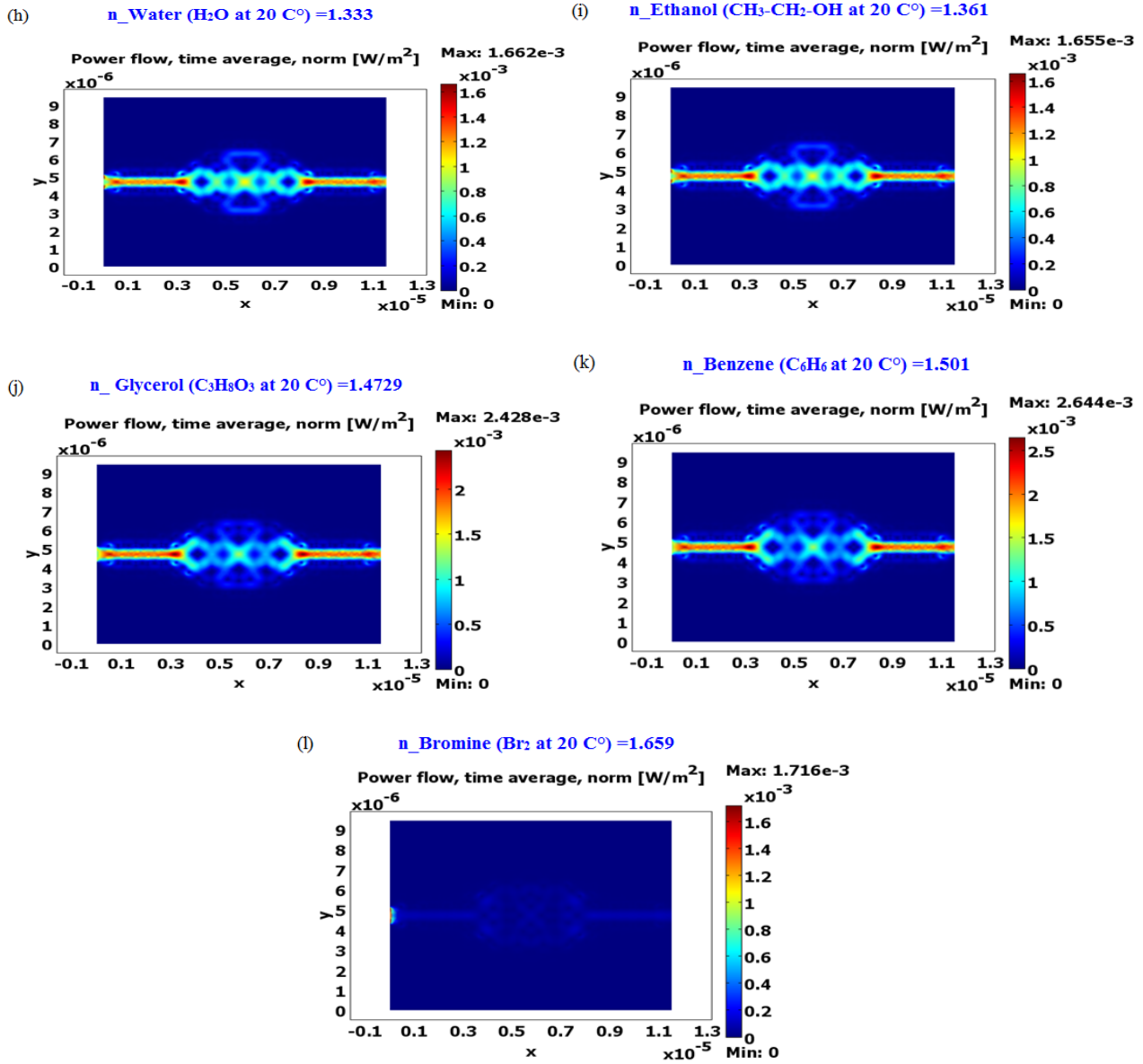


Figure IV.75. Distribution de la norme de flux de puissance du capteur proposé pour l'eau (h), éthanol (i), glycérol (j), benzène (k), et, le brome (l) à $\lambda = 1,55\mu\text{m}$ en fonction de la ligne de section.

Les résultats numériques sont obtenus à l'aide de l'outil de simulation MATLAB et COMSOL. Dans la première section, nous avons présenté et étudié une nanostructure de réseau carré bidimensionnelle basée sur des cristaux photoniques à base de silicium 'Si' dans l'air. Au cœur de cette structure se trouve une forme de cellule coincée entre deux guides d'ondes dans la direction Γ -M. Le rayon (r) de la tige est le même dans, toute la structure.

Avant de changer le rayon 'r' au cœur de la cellule de résonateur, les figures : IV.65, IV.66, IV.67(a) et IV.67(b) présentent la répartition de l'indice de réfraction, et le maillage le long de la structure ainsi que la distribution du champ électrique à la résonance ($\lambda_{\text{résonance}} =$

1,39758 μm) et hors résonance ($\lambda = 1,3974\mu\text{m}$), respectivement. Alors que pour la figure IV.68, les mêmes résultats précédents (voir figure : IV.69, IV.70 et IV.71) ont été obtenus mais après un changement du rayon de la cellule de résonateur.

Par la suite, l'étude de notre biocapteur s'est concentrée sur la base de la structure illustrée à la figure IV.63 en injectant des liquides organiques au sein de la cellule (voir figure IV.72) tels que l'eau (H_2O), l'éthanol ($\text{CH}_3\text{-CH}_2\text{-OH}$), le glycérol ($\text{C}_3\text{H}_8\text{O}_3$), le benzène (C_6H_6) et le brome (Br_2), qui ont les indices de réfraction suivants: 1,333, 1,361, 1,4729, 1,509 et 1,659, respectivement à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.

D'une part, le résultat obtenu, tel que la distribution de l'indice de réfraction du capteur est illustré à la figure IV.73 et la distribution du champ électrique du capteur à la longueur d'onde de résonance pour les différents liquides injectés est illustré à la figure IV.74. Et d'autre part, la figure IV.75 représente une image claire de la norme de flux de puissance du capteur qui se propage de port1 au port2 à travers la cellule de résonateur pour les différents liquides organiques utilisés précédemment à la résonance en fonction de la coup de ligne transversale .

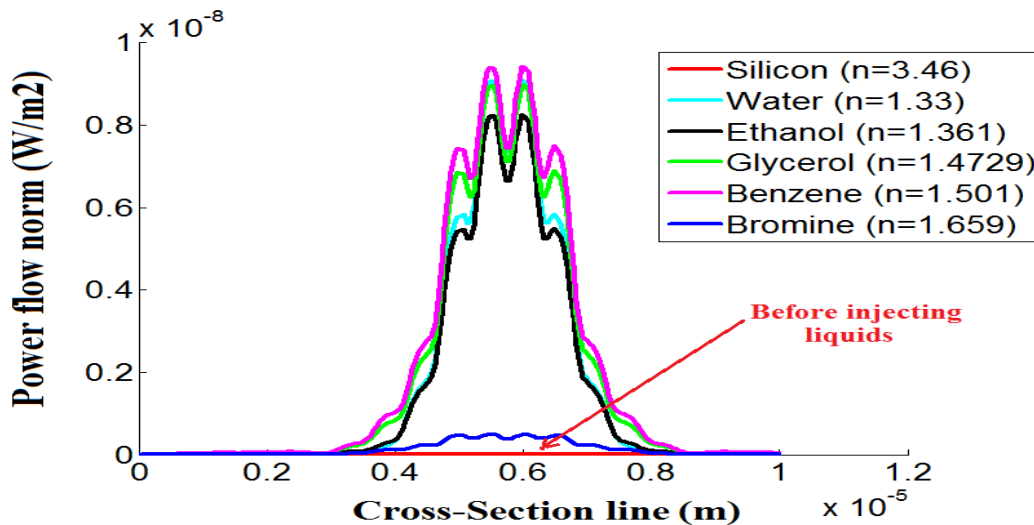


Figure IV.76. Distribution normale des flux de puissance de l' eau (H_2O), éthanol ($\text{CH}_3\text{-CH}_2\text{-OH}$), glycérol ($\text{C}_3\text{H}_8\text{O}_3$), benzène (C_6H_6) et dibrome (Br_2) par rapport à la coupe de ligne transversale.

Sur la figure IV.76, on peut observer que le benzène (Br_2) de $n=1,501$ atteint la puissance la plus élevée à $9,41\text{nW/m}^2$ (couleur magenta) suivi par l'eau (couleur cyan) et le glycérol (couleur verte) avec l'indice de réfraction 1,333 et 1,4729 pour les valeurs maximales $9,1\text{nW/m}^2$ et $8,97\text{nW/m}^2$, respectivement. Après cela, l'éthanol (couleur noire), qui a un indice de réfraction de 1,361, se manifeste avec un maximum considérable égal à $8,25\text{nW/m}^2$. De

plus, une faible puissance de $0,4923 \text{ nW/m}^2$ est observée au niveau de dibrome (couleur bleue) qui a un indice de réfraction de 1,659. Enfin, nous avons également illustré sur le même graphique une courbe (couleur rouge) avant l'injection de liquides organiques dans la cellule qui est l'indice de réfraction du silicium de 3,46. On constate que la puissance avant l'injection de ses liquides est quasi inexistante. Dans ce cas, on peut dire que la norme de flux de puissance pourrait atteindre des maximums différents le long du trajet du port1 vers le port2 en présence des différents liquides organiques. Sachant que ces maximums se coupent sur la même ligne transversale à $5,754 \text{ }\mu\text{m}$.

D'après la figure IV.77, la transmission en dB de la structure est représentée en fonction de la longueur d'onde.

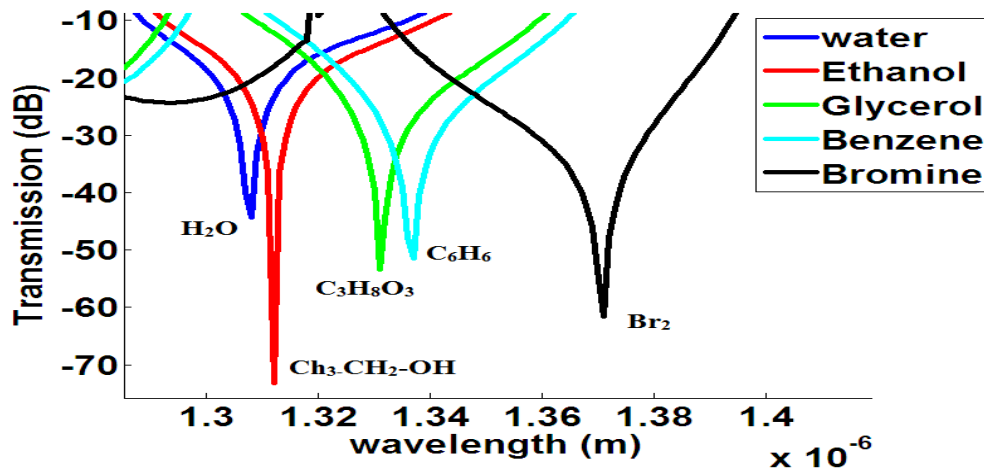


Figure IV.77. Transmission pour l'eau (H_2O), l'éthanol ($\text{CH}_3\text{-CH}_2\text{-OH}$), le glycérol ($\text{C}_3\text{H}_8\text{O}_3$), le benzène (C_6H_6), le dibrome (Br_2) en fonction de la longueur d'onde.

On voit que pour les différents matériaux utilisés, le coefficient de transmission passe par des maximums. Dans le cas du benzène (C_6H_6), il est clair que le coefficient de transmission atteint une valeur de $-51,93 \text{ dB}$ pour une longueur d'onde $\lambda = 1,337 \text{ }\mu\text{m}$, pour l'eau (H_2O), il est de $-44,29 \text{ dB}$ à une longueur d'onde de $1,308 \text{ }\mu\text{m}$ et pour glycérol ($\text{C}_3\text{H}_8\text{O}_3$), le coefficient de transmission atteint une valeur de $-53,41 \text{ dB}$ à la longueur d'onde $\lambda = 1,331 \text{ }\mu\text{m}$. Pour les deux derniers matériaux, le coefficient de transmission de l'éthanol ($\text{CH}_3\text{-CH}_2\text{-OH}$) atteint une valeur de $-73,22 \text{ dB}$ à $\lambda = 1,312 \text{ }\mu\text{m}$ et le coefficient de transmission du dibrome (Br_2) est de $-61,56 \text{ dB}$ à une longueur d'onde égale à $1,371 \text{ }\mu\text{m}$. Cette variation en coefficient de transmission et en longueur d'onde est due à l'indice de réfraction qui change en fonction de chaque matériau.

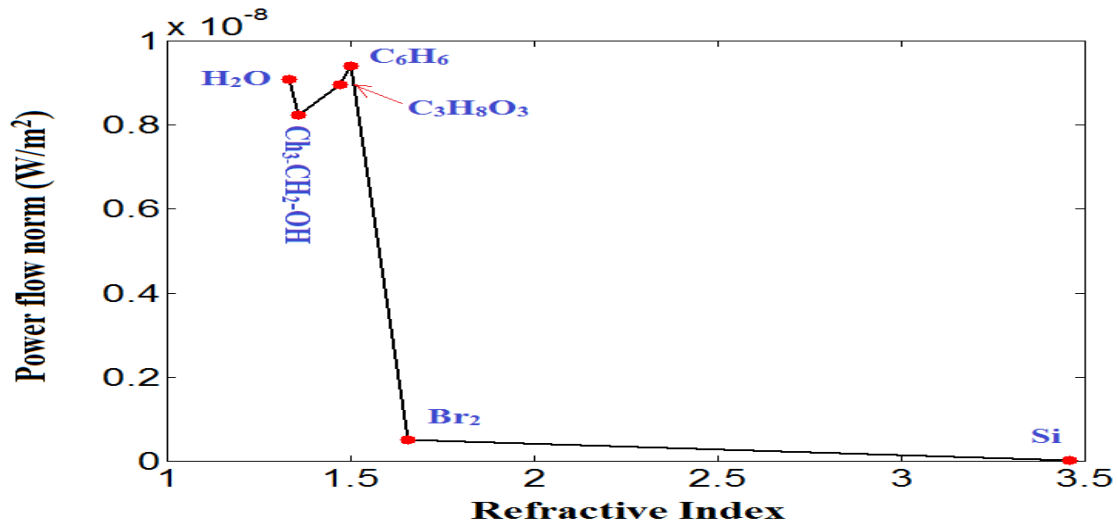


Figure IV.78 La norme de flux de puissance par rapport à l'indice de réfraction de: eau (H₂O), éthanol (CH₃-CH₂-OH), glycérol (C₃H₈O₃), benzène (C₆H₆), dibrome (Br₂) e du silicium (Si)

La figure IV.78 présente la variation de la norme de flux de puissance en fonction de l'indice de réfraction pour les matériaux utilisés. Il a été observé que le benzène (C₆H₆) atteignait une puissance élevée, suivi de l'eau (H₂O) et du glycérol (C₃H₈O₃). Ensuite, l'éthanol (CH₃-CH₂-OH) a également été exprimé avec une puissance considérable. De plus, le dibrome (Br₂) a atteint une faible puissance et enfin en l'absence de liquides dans la cellule, la puissance est quasi inexistante comme dans le cas du silicium (état initial). Ces variations de puissance sont dues à la variation de l'indice de réfraction de chaque matériau organique exploité dans cette étude. La surface du biocapteur étudié est de 11,506nm x 9,414nm ≈ 108nm². Les résultats numériques obtenus par COMSOL facilitent une bonne observation des différents comportements du signal en présence des liquides utilisés, qui dépendent de leurs indices de réfraction 'n'. Le paramètre «n» est l'un des paramètres important en termes de détection lorsqu'il varie d'un matériau à l'autre. Le biocapteur proposé peut être utilisé dans plusieurs domaines de recherche, notamment les applications médicales et environnementales.

IV.4.Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons proposé plusieurs designs pour avoir des biocapteurs à base des cristaux photonique bidimensionnels dans le but est de détecter certains matériaux organiques, inorganiques, gazes et liquides. Le substrat de base utilisé dans ces structures est en silicium, la plus part du temps est pris pour une valeur de 3.46. Les résultats que nous avons obtenus grâce aux structures nanométriques proposées donnent un fort espoir pour la détection des différents matériaux. Notre étude indique que la détection pour les différentes structures

proposées (biocapteurs) est très importante en termes de densité d'énergie totale et de puissance par rapport à la variation de l'indice de réfraction de différents matériaux utilisés.

Références du chapitre IV:

- [1]. Lord Rayleigh, The propagation of waves through a medium endowed with a periodic structure, *Phil. Mag.* S.5 (147) 24 (1887) pp. 145-159.
- [2]. E. Yablonovitch, T.J. Gmitter, Photonic band structure: the face-centered-cubic case, *Phys. Rev. Lett.* 63 (1989) pp. 1950-1953.
- [3]. J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, et J. N. Winn, "Photonic Crystals- Molding the Flow of Light," Princeton University Press, 1995.
- [4]. D. Joannopoulos, R.D. Meade, J.N. Winn, *Photonic crystals molding the flow of light*, Princeton University Press, Princeton, (2008)
- [5]. A. Lay-Ekuakille, *Optical waveguiding and applied photonics*, Springer, New York, (2013).
- [6]. R. Zegadi, L. Ziet, F.Z. Satour, A. Zegadi, Design of a wide ranging highly-sensitive pressure sensor based on two-dimensional photonic crystals, *Plasmonics* <https://doi.org/10.1007/s11468-018-0873-5>, (2018).
- [7]. Z. Li, C. Liao, Y. Wang, L. Xu, D. Wang, X. Dong, S. Liu, Q. Wang, K. Yang, J. Zhou, Highly-sensitive gas pressure sensor using twin-core fiber based in-line Mach-Zehnder interferometer, *Opt. Exp.* 23 (2015) pp. 6673–6678.
- [8]. https://fr.wikipedia.org/wiki/COMSOL_Multiphysics.
- [9]. <https://www.comsol.com/>.
- [10]. G. Beer, I. Smith, C. Duenser, *The boundary element method with programming for engineers and scientists*, Springer Wien, New York, (2008).
- [11]. C. Chicone, *Ordinary Differential Equations with Applications*, Springer-Verlag, New York, (1999).
- [12]. Wei Chen, ShengHu, Hao.Cao, Jiwen.Peng, *Finite element Simulation of damped Sound Insulation Plate based on COMSOL*, IOP Conference Series Earth and Environmental Science 440:022106. March 2020.
- [13]. Jinling Wu, Yanan Yin, Jialong Wong, "Hydrogen-based membrane biofilm reactors for nitrate removal from water and wastwaetr", *international journal of hydrogen energy* 43(2018)1-5.
- [14]. Ping Liu, Jing Li, Yalin Lu, Bin Xiang," Facile synthesis of NiS₂ nanowires and its efficient lectrocatalytic performance for hydrogen evolution reaction", *international journal of hydrogen energy* 43(2018)72-77.

- [15]. Abus ,oglu A, Demir S, Ozahi E. Energy and economic analyses € of models developed for sustainable hydrogen production from biogas-based electricity and sewage sludge. *Int J Hydrogen Energy* 2016;41:13426e35.
- [16]. Kalamaras CM, Efstathiou AM. Hydrogen production technologies: current state and future developments. *Conf Pap Energy* 2013;2013:1e9.
- [17]. Alves HJ, Bley Junior C, Niklevicz RR, Frigo EP, Frigo MS, Coimbra-Arau ´ jo CH. “Overview of hydrogen production technologies from biogas and the applications in fuel cells”. *Int J Hydrogen Energy* 2013;38:5215e25.
- [18]. M. Radhouene, M. K. Chhipa, M. Nadjar, S. Robinson and B. Suthar, "Novel Design of Ring Resonator Based Temperature Sensor Using Photonics Technology”, *Phonic sensors*.Vol.7, No.:311-316, 2017.
- [19]. A.K.Goyal, H. S. Dutta, and S Pal, ” Recent Advances and Progress in Photonic Crystal Based Gas Sensor”,. *Phys. D: Appl. Phys.*50, 203001.2017.
- [20]. F. L. Hsiao and C. Lee, “Computational study of photonic crystal nanoring resonator for biomedical sensing,” *IEEE Sensors Journal*, 10(7): 1185–1191.2010.
- [21]. Saronica, Shruti Sobti, Mukesh Kumar, Member, *IEEE*, Siddahrth Sharma and Manoj K.Pal.”Nanocavity-coupled Photonic Crystal Waveguide as Highly Sensitive Platform for Cancer Detection”. *IEEE sensors journal*. 1530-437X(c).2015.
- [22]. Li B, Lan D, Zhang Z. Chemiluminescence flow-through biosensor for glucose with eggshell membrane as enzyme immobilization platform. *Analytical Biochemistry* 2008; 374, pp 64-70.
- [23]. FanX, White I M., Shopova S I., Zhu H, Suter J D., Sun Y. Sensitive optical biosensors for unabled targets: A review. *Analytica Chimica Acta* 2008; 620: 8-26.
- [24]. Dofner D, Zabel T, Hurlimann T, Hauke N, Frandsen L, Rant U, Abstreiter G, Finley J. Photonic crystal nanostructures for optical biosensing applications. *Biosensors and Bioelectroncis*2009;24 :3688-3692.
- [25]. Olyae S, Bahabady A. M.Designing a novel photonic crystal nano-ring resonator for biosensor application.*Optical and Quantum Electronics*2014; 53(6): 1881–1888.
- [26]. J. D. Joannopoulos, P. R. Villeneuve, and S. Fan. Photonic crystals: putting a new twist on light.*Nature*1997;386(6621): 143–149.
- [27]. Robinson S, DhanlaksmiN.Photonic Crystal Based Biosensor for the Detection of Glucose Concentration in Urine.*Photonic sensors*2016; 7(1), 11-19.

Conclusion générale

Conclusion générale :

Depuis plusieurs années, l'utilisation de cristaux photoniques (CPs) pour la réalisation de capteurs à lecture optique, ont montré de nombreuses perspectives. Dans ce manuscrit, l'ensemble du travail constitue une contribution à l'étude des structures nano-photoniques pour des applications à la bio-détection. Ces structures sont des capteurs à base de cristaux photoniques bidimensionnels (CPs-2D). Les CPs possèdent des vides naturels qui permettent l'infiltration comme le cas de fluide par exemple.

Les cristaux photoniques disposent d'une bande interdite photonique (BIP) dont l'origine est à l'origine de sa formation. Cette BIP associée à des défauts ponctuels (microcavité), linéaire (guide d'onde) ou les deux à la fois (couplage microcavité-guide d'onde) est créée intentionnellement dans la structure périodique matrice de ce cristal ; est à la base de toutes les applications conçues aux tours de cette technologie.

Pour atteindre notre objectif, nous nous sommes intéressés à plusieurs biocapteurs pour la détection des différents matériaux (solide, gaz et liquide) dans lequel leurs indices de réfraction change d'un matériau à l'autre.

Le travail que nous avons réalisé dans ce manuscrit vise ce contexte. Effectivement, une étude des capteurs à base de cristaux photoniques bidimensionnels ainsi que leurs principes de détection optique destinés à la détection de différents matériaux en phase solide, liquide et gaz tels que : l'eau (H_2O), huile de silicone ($[-Si(CH_3)_2O-]_n$), disulfure de carbone (CS_2), acétone (C_3H_6O), tétrachlorure de carbone (CCl_4), la cryolite (Na_3AlF_6), le zircon ($ZrSiO_4$), le diiode (I_2), le méthanal (H_2CO), le dichlorométhane (CH_2Cl_2), le perchloroéthylène (C_2Cl_4), l'éthanol (C_2H_5OH), le benzène (C_6H_6), le chlorure d'argent ($AgCl$), l'oxyde de zinc (ZnO), le dioxyde de titane (TiO_2), l'hydrogène (H_2), le cyanure d'hydrogène (HCN), le sulfure d'hydrogène (H_2S), le glycérol ($C_3H_8O_3$), et le dibrome (Br_2).

Suite à cette étude nous abordons la simulation numérique de plusieurs types de structures afin de construire nos biocapteurs, la plupart d'entre eux comprennent deux guides entre lesquels a été disposé un résonateur en anneaux. Ce type de résonateur est donc très bien adapté à un couplage avec les guides. La plupart des longueurs d'ondes guidées seront réfléchies à l'extrémité du guide, sauf quelques-unes, qui seront couplées au résonateur.

Dans ces structures, la longueur d'onde est prise à la résonance pour chaque matériau injecté au sein du résonateur. La détection dans ces structure qu'on appel biocapteur a été observé grâce aux indices de réfractions pour chaque matériau introduit. L'outil de simulation COMSOL exploité dans ce travail se base sur la méthode FEM qui peut être utilisé pour calculer plusieurs paramètres tels que, la répartition de l'indice de réfraction avec son maillage, le champ électrique, le flux de la norme de puissance, la densité d'énergie totale et la transmission. Nous avons obtenu pour les valeurs de puissance et de transmission des décalages en longueurs d'ondes par rapport aux indices de réfractions des matériaux utilisés.

Dans cette thèse, le travail que nous avons réalisé à travers les résultats obtenus offre un grand saut pour la recherche scientifique dans le domaine spéciale, industriel, environnementale, médical ou santé. Certainement, cela aura un grand impact sur la technologie des micro voir des nano capteurs en bio-détection.

الملخص :

البلورات الضوئية هي مواد اصطناعية أو طبيعية غير متجانسة، ويختلف معامل الانكسار بشكل دوري في الاتجاهات المختلفة للفضاء ويشكل في الوقت الحالي فئة جديدة من المواد. ولذلك فإنهم يتمتعون بميزة القدرة على منع انتشار الموجات في مجال من الأطوال الموجية في المستوى الدوري للهيكل. تصنع هذه الهياكل الاصطناعية بهدف فتح شريط محظور في اتجاهات مختلفة. يرجع فتح هذا النطاق المحظور إلى التغيير الدوري لمعامل العزل الكهربائي. تجعل هذه الخصائص البلورات الضوئية جذابة للعديد من التطبيقات. على سبيل المثال، التطبيقات المحتملة لمواد فجوة النطاق الضوئي كثيرة ومتنوعة: الفواصل، المنعطفات، إنتاج تجاويف الرنين الصغيرة جدًا، أدلة الموجة، الألياف البصرية، المرشحات الانتقائية، وأجهزة الاستشعار. في هذا السياق، الهدف من هذه الرسالة هو دراسة الهياكل النانوية الضوئية للتطبيقات في الكشف البيولوجي.

تظهر أحدث التطورات في تكنولوجيا البنية الدقيقة والمتناهية الصغر مرونة هائلة في اختيار تركيبة المواد، نصف قطر القضبان (أو الثقوب)، خطوة الشبكة وكذلك تناظر هذه الترتيبات، مما يسمح بتصنيع بلورات ضوئية ذات هياكل تتضمن عن عمد عيوب موضوعة في قلب شبكاتهم. لذلك، يمكن تكييف هيكل الأنماط المصاحبة لهذه البلورات الضوئية لجميع الاحتياجات تقريبًا وخاصة في مجال الكشف. نتيجة للحصر القوي للفوتونات داخل العيوب الخطية مثل أدلة الموجة والعيوب المحلية مثل الفجوات الصغيرة المنتجة في هذا النوع من البنية. يمكن الوصول إلى قرارات عالية للغاية بالترتيب الجزئي الأحادي أو الحجم النهائي لترتيب قيمته لتر عن طريق أجهزة الاستشعار المصنعة بواسطة تقنية البلورات الضوئية. وبالتالي، فإن البلورات الضوئية تجعل من الممكن إنتاج مستشعرات الأحلام كما تجعل من الممكن تصميم مختبرات حقيقية على شريحة واحدة. ثم بإضافة المواد العضوية وغير العضوية والغازات والسوائل داخل الهياكل، سيسمح لنا هذا بتوجيه عملنا على أجهزة الاستشعار الحيوية. هذا العمل يتناسب مع هذا السياق، في الواقع سوف نقوم بتصميم أجهزة الاستشعار الحيوية توفر أجهزة الاستشعار الحيوية هذه العديد من المزايا من حيث القوة والحساسية وعامل الجودة والكشف الواسع

لهذا، اعتمدنا في دراستنا على العديد من المواد في حالات مختلفة من المادة من خلال دراسة ومحاكاة العديد من الهياكل التي تم تشكيلها باستخدام مرشحات مصممة بدورها بواسطة مرشحات حلقية مختلفة تعتمد على بلورات ضوئية ثنائية الأبعاد. من أجل تنفيذ هذه المحاكاة، استخدمنا برنامجين، الأول يسمى ماطلاب باستخدام طريقة الموجة المستوية عبر معادلات ماكسويل لاستخراج فجوة النطاق الضوئي، والثاني يسمى كومسول، بناءً على طريقة العناصر المحدودة لاستخراج المعلمات المختلفة مثل توزيع معامل الانكسار مع الشبكة على طول الهيكل، وتوزيع المجال الكهربائي، وكثافة الطاقة الإجمالية، ومعيير تدفق الطاقة، الإرسال وكذلك لاستخراج عامل الجودة والحساسية، إلخ أظهرت أجهزة المستشعرات الحيوية التي تمت دراستها فعاليتها من حيث تدفق الطاقة، وكثافة الطاقة الإجمالية، والانتقال، وعامل الجودة والحساسية مقارنة بكل مادة يتم حقنها، سواء كانت صلبة أو غاز أو سائل. ترجع هذه الكفاءة إلى المعامل المهم "وهو معامل الانكسار الذي تمثله كل مادة تمت دراستها بالإضافة إلى معاملات أخرى مهمة مثل نصف القطر وثابت الشبكة. الكلمات المفتاحية : بلورات ضوئية ثنائية الأبعاد، طريقة توسع الموجات المستوية، طريقة العناصر المحدودة، الحساسية، عامل الجودة، موجهات الكريستال الضوئية

Summary:

Photonic crystals are heterogeneous artificial or natural materials whose refractive index varies periodically in the different directions of space and currently constitute a new class of materials. They therefore hold the characteristic of being able to prohibit the propagation of waves in a range of wavelengths of the order of the period of the structure. These artificial structures are made with the aim of opening a prohibited band in different directions. The opening of this prohibited band is due to the periodic variation of the dielectric index. These properties make photonic crystals attractive for many applications. For example, the potential applications of photonic band gap materials are many and varied: separators, turns, production of very small resonant cavities, waveguides, optical fibers, selective filters, and sensor. In this context, the objective of this thesis is to study nano-photonic structures for applications in bio-detection. The latest developments in micro and nano-structuring technology show enormous flexibility in the selection of the composition of materials, the radius of the rods (or holes), the lattice the constant as well as the symmetry of these arrangements allowing the manufacture of photonic crystals with structures intentionally incorporating defects placed in the heart of their lattices. Therefore, the structure of the associated modes of these photonic crystals can be adapted to almost all needs and especially in the field of detection. As a result of strong confinement of photons within linear defects such as waveguides and local defects such as microcavities produced in this type of structure, extremely higher resolutions of the order of the single molecule or of the ultimate volume of 1 order of femto liter can be achieved by sensors made by photonic crystal technology. Thus, a photonic crystal makes it possible to produce dream sensors and also make it possible to design real laboratories on a single chip. Then by adding organic, inorganic materials, gases and liquids within the structures this will allow us to orient our work on biosensors. This work fits into this context; in fact we are going to design biosensors. These biosensors offer several advantages in terms of power, sensitivity, quality factor (Q) and wide detection.

For this, we based ourselves, in our study, on several materials in the different states of matter by studying and simulating several structures formed with filters designed in turn by different annular resonators based on two-dimensional photonic crystals.

In order to carry out these simulations, we used two software programs, the first is called MATLAB using the plane wave method (PWE) using Maxwell's equations to extract the photonic band gap, and the second is called COMSOL, based on the finite element method (FEM) to extract different parameters like, the distribution of the refractive index with the mesh along the structure, the distribution of the electric field, the total energy density (TED),

the flux norm power (P), transmission (T) and in order to also extract the quality factor (Q) and sensitivity, etc.

The biosensors studied have shown their efficiency in terms of power flow, total energy density, transmission, quality factor and sensitivity with respect to each material to be injected, whether solid, gas or liquid. This efficiency is due to the important parameter which is the refractive index 'n' represented by each material studied as well as other important parameters such as, the radius 'r' and the network constant 'a'.

Keywords: Two-dimensional photonic crystals, the PWE refractive index method, FEM, sensitivity, quality factor, CP waveguide.

Appendix A. Développement de l'équation (IV.1) du chapitre IV

Considérant les ondes électromagnétiques dans les matériaux avec:

- 1- Espace sans source: $\rho(r) = 0$, $J(r) = 0$
- 2- Support sans perte: $\varepsilon(r) = 0$ est réel dans notre région intéressée
- 3- Linéaire et invariant dans le temps: on peut utiliser la théorie des ondes planes ou la théorie de Fourier.
- 4- Uniforme magnétique: $\mu(r) = \text{Const}$

Les équations macroscopiques complètes de Maxwell peuvent être décrites ci-dessous:

$$\begin{aligned}
 \nabla \cdot \vec{D}(r,t) &= \rho(r,t) \\
 \nabla \cdot \vec{B}(r,t) &= 0 \\
 \nabla \times \vec{H}(r,t) &= \frac{\partial \vec{D}(r,t)}{\partial t} + \vec{J}(r,t) \\
 \nabla \times \vec{E}(r,t) &= -\frac{\partial \vec{B}(r,t)}{\partial t}
 \end{aligned} \tag{IV.0.1}$$

En général, E et H sont des fonctions complexes du temps et de l'espace, utilisant l'astuce d'utiliser un champ à valeurs complexes pour des raisons mathématiques, en se rappelant de prendre la partie réelle pour obtenir les champs physiques.

En supposant que nous imposons un champ oscillant de manière sinusoïdale avec le temps, c'est-à-dire que nous pouvons écrire le mode comme:

$$\begin{aligned}
 \vec{E}(r,t) &= \vec{E}(r)e^{j\omega t} \\
 \vec{H}(r,t) &= \vec{H}(r)e^{j\omega t}
 \end{aligned} \tag{IV.0.2}$$

A partir des équations de Maxwell :

Sachant que :

$$\begin{aligned}
 \nabla \times \vec{H}(r) &= J\omega\varepsilon_0\varepsilon(r)\vec{E}(r) \\
 \nabla \times \vec{E}(r) &= -J\omega\mu_0\vec{H}(r)
 \end{aligned} \tag{IV.0.3}$$

En utilisant: $D(r) = \varepsilon_0\varepsilon E(r)$, $B(r) = \mu_0 H(r)$, $\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow J\omega$ et $\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{E}(r) &= 0 \\ \nabla \cdot \vec{H}(r) &= 0 \end{aligned}$

$$\nabla \times \vec{H}(r) = J\omega\varepsilon_0\varepsilon(r)\vec{E}(r) \tag{IV.0.4}$$

$$\nabla \times \vec{E}(r) = -J\omega\mu_0\vec{H}(r) \tag{IV.0.5}$$

A partir de l'équation (1)

$$\vec{E}(r) = \frac{1}{J\omega\varepsilon_0\varepsilon(r)} [\nabla \times \vec{H}(r)] \tag{IV.0.6}$$

(IV .0.6) dans (IV .0.5) on trouve

$$\nabla \times \left[\frac{1}{J\omega\varepsilon_0\varepsilon(r)} \left[\nabla \times \vec{H}(r) \right] \right] = -J\omega\mu_0\vec{H}(r) \quad (\text{IV.0.7})$$

$$\frac{1}{J\omega\varepsilon_0\varepsilon(r)} \left\{ \nabla \times \left[\nabla \times \vec{H}(r) \right] \right\} = -J\omega\mu_0\vec{H}(r) \quad (\text{IV.0.8})$$

$$\frac{1}{J\omega} \left\{ \nabla \times \left[\frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla \times \vec{H}(r) \right] \right\} = -J\omega\varepsilon_0\mu_0\vec{H}(r) \quad (\text{IV.0.9})$$

Sachant que : $\varepsilon_0\mu_0 = \frac{1}{c^2}$ et $j^2 = -1$ alors l'équation devient de la forme suivante

$$\nabla \times \frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla \times \vec{H}(r) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(r) \quad (\text{IV.1})$$

• **Liste des travaux:**

- Mehdi Ghoumazi, Abdesselem Hocini. "Study of photonic Crystal Waveguide based on 2D Square" Lattice. ICENT'2017, International Conference on Electronics and New Technologies. 14-15 November 2017. M'sila-Algeria.
- Mehdi Ghoumazi, Abdesselem Hocini, " Study of the variation of refractive index for different organic liquids of an optical channel drop filter on a 2D photonic crystal ring resonator". GEEE'2018, 5th International Conference on Green Energy and Environmental Engineering. 28-30 April 2018, Sousse, Tunisia.
- Mehdi Ghoumazi, Abdesselem Hocini. "Electric field distribution for different refractive index of organic liquids of an optical channel drop filters on a 2D photonic crystal ring resonator". OPAL2018, **Optics and Photonics Algeria**. 05-07 May 2018, Oran, Algeria.
- Mehdi Ghoumazi, Abdesselem Hocini. "Design and analysis of a nano-photonic structure for different solid materials based on 2D photonic crystal ring resonator", ICMS'2018, International Conference on Materials Science. 12-14 September, 2018 Sétif, Algeria.
- Mehdi Ghoumazi and Abdessalam Hocini, "The response of Different Hydrogen liquids to the resonance in a Nanophotonic Structure of an Optical Channel Based on two-dimensional Photonic Crystal Ring Resonator". IC2EM'2018, International Conference on Electronics, Energy and Measurement, 27-29 November 2018, Algiers, Algeria.
- Mehdi Ghoumazi, Abdesselem Hocini, Messaoud Hameurlain." Investigation of New Optical Device Based On 2D Photonic Crystal Ring Resonator for Bio-Detection". ICTAEE'18, Third International Conference on Technological Advances in Electrical Engineering. 10-12 Décembre2018, Skikda, Algeria.
- Mehdi Ghoumazi, Abdesselem Hocini. " Design of Bio-alcohol Sensor Based on Two-Dimensional Photonic Crystal in a Nanophotonic Structure". ICTAEE'19. International Conference on Advanced Electrical Engineering. 19-21Novembre Alger, Algeria.
- Mehdi Ghoumazi, Abdesselem Hocini, Messaoud Hameurlain. "Study and Simulation of the Power Flow Distribution of an Optical Channel Drop Filter in Structure Based on Photonic Crystal Ring Resonator for Different Organic Liquids". ICAIRES 2018, International Conference on Artificial Intelligence in Renewable. 24-26, Novembre 2018 Koléa, Algérie. In book: Renewable Energy for Smart and Sustainable Cities, pp.544-551. Doi: [10.1007/978-3-030-04789-4_58](https://doi.org/10.1007/978-3-030-04789-4_58).
- Mehdi Ghoumazi, Abdesselem Hocini, Messaoud Hameurlain, Mokhtar Boudaa. "Novel design of optical sensor based on two-dimensional photonic crystals for the detection of volatile organic compounds that can infect human health". ICHSMT'2018, Medical technologies journal, Vol.2, no.4 jan.2019, pp.293-00. Congress on Health Sciences and Medical Technologies. 21-23 October 2018, Algiers. Algeria. <http://doi.org/10.26415/2572-004X-vol2iss4p293-300> .
- Mehdi Ghoumazi* and Abdessalam Hocini, "Photonic Crystal Based Bio-Sensor Detection in Nanophotonic Structure Using FEM Method", International Journal of Sensors, Wireless Communications and Control (2020) 10:1. Bentham Science Publisher. Print ISSN: 2210-3279. Online ISSN: 2210-3287. DOI: <https://doi.org/10.2174/2210327910666191218125109> .