

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 :

M^{me} TAYOUB Hadjira

THÈME

Conception des micro-résonateurs à base de cristaux photoniques
pour des applications capteurs

Soutenue publiquement le 20 Juin 2022

Devant le jury:

SAIGAA Djamel	Président	Professeur	Univ. M'sila
HOCINI Abdesselam	Rapporteur	Professeur	Univ. M'sila
KHEDROUCHE Djamel	Examineur	Professeur	Univ. M'sila
MOUETSI Souheil	Examineur	Professeur	Univ. Oum el bouaghi
LIDJICI Hamza	Examineur	Professeur	Univ. Laghouat
RABEHI Abdelaziz	Examineur	MCA	Univ. Tissemsilt

Remerciements

Cette thèse a été réalisée au sein du Laboratoire d'Analyse des Signaux et Systèmes (LASS), département d'électronique, l'université de M'sila sous la direction scientifique du Professeur HOCINI Abdesselam.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude et mes sincères remerciements à M^r HOCINI Abdesselam, Professeur à l'université de M'sila. Qui a accepté de diriger cette étude, et qui m'a fait bénéficier de son expérience et sa rigueur scientifique. Il m'a apporté une aide, des plus précieuses tout au long de ce travail, ses conseils judicieux et ses encouragements m'ont été bénéfiques dans la rédaction de cette thèse.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude et mes sincères remerciements au Professeur SAIGAA Djamel qui a accepté de présider le jury de cette thèse.

Mes vifs remerciements vont à M^r KHEDROUCHE Djamel, Professeur à l'université de M'sila, M^r MOUETSI Souheil, Professeur à l'université de Oum el bouaghi, M^r LIDJICI Hamza, Professeur à l'université de Laghouat et M^r RABEHI Abdelaziz, MCA à l'université de Tissemsilt, d'avoir accepté de juger ce travail et pour le temps qu'ils ont investi pour l'évaluer.

Je voudrais ainsi remercier Dr. HARHOUZ Ahlam, MCA à l'université de M'sila qui, à un moment où, découragée, j'envisageais de ne pas terminer cette thèse, a su trouver les mots pour me redonner la foi.

Résumé :

Les CPs sont des matériaux dont l'indice de réfraction (RI) varie dans différentes directions de l'espace périodiquement. Comme les électrons dans les semi-conducteurs, les photons sont répartis dans une bande de transmission séparée par une bande interdite photonique. Cette analogie permet d'envisager l'utilisation de CPs pour diriger la lumière. L'objectif principal de cette thèse réside dans la conception de nouvelles structures à micro-résonateurs à base de CPs pour des applications de détection fonctionnant dans le visible et le moyen-IR. Quatre conceptions ont été proposées, le premier biocapteur proposé est un capteur CP-2D à base d'une cavité en forme de capsule couplée à deux guides d'ondes pour la détection de différentes maladies au stade précoce et la sensibilité peut être améliorée jusqu'à la valeur la plus élevée de 609.25nm/RIU, un facteur de qualité (Q) de 3.8599×10^5 a été obtenu. Une deuxième conception d'un biocapteur CP-2D à base de deux guides d'ondes W1 couplé à un défaut en forme d'anneau pour la détection des stades du paludisme a été présentée. Le dispositif proposé présente une sensibilité élevée de 702.96nm/RIU. Nous avons consacré une dernière partie de ce travail pour les capteurs fonctionnant dans le moyen-IR. Dans un premier temps, nous avons étudié une conception composée de deux guides d'ondes et une microcavité, en utilisant la méthode d'indice effectif et une sensibilité de 758nm/RIU a été atteinte. Dans le but d'améliorer la performance de capteurs à base de CP pour le moyen-IR, une deuxième conception d'un capteur à base de CP à fente pour la détection biochimique a été proposée et une sensibilité élevée de 938nm/RIU a été obtenue. En créant une microcavité dans la zone proche de la fente d'air, une sensibilité de 1343.2nm/RIU et un haut facteur de qualité (Q) d'environ 10^7 ont été obtenus, ces valeurs donnent un (FOM) extrêmement élevé de l'ordre de 10^6 RIU⁻¹. L'utilisation du capteur proposé pour la détection du méthane (CH₄) révèle une sensibilité élevée de 1224.48nm/RIU. Nous avons effectuées toutes les simulations à l'aide des deux méthodes (PWE) et (FDTD) du simulateur FullWAVE et BandSOLVE de RSoft Photonic Suite CAD.

Mots-Clés : Cristaux photoniques, l'optique intégrée, capteurs, guides d'ondes, micro-résonateur, FDTD.

Liste des acronymes

Acronymes

Ce glossaire vise à expliciter les différentes notations, symboles et acronymes employés dans ce manuscrit :

λ : Longueur d'onde.

λ_0 : Longueur d'onde de résonance.

a : Période du cristal photonique.

r : Rayon du cristal photonique.

r/a : Facteur de remplissage.

n : **RI**: Indice de réfraction.

n_{eff} : Indice de réfraction effectif.

ω : La pulsation.

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

$\vec{G}$: Vecteur de réseau réciproque.

v_g : Vitesse de groupe.

c : Célérité de la lumière dans le vide.

ϵ : Permittivité diélectrique.

BIP : Bande Interdite Photonique.

CP : Cristal Photonique.

ZB : Zone de Brillouin.

2D-FDTD : Two Dimensional Finite Difference Time Domain.

PML : Perfectly Matched Layer.

PWE : Plane Wave Expansion.

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

TE : Transverse Electric.

TM : Transverse Magnetic.

W1^KA : guides d'ondes obtenues par la suppression d'une rangée de trous.

LD : Limite de détection

FOM : Facteur de mérite.

Q : Facteur de qualité.

S : Sensibilité du capteur.

GRs : Globules rouges.

RIU : Refractive Index Unit

1D, 2D, 3D : Une dimension, deux dimensions et trois dimensions respectivement.

Liste Des Figures Et Tableaux

Liste Des Figures

Chapitre I : Introduction Sur Les Micro-Résonateurs Pour Des Applications Capteurs

- Figure I.1 Principe de fonctionnement d'un capteur.
- Figure I.2 Définition de la polarisation (a) TE et (b) TM.
- Figure I.3 Principe de la réfraction positive (Où l'angle d'incidence de l'onde est inférieur à l'angle critique). Dans le cas contraire, il y a une réflexion totale avec la production d'une onde évanescente dans le deuxième milieu.
- Figure I.4 L'interface entre deux milieux d'indices respectifs n_1 et n_2 avec $n_1 > n_2$, il y a une réflexion totale si $\theta_1 > \theta_c = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$.
- Figure I.5 Les régimes de fonctionnement obtenus, (a) Réflexion Totale, (b) Réflexion Totale Frustrée et (c) Transmission.
- Figure I.6 La détection homogène.
- Figure I.7 La détection surfacique.
- Figure I.8 (a) Modes guidés. (b) Modes de galerie.
- Figure I.9 Micro-résonateurs à mode de galerie, (a) Micro-sphère, (b) Micro-tore, (c) Micro-disque et (d) Capillaire.
- Figure I.10 Micro-résonateurs à mode guidé, (a) Micro-anneau, (b) Une puce avec cinq micro-résonateurs, (c) Micro-hippodrome.
- Figure I.11 La SPR pour une interrogation angulaire.
- Figure I.12 Capteur à base de grating couplers.
- Figure I.13 (a) Interféromètre de Mach-Zehnder, (b) Interféromètre de Young.
- Figure I.14 Principe du capteur basé sur un CP-2D.

Chapitre II : Généralités Sur Les Capteurs À Cristaux Photoniques Pour La Détection Optique

- Figure II.1 (a) CPs-1D, (b) CPs-2D et (c) CPs-3D.
- Figure II.2 CP-1D composé d'un empilement périodique de couches d'épaisseurs a_1 et a_2 de permittivités ε_1 et ε_2 ($\varepsilon_1 > \varepsilon_2$) différentes.

Liste Des Figures Et Tableaux

- Figure II.3 L'interférence des ondes réfléchies par chaque dioptré.
- Figure II.4 (a) Relation de dispersion d'un CP-1D à incidence normale : une BIP apparaît en bord de la première zone de Brillouin, (b) Incidence oblique.
- Figure II.5 Structures à CPs-3D. (a) Structure tas de bois (b) Structure en opale inverse.
- Figure II.6 Structures bidimensionnelles : (a) connectée, (b) déconnectée.
- Figure II.7 (a) Un CP-2D de maille carrée et (b) Un CP-2D de maille triangulaire.
- Figure II.8 Le diagramme de bandes dans le cas d'un réseau triangulaire (pour $\varepsilon_2 = 12.25$).
- Figure II.9 Cartes des bandes interdites d'un réseau (a) carré (b) triangulaire dans une matrice diélectrique ($\varepsilon = 11.4$).
- Figure II.10 Exemples de défauts ponctuels dans un CP-2D créés (a) en omettant un seul motif, (b) en modifiant l'indice de réfraction (RI) d'un seul motif, (c) et (d) en variant le rayon d'un seul motif dans la structure.
- Figure II.11 (a) Spectre de transmission d'un CP-2D avec un motif manquant. (b) Intensité du champ dans la cavité pour $\lambda = 1.67 \mu\text{m}$.
- Figure II.12 Un guide défaut dans un réseau 2D : (a) de colonnes d'un diélectrique ; (b) de trous d'air.
- Figure II.13 Principe d'un dispositif de multiplexage.
- Figure II.14 Un filtre Add-Drop sur SOI.
- Figure II.15 Structure d'une PCF.
- Figure II.16 (a) Vue de guide d'onde à CP sur SOI, (b) Spectres de transmission mesurés pour différents indices de réfraction (RIs).
- Figure II.17 (a) Capteur référence PCW, (b) Spectre de transmission pour le capteur référence PCW ; pour les trous infiltrés de l'air (trait plein) et pour les trous infiltrés d'eau déionisée homogène (ligne en pointillés).
- Figure II.18 (a) Capteur de guide d'onde à CP amélioré, (b) Spectre de transmission de guide d'onde à CP amélioré.
- Figure II.19 Le principe de transduction optique d'un résonateur à CPs.
- Figure II.20 (a) Vue d'une microcavité à CP intégrée avec deux guides d'ondes ruban, (b) spectres de transmission normalisés de la microcavité illustrée en (a) avec différents indices de réfraction (RIs).

Liste Des Figures Et Tableaux

- Figure II.21 (a) Structure verticale de la cavité L2 formée par l'omission de deux trous, (b) Spectre de transmission du capteur avec des trous vides et localement infiltrés (polymère $n=1.54$).
- Figure II.22 (a) Représentation de la cavité L2 modifiée, (b) Spectre de transmission du capteur modifié avec des trous d'air et localement infiltrés (polymère $n=1.54$).
- Figure II.23 Transmission du capteur de température pour différents indices de réfraction (RIs).

Chapitre III : Méthodes Et Outils De Simulation Numériques

- Figure III.1 Cellules de Yee à trois dimensions.
- Figure III.2 Principe de calcul de la dérivée première de $f(x)$ en (x_0) .
- Figure III.3 Circulation du champ E autour du champ H .
- Figure III.4 Circulation du champ H autour du champ E .
- Figure III.5 Discrétisation spatiale du volume de calcul.
- Figure III.6 Discrétisation temporelle.
- Figure III.7 Fonctionnement d'un milieu de type PML.
- Figure III.8 L'utilisation des couches PML dans le cas 2D.
- Figure III.9 (a) Réseau triangulaire de trous de période « a », (b) Diagramme de dispersion en polarisation TM.
- Figure III.10 (a) Conception du guide d'onde (b) Spectre de transmission normalisé du guide d'onde CP W1 calculé à l'aide de la méthode 2D-FDTD.
- Figure III.11 (a) Représentation de la cavité proposée (Le trou en bleu indique la zone de détection), (b) Spectre de transmission de la structure de la cavité correspondant à l'infiltration d'eau désionisée.
- Figure III.12 (a) Distribution du champ $\vec{E}$ à travers la cavité dans le plan x-y, (b) Distribution équivalente de $|E|^2$.
- Figure III.13 Représentation de la cavité couplée à deux guides d'ondes d'entrée.
- Figure III.14 (a) Distribution du champ électrique à la résonance, (b) Distribution équivalente de $|E|^2$.

Chapitre IV : Résultats et interprétations

- Figure IV.1 (a) Réseau réel pour un réseau triangulaire, (b) Réseau réciproque présentant la première zone de Brillouin et les deux directions de plus haute symétrie ΓK et ΓM .
- Figure IV.2 Diagramme de dispersion en polarisation TM.
- Figure IV.3 Conception du guide d'onde CP formé par l'omission d'une rangée de trous d'air.
- Figure IV.4 (a) Spectre de transmission normalisé du guide d'onde CP W1 pour différents indices de réfraction (RIs) allant de $n=1$ à $n=1.4$ avec un incrément de $\Delta n=0.1$, (b) Décalages de la longueur d'onde de coupure (λ_{cutoff}) de la structure avec les changements de valeurs de l'indice de réfraction, donnent une sensibilité de 74.02nm/RIU.
- Figure IV.5 (a) Schéma du capteur CP-2D à base d'une cavité en forme de capsule, (b) L et R, les paramètres géométriques de la capsule.
- Figure IV.6 (a) Spectre de transmission normalisé du capteur CP pour différents indices de réfraction (RIs) allant de $n=1$ à $n=1.4$ avec un incrément de $\Delta n=0.1$, (b) Variation de la sensibilité et le facteur de qualité (Q) calculés du capteur proposé.
- Figure IV.7 (a) Distribution du champ électrique à la résonance ($\lambda=1.81324$ nm), (b) Distribution équivalente $|E|^2$.
- Figure IV.8 Spectre de transmission normalisé obtenu pour différents composants sanguins.
- Figure IV.9 Spectre de transmission normalisé pour des cellules normales et cancéreuses, (a) Cellule HeLa (b) Cellule basale (c) Cellule mammaire.
- Figure IV.10 Spectre de transmission normalisé pour les cellules normales et diabétiques.
- Figure IV.11 Différents designs où les cavités en forme de capsule sont infiltrées avec l'analyte ainsi que les trous de couleur jaune. (Design A) et (Design B) : la longueur de la capsule ($L=a$), et le rayon de la capsule ($R=r$) ; (Design C) : la 1^{ère} capsule ($L=a$, $R=r$), et la 2^{ème} capsule ($L=2a$, $R=r$) ; (Design D) : la 1^{ère} capsule ($L=3a$, $R=r$), la 2^{ème} capsule ($L=2a$, $R=r$), et la 3^{ème} capsule ($L=a$, $R=r$).
- Figure IV.12 (a) Variations de la longueur d'onde de résonance en fonction de la variation d'indice de réfraction (RI) pour les quatre designs, (b) La sensibilité calculée des quatre designs proposés.
- Figure IV.13 (a) Réseau réel pour un réseau triangulaire, (b) Diagramme de dispersion en

Liste Des Figures Et Tableaux

polarisation TM.

Figure IV.14 (a) Schéma du premier biocapteur à base de CPs-2D proposé, (b) Zoom de la région de la cavité.

Figure IV.15 (a) Distribution du champ électrique à la résonance ($\lambda_0 = 1.74414$), (b) Distribution équivalente de $|E|^2$.

Figure IV.16 Spectre de transmission normalisé pour la première conception proposée aux paramètres optimisés $R_{in}=0.23$ et $R_{out}=1.2a$.

Figure IV.17 (a) Variation de la sensibilité (S), (b) Variation de la longueur d'onde de résonance en fonction du rayon de l'anneau intérieur R_{in} .

Figure IV.18 Schéma du deuxième biocapteur à base de CP-2D proposé.

Figure IV.19 Spectre de transmission normalisé pour la deuxième conception proposée aux paramètres optimisés $R_{in}=0.23$ et $R_{out}=1.2a$.

Figure IV.20 Schéma du troisième biocapteur à base de CP-2D proposé.

Figure IV.21 Spectre de transmission normalisé pour la troisième conception proposée aux paramètres optimisés $R_{in}=0.23$ et $R_{out}=1.2a$.

Figure IV.22 (a) Vue latérale schématique de capteur RI à CP proposée dans un substrat SOI, (b) Structure du capteur RI à CP proposée.

Figure IV.23 (a) Spectre de transmission correspondant à $n=1$, (b) Distribution de champ électrique (E_y) dans le plan x-y.

Figure IV.24 Spectre de transmission normalisé de la conception proposée en fonction de la longueur d'onde pour différents indices de réfraction (RIs).

Figure IV.25 Variation de la sensibilité et la transmission normalisée de capteur proposé en fonction de rayon du trou central R_C .

Figure IV.26 Variation de la sensibilité en fonction des différents rayons de la première rangée de trous R_1 .

Figure IV.27 (a) Différentes structures proposées, lorsque $N=6, 12, 18$ et 28 (les trous de couleur jaune correspondent à la région de détection remplie d'analyte), (b) Variation de la sensibilité et la transmission normalisée de capteur proposé pour les différentes structures proposées, en variant le nombre de trous fonctionnalisés ($N=6, 12, 18$ et 28).

Figure IV.28 Diagramme de dispersion en polarisation TM.

Figure IV.29 Schéma du capteur à guide d'onde à base de CP, pour lequel la valeur optimisée de $R_C=0.56a$.

Liste Des Figures Et Tableaux

- Figure IV.30 (a) Spectre de transmission normalisé de design proposé en fonction de la longueur d'onde pour différents indices de réfraction (RIs) allant de $n=1$ à $n=1.05$ avec un incrément de $\Delta n=0.01$, (b) Décalage de la longueur d'onde de coupure de la structure proposée en fonction des variations des valeurs de l'indice de réfraction, ce qui amène à une sensibilité de 938nm/RIU.
- Figure IV.31 (a) Spectre de transmission normalisé de design proposé en fonction de la longueur d'onde pour différents indices de réfraction (RIs) allant de $n=1$ à $n=1.2$ avec un incrément de $\Delta n=0.05$, (b) Décalage de la longueur d'onde de coupure de la structure proposée en fonction des variations des valeurs d'indice de réfraction (RI), ce qui amène à une sensibilité de 899nm/RIU.
- Figure IV.32 Représentation schématique du capteur à cavité couplée à un guide à base de CP à fente modifié où les trous (en noir) forment une cavité résonnante pour obtenir une plus grande sensibilité.
- Figure IV.33 (a) Spectre de transmission normalisé avec et sans microcavité en fonction de la longueur d'onde, (b) Sensibilité du capteur amélioré en fonction de rayon des défauts pour différentes valeurs du S_x .
- Figure IV.34 Spectre de transmission normalisé de la conception proposée en fonction de la longueur d'onde pour $n=1$ et $n=1.1$.
- Figure IV.35 Spectre de transmission du capteur à cavité couplée à un guide à base de CP à fente immergé dans l'air ($n=1.000265$) et le méthane ($n=1.0004365$).

Liste Des Tableaux

Chapitre IV : Résultats et interprétations

- Tableau IV.1 Performance du biocapteur en forme de capsule pour différents analytes.
- Tableau IV.2 Valeurs d'indice de réfraction (RI) des globules rouges (GRs) normaux et infectés.
- Tableau IV.3 Les valeurs de la longueur d'onde de résonance (λ_0), le facteur de qualité (Q), la sensibilité (S) et la limite de détection (LD) en fonction du rayon de l'anneau intérieur R_{in} pour les différents stades du paludisme.
- Tableau IV.4 Les valeurs de la longueur d'onde de résonance (λ_0), le facteur de qualité (Q), la sensibilité (S), la limite de détection (LD) et de la transmission normalisée du deuxième modèle proposé pour les différents stades du paludisme.

Liste Des Figures Et Tableaux

- Tableau IV.5 Les valeurs de la longueur d'onde de résonance (λ_0), le facteur de qualité (Q), la sensibilité (S), la limite de détection (LD) et de la transmission normalisée du troisième modèle proposé pour les différents stades du paludisme.
- Tableau IV.6 Comparaison du biocapteur proposé avec différents capteurs à bases des CPs.
- Tableau IV.7 La sensibilité du capteur proposé pour différents indices de réfraction (RIs).
- Tableau IV.8 Comparaison du capteur proposé avec plusieurs conceptions similaires.
- Tableau IV.9 Liste des valeurs de la sensibilité (S), le facteur de qualité (Q), et le facteur de mérite (FOM) pour le dispositif amélioré.

Table Des Matières

Table Des Matières

Introduction Générale.....	1
I.1 Introduction.....	2
I.2 Définition d'un transducteur	2
I.3 Différentes notions d'optique guidée.....	3
I.3.1 Modes guidés	3
I.3.2 Polarisation TE et TM	4
I.3.3 Ondes évanescentes	5
I.4 Techniques de détection.....	7
I.4.1 Détection optique avec marquage fluorescent	7
I.4.2 Détection optique sans marquage fluorescent.....	8
I.5 La détection d'un capteur basé sur un micro-résonateur	9
I.5.1 La détection homogène	9
I.5.2 La détection surfacique	9
I.6 Principe de fonctionnement d'un micro-résonateur.....	10
I.7 Capteurs utilisant des micro-résonateurs optiques.....	10
I.7.3 La détection par évanescente.....	12
I.7.4 La détection en volume	13
I.8 Exemple de capteurs optiques intégrés sans marquage	13
I.8.3 Interféromètres	15
I.8.4 Cristaux photoniques	17
I.9 Conclusion	18
II.1 Introduction	20
II.2 Les CPs pour la détection optique	20
II.2.1 Le miroir de Bragg (CPs-1D)	21
II.2.2 Les CPs-2D et CPs-3D	24
a) Diagramme de bandes.....	25
b) Carte des bandes interdites.....	27

Table Des Matières

II.2.3 Défauts dans un CP-2D	28
a) Les défauts ponctuels.....	28
b) Les défauts linéiques.....	29
c) Les défauts couplés.....	30
II.2.4 Technologies et matériaux utilisés.....	30
II.3 Applications des CPs	31
II.3.2 Filtres et multiplexeurs	32
II.3.3 Fibres optiques.....	33
II.3.4 Capteurs à CPs.....	34
II.4 Généralités sur les capteurs	34
II.4.1 Paramètres caractérisant les performances d'un capteur	35
a) La sensibilité.....	35
b) La résolution	35
c) La limite de détection	35
d) La sélectivité.....	36
II.4.2 Capteurs d'indice de réfraction (RI) à base de CP	36
II.4.2.1 Capteurs basé sur des guides d'onde à CPs.....	36
II.4.2.2 Capteurs à base de microcavités à CPs.....	39
II.4.2.3 Capteurs à base de guide-cavité à CPs couplé.....	42
II.5 Conclusion	42
III.1 Introduction	45
III.2 Equations de Maxwell dans les CPs-2D	45
III.3 Méthodes de modélisation des CPs	46
III.3.1 La méthode des ondes planes (PWE).....	46
III.3.2 La méthode des différences finies temporelles (FDTD)	48
III.3.3. Conditions aux limites.....	55
a) Méthode des PML (Perfect Matching Layer)	55

Table Des Matières

b) Équations d'évolution dans un milieu PML	56
III.4 Aperçu sur le logiciel «RSoft-CAD»	57
III.4.1 Simulateur BandSOLVE	57
III.4.2 Simulateur FullWAVE	57
III.5 Exemple de calcul	58
III.6 Conclusion.....	61
IV.1 Introduction	63
IV.2 Biocapteurs à base d'un couplage entre un guide $W1^K A$ et une cavité	64
IV.2.1 Conception d'un biocapteur CP-2D à base d'une cavité en forme de capsule	64
IV.2.2 Conception d'un biocapteur CP-2D à base d'une cavité en configuration anneaux....	75
IV.3 Capteurs pour le moyen infrarouge (Mid-infrared)	85
IV.3.1 Conception d'un capteur pour la détection RI dans le moyen-IR.....	85
IV.3.2 Conception d'un capteur à fente pour la détection biochimique dans le moyen-IR	91
IV.4 Conclusion	99
Conclusion Générale	102
Références	106

Introduction Générale

Introduction Générale

Dans les laboratoires Bell Labs et avec le développement des systèmes de télécommunications optiques, S.E. Miller proposa d'intégrer des composants optiques par des guides d'ondes optiques dans le même substrat en les interconnectant, suite à ses travaux et après des années d'études et de recherche fut naître l'OPTIQUE INTÉGRÉE [1]. Plusieurs domaines tels que la Sécurité, les Télécommunications et la Médecine ont considérablement utilisé ces technologies pour créer des nouveaux composants et systèmes. Seulement, les besoins sont toujours croissants et conduisent à penser que pour imaginer de nouvelles fonctions, il est nécessaire d'explorer de nouvelles voies en allant chercher dans les disciplines voisines des possibilités afin de simplifier et améliorer les performances des composants existants ou proposer carrément de nouveaux composants. L'optique intégrée possède plusieurs avantages mais le pouvoir de réunir plusieurs fonctions optiques sur le même substrat en est le principal. Les dispositifs optiques intégrés sur puce offrent un grand potentiel pour le développement de transducteurs génériques, compatibles avec la détection parallèle, sans marqueurs, d'une grande diversité de biomolécules et sur une gamme spectrale pouvant être ajustée du visible à l'infrarouge où l'absorption de nombreux matériaux et le bruit biologique sont fortement réduits.

Dans ce contexte, les cristaux photoniques (CPs) proposés par Yablonovitch, en 1987 [2] et S. John [3] dans des articles accrocheurs pourraient jouer un rôle important. Ces CPs sont en fait l'analogue d'un semi-conducteur qui contrôle les photons [4], elles sont des structures artificielles périodiques dont l'indice diélectrique change périodiquement dans une ou plusieurs directions spatiales à une échelle de longueur d'onde que l'on veut contrôler [5]. Une gamme de fréquences où la lumière ne peut plus diffuser et se propager résulte de ce changement périodique de l'indice optique dans différentes directions. Par analogie avec les semi-conducteurs, ces bandes sont appelées bandes interdites photoniques (BIPs) [6]. Depuis leur découverte, les CPs représentent un grand intérêt pour la communauté de l'optique intégrée [7].

Les capteurs développés en optique intégrée occupent une place importante, ils sont nombreux et leurs domaines d'application sont très larges (Biologie, Industrie Chimique, Métallurgie, etc.) [8]. Les capteurs optiques font partie de capteurs qui ne sont pas sensibles aux interférences électro-magnétiques environnantes et permettent également de transmettre l'information issue du capteur à très grande distance. Parmi ces capteurs optiques, les capteurs à base des micro-résonateurs optiques présentent l'avantage d'une sensibilité très élevée, tout

en diminuant énormément la taille du capteur en comparaison de dispositif interférométrique par exemple ; par conséquent, le nombre de molécules à détecter est réduit.

Les dispositifs de bio-détection basés sur des micro-résonateurs sont généralement constitués de polymères, de semi-conducteurs ou de matériaux massifs et reposent sur l'interaction entre les molécules à détecter qui existent dans l'environnement avec la partie évanescente de l'onde.

L'une des préoccupations mondiales actuelles est de fournir une très bonne qualité de vie aux habitants aussi le plus longtemps possible. Le suivi et l'amélioration de ces conditions de vie ont conduit au développement de capteurs permettant de détecter plusieurs molécules qui peuvent être dangereuse comme des gaz [9], des virus ou même des protéines [10]. La taille microscopique et les propriétés de la BIP rendent les CPs une base prometteuse pour la réalisation de capteurs intégrés sans marquage dits «label-free» [11]. Particulièrement, grâce à leurs propriétés de fort confinement optique de la lumière dans un très petit volume [12]. L'objectif des capteurs à CPs est d'effectuer une détection rapide, sensible et sélective de molécules à faible concentration pour, par exemple, la possibilité de prévenir et traiter au plus tôt possible la maladie du patient, ou encore de prévenir les catastrophes écologiques en détectant les polluants dans l'environnement.

Ces dernières années, les capteurs optiques sur puce permettant une détection et une quantification instantanées des analytes biologiques ont suscité un grand intérêt. La nouvelle génération de biocapteurs optiques doit être non seulement fiable, mais aussi portable et capable d'être fabriquée avec la technologie de production existante afin de réduire le coût. Par conséquent, de multiples paramètres biologiques ou physiques peuvent être mesurés rapidement et en temps réel sur une seule puce de capteurs [13] afin de réaliser une future commercialisation des biocapteurs photoniques avec la technologie laboratoire sur puce (Lab On Chip). Même si des progrès remarquables ont été réalisés dans le domaine des capteurs à CPs, de grands efforts et des recherches approfondies sont encore nécessaires pour ses applications pratiques.

Le moyen infrarouge (Mid-IR) est une région spectrale varie approximativement entre 2 et 20 μm . Comme il existe deux fenêtres de transmission atmosphérique (3-5 μm) et (8-13 μm) et des bandes d'absorption de plusieurs substances gazeuses et liquides, cette gamme de longueurs d'onde est d'une grande importance scientifique et technologique [14,15]. Cette région est très riche en applications qui peuvent influencer notre vie quotidienne comme les capteurs biologiques et chimiques, il est donc important de l'explorer. Pour cela, la conception et l'analyse de capteurs optiques à base de CPs fonctionnant dans le moyen infrarouge aux alentours de 3.6-3.9 μm sera présenté.

Le travail de cette thèse s'inscrit dans cette optique, tout en exploitant une nouvelle approche permettant la conception et l'étude des capteurs à indice de réfraction (RI) à base de CPs bidimensionnels fonctionnant dans le visible et le moyen infrarouge. Les structures proposées dans cette thèse sont essentiellement à base de système de couplage guide-cavité. Nous nous sommes fixés comme objectif le renforcement du confinement de la lumière au sein de la cavité.

Afin de présenter l'essentiel de notre travail, nous allons donner à la thèse, la structure suivante :

Tout d'abord ; dans le premier chapitre, nous présenterons l'état de l'art des micro-résonateurs pour des applications capteurs en exposant un rappel bibliographique sur les capteurs optiques intégrés sans marquage. Ensuite nous introduirons tous les concepts nécessaires pour comprendre le principe de fonctionnement des micro-résonateurs utilisés pour des applications de détection.

Ensuite, dans le deuxième chapitre, une étude bibliographique relative aux capteurs optiques intégrés et un état de l'art de leurs caractéristiques seront présentés. Une place particulière sera faite aux capteurs RI aux CPs-2D.

Le chapitre trois sera consacré au développement des méthodes et des outils de simulation numériques utilisés dans ce travail. Dans un premier temps, nous aborderons l'étude de la propagation des ondes électromagnétiques (dans l'air et dans les matériaux homogènes) en détaillant les deux méthodes : La PWE (Plane Wave Expansion) et la FDTD (Finite-Difference Time-Domain). Dans un second temps, nous présentons le logiciel RSoft avec ses modules (FullWAVE et BandSOLVE).

Finalement, dans le dernier chapitre, la conception des quatre capteurs à CP-2D à cavité couplée à un guide à base de CPs qui pourront être utilisés pour la détection d'indice de réfraction (RI), où la détection d'un analyte peut être effectuée par un changement local d'indice de réfraction (RI) sera présenté. Le premier biocapteur à CP proposé est un capteur à base d'une cavité en forme de capsule couplée à deux guides d'ondes pour la détection simultanée des différents composants sanguins, des cellules cancéreuses et de diabète. La conception proposée permet d'obtenir une sensibilité élevée de 609.25nm/RIU. Nous proposerons un deuxième biocapteur CP-2D avec une microcavité en forme d'anneau pour la détection des trois stades du paludisme une sensibilité élevée de 702.96nm/RIU sera présentée. Nous concevrons deux derniers capteurs à base d'une cavité couplée à un guide en CP fonctionnant dans le moyen IR pour la détection biochimique et une sensibilité de 1343.2nm/RIU sera obtenue. Nous allons étudier aussi l'effet de paramètres physiques et géométriques sur la performance des capteurs

Introduction Générale

proposés afin d'améliorer leurs performances. Toutes les simulations seront effectuées à l'aide des deux méthodes (PWE) et (FDTD) du simulateur FullWAVE et BandSOLVE de RSoft Photonic Suite CAD. Nous terminerons ce travail de thèse par une conclusion générale résumant les résultats obtenus, nous proposerons ainsi quelques perspectives.

Chapitre I :

Introduction Sur Les Micro-Résonateurs Pour Des Applications Capteurs

I.1 Introduction

L'une des préoccupations mondiales récentes est de fournir une vie de qualité le plus longtemps possible. L'amélioration et la surveillance de ces conditions de vie ont conduit aux développements de capteurs capables de détecter diverses molécules potentiellement nocives, notamment des protéines, des virus, ou des gaz par exemple. Ces capteurs occupent une place essentielle dans notre société et sont utilisés dans tous les domaines de la vie.

Dans le premier chapitre, certains principes de base de l'optique guidée et un bref état de l'art lié aux micro-résonateurs pour des applications de capteurs optiques sont introduit ; ceci afin de montrer l'avantage d'utiliser un micro-résonateur optique en tant que transducteur.

Tout d'abord, le concept général du capteur optique sera décrit, en particulier les capteurs optiques sans marquage. Les applications et les performances des capteurs basés sur de micro-résonateurs optiques sont aussi décrites.

Enfin, toutes les notions nécessaires pour comprendre le principe de fonctionnement d'un micro-résonateur utilisé comme transducteur pour la détection sont présentées.

I.2 Définition d'un transducteur

Un transducteur est un dispositif qui peut donner des grandeurs physiques mesurables à partir des grandeurs physiques que l'on veut mesurer. Les capteurs sont constitués en générale d'un ou de certains transducteurs qui convertissent une grandeur physique en une autre grandeur physique, et un conditionneur, qui convertit la lecture en un signal électrique [16]. Le but des capteurs est souvent de détecter des paramètres physiques, comme la température [17], des paramètres chimiques, tels que le pH [18], et aussi des paramètres biologiques, tels que la concentration de molécules spécifiques (biomolécules,...) [19]. Les molécules que nous désirons détecter sont appelées molécules cibles. La Figure I.1 représente le principe d'un capteur, il peut détecter, transmettre et analyser les informations requises [20]. Il se compose d'un milieu de détection, un transducteur et une interface de commande. Les capteurs peuvent être caractérisés selon deux critères :

- Grandeur mesurée : Les capteurs de température, position, pression, force,...etc.
- Nature des informations fournies : Les capteurs logiques sont également appelés capteurs tout ou rien, les capteurs numériques ou analogiques.

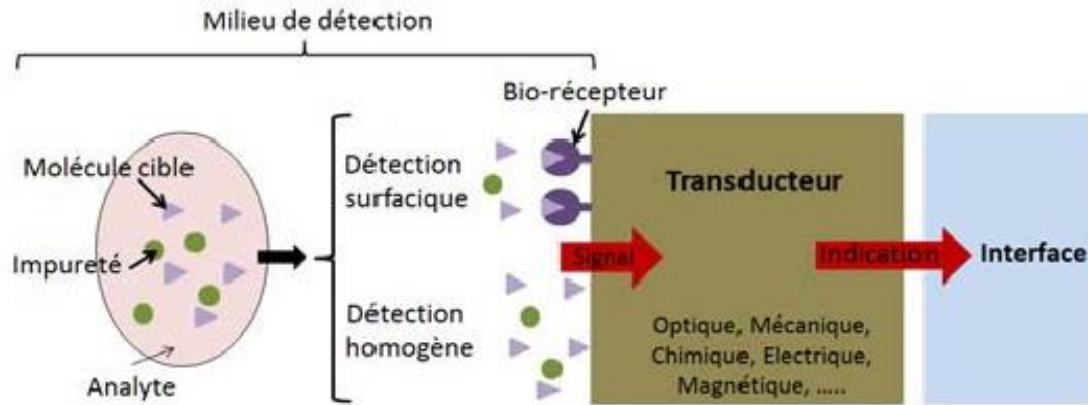


Figure I.1. Principe de fonctionnement d'un capteur [21].

Selon le mécanisme d'apport d'énergie à l'élément sensible qui convertit les phénomènes physiques en signaux exploitables, chaque catégorie peut être subdivisée en certaines sous-catégories de capteurs, en fonction de la nature des caractéristiques modifiées du transducteur. Par exemple, il existe différents types de capteurs : optiques [22], chimiques [23], électriques [24], magnétiques [25] et mécaniques [26].

L'interaction entre l'analyte et le transducteur peut se fabriquer de deux manières différentes :

- Dans le milieu de détection, les molécules sont uniformément réparties, alors la détection est homogène ;
- Les molécules sont greffées à d'autres espèces biologiques sensibles à la molécule cible, et sont appelées bio-récepteurs. Ensuite, la surface de transduction fonctionne.

Les bio-récepteurs sont aptes de reconnaître précisément des molécules par leur site sélectif et ont la fonction de fixer des molécules cibles contenues dans l'analyte. Ces capteurs sont appelés biocapteurs et la détection est appelée surfacique.

Les transducteurs optiques sont intéressants parce qu'ils permettent aux capteurs d'avoir une haute sensibilité et une large plage de détection [22].

I.3 Différentes notions d'optique guidée

Il est nécessaire de rappeler certaines notions d'optique guidée, avant de découvrir les micro-résonateurs optiques.

I.3.1 Modes guidés

La propagation de l'onde optique guidée dans le guide d'onde est limitée par sa structure, (Le profil d'indice, la dimension et la forme géométrique). Par conséquent, selon sa structure, il existe différents modes de propagation, les modes guidés et de guides monomodes ou multimodes [16] :

Le mode guidé est une distribution transverse de l'onde optique dont les profils d'amplitude et de polarisation sont constants le long de la direction de propagation [27,28]. Ces modes sont définis par une évan β propre au mode. La constante de propagation β représente le taux de changement du phase d'un mode guidé par unité de longueur de propagation. Si la distance de propagation d'un mode dans un guide d'onde optique est z et sa phase est $\phi(t, z)$, alors la constante de propagation du mode est exprimée par $\beta = \partial\phi/\partial z$. On observe donc une relation directe entre la constante de propagation d'un mode et sa vitesse de phase. Un guide d'onde optique est un milieu optique spatialement inhomogène dont les propriétés sont imposées par sa structure.

La constante de propagation d'un mode dépend de la structure du guide d'onde optique dans lequel il se propage. L'indice du milieu optique est défini comme le rapport entre la constante de propagation de l'onde optique se propageant dans ce milieu et celle dans le vide ($k = 2\pi/\lambda$, où λ est la longueur d'onde optique dans le vide), le guide d'onde optique a aussi son indice propre qui est l'indice effectif du mode guidé. La constante de propagation β et l'indice effectif du mode guidé n_{eff} sont liés par la relation [16]:

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff} = k n_{eff} \quad (I.1)$$

L'indice effectif du mode guidé est spécifique à ce mode et dépend de la structure du guide. Quand le mode change, son indice effectif change aussi. Plusieurs méthodes, peuvent être utilisées afin de calculer les indices effectifs des modes guidés, comme la méthode des indices effectifs.

I.3.2 Polarisation TE et TM

Pour les ondes électromagnétiques, les champs électriques et magnétiques oscillent dans des directions différentes. Par convention, la polarisation de la lumière représenté la vibration du champ $\vec{E}$. On parle de la polarisation rectiligne, si le champ oscille dans une seule direction, Pour le dioptré plan, nous définissons deux polarisations rectilignes orthogonales, à savoir les polarisations transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM). La polarisation TE présente un champ $\vec{E}$ perpendiculaire au plan d'incidence (Figure I.2a), tandis que la polarisation TM a un champ $\vec{E}$ parallèle au plan d'incidence (Figure I.2b). Dans un milieu isotrope non confiné, l'indice correspondant aux polarisations TE et TM est le même. Si le matériau en question présente une anisotropie d'indice, la réponse optique sera différente (biréfringence) en raison de sa structure (comme cristalline) ou de la contrainte appliquée au matériau le long d'un axe particulier, selon la polarisation TE ou TM [28].

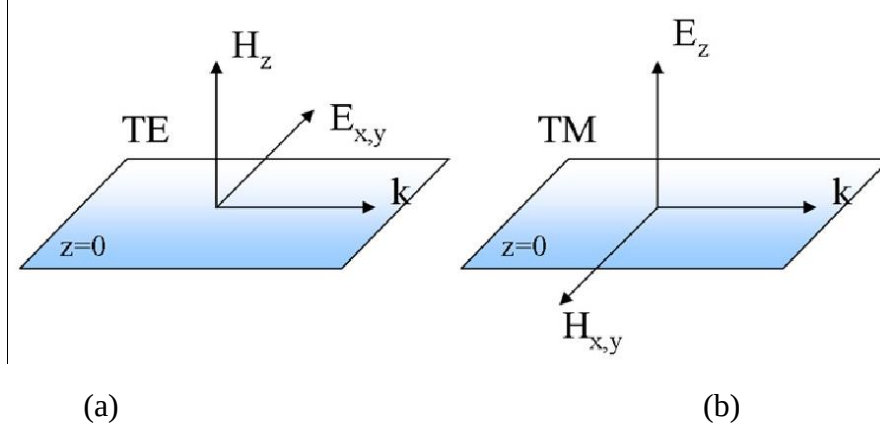


Figure I.2. Définition de la polarisation (a) TE et (b) TM [28].

I.3.3 Ondes évanescentes

On considère deux milieux d'indices de réfraction n_1 et n_2 respectivement, de sorte que $n_1 > n_2$ et un rayon se propageant dans le milieu 1 avec un angle d'incidence θ_1 par rapport à la normale à l'interface entre les deux milieux (Figure I.3) [29].

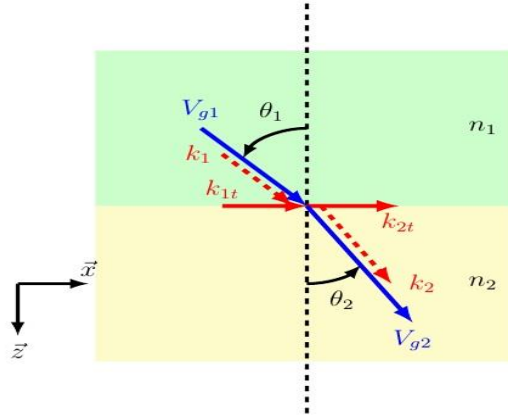


Figure I.3. Principe de la réfraction positive (Où l'angle d'incidence de l'onde est inférieur à l'angle critique). Dans le cas contraire, il y a une réflexion totale avec la production d'une onde évanescente dans le deuxième milieu [30].

Selon la loi de Snell-Descartes, ce rayon incident va être réfracté dans le milieu 2 :

$$n_1 \sin(\theta_1) = n_2 \sin(\theta_2) \quad (I.2)$$

Où θ_2 est l'angle entre la normale au point d'incidence et le rayon réfracté. Cette loi est vérifiée tant que $\theta_1 < \theta_c$ où θ_c est l'angle critique au-delà duquel il y a une réflexion totale. Cette dernière se réalise lorsque l'angle d'incidence θ_1 du rayon est supérieur à l'angle critique θ_c .

$$\theta_1 > \theta_c = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (I.3)$$

On cherche à déterminer les conséquences sur l'expression du champ $\vec{E}$ dans le milieu 2, qui est donné par :

$$E(r, t) = E_0 \cdot \exp(i(K_2 \cdot r - \omega t)) \quad (I.4)$$

En décomposant le vecteur d'onde transmis k_2 par projection sur les axes $\vec{x}$ et $\vec{z}$, on a :

$$K_2 = k_2 \sin(\theta_2) \cdot \vec{x} + k_2 \cos(\theta_2) \cdot \vec{z} \quad (I.5)$$

Dans le cas de la réflexion totale, avec $n_1 > n_2$ l'équation I.2 devient :

$$\sin(\theta_2) > \frac{n_1}{n_2} \sin(\theta_1) \quad (I.6)$$

Ce qui entraîne :

$$\sin(\theta_2) > 1 \quad (I.7)$$

Parce que $n_1 > n_2$; d'où

$$\cos^2(\theta_2) = 1 - \sin^2(\theta_2) < 0 \quad (I.8)$$

$\cos(\theta_2)$ est alors complexe est égale:

$$\cos(\theta_2) = \pm i \sqrt{\frac{n_1^2}{n_2^2} \sin^2(\theta_1) - 1} \quad (I.9)$$

En remplaçant l'expression I.9 dans l'équation I.5, il vient :

$$K_2 = k_2 \frac{n_1}{n_2} \sin(\theta_1) \cdot \vec{x} \pm i k_2 \sqrt{\frac{n_1^2}{n_2^2} \sin^2(\theta_1) - 1} \cdot \vec{z} \quad (I.10)$$

Si on exclut la possibilité physique d'un champ $\vec{E}$ qui divergerait pour $z \rightarrow \infty$, l'indétermination sur le signe du deuxième terme est levée. Par conséquent, le champ $\vec{E}$ dans le deuxième milieu s'écrit :

$$E(r, t) = E_0 \cdot \exp\left(k_2 \sqrt{\frac{n_1^2}{n_2^2} \sin^2(\theta_1) - 1} \cdot \vec{z}\right) \cdot \exp\left(i\left(\omega t - k_2 \frac{n_1}{n_2} \sin(\theta_1) \cdot x\right)\right) \quad (I.11)$$

L'expression I.11 met l'accent sur l'existence d'une onde évanescente d'amplitude :

$$E_0 \cdot \exp\left(k_2 \sqrt{\frac{n_1^2}{n_2^2} \sin^2(\theta_1) - 1} \cdot \vec{z}\right) \quad (I.12)$$

Il s'agit d'une onde localisée et périodique dans le temps, qui ne se propage pas dans l'espace, ne transmet aucune énergie, et décroît de façon exponentielle, comme l'illustre la Figure I.4.

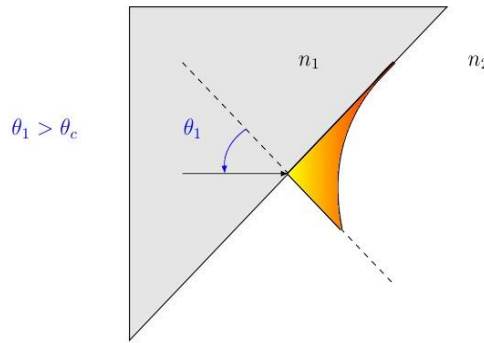


Figure I.4. L'interface entre deux milieux d'indices respectifs n_1 et n_2 avec $n_1 > n_2$, il y a une réflexion totale si $\theta_1 > \theta_c = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$ [29].

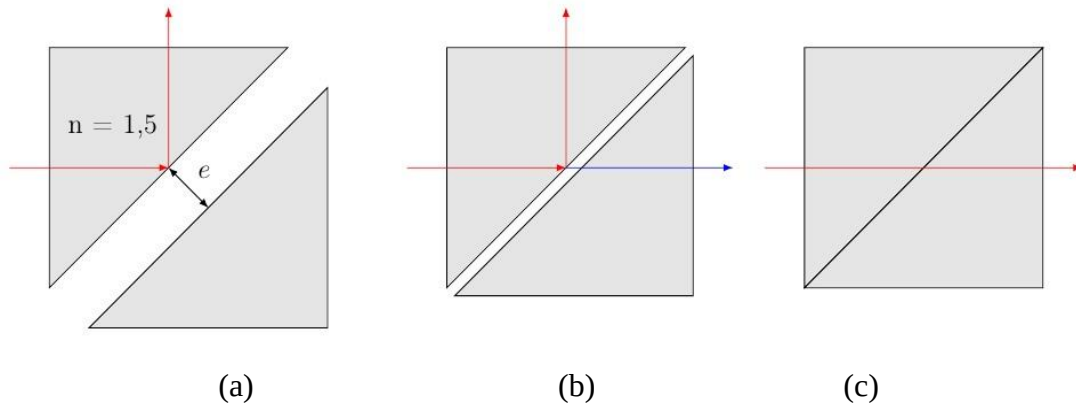


Figure I.5. Les régimes de fonctionnement obtenus, (a) Réflexion Totale, (b) Réflexion Totale Frustrée et (c) Transmission [29].

La Figure I.5 montre les trois régimes de fonctionnement obtenus avec des prismes à angle droit, (a) Si la distance entre eux est assez grande, l'onde incidente sera complètement réfléchi. (b) En rapprochant le prisme de droite, l'onde évanescente sera transmise au deuxième prisme sous la forme d'une onde propagatrice. Alors la réflexion est dite 'frustrée'. (c) il y a une transmission quand les deux prismes sont collés, [29].

I.4 Techniques de détection

Pour les capteurs optiques, les techniques optiques de détection peuvent être divisées en deux catégories : détection avec et sans marquage fluorescent.

I.4.1 Détection optique avec marquage fluorescent

Cette détection implique la fixation des marqueurs fluorescents (fluorophores ou fluorochromes), à la molécule à détecter. Le marqueur absorbe l'onde d'excitation de la source

de lumière et la réfléchit à une longueur d'onde différente. L'analyse de cette émission se base sur la fluorescence quantifie la concentration de molécules à la surface. La limite de détection (LD) de ces systèmes peut atteindre des centaines de fg/mL. Néanmoins, cette détection présente certains inconvénients [16] :

- L'usage d'un montage de fluorescence avec des filtres pour séparer la lumière d'émission et la lumière d'excitation. Cette méthode est coûteuse et ne convient pas à la détection sur site. Néanmoins, des capteurs de fluorescence récemment développés qui combinent la microfluidique avec des fibres optiques permet de réaliser des capteurs mobiles pour la mesure in-situ [31].
- Modifier la structure de la molécule à étudier lorsqu'elle est fonctionnalisée par un marqueur fluorescent (méthode invasive).
- L'existence de substances parasites réduira l'intensité de fluorescence (phénomène de quenching) ou fluorescent elles-mêmes, entraînant un bruit de fond élevé. Les substances parasites capables aussi de changer l'intensité d'émission des marqueurs fluorescents par le biais des réactions photochimiques (le photoblanchiment) lors de l'exposition lumineuse. Ces interactions parasites peuvent aussi provoquer la dénaturation des molécules étudiées.

I.4.2 Détection optique sans marquage fluorescent

Contrairement à la méthode décrite précédemment, Les capteurs sans marquage fluorescent montrent un avantage majeur de la possibilité d'étudier des molécules non modifiées. Plusieurs techniques de détection sans marquage ont été développées telles que la résonance de plasmon de surface (SPR) avec une limite de détection de quelques pg/mL (A. Naimushin *et al* [32] annoncent que la limite de détection d'entérotoxine de staphylocoques dorés de 2.8 pg/mL). Ces derniers temps, l'utilisation de micro-résonateurs optiques comme transducteurs dans des capteurs optiques sans marquage fluorescent a été bien étudiée [22], [33]. L'avantage de cette méthode est qu'elle autorise la détection de la molécule cible dans son état naturel sans aucune variation à cause de greffage de fluorophore. Par contre, la méthode de détection sans marquage fluorescent est la seule méthode donnant un suivi quantitatif en temps réel de mesure cinétique d'une réaction biochimique [22]. Quelques capteurs optiques sans marqueurs fluorescents utilisent le mécanisme de détection en mesurant le changement d'indice de réfraction (RI) de l'analyte causé par des interactions moléculaires, qui sont liées à la concentration volumique ou à la densité surfacique moléculaire, plutôt qu'à la quantité totale de molécule cible tel que dans la méthode de fluorescence [33].

I.5 La détection d'un capteur basé sur un micro-résonateur

Pour les capteurs à base des micro-résonateurs, il existe deux types de détection quantitative : la détection homogène et la détection surfacique [21] :

I.5.1 La détection homogène

La détection homogène est utilisée pour la détection des molécules cibles dans une solution comme le glucose dans le sang. Lors de ce que l'on appelle la détection homogène, comme l'illustre la Figure I.6, une solution dans laquelle les molécules sont solubilisées, est déposée sur le micro-résonateur. Cette solution est donc considérée comme la couche de confinement supérieure (le superstrat) des guides d'onde qui composent le micro-résonateur. L'existence de molécules uniformément réparties dans la solution change l'indice de réfraction. Ce changement d'indice de réfraction varie l'indice effectif du mode guidé, qui est associé à l'indice du superstrat, provoquant ainsi une variation des paramètres caractéristiques du signal de transduction à la sortie du guide. Néanmoins, toutes les molécules d'une solution à l'exception des molécules cibles participent à la variation de l'indice de réfraction. Donc, une détection homogène n'est pas sélective. Pour obtenir une détection sélective, des études se sont concentrées sur la détection surfacique [16].

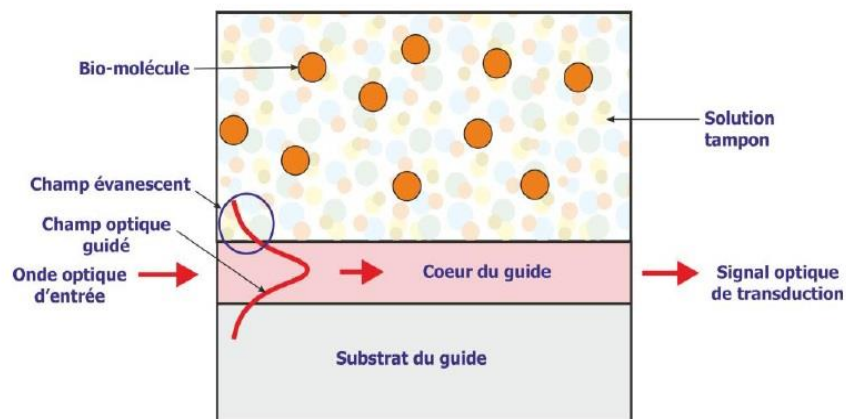


Figure I.6. La détection homogène [16].

I.5.2 La détection surfacique

La Figure I.7 montre le principe de détection sur la surface du micro-résonateur. Un récepteur de reconnaissance spécifique de la molécule est greffé sur la surface du capteur. Le greffage de molécules appropriées fixe des molécules spécifiques dans la solution. Les molécules présentes dans la solution mais non liées au récepteur participent à la modification de l'indice effectif. Après rinçage de la surface du capteur, les molécules dans la solution seront

éliminées et l'influence de la détection homogène sera éliminée. La molécule cible est toujours attachée au récepteur [21].

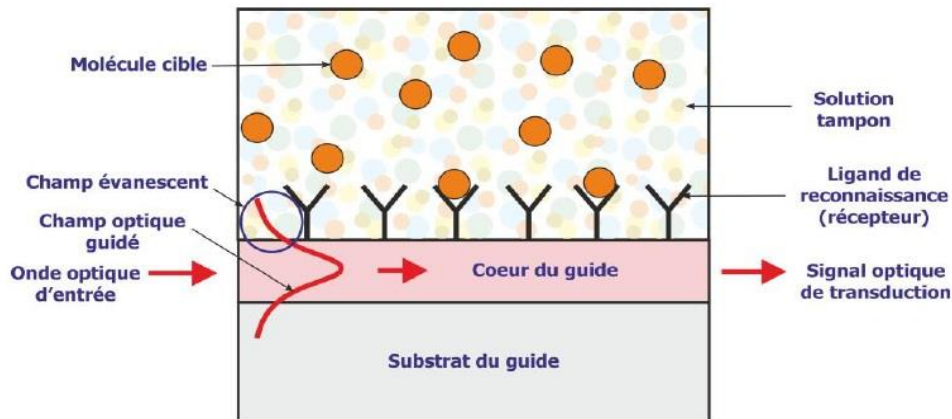


Figure I.7. La détection surfacique [16].

I.6 Principe de fonctionnement d'un micro-résonateur

Un capteur est un dispositif qui mesure un paramètre, ce paramètre peut être la valeur de pH d'une solution, la température du milieu ou la concentration de molécules, en mesurant un autre paramètre, il peut s'agir d'un paramètre optique, chimique ou électrique, selon le type de capteur. Dans les micro-résonateurs optiques, les ondes sont guidées dans un circuit en boucle, où la lumière se propage dans son propre chemin fermé le long de la boucle. En raison de ses caractéristiques de résonance, un long chemin optique peut être atteint avec un petit micro-résonateur optique. Le mécanisme de détection se base sur la mesure de la variation de l'indice effectif du mode guidé circulant dans le micro-résonateur, qui est créé par l'interaction entre le champ évanescent optique et l'analyte. La molécule cible se trouve soit dans le volume de la solution soit sur la surface du micro-résonateur. La mesure est réalisée sur le signal optique de transduction en tant que réponse optique du micro-résonateur.

I.7 Capteurs utilisant des micro-résonateurs optiques

Les capteurs basés sur de micro-résonateurs ont utilisé à cause de leurs caractéristiques de résonance [22], ce qui empêche l'augmentation de la longueur d'interaction entre la lumière et les molécules cibles. Certes, selon la forme circulaire du micro-résonateur, leur structure autorise la propagation de deux genres de modes, (Figure I.8), le mode guidé et le mode de galerie (Whispering Gallery Mode/WGM) [34], qui circulent plusieurs fois dans le micro-résonateur. Les mécanismes de propagation et de confinement des modes dans les micro-résonateurs optiques se basent sur la réflexion optique interne totale, par mode guidé ou mode de galerie.

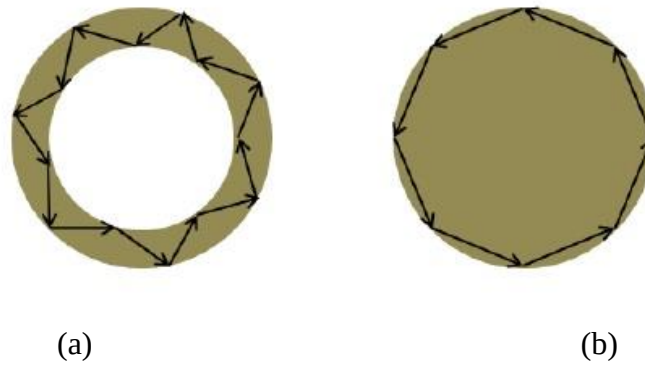


Figure I.8. (a) Modes guidés. (b) Modes de galerie [21].

I.7.1 Les micro-résonateurs à mode de galerie

Pour comprendre la traduction anglaise des modes de galerie dans un résonateur optique "les whispering gallery modes", il faut remonter à la fin du 19^{ième} siècle. Lord Rayleigh a souligné cet étrange phénomène acoustique dans la grande galerie entourant la base du dôme de la cathédrale Saint-Paul à Londres, où deux personnes peuvent parler quelle que soit leur distance. Ce phénomène provient de la propagation guidée des ondes sonores provoquées par des réflexions continues le long de la galerie [35]. Il a établi le phénomène de diffusion de ces modes dans une publication "The problem of Whispering Gallery" [36]. De même, dans le domaine optique, les modes de galerie correspondent à la propagation de la lumière guidée par réflexion interne totale dans une cavité circulaire ou sphérique composée d'un diélectrique peu absorbant. Le micro-résonateur optique à mode de galerie est un dispositif composé d'une cavité diélectrique, généralement de forme cylindrique ou sphérique et de guides d'onde ou de fibres optiques permet l'insertion de la lumière dans la cavité et à l'en extraire. La Figure I.9 représente plusieurs types de micro-résonateurs à mode de galerie.

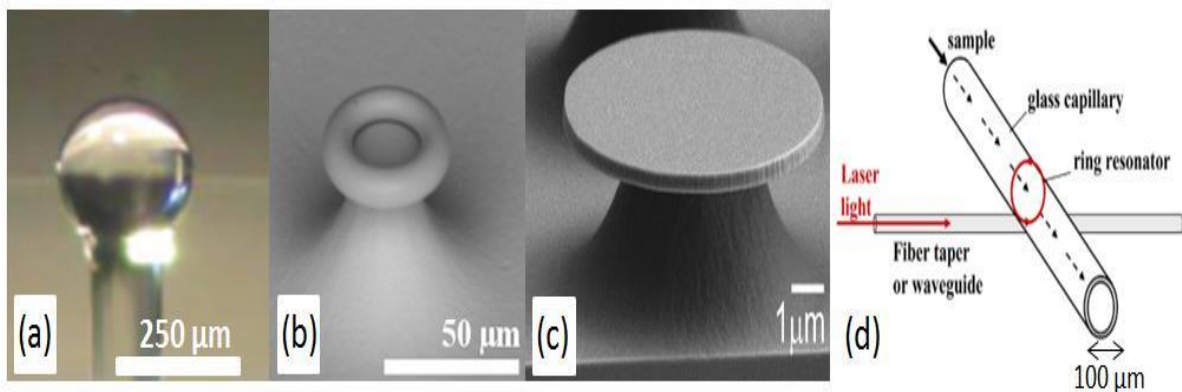


Figure I.9. Micro-résonateurs à mode de galerie, (a) Micro-sphère [37], (b) Micro-tore [38], (c) Micro-disque [39] et (d) Capillaire [40].

I.7.2 Les micro-résonateurs à mode guidé

Les micro-résonateurs mentionnés ci-dessus supportent les modes de galeries, leur transmission spectrale est extrêmement difficile et peut être modifiée par d'autres modes de propagation. Pour la détection, l'utilisation des dispositifs qui propagent dans un seul mode est plus facile. Le micro-résonateur à mode guidé peut être optimisé pour avoir un seul mode de propagation (Figure I.10) [21].

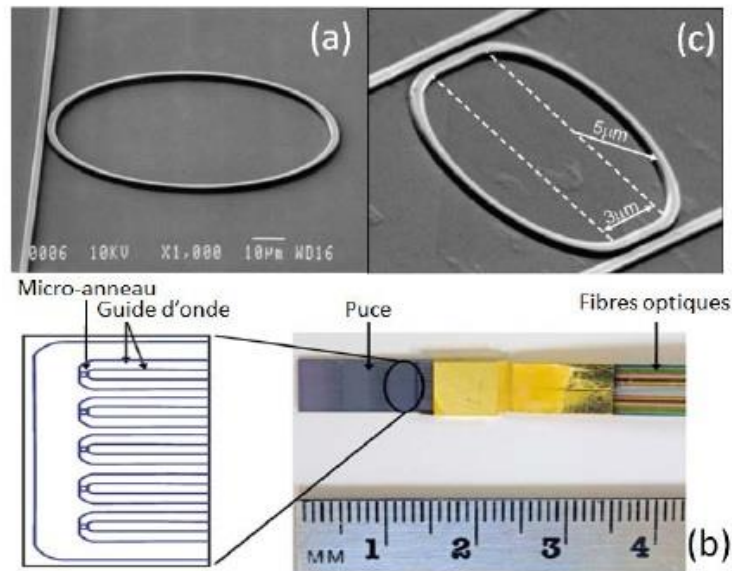


Figure I.10. Micro-résonateurs à mode guidé, (a) Micro-anneau [41], (b) Une puce avec cinq micro-résonateurs [42], (c) Micro-hippodrome [43].

Les micro-résonateurs à mode guidé sont faciles à fabriquer et ils peuvent être conçus pour avoir une propagation de la lumière monomode pour une détection facile. De plus, le capteur utilise particulièrement la détection par évanescente. La lumière non confinée de la couche de cœur du guide d'onde interagit avec les molécules greffées à la surface déjà fonctionnalisée du capteur ou en solution dans le milieu entourant le capteur.

I.7.3 La détection par évanescente

La détection par évanescente dépend de nombreux mécanismes de détection, particulièrement, la fluorescence [44], l'absorption [45], et la réfractométrie [33].

Les capteurs à base de la fluorescence ont été développés pour une variété de molécules. La plupart utilisent la technique d'excitation de la fluorescence par les ondes évanescentes qui excitent les molécules fluorescentes localisées à la surface du guide d'onde.

Les capteurs basés sur l'absorption utilisent l'absorption de l'onde évanescente. La modification du coefficient d'absorption du milieu de détection s'explique par un changement

de l'absorption de l'onde évanescente, qui se reflète sur les caractéristiques de transmissions optiques du guide d'onde. D'autre part, les capteurs basés sur la réfractométrie reposent sur le changement de l'indice de réfraction qui est attribuée à la concentration de molécules ajoutées dans le superstrat [46].

I.7.4 La détection en volume

Dans la détection en volume, la structure du micro-résonateur permet non seulement aux molécules d'interagir avec l'onde évanescente, mais également d'interagir avec la lumière circulée dans le guide d'onde (l'interaction entre la lumière et les molécules augmentera, élevant donc la sensibilité). Plusieurs types de micro-résonateurs pour ce type de détection sont à l'étude [21].

I.8 Exemple de capteurs optiques intégrés sans marquage

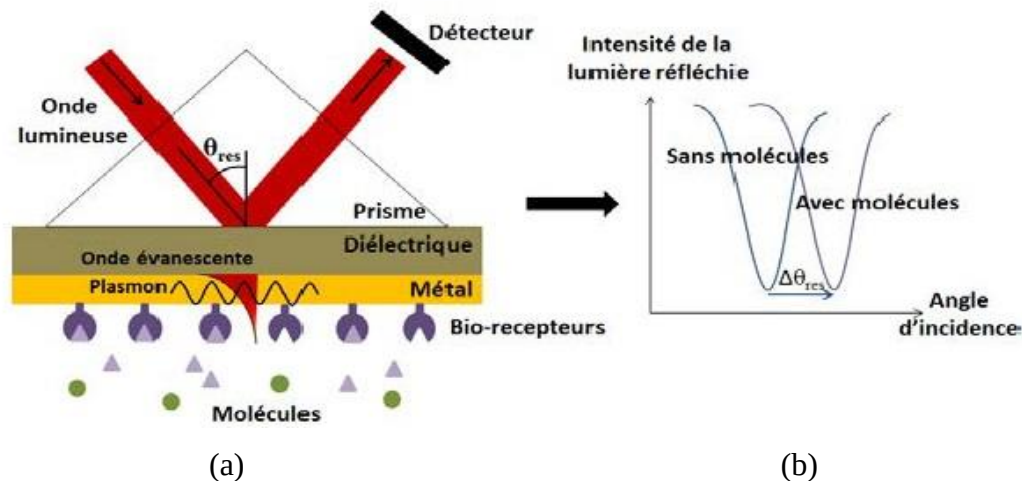
Dans la compréhension des phénomènes physiques, des procédés de fabrication et sur les outils de mesure associés mis en jeu, le développement du domaine de l'optique intégrée favorisent l'évolution et l'amélioration de divers capteurs optiques intégrés sans marquage. Les capteurs basés sur la réfractométrie sont les plus étudiés [33]. Les pluparts des capteurs sans marquage qui utilisent la détection par évanescente pour la détection de la variation de l'indice de réfraction sont représentés ci-dessous.

I.8.1 Résonance plasmonique de surface

L'utilisation de la résonance plasmonique de surface (Surface Plasmon Resonance/SPR) est étudiée pour la détection depuis les années 1980 [47]. Après plus de 30 ans de recherches approfondies [48], les capteurs SPR sont désormais utilisés par plusieurs sociétés internationales comme Biosensing Instrument [49], BioNavis [50], Reichert Technologies [51] et GE Healthcare [52]. La Figure I.11 décrit le principe de la détection à base de SPR. Les plasmons de surface sont des oscillations de la densité de charge qui existent à l'interface entre deux milieux avec des constantes diélectriques opposées (les plus courantes sont les milieux métalliques et les diélectriques). Comme l'illustre la Figure I.11a, le couplage de la lumière à l'interface diélectrique-métal par un prisme génère une onde évanescente qui pénètre dans la couche métallique. D'autres méthodes de couplage sont encore étudiées : couplage avec des guides d'ondes, avec des fibres optiques ou un réseau [33]. Pour un angle dit de résonance, la constante de propagation du champ évanescent correspond à celui des plasmons de surface, et les photons sont couplés aux électrons de la bande de conduction du métal. Ce phénomène est la SPR. L'angle de résonance correspond à l'intensité minimale du faisceau réfléchi à

l'interface. Le changement de l'indice de réfraction provoque un changement dans l'angle de résonance $\Delta\theta_{res}$.

La présence de molécules à la surface est déterminée par une interrogation angulaire, comme l'illustre la Figure I.11b [47]. Cela peut aussi se faire par une interrogation spectrale [53].



Les capteurs SPR ont une limite de détection (LD) allant jusqu'à 10^{-8} RIU [54]. Pour achever la détection de molécule unique, de nouvelles structures sont à l'étude, telle qu'une structure dans laquelle la couche de métal est entourée par deux diélectriques avec des indices de réfraction identiques, ce qui permet l'utilisation du long range SPR [33], [55]. Cependant, elles ajoutent de nouvelles étapes dans le processus de production et nécessitent plus de temps d'analyse [56].

Un capteur portable avec plusieurs canaux a été réalisé pour la multi-détection d'antibiotiques dans des échantillons de lait [57]. Des recherches complémentaires sont en cours pour réduire les dimensions de ces capteurs, notamment, à l'aide des nanoparticules de métal [58] ou en utilisant le couplage par un guide d'onde [59] pour étudier la résonance plasmonique de surface localisée. Néanmoins, l'intégration du capteur SPR sur un LOC reste compliquée [60].

I.8.2 Coupleur à réseau de diffraction

Le principe d'un capteur basé sur le "grating couplers" est montré sur la Figure I.12. Le grating coupler est un guide d'onde avec des perturbations périodiques. À un angle d'incidence θ_{ce} , la condition de couplage entrant est réalisée pour exciter le mode guidé. Lorsque des molécules sont introduites à la surface du réseau de diffraction, les conditions de couplage

entrant changent, modifiant aussi l'angle incident θ_{ce} pour donner la possibilité à la lumière de se propager. Le détecteur est placé en sortie du guide d'onde pour mesurer l'intensité lumineuse en fonction de l'angle d'incidence θ_{ce} [21].

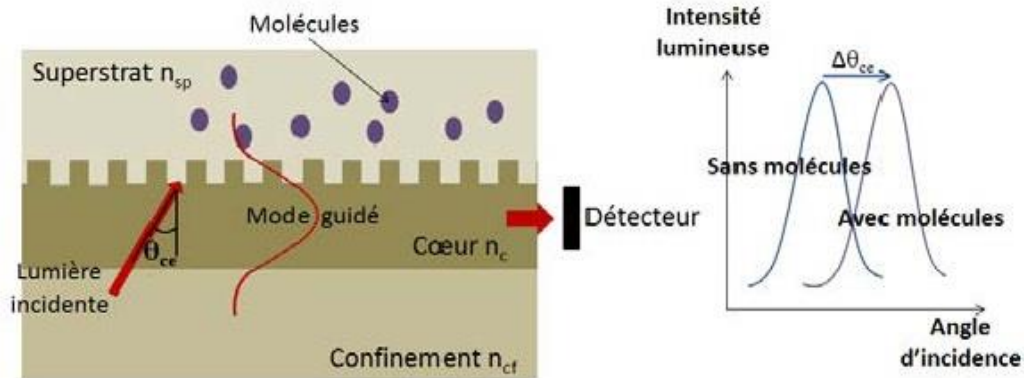


Figure I.12. Capteur à base de grating couplers [21].

Afin de modifier l'angle d'incidence, le coupleur à réseau de diffraction est placé sur un support de rotation [61]. Au contraire, il est possible de lire l'angle de couplage sortant θ_{cs} de la lumière injectée à l'entrée du guide. L'angle θ_{cs} est modifié en ajoutant de molécules. Dans ce cas, l'utilisation d'un support de rotation peut être exclue [62]. Développement d'un autre système qui ne changeant pas l'angle d'incidence de la lumière mais en modifiant sa longueur d'onde pour analyser la détection. Le deuxième coupleur à réseau de diffraction est localisé après le premier, à l'extrémité de sortie du guide d'onde, couplant hors de celui-ci la lumière au détecteur. La limite de détection (LD) de ce système est de 10^{-7} RIU [63]. Les capteurs basés sur des coupleurs à réseau de diffraction ont aussi été intégrés sur des plateformes avec multiples canaux pour la détection multiple de trois protéines différentes dans le lait, avec une limite de détection (LD) $<10^{-6}$ RIU [64]. Ce capteur est exclusivement commercialisé par Corning [65] et Microvacuum [66].

I.8.3 Interféromètres

Les importants interféromètres étudiés sont de type Mach-Zehnder ou de Young, comme l'illustre la Figure I.13. Ces structures ont le même principe de détection et dépend du changement de l'indice de réfraction (RI) mais elles diffèrent par leur configuration, mais. De fait de la présence de molécules, la phase de la lumière va changer.

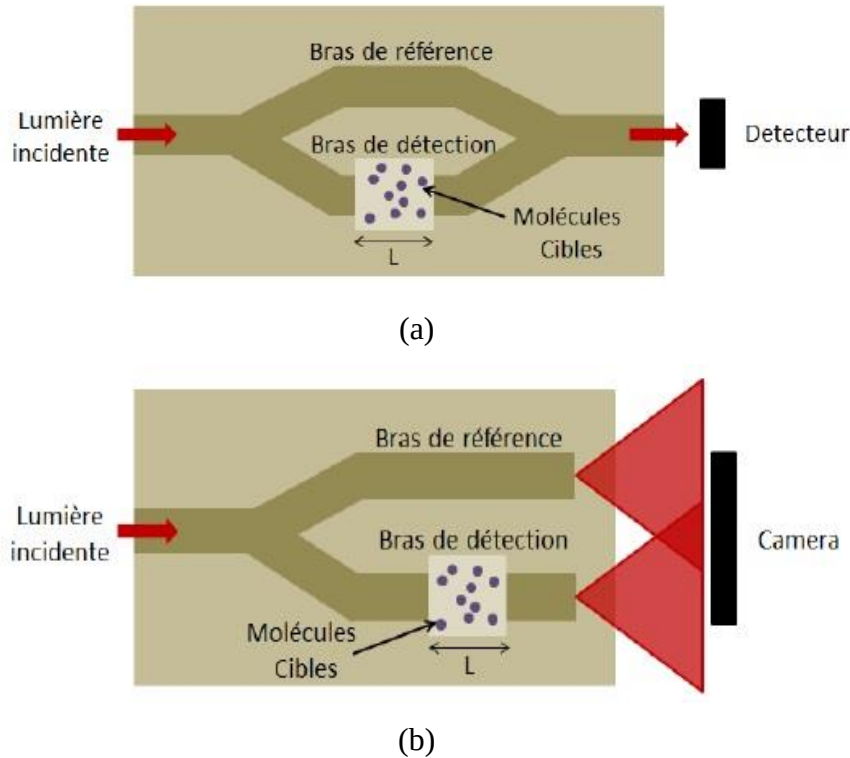


Figure I.13. (a) Interféromètre de Mach-Zehnder, (b) Interféromètre de Young [21].

Dans l'interféromètre de Mach-Zehnder, la lumière incidente est injectée dans le guide d'onde d'accès, puis répartie uniformément à travers la jonction Y vers les deux autres guides d'ondes, comme il montre la Figure I.13a. Après la deuxième jonction Y, les ondes se propageant dans chaque guide d'onde vont fusionner et interférer. L'ajout de molécules à la surface du bras de détection à la longueur d'interaction (L) va changer l'indice de réfraction (RI) du substrat et change la phase de l'onde propagée, modifiant ainsi l'interférence en sortie de l'interféromètre. La mesure de l'intensité de la lumière transmise permet de remonter à la différence de phase associée au changement d'indice. Les capteurs à base de cet interféromètre ont été étudiés depuis deux décennies [67], et la limite de détection (LD) obtenue par ces capteurs est dans la plage de 10^{-6} - 10^{-8} RIU [68]. Ce capteur est notamment commercialisé par Optisense [69].

L'interféromètre de Young est semblable à l'interféromètre de Mach-Zehnder, les deux intensités transmises sont réunies sur une caméra (Figure I.13b). La variation de la position des franges, causées par les molécules, est analysée par une transformation de Fourier rapide [70]. Cet interféromètre a une limite de détection (LD) la plus basse des capteurs optiques d'environ 10^{-8} - 10^{-9} RIU [71]. L'interféromètre de Young à quatre bras a aussi été développé pour exécuter nombreuses détections avec une limite de détection de 8.5×10^{-8} RIU [72].

D'autres types d'interféromètres avec des limites de détection (LDs) similaires ont été étudiés : Hartman [73], à double-polarisation [74], bi-modale [75], par couplage par réseau [76] ou même par rétrodiffusion [77]. Molecular Sensing a vendu l'interféromètre par rétrodiffusion [78] et Creoptix Sensors a vendu l'interféromètre par couplage par réseau [79]. Lorsque (L) est grande, la sensibilité de l'interféromètre augmentera, ce qui entre en conflit avec la focalisation actuelle sur la miniaturisation des capteurs. En outre, la réponse en sortie du capteur interférométrique dépend d'un cosinus, donc la sensibilité dépendra de la position sur la courbe interférométrique. À la valeur maximale de cette courbe, la sensibilité diminuera [60].

I.8.4 Cristaux photoniques

Les CPs ont été proposés il y a deux décennies [80]. Ce sont des structures périodiques de l'ordre de la longueur d'onde de la lumière. Le motif est une répétition de changements de l'indice de réfraction dans une, deux ou trois dimensions (Figure I.14a).

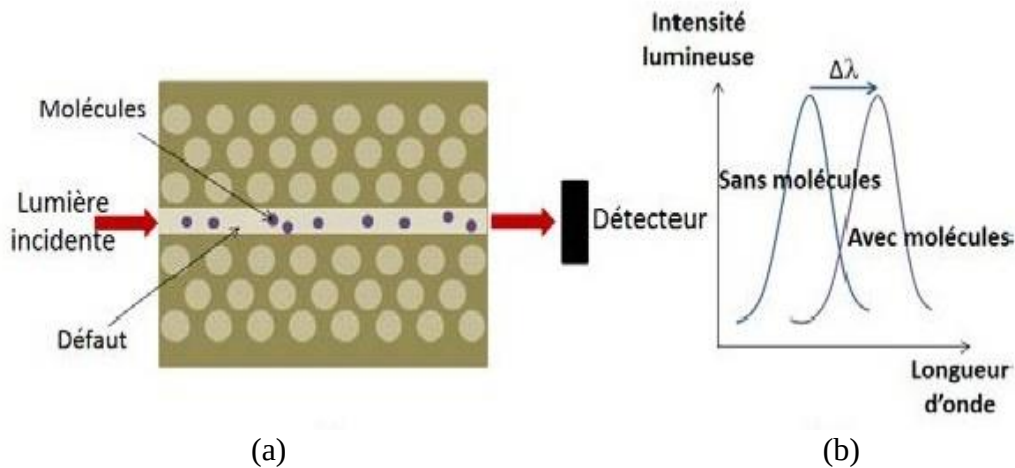


Figure I.14. Principe du capteur basé sur un CP-2D [21].

Tout comme les semi-conducteurs en électronique, il y aura une bande interdite photonique (BIP), dans laquelle les longueurs d'onde ne se propagent pas dans le CP [80]. L'introduction de défaut dans la structure produira un pic dit de résonance dans la BIP. Créer de mode de défaut et il se propage dans le CP. La position spectrale de ce pic est liée à l'environnement du défaut. La position peut être modifiée en ajoutant de molécules autour du défaut ; comme l'illustre la Figure I.14b, les structure à une [81], deux [82] et trois [83] dimensions des capteurs à base de CPs ont été étudiées. La limite de détection (LD) est d'environ 10^{-3} à 10^{-5} RIU [81]. La multi-détection de protéines a été également réalisée sur une même puce avec plusieurs CPs, dont chacun est utilisé pour détecter une molécule spécifique [84]. Ces capteurs n'ont pas des limites de détection (LDs) aussi bonnes que les capteurs SPR, ou les capteurs interférométriques mais des recherches sont en cours pour améliorer la limite

de détection (LD), notamment en augmentant le facteur de qualité (Q) pour permettre d'arriver à un meilleur pic, jusqu'à 10^5 dans l'eau glucosée, une limite de détection (LD) de 8.6×10^{-6} RIU peut être atteinte [11].

I.9 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté, en premier lieu, le principe de fonctionnement des micro-résonateurs pour des applications capteurs en donnant un bref rappel des notions nécessaires à la compréhension de l'optique guidée. Ensuite nous avons présenté, les principes de détection d'un capteur optique basé sur un micro-résonateur et quelques exemples de capteurs optiques intégrés sans marquage. Ce rappel nous a été nécessaire afin de comprendre le comportement de capteurs à base de CPs.

Dans ce cadre, le chapitre suivant sera totalement dédié aux capteurs à base de CPs pour améliorer encore leurs performances.

Chapitre II :

Généralités Sur Les Capteurs à Cristaux Photoniques Pour La Détection Optique

II.1 Introduction

L'objectif principal de développer des capteurs est d'achever une détection rapide, sélective, sensible, et de faibles concentrations de molécules pour détecter différentes molécules capables d'être dangereuses, comme des virus, des gaz ou même des protéines.

La famille de micro-résonateurs que nous allons présenter dans ce deuxième chapitre est celle des capteurs à CPs. Nous commencerons par quelques notions sur les CPs, nous porterons une attention toute particulière à décrire les CPs à deux dimensions qui seront les seuls que nous exploiterons dans la suite de cette thèse. Après une introduction des caractéristiques des CPs, ses applications sont décrites. Ce rappel nous a permis de montrer l'avantage d'utiliser les CPs pour la détection optique. Dans ce deuxième chapitre nous introduisons toutes les notions essentielles à la compréhension du principe de fonctionnement d'un capteur à base des CPs pour des applications de détection. Ce chapitre se termine par une présentation de quelques exemples d'applications.

II.2 Les CPs pour la détection optique

Cette partie vise à découvrir les CPs, qui sont considérés comme étant les composants de base des détecteurs développés dans cette thèse.

E. Yablonovitch et S. John ont proposé les CPs ou matériaux à BIPs comme analogues pour l'optique intégrée des semi-conducteurs en 1987 [80]. Les CPs sont des structures dont l'indice diélectrique change périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde (Figure II.1) [6]. La périodicité de l'indice diélectrique a le même effet pour les photons que la périodicité du potentiel ionique dans un CP pour les électrons. Tout comme il existe des bandes permises et des bandes interdites pour les électrons, dans les CPs, il apparaît des bandes interdites pour les photons. Ils ont été initialement proposés pour empêcher l'émission spontanée par annulation de la densité d'états dans la BIP [3]. L'absence de modes optiques dans la BIP a été utilisée pour obtenir des miroirs parfaits, capables de réémettre toute l'énergie d'une onde lumineuse (peu importe son angle d'incidence) [7].

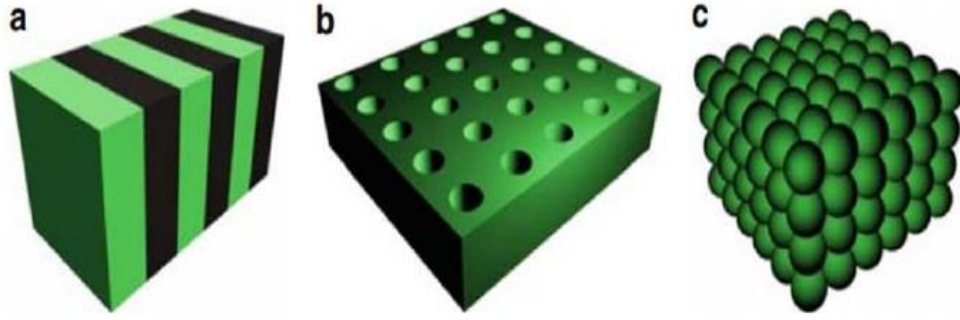


Figure II.1. (a) CPs-1D, (b) CPs-2D et (c) CPs-3D [85].

Certaines structures naturelles peuvent avoir les mêmes propriétés que les CPs artificiels. Certes, les colorations vives de quelques espèces sont parfois dues à l'existence de structures périodiques complexes. Telles que, les opales sont des minéraux constitués d'arrangements de sphères de silice hydratée. Les couleurs des plumes de paons proviennent de la diffraction par des CPs bidimensionnels avec un nombre et longueur de maille variables [86].

II.2.1 Le miroir de Bragg (CPs-1D)

Les premières recherches portant sur un matériau diélectrique montrant une périodicité dans une direction ont été menées en 1887, pendant cette année, L. Rayleigh a décrit et étudié la propagation des ondes dans les films multicouches, dans lesquels l'indice de réfraction alternait d'une couche à l'autre [87]. Cette structure est dite réseau de Bragg, comme l'illustre la Figure II.2. C'est ce qu'on appelle un CP à une dimension [88].

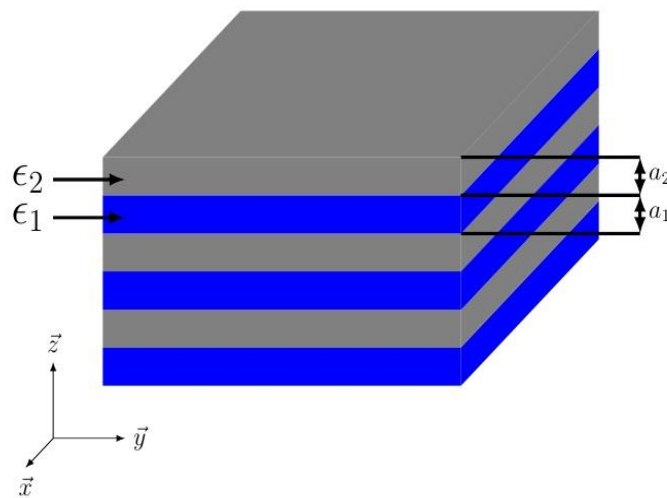


Figure II.2. CP-1D composé d'un empilement périodique de couches d'épaisseurs a_1 et a_2 de permittivités ϵ_1 et ϵ_2 ($\epsilon_1 > \epsilon_2$) différentes [29].

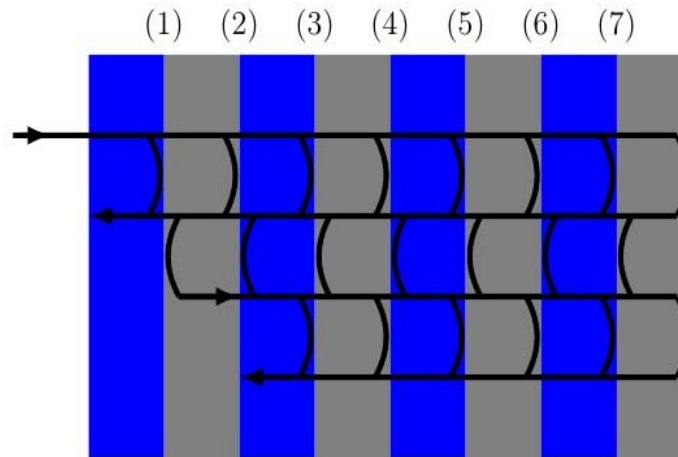


Figure II.3. L'interférence des ondes réfléchies par chaque dioptré [29].

Les miroirs de Bragg sont des empilements périodiques de couches avec différents indices de réfraction (RIs). Le comportement du réflecteur de Bragg peut expliquer par de multiples processus d'interférences. Les ondes qui se propagent dans les couches, à chaque interface seront réfléchies. Si l'onde circule d'un milieu de faible indice de réfraction (RI) à un milieu de fort indice de réfraction (RI), la réflexion s'accompagne d'une variation de phase π , sinon elle reste en phase (Figure II.3).

Quand l'épaisseur optique totale des alternances est de $\lambda/2$, les ondes réfléchies par les interfaces d'ordre impair restent en phase, formant des interférences constructives et conduisant à une réflexion totale (l'onde ne se propage pas à cause de la BIP). Quand les deux couches de chaque alternance ont la même épaisseur optique $\lambda/4$, on remarque que les ondes réfléchies par toutes les interfaces sont en phase. Il est donc possible de dire que cette situation correspondra à la plus large BIP [89].

○ **Notion de bande interdite**

On considère un miroir de Bragg composé d'une alternance de couches d'épaisseurs a_1 et a_2 où a est la période spatiale de l'empilement et $a = a_1 + a_2$, et de permittivités ε_1 et ε_2 avec ($\varepsilon_1 > \varepsilon_2$) (Figure II.4a). Afin de décrire la propagation de la lumière dans le miroir de Bragg, on suppose qu'une onde électromagnétique plane arrive aux couches sous incidence normale avec un vecteur d'incidence $\vec{k}$. La lumière est proportionnellement réfléchi et transmise à chaque interface entre deux couches. Pour un cas particulier où $\sqrt{\varepsilon_1} a_1 + \sqrt{\varepsilon_2} a_2 = \lambda_B/2$, les ondes réfléchies sont donc en phase (λ_B : est la longueur d'onde de Bragg).

Ces ondes interfèrent constructivement produisant une onde réfléchiée dans le milieu incident, entraînant une réflexion totale. Par conséquent, la structure multicouche est comme un miroir pour cette longueur d'onde spécifique. Si le nombre de couches est suffisant, des coefficients de réflectivité considérablement élevés peuvent être atteints. Ainsi, lorsque deux ondes de même vecteur d'onde et énergie se propageant dans deux directions opposées se couplent, une onde stationnaire de vecteur d'onde $\vec{k} = \pi/a$ et de longueur d'onde $2a$ est obtenue au bord de première zone de Brillouin (ZB). La périodicité du milieu diélectrique couple ces deux ondes de même énergie ω_0 , produisant deux états propres d'énergies ω_1 et ω_2 . Cette levée de dégénérescence crée une BIP en fréquence. Lorsque la largeur $\Delta\omega$ de cette BIP dépend uniquement du contraste d'indice dans le cas où les épaisseurs optiques des couches sont égales ($n_1 a_2 = n_2 a_1$) [90] :

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

Où n_1 et n_2 sont les indices de réfraction (RIs) des deux matériaux diélectriques.

La largeur de la BIP est faible au fur et à mesure que le contraste d'indice diminue. Au bord de la première zone de Brillouin (ZB), les modes optiques propres de la structure sont stationnaires : l'énergie électromagnétique du mode d'énergie ω_1 est concentrée dans la couche de fort indice de réfraction (RI). Cependant, celle du mode d'énergie ω_2 est concentrée dans la couche de faible indice. À cause de cela, les bandes de transmission correspondantes sont la bande d'air et la bande diélectrique.

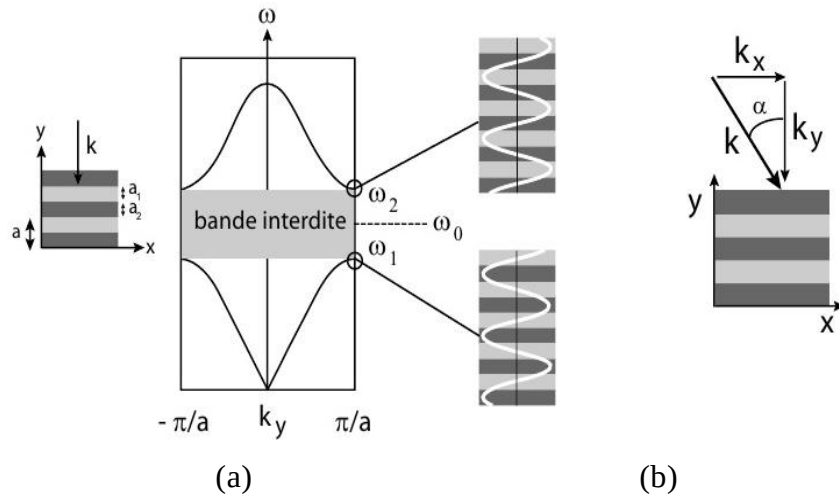


Figure II.4. (a) Relation de dispersion d'un CP-1D à incidence normale : une BIP apparaît en bord de la première zone de Brillouin, (b) Incidence oblique [91].

Quand l'onde se propage à incidence oblique (Figure II.4b), elle sonde un milieu de période différente. Si l'angle d'incidence augmente au-delà d'un angle critique α_0 , les BIPs

ne se recouvrent plus et l'onde se propage à nouveau à la fréquence ω_0 . Le cône d'angle au sommet α_0 détermine l'ouverture angulaire de la BIP (aucune onde ne se propage à la fréquence ω_0 dans ce cône) [91].

II.2.2 Les CPs-2D et CPs-3D

Plusieurs applications des CPs se situent dans le domaine de l'optique, ils sont adaptés à des longueurs d'ondes proches du micromètre. Pour un contrôle omnidirectionnel de la lumière, les CPs-3D sont sans aucun doute les plus adaptés. Cependant, à cette échelle, leur réalisation technologique est surtout difficile. Il est vrai que les progrès de fabrication ont permis de fabriquer ce type de structure même pour les longueurs d'onde du proche infrarouge [92], mais la technique utilisée est généralement lourde. Les opales, qui sont des structures auto-organisées de billes de silice, semblent très prometteuses [93] (la Figure II.5 montre quelques exemples). Néanmoins, des problèmes d'homogénéité à grande échelle sont retrouvés. La difficulté de fabrication et le contrôle des défauts limitent actuellement les applications des CPs-3D.

Par contre, les CPs-2D sont plus faciles à réaliser, les techniques de fabrications déjà bien rodées issus de la microélectronique nous permettent de produire des structures planaires de tailles submicroniques à partir de semi-conducteurs III-V ou de silicium. On va voir que les avantages des CPs-2D permettent de réaliser de nombreuses fonctions optiques.

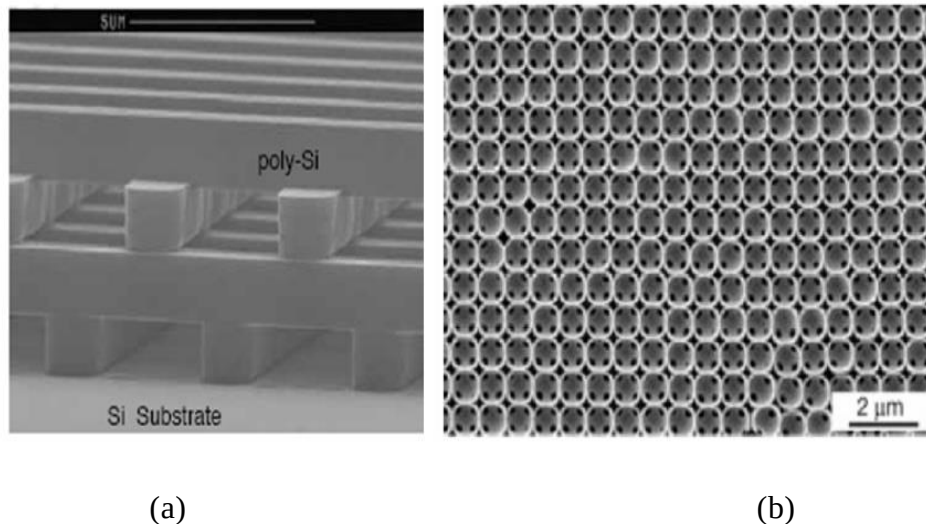


Figure II.5. Structures à CPs-3D. (a) Structure tas de bois [92] (b) Structure en opale inverse [94].

La structure périodique bidimensionnelle (2D) [95,96] est périodique dans deux directions de l'espace, et infinie dans la troisième direction.

Ces structures sont composées de cylindres diélectriques. Elles présentent une structure relativement simple, pratique pour les recherches théoriques et expérimentales.

La propagation des ondes électromagnétiques dans les structures 2D a deux polarisations possibles. La polarisation électrique correspond quand le champ $\vec{E}$ est parallèle aux barreaux de la structure considérés de longueur infinie, alors que la polarisation magnétique correspond le cas où le champ $\vec{H}$ est parallèle aux cylindres infinis.

Il existe deux types de structures périodiques diélectriques, la structure connectée (Figure II.6a) et la structure déconnectée (Figure II.6b).

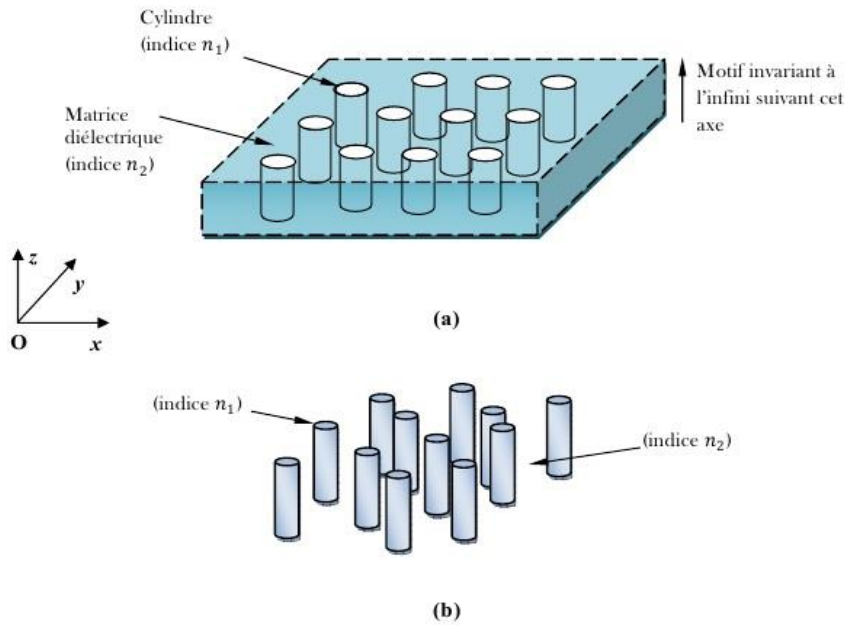


Figure II. 6. Structures bidimensionnelles : (a) connectée, (b) déconnectée [97].

a) Diagramme de bandes

Les CPs-2D sont généralement composés de tiges identiques parallèles entre elles et entourées dans une matrice formée par un autre matériau diélectrique ou un semi-conducteur, les intersections des tiges et de plan perpendiculaire forment un réseau régulier (Figure II.7).

Pour ouvrir la BIP dans un plan ou un espace, toutes les BIPs unidirectionnelles doivent chevaucher sur la première zone de Brillouin (ZB) au moins partiellement.

Quand les BIPs sont centrées à des énergies proches, le recouvrement sera le plus important. La situation la plus favorable est que la première zone de Brillouin (ZB) est isotrope que possible. Les réseaux triangulaires à 2D sont les réseaux qui s'en rapprochent le plus, les réseaux graphites et les réseaux cubiques à faces centrées à 3D. Dans la Figure II.7, nous

avons montré que dans un CP-2D de maille carrée, la première zone de Brillouin (ZB) est définie par le carré (LMNO) (Figure II.7a), dans un CP-2D de maille triangulaire, cette zone est définie par l'hexagone (ABKCDE) (Figure II. 7b) [98].

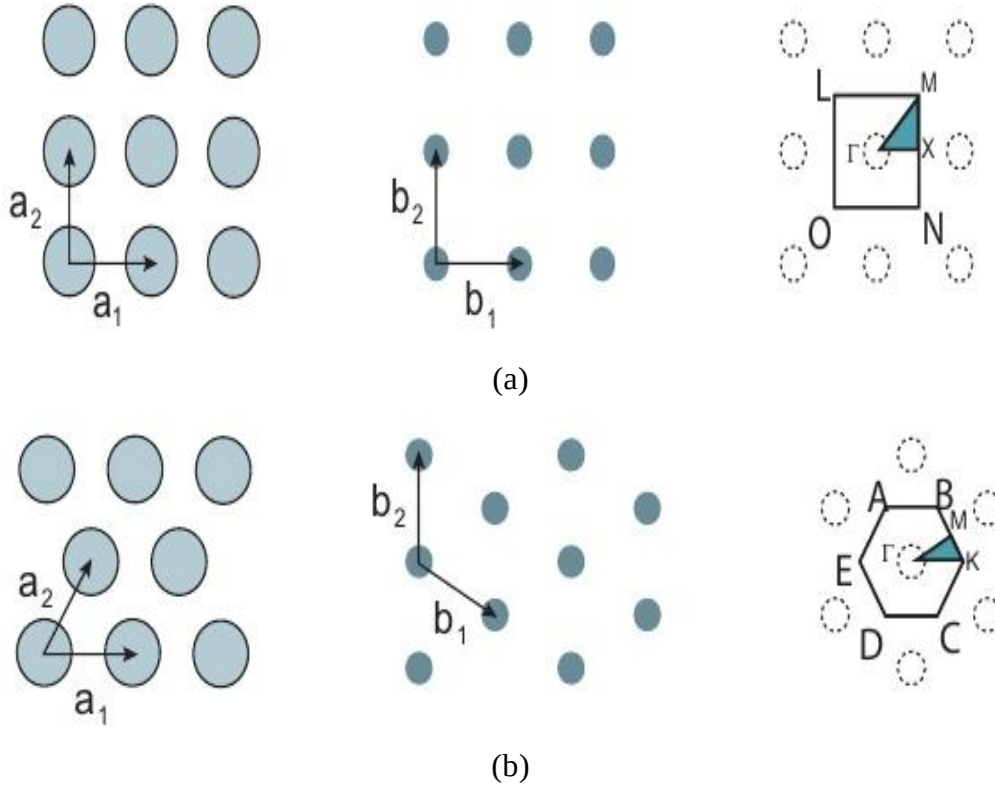


Figure II. 7. (a) Un CP-2D de maille carrée et (b) Un CP-2D de maille triangulaire [98].

De plus, l'appartenance du réseau réciproque au groupe de symétrie C_{6v} pour la maille triangulaire, et au groupe de symétrie C_{2v} pour le réseau carré limite la zone d'étude encore à la première zone de Brillouin (ZB) réduite définie par le triangle ΓMK pour un réseau triangulaire et par le triangle ΓMX dans le cas d'un réseau carré.

La détermination du diagramme de bandes ou des surfaces de dispersion consistera à reporter les courbes de dispersion $\omega_n(k)$ pour représenter le changement de la fréquence des modes en fonction du module du vecteur k selon les directions de haute symétrie : ΓM , ΓX et XM dans le cas d'un réseau carré et ΓM , ΓK et KM dans un réseau triangulaire (Figure II.8) [98].

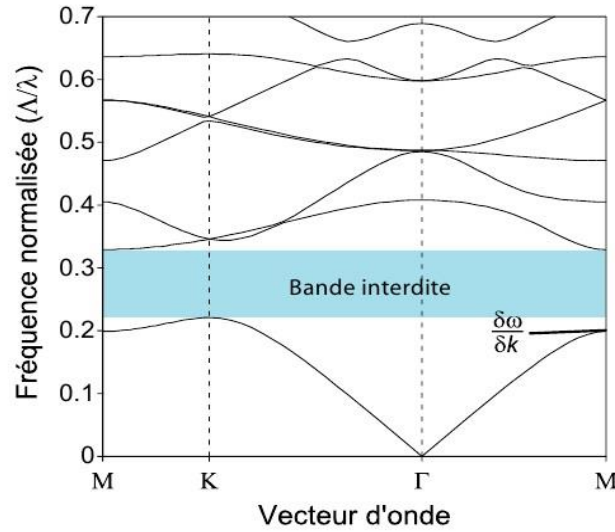


Figure II.8. Le diagramme de bandes dans le cas d'un réseau triangulaire (pour $\varepsilon_2 = 12.25$).

Pour un réseau triangulaire, le facteur de remplissage est : $f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{r}{\Lambda}\right)^2$.

Où r : représente le rayon des trous ;

Λ : est la période du cristal.

Pour un réseau carré : $f = \pi \left(\frac{r}{\Lambda}\right)^2$ [98].

On voit qu'une plage de fréquence ($0.221 \leq \Lambda/\lambda \leq 0.329$) apparait dans la structure où aucun vecteur d'onde ne se propage c'est : la bande interdite.

b) Carte des bandes interdites

Les cartes de bandes interdites montrent les bords de bandes interdites pour un réseau donné en fonction du facteur de remplissage f (Figure II.9). Elles décrivent les possibilités de confinement de la lumière. Pour le réseau carré, les BIPs en polarisation TE et TM sont ouvertes pour $f = 35\%$ et $f = 50\%$ respectivement [91]. Pour le réseau triangulaire, elles sont ouvertes pour $f = 11\%$ et $f = 63\%$ respectivement. La région de la BIP correspond à l'intersection des bandes interdites de la polarisation TE et TM et se situe dans la fenêtre d'énergie $u = 0.37 - 0.56$. Les réseaux triangulaires sont souvent plus exploités que les réseaux carrés : les BIPs en polarisation TE sont plus larges et sont ouverts par rapport aux BIPs en polarisation TM pour des facteurs de remplissage plus faibles.

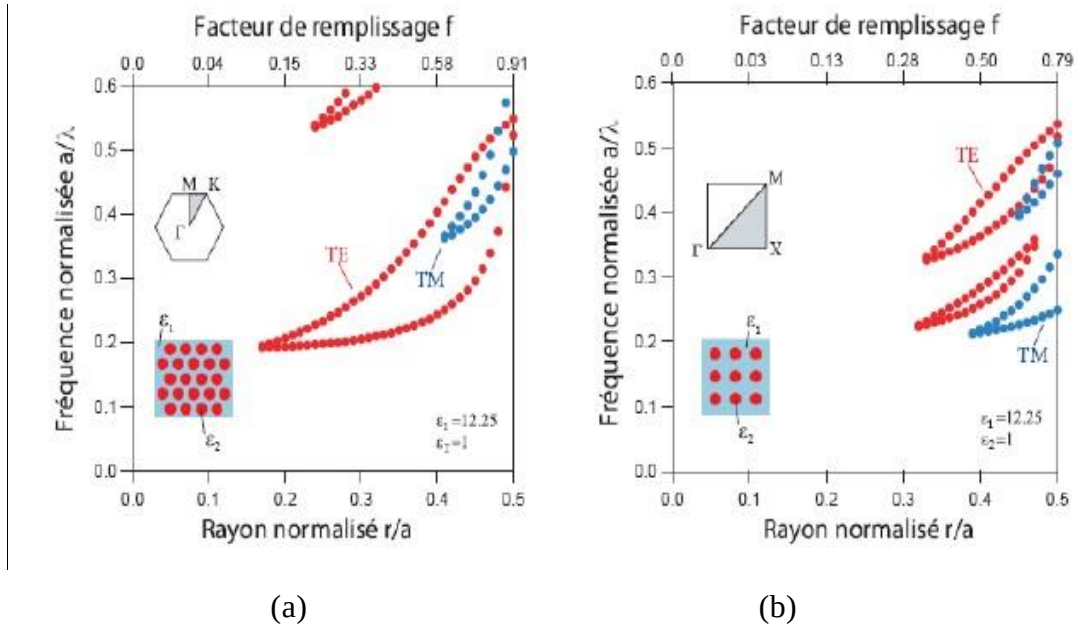


Figure II.9. Cartes des bandes interdites d'un réseau (a) carré (b) triangulaire dans une matrice diélectrique ($\epsilon = 11.4$) [99].

II.2.3 Défauts dans un CP-2D

Nous avons vu que la propriété essentielle des CPs était l'existence de la BIP, dans laquelle la lumière ne se propage pas dans la structure.

Cependant, en introduisant de défauts dans le cristal, des fréquences de propagation permises peuvent être obtenues dans la BIP, appelées modes de défauts [100]. Ces défauts sont atteints en détruisant la périodicité du cristal (en produisant une imperfection dans la structure périodique).

Dans les CPs-2D, trois types de défauts peuvent se produire. On peut prendre en considération les défauts ponctuels, les défauts linéaires et les défauts couplés.

a) Les défauts ponctuels

Les défauts ponctuels les plus répandus sont causés par l'omission ou la modification d'un ou plusieurs motifs (trous ou tiges) du CP, comme l'illustre la Figure II.10. En conséquence, un mode de défaut localisé peut apparaître dans la BIP. La Figure II.10b montre un exemple, on peut remarquer sur cette figure que la lumière est piégée dans le défaut ponctuel car le matériau est réfléchissant à cette longueur d'onde [101].

Dans le spectre de transmission du CP, l'apparition d'un pic dans la BIP comme l'illustre la Figure II.11a. Un défaut ponctuel dans un CP peut être utilisé comme une cavité résonante car il peut piéger la lumière dans une bande de fréquences étroite [100].

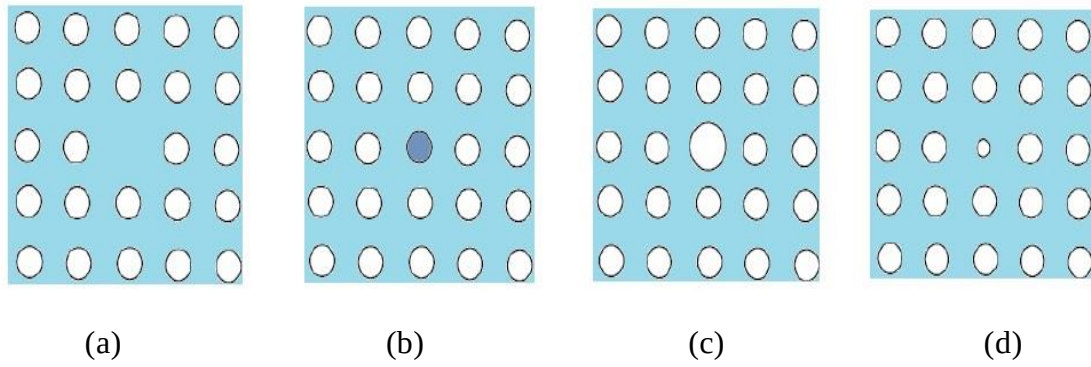


Figure II.10. Exemples de défauts ponctuels dans un CP-2D créés (a) en omettant un seul motif, (b) en modifiant l'indice de réfraction (RI) d'un seul motif, (c) et (d) en variant le rayon d'un seul motif dans la structure [101].

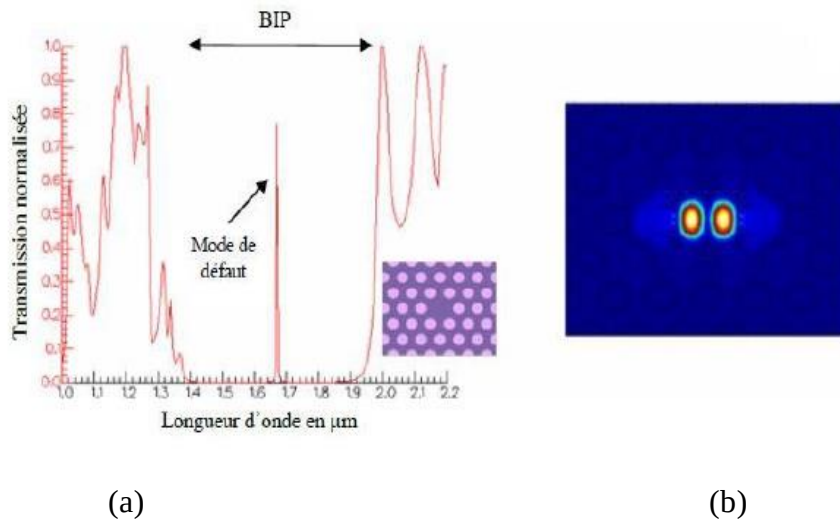


Figure II.11. (a) Spectre de transmission d'un CP-2D avec un motif manquant. (b) Intensité du champ dans la cavité pour $\lambda=1.67\mu\text{m}$ [101].

b) Les défauts linéiques

Un guide est un défaut linéique inséré dans un CP si l'on se restreint à une périodicité dans deux directions de l'espace. Le CP-2D se compose de colonnes de diélectrique entourées d'air, ou de trous d'air gravés au travers d'une matrice diélectrique. Un guide d'onde peut être réalisé en écartant deux demi-plans, comme l'illustre la Figure II.12. L'écart entre les deux demi-plans, la direction cristallographique, et la symétrie des bords déterminent un guide unique [102].

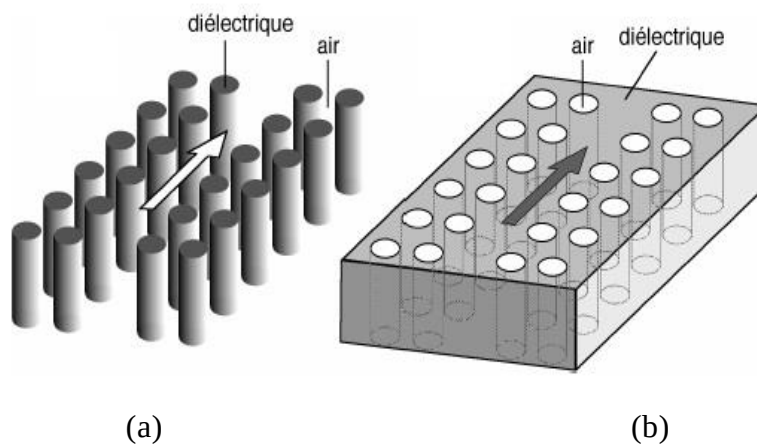


Figure II.12. Un guide défaut dans un réseau 2D : (a) de colonnes d'un diélectrique ; (b) de trous d'air [102].

c) Les défauts couplés

Le couplage entre des défauts consiste à l'association de deux types de défauts pour échanger l'énergie dans un CP. Le couplage entre ces défauts autorise l'apparition des pics en plus de transmission dans la BIP. En outre, il est facile de contrôler la lumière et de réaliser une nouvelle structure. En utilisant ce type de défauts, notamment dans les domaines de télécommunications et de l'optique, plusieurs fonctions optiques peuvent être réalisées telles que : des multiplexeurs/démultiplexeurs, des filtres Add-Drop, ainsi que des capteurs [103].

II.2.4 Technologies et matériaux utilisés

Le plus grand obstacle dans l'étude des matériaux à BIPs réside dans leur réalisation. Certes, la fabrication de ces matériaux pour le proche infrarouge ou le visible demande des modulations spatiales d'indice de réfraction (RI) de quelques centaines de nanomètres. Dans cette gamme de longueur d'onde, il n'est pas aisé de fabriquer de tels dispositifs.

Les CPs-1D, généralement appelés miroirs de Bragg, sont des structures photoniques simples et profitent d'une fabrication aisée, ils ont été beaucoup étudiés jusqu'à présent. Par conséquent, les CPs-2D ont suscité un intérêt énorme dans le développement de l'optique intégrée, car leur fabrication est plus simple et utilise des technologies existantes dans le domaine des semi-conducteurs.

D'autre part, les CPs-3D permettent un contrôle de la lumière omnidirectionnel et offrent un potentiel d'application énorme mais les techniques de réalisation de ces structures

sont à un niveau de maturité technologique comparativement faible, bien que des améliorations aient été achevés.

La fabrication de CPs demande des matériaux transparents dans la gamme spectrale sur laquelle ils sont étudiés et doivent avoir la plus grande possible permittivité diélectrique pour un fort confinement du champ. La réalisation des CPs sur semi-conducteurs est un choix judicieux car leur technologie est bien maîtrisée aujourd'hui. Le silicium domine le monde des semi-conducteurs à cause de son faible coût, il est transparent aux longueurs d'onde des télécommunications et possède un indice de réfraction (RI) élevé. De plus, sa technologie est très bien contrôlée et compatible avec la technologie CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor) [99].

Les semi-conducteurs III-V sont les deuxièmes matériaux semi-conducteurs les plus utilisés dans l'industrie [104,105]. Ils sont particulièrement utiles dans la fabrication des dispositifs actifs (qui émettent de la lumière) à cause de leur gap électronique direct qui leur confère de bonnes caractéristiques d'émission. Par contre, les semi-conducteurs IV-IV ne sont pas adaptés à la réalisation de dispositifs actifs grâce à leur gap indirect qui leur confère des caractéristiques d'émission de lumière médiocres, mais ils sont mieux maîtrisés technologiquement et moins chers.

Actuellement, les matériaux hétéro-épitaxiés [106] ou encore le silicium sur des substrats SOI [29,30] ont un fort contraste d'indice sont utilisés pour fabriquer des dispositifs à base de CPs-1D et CPs-2D car ils rendent possible d'obtenir de larges BIPs. Cependant, l'utilisation de matériaux possédant un contraste d'indice plus faible, comme les matériaux diélectriques, tels que Si_3N_4 , TiO_2 ou SiO_2 a suscité un grand intérêt. Bien que la BIP des CPs obtenus soit très étroite, la différence d'indice est faible et avec le milieu environnant limite les pertes par diffusion causée par la rugosité de surface.

II.3 Applications des CPs

Nous allons brièvement décrire quelques exemples d'utilisation de CPs-2D. On se limitera aux CPs-2D, qui offrent actuellement, les plus larges possibilités pour la lumière visible et le proche infrarouge.

II.3.1 Cavités et guides d'ondes

Les cavités à CPs sont créées en incluant des défauts ponctuels dans la structure à CPs. En 1997, Labilloy [108] a mené la première étude sur des cavités à des structures 2D. La cavité à CPs permet le piégeage de la lumière dans une bande de fréquence étroite, ce confinement permet d'obtenir des cavités à CPs avec de facteurs de qualité élevé. Ces

microcavités permettent de produire des sources de lasers pompées optiquement, le critère pour cette application et d'autres est toujours d'obtenir des facteurs de qualité élevés.

En 1994, Meade *et al* [109] ont introduit l'utilisation de défauts linéiques pour effectuer des guidages. Les guides d'ondes sont des défauts alignés dans un CP. La lumière se propageant par une fréquence appartenant à la BIP du CP dans le guide d'onde, elle est confinée et transmise le long de ce guide d'onde, elle est guidée est limitée par la loi de la réfraction aux interfaces. La transmission peut être améliorée, en modifiant la forme ou la taille des trous aux interfaces du guide.

II.3.2 Filtres et multiplexeurs

Les CPs peuvent réaliser une fonction principale de l'optique intégrée : le multiplexage en longueur d'onde (Wavelength Division Multiplexing/WDM). L'objectif principal est d'insérer ou d'extraire des longueurs d'onde spécifiques dans un flux de données. Ce dispositif effectué en adoptant la sélectivité d'une cavité résonante couplée par recouvrement des ondes évanescentes à des guides d'onde. Fan *et al* ont donné la première proposition théorique en 1998 [110]. Par la suite, différentes réalisations ont prouvé la potentialité de coupler une cavité avec un guide [111,112]. Comme l'illustre la Figure II.13, Chutinan *et al* [112] ont proposé une réalisation, ce dispositif est un filtre Add-Drop, il permet l'insertion ou l'extraction d'une longueur d'onde contrôlée. Le facteur de qualité (Q) est de 400 et l'efficacité de couplage entre la cavité et le guide est de 50% [113].

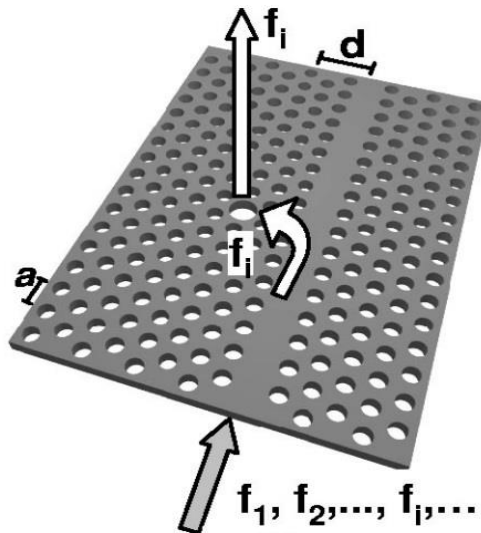


Figure II.13. Principe d'un dispositif de multiplexage [112].

En utilisant deux guides, cette fonction peut également être effectuée dans le plan, comme l'illustre la Figure II.14 [114]. Les longueurs d'onde résonnantes de l'anneau

peuvent être couplées d'un guide à l'autre. Cependant, le couplage est compliqué et lié à la symétrie et à la dégénérescence des modes résonnants [110]. En outre, la taille du défaut doit être contrôlée pour sélectionner les longueurs d'onde souhaitées.

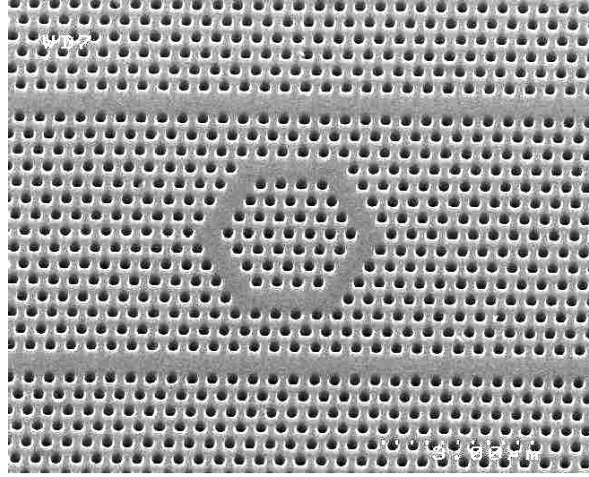


Figure II.14. Un filtre Add-Drop sur SOI [114].

II.3.3 Fibres optiques

Les fibres à CPs ont été proposées par P. Russell au début des années 90. Le concept de ces fibres est d'utiliser les BIPs pour créer un matériau qui permet de confiner la lumière par le phénomène de résonance transverse [115]. Les résultats préliminaires de l'utilisation de fibres (Photonic Crystal Fiber/PCF), sont apparus au milieu des années 1990 mais son influence de propagation de la lumière était différente de celui publié. La lumière n'est pas guidée par résonance transverse, mais par réflexion totale interne modifiée [116], le processus est proche de celui des fibres traditionnelles. En raison de la différence d'indice de réfraction effective entre le cœur et la périphérie de la structure, le guidage est possible (Figure II.15).

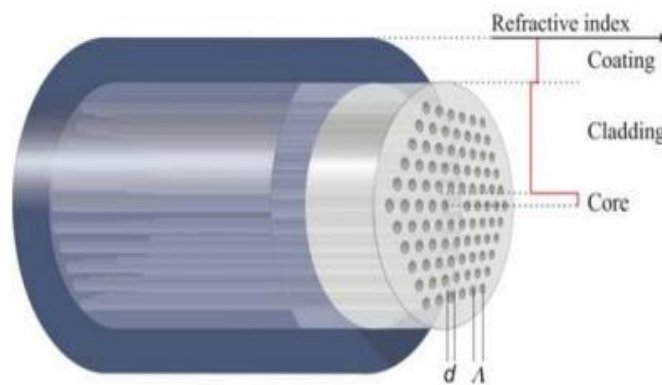


Figure II.15. Structure d'une PCF [117].

II.3.4 Capteurs à CPs

Dernièrement, plusieurs capteurs optiques serviront à la détection et la quantification instantanées des solutions chimiques et biologiques ont suscité un grand intérêt. Les techniques de détection optique les plus couramment utilisées reposent principalement sur le principe de la SPR [118], les résonances colorimétriques et des méthodes d'interférométrie [68]. Parmi ces technologies de détection optique, l'utilisation des CPs comme méthode de transduction semble très prometteuse.

Les capteurs à CP ont considérablement amélioré la capacité de détection, en particulier d'un point de vue interaction lumière-matière, de la miniaturisation des interfaces ou même de meilleures sensibilités et limites de détection (LDs) qui ont pu être obtenues, très rapidement. Ces dispositifs extrêmement ordonnés peuvent être fabriqués à l'aide des techniques de fabrication microélectroniques et peuvent être aisément intégrés aux systèmes micro-fluidiques.

Les capteurs à CP basé sur le couplage guide-cavité ont montré un grand potentiel pour leur fabrication. Compte tenu de la potentialité d'ajuster parfaitement les paramètres des cavités à CP (le facteur de qualité (Q) et la fréquence de résonance), il est désormais possible de contrôler le confinement de la lumière. La longueur d'onde de résonance du mode optique résultant est sensible aux perturbations d'indice de réfraction (RI) des trous d'air du CP. La faible variation d'indice entraîne un faible changement dans la fréquence ou de la longueur d'onde du mode d'intérêt. Par conséquent, l'idée est d'évaluer les performances de détection des cavités et d'étudier la diversification des espèces à détecter, tout en donnant une transmission optimale à travers le guide d'onde [119]. Ce type de dispositifs est le sujet principal de notre étude.

II.4 Généralités sur les capteurs

L'application des CPs dans la détection a été discutée auparavant, et parmi ces applications, on trouve les capteurs. En fait, les capteurs basés sur des CPs sont les plus populaires à cause de leurs caractéristiques prometteuses, comme leurs tailles ultra-compact, leurs sensibilités très hautes, et la flexibilité de leurs conceptions structurelles qui conviennent plus à l'intégration monolithique [120]. De plus, ces capteurs sont aussi dotés des caractéristiques favorables des capteurs optiques, telle que l'immunité aux interférences électromagnétiques et la rapidité de réponse, à cause de cela, plusieurs excellents capteurs optiques utilisant cette technologie ont été développés pour différents domaines d'applications dans la détection [105]. Par exemple on trouve, les capteurs de pression, les

capteurs de liquide, les capteurs biochimiques, les capteurs de gaz, les capteurs d'humidité, les capteurs de température et les capteurs RI.

II.4.1 Paramètres caractérisant les performances d'un capteur

Les capteurs optiques sont caractérisés par de nombreux paramètres [121]:

a) La sensibilité

Selon le domaine, nombreuses expressions de la sensibilité (S) ont été exprimée. Pour les biocapteurs, la mesure est effectuée en raison de variation d'indice de réfraction (RI), et si celui-ci n'est attribué qu'à un seul type de molécules, la sensibilité de surface S_s est définie en fonction de l'épaisseur (e) de la couche de molécules adsorbées à la surface et est donnée en (RIU/nm) :

$$S_s = \frac{\partial n_{eff}}{\partial e} \quad (II.2)$$

Où n_{eff} : est l'indice effectif du champ électromagnétique.

La sensibilité est des fois définie en unité de masse totale adsorbée par unité de surface (pg/mm^2). Dans le cas d'une variation global homogène d'indice de réfraction (RI), quel que soit le milieu environnant, même s'il est complexe, cela a été vérifié. La sensibilité homogène S_h est donnée par :

$$S_h = \frac{\partial n_{eff}}{\partial n_h} \quad (II.3)$$

Où n_h : est l'indice de réfraction du milieu homogène couvrant la surface.

b) La résolution

La résolution (R) est le plus petit changement de la grandeur physique mesurée. Elle est fondamentale pour détecter faibles quantités de molécules avec la plus grande précision. Cela est lié spécialement au capteur, de la méthode de lecture, du rapport signal/bruit et même du traitement des données. Pour les capteurs optiques, la résolution dépend principalement des performances du spectromètre. Par conséquent, la résolution instrumentale est très affectée par la précision avec laquelle le signal de transduction est relevé. La résolution sera également très affectée par la forme intrinsèque du signal mesuré. La capacité de séparation de deux signaux différents dépend de l'amplitude du pic de mesure et de sa largeur.

c) La limite de détection

La limite de détection (LD) est la plus petite valeur de la concentration de substance détectable. La limite de détection est utilisée pour estimer la performance de l'association

d'un capteur et d'un dispositif de mesure. L'association est sensible quand la limite de détection est faible. Selon la définition de la sensibilité, l'expression de la limite de détection est dérivée comme suit :

$$LD = \frac{R}{S} \quad (II.4)$$

d) La sélectivité

La sélectivité du capteur doit pouvoir distinguer l'analyte de toute autre substance. Elle est fondamentale, en particulier lors de la mesure de concentrations extrêmement faibles d'une cible dans un environnement complexe.

II.4.2 Capteurs d'indice de réfraction (RI) à base de CP

Dernièrement, de nombreux capteurs optiques basés sur les CPs ont été étudiés et développés dans une large gamme d'applications de détection, comme les capteurs de gaz [122], les capteurs de fluide [122], les capteurs de température [123], les capteurs de pression [124], les capteurs d'humidité [125], les capteurs biochimiques [126] et les capteurs RI [127].

Les capteurs RI représentent le type le plus connu des capteurs basés sur les CPs. En fait, certaines architectures avancées (telles que, des microcavités intégrés et configurations interférométriques) utilisent l'indice de réfraction (RI) pour la détection. Les capteurs RI basés sur les CPs ont nombreux avantages, comme la détection en temps réel, l'utilisation minimale d'échantillon sans marquage par fluorescence, la sensibilité et la sélectivité élevées [128].

Le principe de cette détection est de mesurer le changement d'indice de réfraction (RI) d'un élément sensible en fonction de l'existence de l'analyte. La détection est réalisée par une monocouche sensible qui réagit avec l'analyte. La zone sensible est formée d'une structure photonique fonctionnant avec la monocouche. Cette monocouche réagit avec la substance à détecter, entraînant une modification d'indice de réfraction (RI), de l'absorption de la couche sensible et de son épaisseur. La structure doit être créée pour être très sensible aux changements d'indice de réfraction. L'étude de la variation d'indice de réfraction (RI) consiste à calculer le spectre de transmission qui fournir un décalage bien définie de la longueur d'onde, en présence de la substance à détecter [129].

II.4.2.1 Capteurs basé sur des guides d'onde à CPs

Les structures des guides d'ondes à CP (Photonic Crystal Waveguide/PCW) sont très intéressantes. Dans nombreux capteurs à CP basés sur la variation d'indice de réfraction (RI), PCW agit comme élément de détection sans qu'il soit nécessaire de créer de microcavité intégrée. Cette classe de détecteurs donne la possibilité de la détection de petites quantités

d'analyte (nano litres) et des échantillons à concentration très faible (pico moles), ce qui présente des avantages par rapport aux approches conventionnelles [129].

En 2007, Skivesen *et al* [130] ont proposé un biocapteur optique à guide d'onde à CP (Figure. II.16a). Du sérum d'albumine bovin en solution est détecté à une concentration de $0.15\mu\text{M}$. Ces structures ont des plus grandes zones de détection et nécessitent une plus grande taille d'échantillon. Le mécanisme de détection de ce biocapteur est basé sur les variations induites sur le positionnement spectral d'une bande passante du guide provoqué par la variation d'indice de réfraction (RI) (Figure. II.16b).

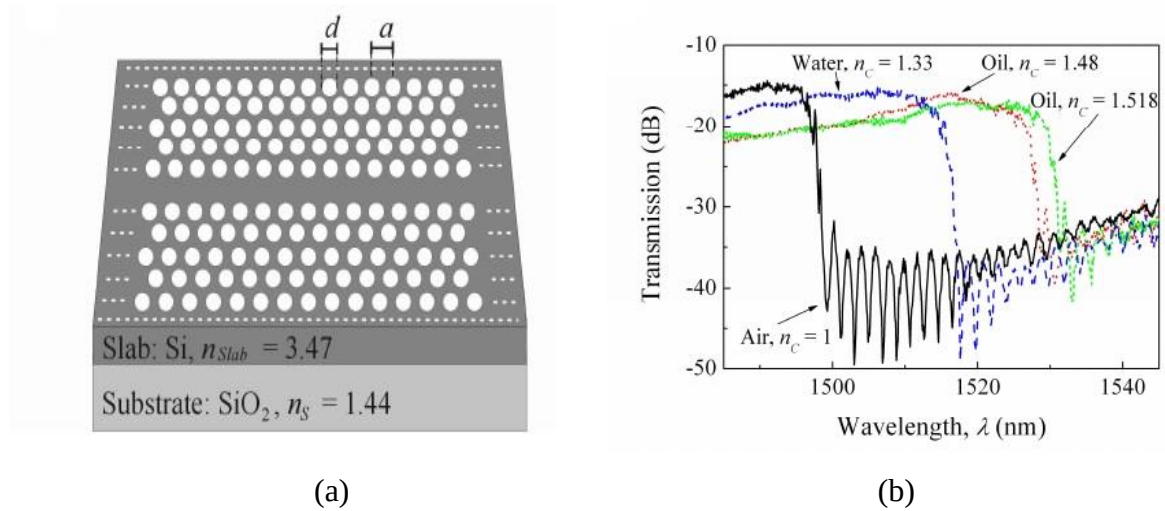


Figure II.16. (a) Vue de guide d'onde à CP sur SOI, (b) Spectres de transmission mesurés pour différents indices de réfraction (RIs) [130].

La clé principale de la capacité des biocapteurs optiques à détecter les analytes biologiques est que les biomolécules telles que les protéines, les cellules et l'ADN, ont toute une permittivité diélectrique plus élevée que l'air et l'eau. Dans ce cas, deux types de biocapteurs basés sur des guides d'onde à CPs ont été présentés pour la détection de l'ADN. Le principe de détection se base sur le décalage de la longueur d'onde provoqué par la fixation de l'ADN aux trous. Un décalage obtenu de 2.089nm permet d'obtenir une sensibilité de 1.55nm/fg [131].

En 2011, Bougriou *et al* ont proposé un capteur optique basé sur un PCW [132]. La structure proposée présente un CP-2D à réseau triangulaire avec de trous de rayon $r=120\text{nm}$, une périodicité $a=370\text{nm}$ et un facteur de remplissage $f = 30\%$. Un défaut linéique de type W1 est défini selon la direction ΓK (Figure II.17a). Quand les trous d'air sont infiltrés avec de l'eau désionisée homogène ($n_c = 1.33$), le bord supérieur de la bande passante de ce capteur

se poussera en effet avec le changement d'indice de réfraction (RI) (Figure II.17b). La valeur maximale de décalage calculé de 30nm permet d'obtenir une sensibilité de 90.90nm/RIU.

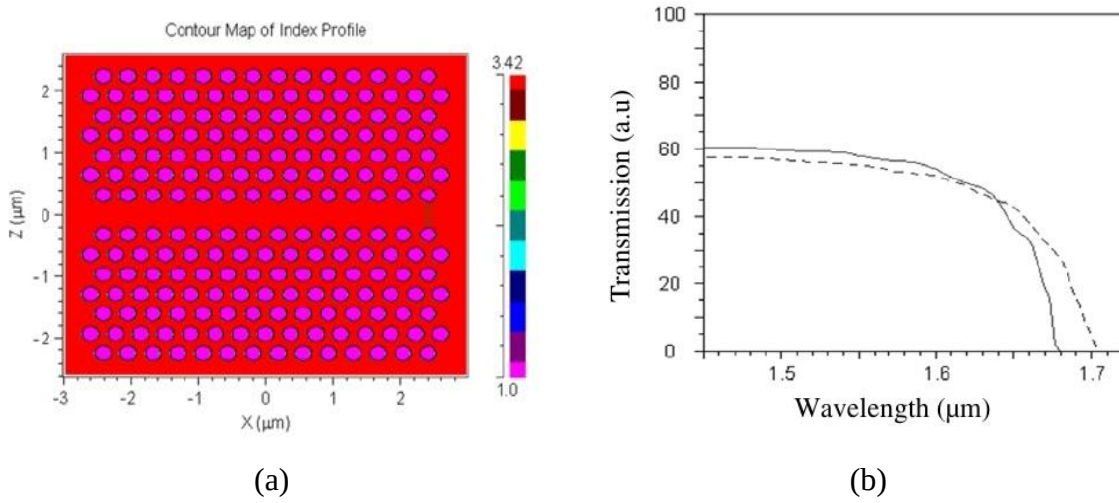


Figure II.17. (a) Capteur référence PCW, (b) Spectre de transmission pour le capteur référence PCW ; pour les trous infiltrés de l'air (trait plein) et pour les trous infiltrés d'eau déionisée homogène (ligne en pointillés) [132].

Afin d'améliorer la sensibilité, un design du capteur PCW est décrit sur la Figure II.18a, dans laquelle le rayon des trous des deux côté de la ligne du défaut est rempli avec de l'eau déionisée homogène et optimisé. La transmission et la surface disponible pour la détection dans les régions centrales où le champ est intense, augmentent énormément, augmentant en conséquence la sensibilité. Le décalage calculé de 270nm correspond à une sensibilité $S=818\text{nm/RIU}$ (Figure II.18b) [129].

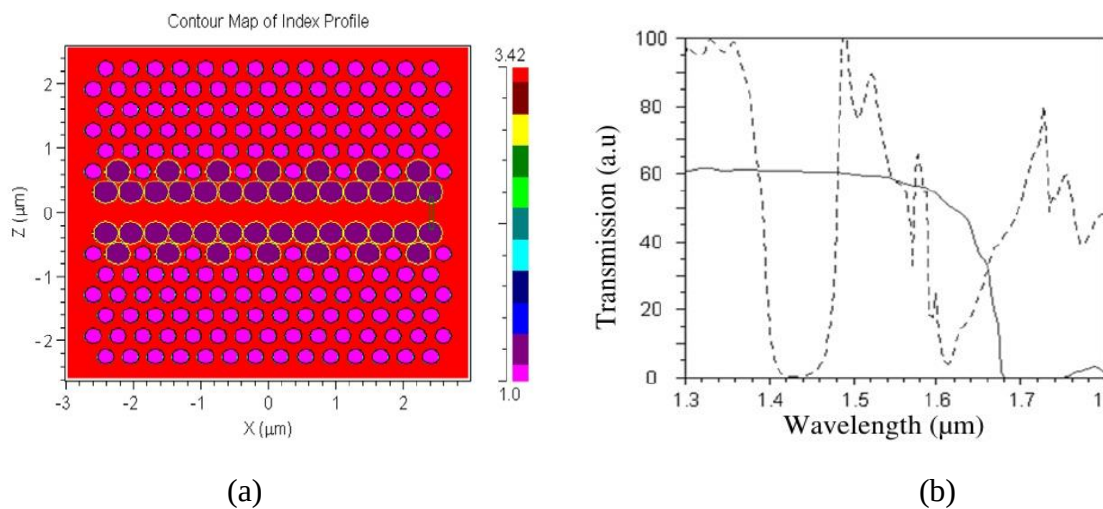


Figure II.18. (a) Capteur de guide d'onde à CP amélioré, (b) Spectre de transmission de guide d'onde à CP amélioré [132].

II.4.2.2 Capteurs à base de microcavités à CPs

Dans la mesure où une petite variation d'indice de réfraction (RI) dans la cavité peut entraîner un faible changement de la fréquence du mode d'intérêt, cette caractéristique est utilisée comme méthode de transduction et prouve qu'il est raisonnable d'utiliser des CPs dans la détection optique. La position spectrale de la longueur d'onde de résonance de la cavité peut être utilisée comme référence. Par conséquent, mesurer le changement de la position spectrale ($\Delta\lambda$) revient à mesurer le changement d'indice de réfraction Δn associé à la reconnaissance de molécules à la surface de la cavité (Figure II.19).

La performance de la cavité à CP utilisée pour la détection est définie par :

- Le facteur de qualité (Q) : il doit être le plus élevé possible pour que de très faibles décalages en longueur d'onde puissent être observés lors de l'adsorption moléculaire. Ceci est associé à la limite de détection (LD) ;
- La sensibilité $S_\lambda = \frac{\Delta\lambda}{\Delta n}$ exprimée en nm/RIU, plus le décalage de la longueur d'onde est important, plus la sensibilité est élevée [85].

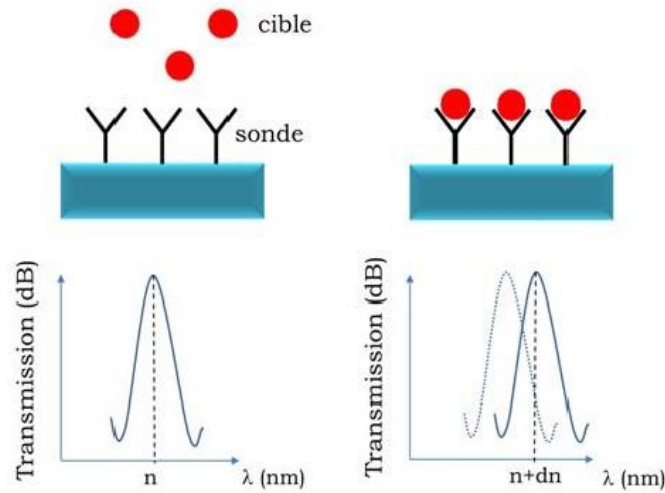


Figure II.19. Le principe de transduction optique d'un résonateur à CPs [85].

Chow *et al* ont démontré, qu'en utilisant une microcavité à CP-2D, un changement d'indice de réfraction (RI) de 0.002 a été détecté avec un facteur de qualité (Q) de 400 et une sensibilité de 200nm/RIU (Figure II.20) [82].

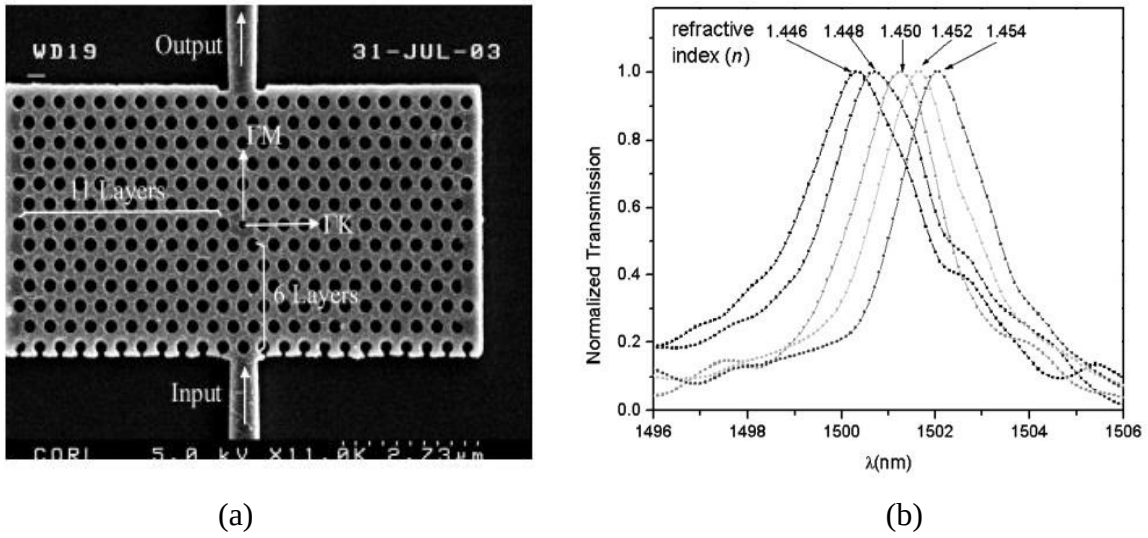


Figure II.20. (a) Vue d'une microcavité à CP intégrée avec deux guides d'ondes ruban, (b) spectres de transmission normalisés de la microcavité illustrée en (a) avec différents indices de réfraction (RIs) [82].

Un autre biocapteur à CP a été donné [133]. Ce dernier s'est avéré capable de suivre l'adsorption des protéines sur les parois de la cavité et de mesurer le diamètre de la protéine. La plus petite quantité de protéines détectée est de 2.5fg. Par la suite, en délivrant avec précision les espèces cibles sur la zone de défaut de la surface sensible, la sensibilité du biocapteur a été augmentée à 1 fg.

Benmerkhi *et al* [134] ont présenté un autre capteur RI à base d'une cavité à CPs. Le CP-2D proposé est un réseau triangulaire de trou périodique perpendiculairement à InP à base de confinement hétérostructure. Le guide planaire de cette hétérostructure composé d'un cœur de GaInAsP avec $n=3.35$ et d'épaisseur égal à (a) . Le cœur est entouré de deux gaines d'InP avec $n=3.17$ et d'épaisseur égal à $(0.5a)$ (Figure II.21a). L'indice effectif (n_{eff}) pour le mode TE est de 3.32 avec $\epsilon=11$.

La cavité linéique L2 est composée par la suppression de deux trous adjacents dans la direction ΓK du CP. La Figure II.21b illustre la transmission en polarisation TE lorsque les trous entourant la cavité L2 sont déformés à la forme elliptique et infiltrés avec du polymère. Un décalage de 56.3nm permet d'avoir un facteur de qualité (Q) de 5.06×10^6 et une sensibilité $S=104 \text{ nm/RIU}$ pour $\lambda=1.5228\mu\text{m}$.

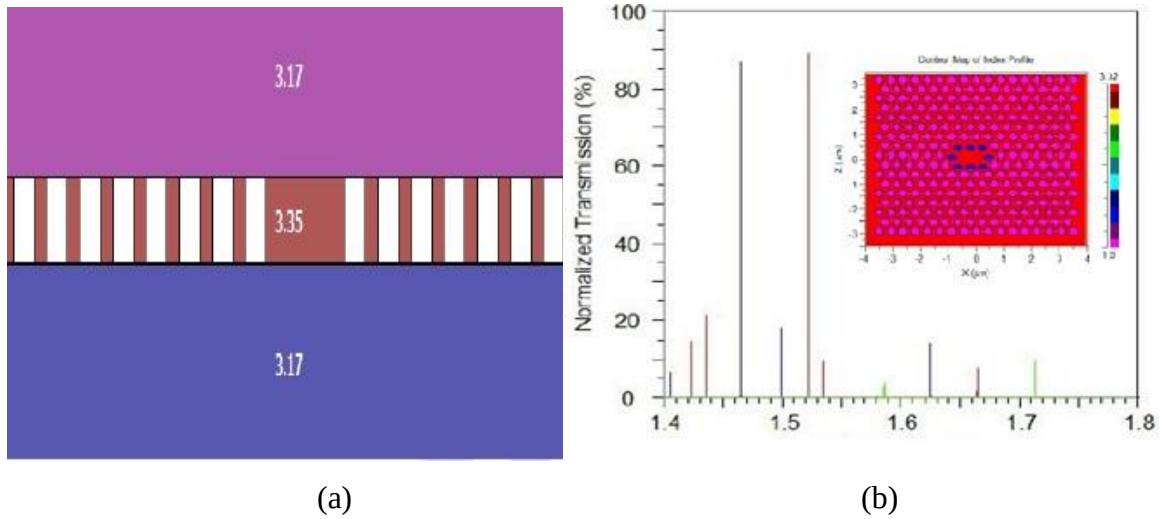


Figure II.21. (a) Structure verticale de la cavité L2 formée par l'omission de deux trous, (b) Spectre de transmission du capteur avec des trous vides et localement infiltrés (polymère $n=1.54$) [134].

Afin d'augmenter la sensibilité, nombreuses changements des trous autour du défaut sont présentées sur la Figure II.22a. Après avoir utilisé du polymère avec $n=1.54$ pour infiltrer les trous autour de la cavité avec des déplacements des trous, le facteur de qualité (Q) atteint le maximum $Q=5 \times 10^5$ avec un décalage de 123nm au mode de résonance situé à $\lambda=1.60\mu\text{m}$ (Figure II.22b). Ce décalage permet d'obtenir une sensibilité de 227.78nm/RIU.

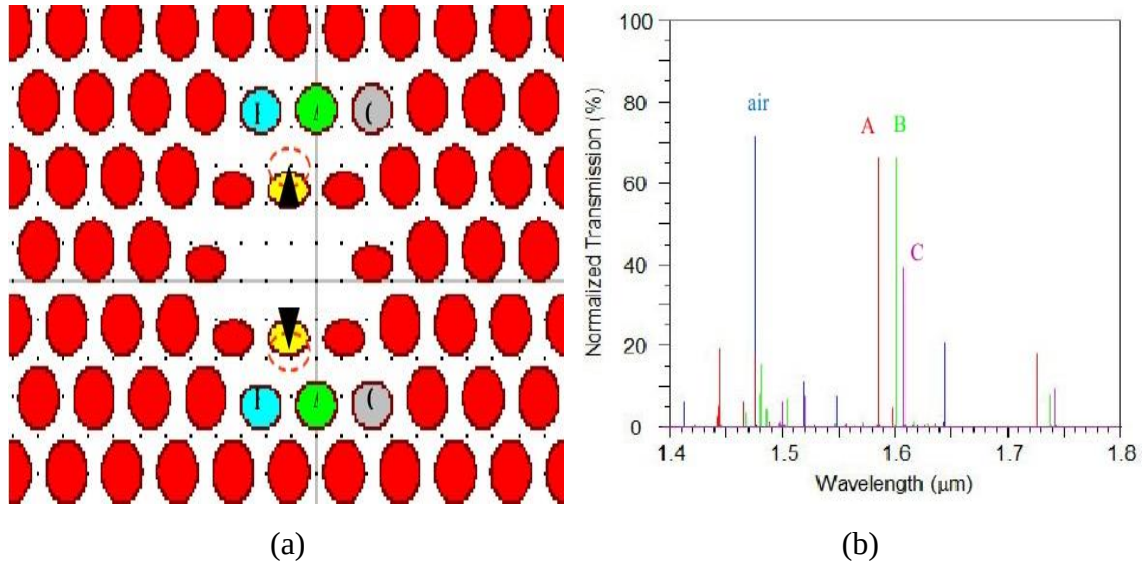


Figure II.22. (a) Représentation de la cavité L2 modifiée, (b) Spectre de transmission du capteur modifié avec des trous d'air et localement infiltrés (polymère $n=1.54$) [134].

II.4.2.3 Capteurs à base de guide-cavité à CPs couplé

Les capteurs basés sur de guide-cavité couplée présentent de nombreux avantages [135,136]. A. Harhouz *et al* ont proposé un capteur RI formé de deux guides d'ondes et une cavité. La structure proposée est de taille égale à (19×13) de trous d'une périodicité (a) égale à $0.47 \mu\text{m}$ et un rayon (r) égal à $0.19 \mu\text{m}$, percés dans une membrane de silicium d'indice $n_{si} = 3.42$. Le spectre de transmission du capteur correspondant à l'infiltration d'eau distillée à différentes températures ($n=1.323$ à 1.333 correspond à la variation de température de $T=90^\circ\text{C}$ à 20°C) est illustré sur la Figure II.23. Le capteur proposé donne une sensibilité de $84 \text{pm}/^\circ\text{C}$ [136].

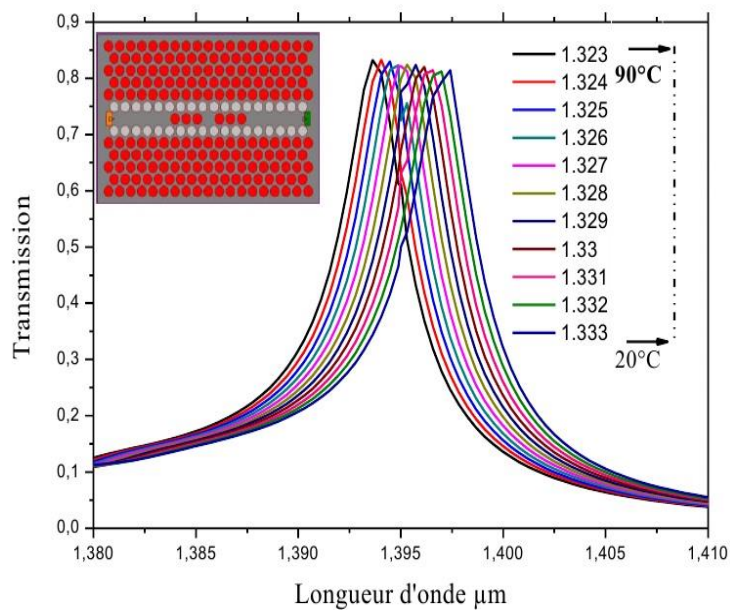


Figure II.23. Transmission du capteur de température pour différents indices de réfraction (RIs) [136].

II.5 Conclusion

Les CPs constituent un domaine qui semble être énormément prometteur pour la fabrication de composants optiques, grâce à leur micro-structuration périodique qui permet de piéger les photons et de créer des résonances optiques sensibles à la présence des molécules à détecter. Dans ce contexte, dans ce chapitre nous avons présenté l'utilisation des CPs en tant que capteurs, plus particulièrement les capteurs à CPs basés sur le changement d'indice de réfraction (RI).

Chapitre II : Généralités Sur Les Capteurs à Cristaux Photoniques Pour La Détection Optique

La fabrication et la caractérisation de capteurs à base des CPs est coûteuse en temps et en argent, De ce fait, le prochain chapitre sera dédié à la modélisation numérique afin de gagner du temps et minimiser le cout des expériences et bien concevoir et utiliser les capteurs à CPs.

Chapitre III :

Méthodes Et Outils De Simulation

Numériques

III.1 Introduction

La difficulté de la réalisation des CPs à des fréquences optiques rend la recherche expérimentale sur des dispositifs à CPs longue et coûteuse. Le développement des méthodes de modélisation numérique rapides et précises est essentiel pour l'étude de structures basées sur des CPs. Les méthodes adoptées pour décrire la propagation des ondes électromagnétiques dans les CPs dérivent des méthodes standards utilisées en physique de l'état solide ou en électromagnétique.

Dans ce chapitre nous nous intéressons à la modélisation des CPs. Les techniques essentielles utilisées peuvent être classées selon leur domaine, fréquentiel telle que la méthode PWE, Cette méthode est adaptée à la détermination de diagramme de dispersion des structures périodiques de dimensions infinies. La PWE a été considérablement utilisée en photonique, ou temporel où la méthode FDTD est la plus répandue.

Les résultats de simulations obtenus dans cette thèse seront confrontés à des calculs PWE et FDTD, effectués à l'aide de simulateur «BandSOLVE» (pour étudier les propriétés de digramme de bandes et la carte de bandes) et simulateur «FullWAVE» (pour réaliser des simulations qui impliquent une évolution des champs, tels que des calculs de transmission et de temps de relaxation à la résonance) de logiciel RSoft.

III.2 Equations de Maxwell dans les CPs-2D

La première étape de la modélisation d'un problème électromagnétique consiste à écrire les équations de Maxwell. Leur résolution permet de caractériser et de décrire la propagation des ondes électromagnétiques dans les CPs. Prendre en compte que tous les matériaux sont linéaires, sans perte et isotropes, les équations de Maxwell peuvent s'écrire de la manière suivante :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad (\text{III. 1})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t) = 0 \quad (\text{III. 2})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{III. 3})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{III. 4})$$

Avec :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \vec{E} \quad (\text{III. 5})$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (\text{III. 6})$$

Où $\varepsilon(\vec{r})$: représente la permittivité diélectrique.

En séparant les variables de temps et d'espace dans les expressions de $\vec{H}$ et de $\vec{E}$:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) \exp(i\omega t) \quad (\text{III. 7})$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}) \exp(i\omega t) \quad (\text{III. 8})$$

Nous combinons les équations de Maxwell pour obtenir l'équation d'Helmholtz :

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \nabla \times \right) \vec{H}(\vec{r}) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) \quad (\text{III. 9})$$

Cette équation est généralement appelée "équation-maîtresse" dans la littérature des CPs. Le théorème de Bloch autorise d'écrire :

$$\vec{H}(\vec{r}) = \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) \quad (\text{III. 10})$$

Où $\vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r})$ est en fonction de la périodicité du réseau. En l'insérant dans l'équation (III. 10), nous obtenons :

$$\hat{L}\vec{u}_{\vec{k}} = (i\vec{k} + \nabla) \times \left[\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} (i\vec{k} + \nabla) \right] \times \vec{u}_{\vec{k}} = \bar{\omega}^2 \vec{u}_{\vec{k}} \quad (\text{III. 11})$$

Où $\bar{\omega} = \frac{\omega}{c}$: est la fréquence normalisée.

Cette équation est l'équation de base résolue par les logiciels utilisés pour calculer les structures des bandes d'énergie. L'équation III.11 est considérée comme une équation aux valeurs propres, avec $\bar{\omega}$ en tant que valeur propre inconnue, $\vec{u}_{\vec{k}}$ en tant que vecteur propre, et le vecteur d'onde $\vec{k}$ en tant que paramètre libre.

III.3 Méthodes de modélisation des CPs

Les méthodes utilisées pour décrire la propagation des ondes électromagnétiques dans les CPs sont dérivées des méthodes standards utilisées en physique du solide ou en électromagnétique. Les méthodes essentielles adoptées sont : les matrices de transfert, les théories de diffraction par les réseaux, la décomposition en ondes planes et la méthode des différences finies dans le domaine temporel. Cette thèse n'utilise que les deux dernières. Nous les exposons ci-dessous.

III.3.1 La méthode des ondes planes (PWE)

Appelée technique de développement en ondes planes, elle se base sur la résolution des équations de Maxwell dans le domaine fréquentiel [137], elle est l'une des méthodes les plus utilisées pour calculer la structure de bandes photoniques. Pour décrire cette méthode, on suppose que les composantes électromagnétiques ont une dépendance harmonique en temps de type $e^{-j\omega t}$. Les équations de Maxwell différentielles s'écrivent :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = j\omega\mu_0 \vec{H} \quad (\text{III. 12})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = -j\omega\epsilon_r(\vec{r})\epsilon_0\vec{E} \quad (\text{III. 13})$$

ϵ_0 et μ_0 : sont la permittivité diélectrique du vide et la perméabilité magnétique respectivement.
 $\epsilon_r(\vec{r})$: est la fonction diélectrique du CP.

À partir des équations précédentes, l'équation d'onde peut être obtenue :

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H} \right) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H} \quad (\text{III. 14})$$

c : est la vitesse de la lumière dans le vide.

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} \quad (\text{III. 15})$$

Selon le théorème de Bloch, le champ électromagnétique peut être développé en ondes planes:

$$H(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}'} \sum_{\lambda=1,2} h_{G'\lambda} \vec{e}_{G'\lambda} e^{j(\vec{k}+\vec{G}')\vec{r}} \quad (\text{III. 16})$$

De même pour la fonction diélectrique $\epsilon_r(\vec{r})$:

$$\frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} = \sum_{\vec{G}''} \epsilon_r^{-1}(\vec{G}'') e^{j(\vec{G}''\vec{r})} \quad (\text{III. 17})$$

Où $\vec{k}$: est le vecteur d'onde appartenant à la première zone de Brillouin et $\vec{G}''$: est un vecteur du réseau réciproque.

Notons que $\{\vec{e}_{1G'}, \vec{e}_{2G'}, \vec{k} + \vec{G}'\}$ constituent un trièdre direct.

En posant $\vec{G} = \vec{G}' + \vec{G}''$ et en injectant (III. 16) et (III. 17) dans (III. 15), On obtient l'équation suivante :

$$\sum_{\vec{G}'} |\vec{k} + \vec{G}'| |\vec{k} + \vec{G}'| \epsilon_r^{-1}(\vec{G} + \vec{G}') \begin{bmatrix} \vec{e}_{2G} \cdot \vec{e}_{2G'} & -\vec{e}_{1G} \cdot \vec{e}_{1G'} \\ -\vec{e}_{1G} \cdot \vec{e}_{2G'} & \vec{e}_{1G} \cdot \vec{e}_{1G'} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h_{1G'} \\ h_{2G'} \end{bmatrix} = \frac{\omega^2}{c^2} \begin{bmatrix} h_{1G} \\ h_{2G} \end{bmatrix} \quad (\text{III. 18})$$

La méthode de diagonalisation peut être utilisée pour résoudre l'équation (III. 18) . Pour les différentes valeurs du vecteur d'onde $\vec{k}$ qui sont limités à certaines directions de symétrie de la première zone de Brillouin (ZB), on peut obtenir une série de fréquences propres (ω) formeront la structure de bande photonique. Cette méthode est très adaptée à l'étude de CPs périodiques, et a été utilisée pour déterminer la BIP des structures triangulaires à 2D et la structure du graphite. Néanmoins, elle n'est pas toujours adaptée pour calculer la transmission à travers un cristal fini et étudier des structures complexes.

III.3.2 La méthode des différences finies temporelles (FDTD)

Lorsqu'il s'agit de structures complexes composées de plusieurs types de matériaux avec différents indices de réfraction (RIs), la modélisation numérique des propriétés électromagnétiques de la matière est délicate. En fait, la résolution des équations de Maxwell dans ces systèmes est très difficile. Dans ces cas, l'utilisation des méthodes de calcul numérique est essentielle. La méthode FDTD est l'une des méthodes existantes proposée par Yee en 1966 [139].

L'intérêt de la méthode FDTD réside dans la simplicité de son principe de fonctionnement et dans la grande quantité d'informations électromagnétiques qui peuvent être dérivées du système de modélisation. Le cœur de cette méthode consiste d'abord à discrétiser la structure en maillage régulier et fin, et puis d'approximer les équations aux dérivées partielles des champs par des différences finies. Les composantes des champs peuvent être calculées en tout point de la structure et à tout moment. Cela permet d'appréhender visuellement la propagation d'une onde électromagnétique dans le milieu étudié, ainsi donc la possibilité d'une véritable expérimentation numérique et une compréhension intuitive des phénomènes de propagation des ondes. De plus, grâce à la méthode de la transformée de Fourier, la réponse fréquentielle du système à un pulse se propageant dans celui-ci peut également être obtenue. Il est également possible de tracer des cartographies de champs harmoniques. En apportant quelques modifications au cœur de l'algorithme, le gain, l'absorption, la dispersion et les effets non linéaires peuvent être modélisés.

Il s'agit d'approximer les dérivées ponctuelles spatiales et temporelles apparaissant dans les équations de Maxwell par les différences finies centrées. Le schéma proposé par Yee (Figure III.1) surmonte la complexité due à la dépendance simultanée des champs électriques $\vec{E}$ et magnétiques $\vec{H}$ entre eux. En effet, nous avons obtenu un schéma numérique clair qui peut calculer le champ électromagnétique de tout le volume d'étude en fonction du temps. Les composantes des champs $\vec{E}$ et $\vec{H}$ se déplacent d'un demi-pas spatial, et calculées alternativement et itérativement aux multiples pairs et impairs du demi-pas temporel respectivement. Réaliser un maillage dans l'espace réel pour discrétiser les champs et pouvoir estimer leurs dérivées. Ces champs se propagent progressivement dans le temps à partir d'une certaine distribution initiale donnée par l'utilisateur et s'étalent progressivement dans le temps dans un certain temps (T). Par conséquent, nous pouvons observer le régime transitoire du système et voir le régime permanent s'établir. En plus, il est possible de remonter à la réponse temporelle de la structure.

En effet, connaissant l'évolution temporelle du champ dans tous les points du système, le spectre de ces points peut être calculé par la transformée de Fourier.

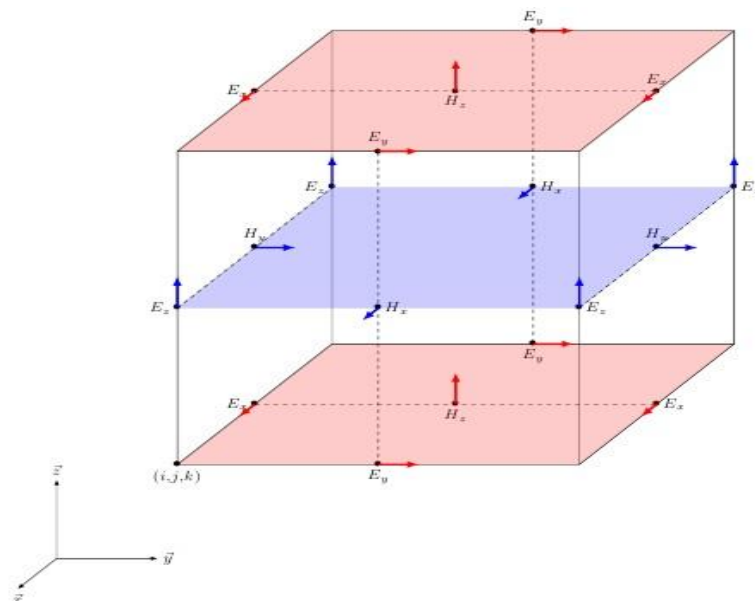


Figure III.1. Cellules de Yee à trois dimensions [97].

Du fait du traitement presque exclusif de structures finies, les conditions aux limites constituent un point essentiel. Les conditions périodiques et les conditions absorbantes peuvent être utilisées simultanément sur une même structure. Par exemple, ceci est intéressant pour simuler des guides à CP. Parmi les conditions d'absorption aux limites, les conditions les plus utilisées sont de Mur [140] ou de PML (Perfectly Matched Layer) [141].

La méthode FDTD présente plusieurs avantages :

Les avantages [132] :

- Une méthode simple, elle met en jeu des concepts et des outils de résolutions élémentaires, comme par exemple : les équations de Maxwell ;
- Elle permet d'obtenir des informations spectrales et temporelles sur une structure en une seule simulation. Elle apporte également des éléments de compréhension sur l'établissement du champ électromagnétique dans la structure en offrant la possibilité d'obtenir la distribution du champ à différents temps ;
- La mise en œuvre de code numérique de type FDTD est comparativement simple et rapide ;
- Nous pouvons modéliser des structures aux formes géométriques complexes, et les matériaux peuvent être anisotropes ou non uniformes ;
- Le schéma FDTD est clair en temps : il n'y a pas de système linéaire à résoudre, et il nécessite très peu de stockage ;

- Elle offre la possibilité d'intégrer dans l'algorithme de résolution de plusieurs sources.

Inconvénients [132] :

- Le schéma de Yee exige une discrétisation en mailles régulières ;
- Besoin de l'utilisation d'une grille cartésienne ; ce qui rend difficile les raffinements locaux ;
- Il faut des longueurs d'arêtes comprise entre $\lambda/16$ et $\lambda/20$ pour faire converger le maillage ;
- Difficile de considérer des matériaux dispersifs ;
- Les conditions aux limites approchées introduisent des valeurs approximatives qui peuvent affecter la précision du calcul ;
- La FDTD étant un schéma explicite, le pas temporel maximal est lié au pas spatial à travers la condition de stabilité ;
- Un coût mémoire très élevé sur de gros maillages.

L'inconvénient essentiel de la FDTD est qu'elle nécessite un temps de calcul plus long et un mémoire de stockage plus élevé. Par conséquent, nous nous limitons généralement à des calculs FDTD bidimensionnels.

En milieu anisotrope et inhomogène, la FDTD est basé sur l'équation de Faraday et d'Ampère :

$$\begin{cases} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \vec{\nabla} \times \vec{E} \\ \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \vec{\nabla} \times \vec{H} \end{cases} \quad (\text{III. 19})$$

On considère les équations de Maxwell de (III. 19), le système à discrétiser se transforme donc dans un repère cartésien (Oxyz) :

$$\begin{cases} \frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) & \frac{\partial E_x}{\partial t} = -\frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial z} - \frac{\partial H_y}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) & \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) & \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \end{cases} \quad (\text{III. 20})$$

Pour aller au 2D, on considère qu'il n'y a pas de changement selon la direction (Oz). En d'autres termes, toutes les dérivées partielles par rapport à (z) sont nulles. Le système (III. 20) devient :

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[-\frac{\partial E_z}{\partial y} \right] \quad (\text{III. 21})$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_z}{\partial x} \right] \quad (\text{III. 22})$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right] \quad (\text{III. 23})$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_z}{\partial y} \right] \quad (\text{III. 24})$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[-\frac{\partial H_z}{\partial x} \right] \quad (\text{III. 25})$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right] \quad (\text{III. 26})$$

Il est donc possible d'effectuer deux regroupements. En fait, le système résultant des six dernières équations se transformé en deux triplets de composantes mutuellement découplés. Dans ce cas, chacun de ces deux triplets fait référence aux modes de polarisation TE et TM. Par conséquent, la propagation du champ électromagnétique des deux polarisations peut être gérée indépendamment.

La polarisation TE (Transverse Electric), est la polarisation où le champ $\vec{E}$ est perpendiculaire à la direction (Oz), définie comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_z}{\partial y} \right] \end{array} \right. \quad (\text{III. 27})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[-\frac{\partial H_z}{\partial x} \right] \end{array} \right. \quad (\text{III. 28})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right] \end{array} \right. \quad (\text{III. 29})$$

La polarisation TM est définie comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[-\frac{\partial E_z}{\partial y} \right] \end{array} \right. \quad (\text{III. 30})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_z}{\partial x} \right] \end{array} \right. \quad (\text{III. 31})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right] \end{array} \right. \quad (\text{III. 32})$$

Cette méthode se base sur l'approximation des différences finies centrées basée sur le développement limité de Taylor au second ordre comme le montre la Figure III.2, donner la possibilité d'obtenir les dérivées temporelles et spatiales des fonctions (E_x, E_y, H_z) et (H_x, H_y, E_z) .

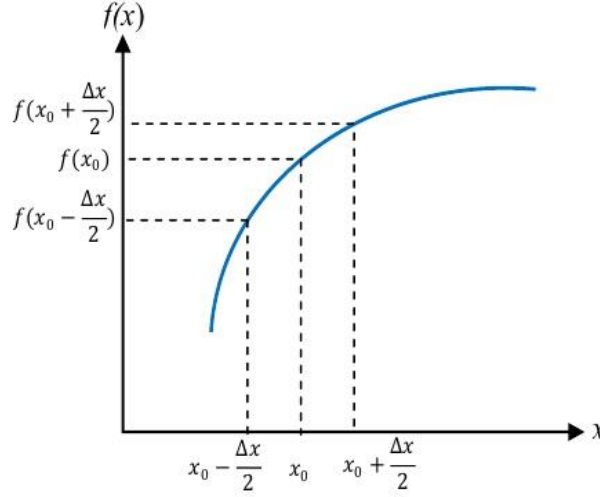


Figure III.2. Principe de calcul de la dérivée première de $f(x)$ en (x_0) [137].

La méthode FDTD est donnée comme suit :

Soit $f(x)$ une fonction continue représente une composante du champ $\vec{E}$ ou $\vec{H}$ et dérivable jusqu'à l'ordre n . L'approximation centrée de la dérivée première de $f(x)$ en (x_0) est obtenue par le développement limité en série de Taylor à gauche et à droite du (x_0) :

$$f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right) = f(x_0) - \left(\frac{\Delta x}{2}\right)f'(x_0) + \frac{1}{2!}\left(\frac{\Delta x}{2}\right)^2 f''(x_0) - \frac{1}{3!}\left(\frac{\Delta x}{2}\right)^3 f'''(x_0) + \dots \frac{(-1)^n}{n!}\left(\frac{\Delta x}{2}\right)^n f^{(n)}(x_0) \quad (\text{III. 33})$$

$$f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) = f(x_0) + \left(\frac{\Delta x}{2}\right)f'(x_0) + \frac{1}{2!}\left(\frac{\Delta x}{2}\right)^2 f''(x_0) + \frac{1}{3!}\left(\frac{\Delta x}{2}\right)^3 f'''(x_0) + \dots \frac{1}{n!}\left(\frac{\Delta x}{2}\right)^n f^{(n)}(x_0) \quad (\text{III. 34})$$

En soustrayant ces deux équations et en les divisant par Δx , on obtient le résultat suivant :

$$f'(x_0) = \frac{f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) - f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right)}{\Delta x} + o(\Delta x^2) \quad (\text{III. 35})$$

Où $o(\Delta x^2)$: est l'erreur d'ordre 2 commise et sera ignorée.

Cette approximation de la dérivée est appelée approximation centrée. Elle est utilisée pour discrétiser les dérivées partielles dans les équations de Maxwell. Par conséquent, chaque dérivée partielle dans les équations d'évolution des composantes des champs $\vec{E}$ et $\vec{H}$ (équations (III.21) à (III.26)) sera remplacée par un développement de Taylor du second ordre.

Une double discrétisation (temporelle et spatiale) pour la résolution des équations d'évolution des composantes des champs $\vec{E}$ et $\vec{H}$ (équations (III.21) à (III.26)) est effectué. Par conséquent, il est essentiel de définir un pas d'incrément de temps Δt pour discrétiser le temps et des pas spatiaux Δx , Δy et Δz pour réaliser un maillage de l'espace. À partir des équations (III.21) à (III.26) et la définition de la dérivée centrée, chaque composante du champ $\vec{E}$ est entourée par quatre composantes du champ $\vec{H}$, et vice versa. Les valeurs du champ $\vec{E}$ et du champ $\vec{H}$ seront calculées en différents points du maillage. Elles seront nommées nœuds électriques et nœuds magnétiques respectivement. Comme par exemple, selon l'équation (III.20.1), les nœuds H_x doivent être entre deux nœuds E_z et entre deux nœuds E_y (Figure III.3). Ainsi, selon l'équation (III.20.4), Les nœuds E_x doivent être entre deux nœuds H_y et entre deux nœuds H_z (Figure III.4).

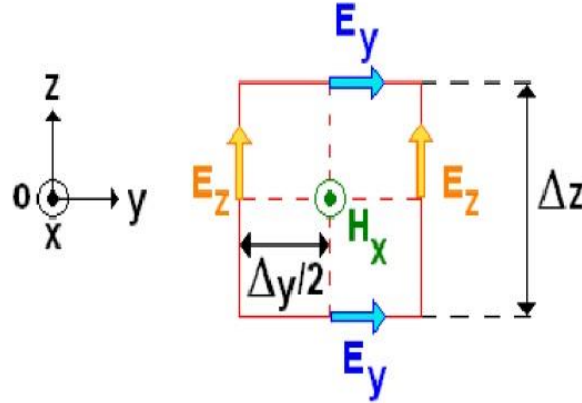


Figure III.3. Circulation du champ E autour du champ H [142].

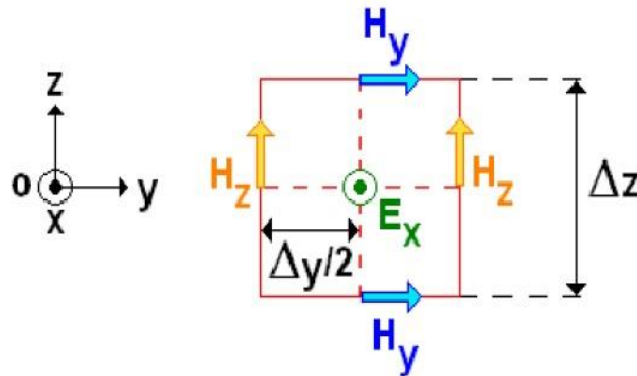


Figure III.4. Circulation du champ H autour du champ E [142].

L'approximation centrée de la dérivée première appliquée aux équations (III.21) à (III.26) fournit des conditions qui prises dans leur ensemble aboutissent dans le schéma de Yee illustré à la Figure III.5 [139].

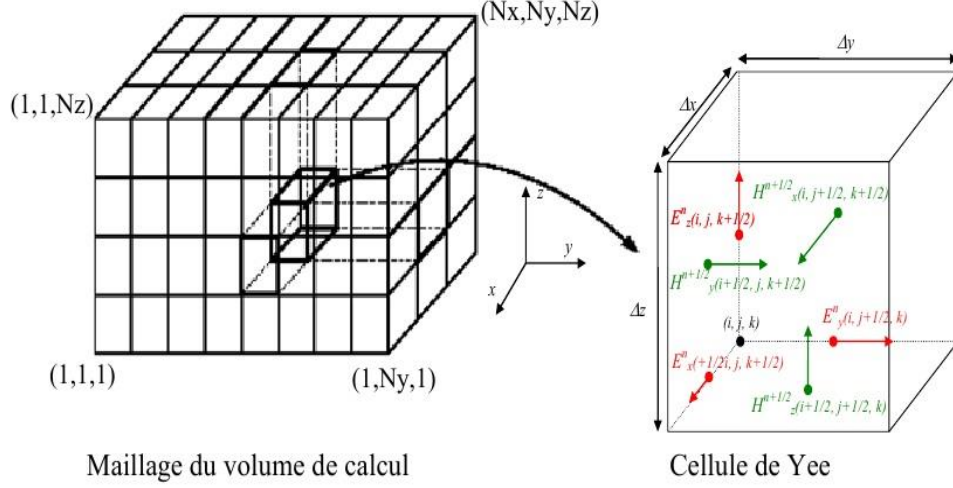


Figure III.5. Discretisation spatiale du volume de calcul [139].

Les parallélépipèdes ou mailles élémentaires constituent le volume de calcul, un maillage doit être construit pour la structure étudiée. Les dérivées spatiales sont évaluées dans les trois directions x, y , et z avec des incréments constants appelés pas spatiaux: Δx , Δy , et Δz . Cela conduit au schéma de maillage spatial illustré à la Figure III.5 et le maillage temporel illustré à la Figure III.6. Le volume de calcul est présenté sur la Figure III.5, il est composé de $N_x \times N_y \times N_z$ mailles élémentaires (cellules de Yee) de dimensions $\Delta N_x \times \Delta N_y \times \Delta N_z$. $A_n(i, j, k)$ représente la composante du champ A de la cellule évaluée pendant d'échantillonnage $n\Delta t$.

Où Δt : représente le pas d'échantillonnage temporel.

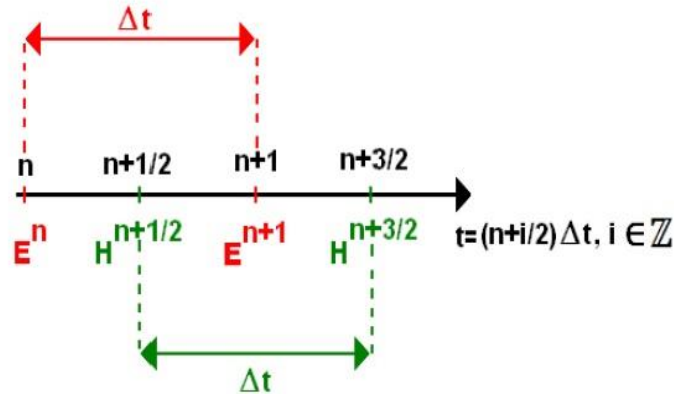


Figure III.6. Discrétisation temporelle [142].

À partir du schéma temporel (Figure III.6), nous concluons qu'on ne peut pas calculer le champ $\vec{E}$ et le $\vec{H}$ en même temps, mais à des moments différents. Sachant que Δt est le pas d'échantillonnage temporel, on calculera le champ $\vec{E}$ pour des multiples entiers de Δt et le champ $\vec{H}$ pour des multiples demi-entiers de Δt .

III.3.3. Conditions aux limites

a) Méthode des PML (Perfect Matching Layer)

Lorsque la FDTD est utilisée pour modéliser des systèmes physiques ouverts, où les ondes propagent à l'infini, il est nécessaire d'appliquer des conditions de frontière absorbante (Absorbing Boundary Condition/ABC), ce qui permet de limiter le domaine de calcul. Ces conditions imposent des contraintes de non-réflexion des ondes incidentes qui dépassent des frontières artificielles définies dans la modélisation [143,144]. Il existe différentes conditions aux limites, comme les conditions périodiques [145,146], les conditions absorbantes de Mur [140] et même les couches absorbantes parfaitement adaptées (Perfectly Matched Layer/PML). La méthode PML se base sur le placement d'un absorbant artificiel sur le bord de la cellule, qui est déterminée pour avoir une adaptation d'impédance avec le vide et éliminant toute réflexion. Ces conditions aux limites sont les conditions absorbantes les plus efficaces sans aucun doute. Elles permettent de descendre à des réflexions en amplitude de l'ordre de 10^{-5} sur une large plage d'incidences et de fréquences. Elles partent de la condition d'adaptation d'impédance de deux ondes à l'interface entre deux milieux, les deux milieux ont le même indice, mais l'un d'eux est absorbant (montrant une conductivité électrique σ et magnétique σ^*). Cette condition s'exprime dans le vide par :

$$\frac{\sigma}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma^*}{\mu_0} \quad (\text{III. 36})$$

Où ε_0 : est la permittivité du vide et μ_0 : représente sa perméabilité magnétique.

Dans ce cas, l'onde ne se réfléchit pas à l'interface entre le milieu absorbant et le milieu non absorbant et s'atténue dans la partie absorbante. L'épaisseur de la couche absorbante choisie selon les besoins pour limiter la réflexion en bord de domaine. Néanmoins, cette adaptation d'impédance n'est possible qu'à incidence normale, une fois qu'on s'en éloigne, la réflexion entre les deux milieux à l'interface va réapparaître.

Bérenger [141] a introduit dans les années 80 une astuce pour rendre le milieu absorbant et artificiellement biaxe. L'absorption n'est alors choisie non nulle uniquement le long de l'axe normal à l'interface entre les deux milieux (Figure. III.7). À l'interface, l'onde plane incidente est fictivement décomposée en deux ondes : L'onde à incidence normale et rasante.

L'ajout des couches de type PML autour du domaine de calcul est suffisant pour absorber une onde incidente arrivant avec une incidence quelconque sans réflexions.

L'épaisseur de ces couches est choisie la plus grande possible pour absorber l'onde incidente. La condition de mur métallique peut être appliquée aux limites de PML sans réflexions d'énergie dans le domaine de calcul.

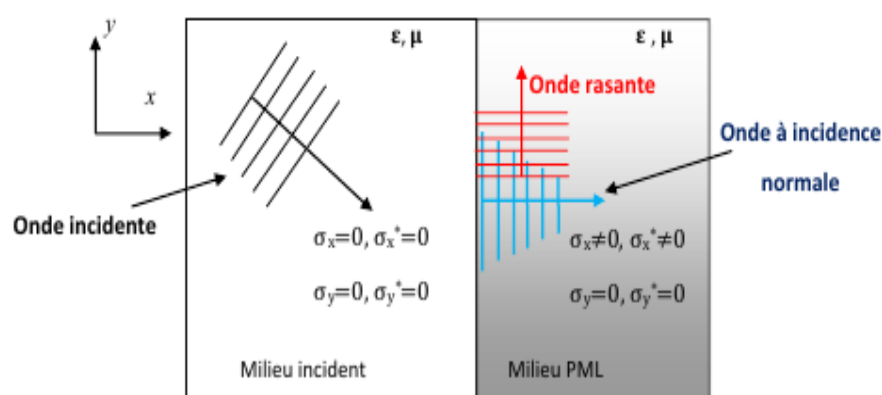


Figure III.7. Fonctionnement d'un milieu de type PML [147].

b) Équations d'évolution dans un milieu PML

La Figure III.8 montre l'utilisation des couches PML pour un système bidimensionnel. La figure montre qu'aux bords du volume de calcul (couches absorbantes frontières), une seule composante de la conductivité participe dans la définition des couches absorbantes (dans cet exemple σ_x ou σ_y). Par contre, aux coins du volume de calcul, il y a deux composantes de la conductivité (σ_x et σ_y).

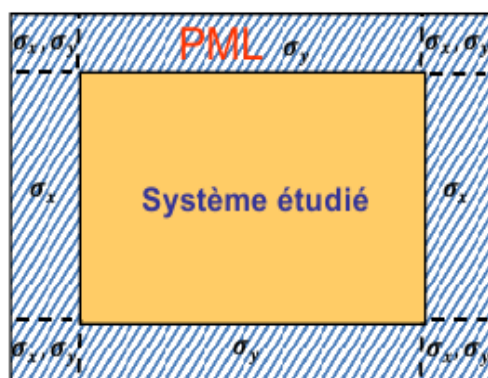


Figure III.8. L'utilisation des couches PML dans le cas 2D [147].

III.4 Aperçu sur le logiciel «RSoft-CAD»

La conception et la modélisation des composants basés sur les CPs nécessitent l'utilisation d'outils de simulation adaptables. Sur la base des méthodes numériques détaillées ci-dessus, nous introduisons rapidement celles qui ont été utilisées dans cette thèse. Chacun de ces outils de calcul sont complémentaires, et ils fournissent les informations essentielles à la compréhension du fonctionnement des dispositifs.

Dans ce manuscrit, nous utiliserons le logiciel «RSoft-CAD» rassemblant deux méthodes :

III.4.1 Simulateur BandSOLVE

Logiciel de calcul de bandes d'énergie photoniques par la méthode PWE. Tous les diagrammes de bandes de notre étude ont été calculés à l'aide du module «BandSOLVE» de RSoft-CAD. Il s'agit d'un logiciel de simulation capable de générer et d'analyser des diagrammes de bandes d'énergie photoniques. Le calcul des diagrammes se base sur la méthode de décomposition des champs électromagnétiques en ondes planes pour les structures périodiques [148].

En 2D, il faut considérer deux directions de propagation différentes : les polarisations TE et TM, ces polarisations sont découplées et deux diagrammes de bandes indépendants sont réalisés. Dans les deux cas, il n'y a pas certainement de BIP. BandSOLVE est généralement nécessaire pour améliorer les propriétés des structures à CPs, ces propriétés sont simulées par la méthode FDTD implémentée dans le module FullWAVE, pour vérifier les propriétés liées au temps, telles que les pertes, et pour calculer la distribution du champ dans une structure de dimension finie.

III.4.2 Simulateur FullWAVE

Le simulateur FullWAVE est un module de RSoft-CAD basé sur la méthode bien connue FDTD [139], permettant aux utilisateurs de déterminer les propriétés des matériaux et la géométrie structurelle du dispositif. FullWAVE peut simuler la structure (infinie, limitée, périodique ou non) avec précision, composée par plusieurs matériaux (diélectriques, métalliques ou magnétiques), et des matériaux anisotropes, dispersifs, et non linéaires. Ce logiciel est très adapté à notre simulation car il permet de suivre l'évolution du champ électromagnétique en n'importe quel endroit de la structure au cours du temps. En conséquence, les cartographies du champ électromagnétique à n'importe où et n'importe quel moment peuvent être obtenues. La connaissance de l'évolution du champ en fonction du temps peut fournir également des informations sur la réponse spectrale de la structure du CP. Pour assurer le bon fonctionnement du logiciel et la convergence des résultats, il est nécessaire de définir

l'environnement de la structure ainsi que les conditions aux limites. Il faut donc appliquer des conditions absorbantes au bord du domaine de calcul, ce qui permettra d'éviter les réflexions parasites engendrées aux bords de la fenêtre du calcul FDTD pour simuler un domaine ouvert. Dans ce travail, nous avons considéré le modèle des couches absorbantes du type PML [149] introduit et détaillé auparavant, qui est très approprié aux modélisations des CPs.

III.5 Exemple de calcul

Cette dernière partie est consacrée à donner un exemple d'étude d'une conception d'un micro-résonateur à base de CP-2D. Dans notre exemple, Nous choisissons un CP-2D membranaire à réseau triangulaire de trous de périodicité égale à $0.43\mu\text{m}$ et de rayon égal à $0.14\mu\text{m}$, gravé sur une membrane de silicium $n_{si} = 3.48$. La structure étudiée est (23×23) , la Figure III.9a présente la conception de la structure proposée. En utilisant le module BandSOLVE, on voit apparaître une seule BIP en polarisation TM qui s'étend entre les fréquences normalisées $\omega_1 = 0.21617(a/\lambda)$ à $\omega_2 = 0.30324(a/\lambda)$, ce qui correspond une grande BIP dans la gamme de la longueur d'onde de $1.41\text{-}1.99\mu\text{m}$ pour la lumière polarisée TM comme l'illustre la Figure III.9b.

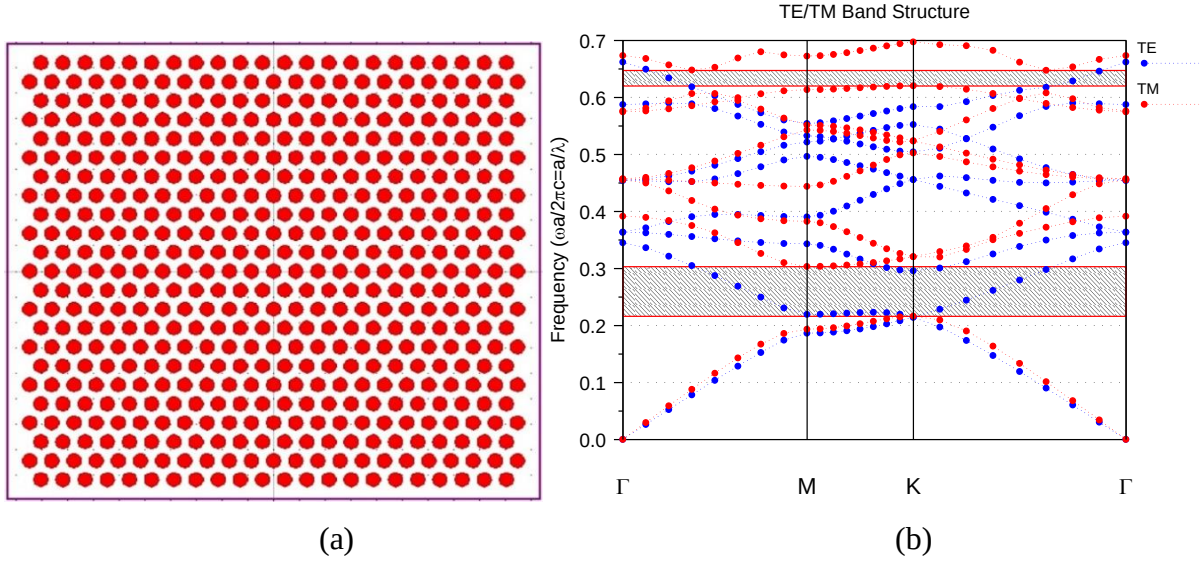


Figure III.9. (a) Réseau triangulaire de trous de période « a », (b) Diagramme de dispersion en polarisation TM.

L'introduction d'un défaut dans un CP peut de même faire apparaître un mode localisé dans la BIP. Pour rompre la périodicité de la structure, le guide d'onde est formé en enlevant une rangée de trous dans la direction ΓK du réseau triangulaire, le guide d'onde droit W1 est l'une des structures qui a été énormément explorée. L'objectif de cette étude est d'obtenir une cartographie à haute résolution de la propagation dans le guide droit.

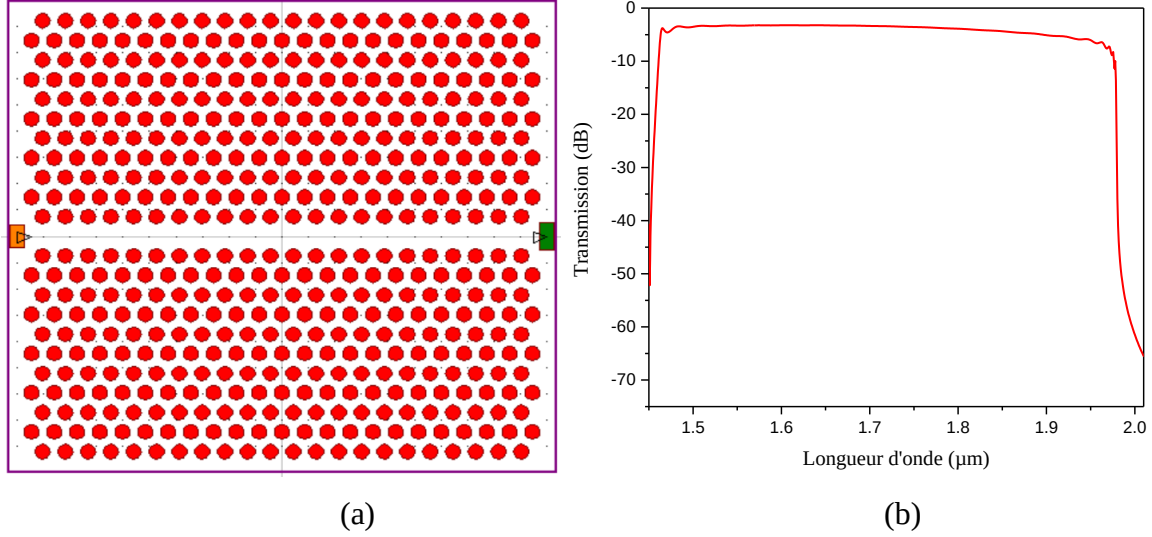


Figure III.10. (a) Conception du guide d'onde (b) Spectre de transmission normalisé du guide d'onde CP W1 calculé à l'aide de la méthode 2D-FDTD.

La représentation schématique de la cavité proposée est illustrée sur la Figure III.11, la cavité proposée est formé par l'augmentation de la taille du trou central ($R_C=0.8a$) (Le trou coloré en bleu dans la Figure III.11b), et l'omission de sept trous d'air autour de la cavité centrale. On a supposé que la cavité centrale soit complètement infiltré avec de l'eau désionisée homogène ($n=1.33$). La Figure III.11b indique le spectre de transmission de la structure proposée correspondant à l'infiltration d'eau désionisée. Un pic fin apparaît à l'intérieur de la BIP pour $\lambda_0 = 1.93199\mu\text{m}$ comme le montre la Figure III.11b et le facteur de qualité (Q) correspondant à ce mode est de 87634.

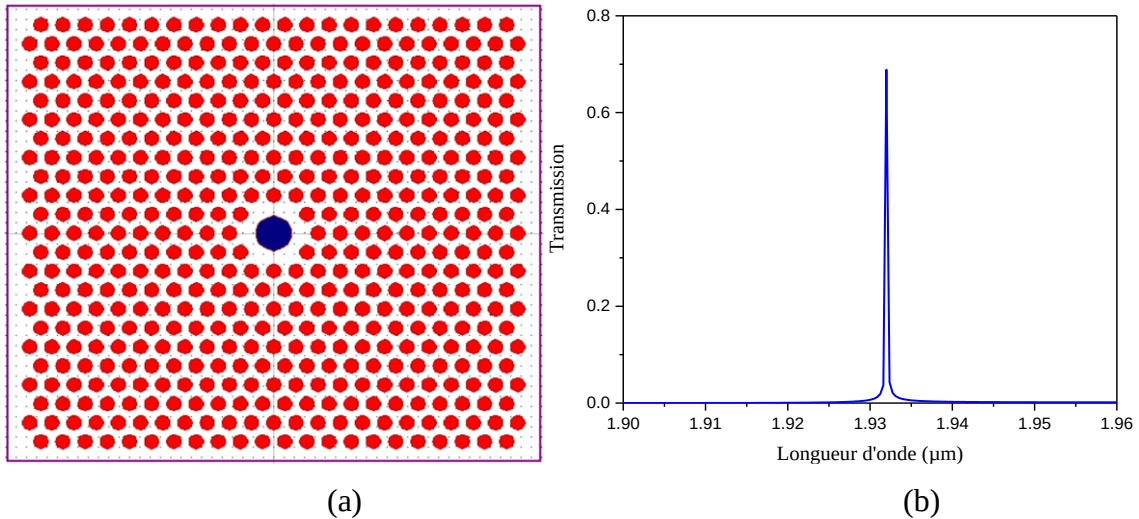


Figure III.11. (a) Représentation de la cavité proposée (Le trou en bleu indique la zone de détection), (b) Spectre de transmission de la structure de la cavité correspondant à l'infiltration d'eau désionisée.

Lorsque la cavité est en situation de résonance ($\lambda = 1.93199$), la partie la plus grande de la lumière est confinée dans la cavité résonante (Figure III.12a). La distribution de l'intensité du champ dans la microcavité est très forte, et elle présente une valeur maximale au centre de la cavité (Figure III.12b), le fort confinement conduit à une meilleure interaction lumière-matière.

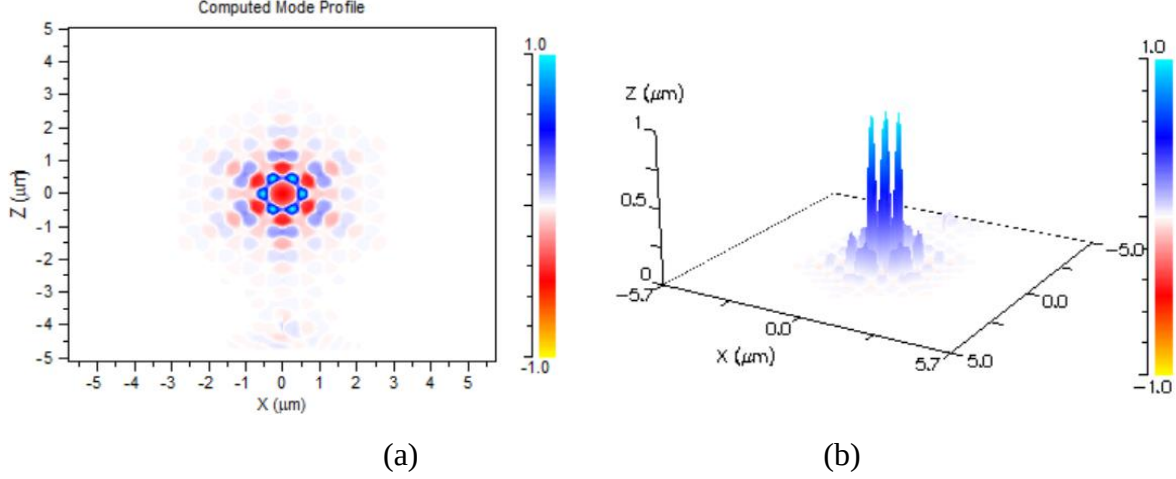


Figure III.12. (a) Distribution du champ $\vec{E}$ à travers la cavité dans le plan x-y, (b) Distribution équivalente de $|E|^2$.

Le dispositif proposé sur la Figure III.13 se compose d'un système de deux guides d'ondes W1 couplés par une cavité centrale. Les guides d'ondes sont utilisés pour coupler la lumière dans et hors la cavité à CP.

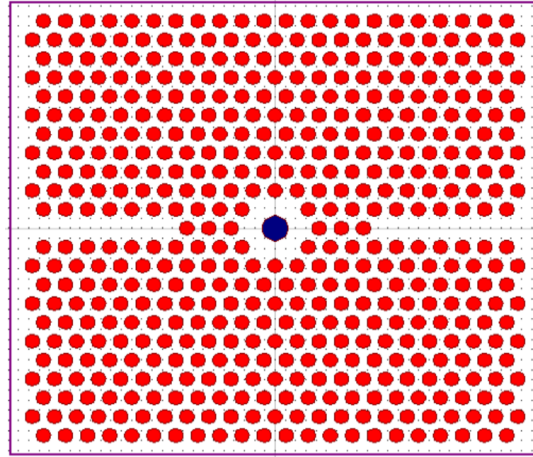


Figure III.13. Représentation de la cavité couplée à deux guides d'ondes d'entrée.

Issue du calcul FDTD, on peut constater que le champ est bien confiné le long du guide. La Figure III.14 montre l'existence du phénomène de guidage de la lumière dans le guide jusqu'au la microcavité où elle atteint son maximum avec un facteur de qualité (Q) de 1275.1.

On peut noter que la valeur du facteur de qualité (Q) diminue par rapport à sa valeur initiale. Le confinement de la lumière dans la zone de la cavité diminue et les fuites optiques deviennent plus importantes, provoquant une forte diminution de la valeur du facteur de qualité (Q) [150].

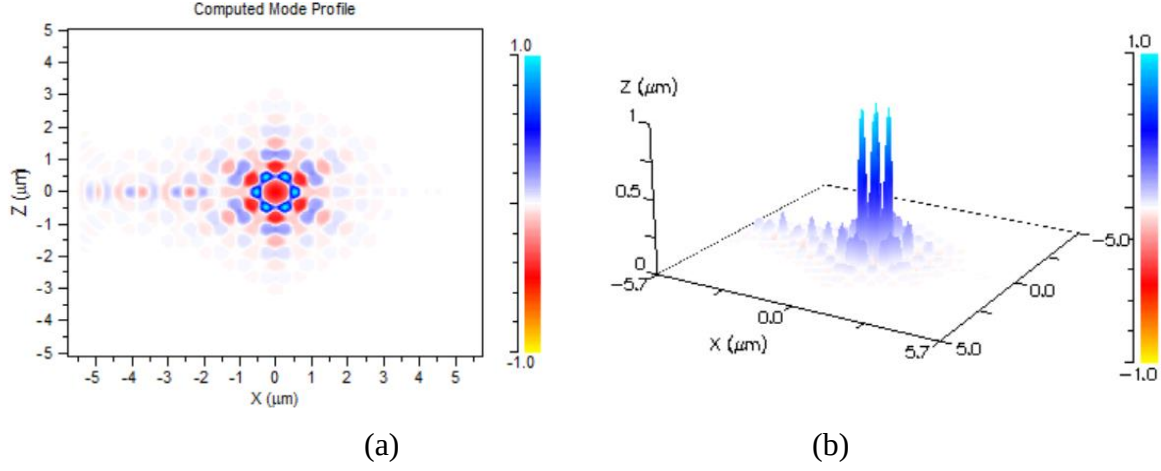


Figure III.14. (a) Distribution du champ électrique à la résonance, (b) Distribution équivalente de $|E|^2$.

III.6 Conclusion

Pour étudier et comprendre la propagation des champs électromagnétiques dans les CPs, des méthodes analytiques et numériques ont été implémentées. Dans ce chapitre, nous avons présenté deux méthodes numériques (PWE et FDTD). Ce sont ces deux méthodes numériques qui ont été exploitées dans cette thèse. Nous avons décrit, la méthode des ondes planes (PWE) qui est une technique de résolution dans le domaine fréquentiel, vise principalement la génération du diagramme de bandes pour les structures présentant des constantes diélectriques périodiques. Basée sur la résolution des équations aux valeurs propres, cette technique permet d'avoir accès aux fréquences réduites et aux profils des modes de la structure étudiée. Nous avons également introduit la méthode FDTD, Cette méthode permet de calculer les diagrammes de bande et simuler la propagation de la lumière dans les structures à base de CPs en calculant l'évolution temporelle du champ électromagnétique. Basé sur ces deux méthodes, les modules FullWAVE et BandSOLVE développés respectivement par RSoft-CAD seront largement utilisées dans le dernier chapitre qui repose sur l'étude des capteurs à base des CPs bidimensionnels.

Chapitre IV :

Résultats Et Interprétations

IV.1 Introduction

Nombreuses technologies ont été développées pour améliorer la sensibilité de détection de diverses maladies ces dernières années, tout en réduisant le coût du processus. Parmi ces matériaux, le cristal photonique (CP) [136,151,152], les matériaux CPs ont une sensibilité importante, une haute sélectivité, et des capacités de surveillance en temps réel, ainsi ils ont attiré l'attention dans le domaine de la biomédecine [153]. Un biocapteur photonique est un dispositif autonome, qui peut donner des informations analytiques en utilisant des éléments de reconnaissance biologiques [6]. La réduction significative du taux de mortalité par le diagnostic de différentes maladies au stade précoce est le but ultime de ce travail et les maladies étudiées sont les suivantes :

- Les maladies hématologiques touchent des millions de personnes; elles sont à l'origine de nombreuses maladies non transmissibles (MNT) [154-156], ce qui a conduit à de nombreuses recherches sur la détection des différents composants sanguins [154,157,158];
- Le cancer est la principale cause de décès, avec près de 10 millions de morts en 2020 [159]. Les cellules cancéreuses ont des indices de réfraction (RIs) plus élevés que les cellules normales [160], ce qui les rend appropriées pour être utilisées comme analyte dans les capteurs à CP ;
- Le nombre de patients diabétiques passe de 108 millions en 1980 à 422 millions en 2014, selon l'OMS [161]. Les fluides corporels sont plus faciles à obtenir du corps, ils sont devenus le point chaud de la recherche sur la surveillance du glucose car la concentration de glucose dans les larmes est étroitement liée au niveau de glucose dans le sang, avec un retard de 30 min [162];
- Le paludisme est transmis par les piqûres de moustiques Anophèles femelles infectées qui attaquent les globules rouges (GRs) [163]. En avril 2020, le coronavirus 2 (SRAS-CoV2) s'était propagé dans tous les pays où le paludisme est endémique [164]. En outre, les symptômes du COVID-19 sont très similaires à ceux de l'infection par le paludisme. Par conséquent, le diagnostic du paludisme peut être retardé [163].

Au cours des dernières années, la structure des CPs dans la gamme spectrale de moyen infrarouge (MID-IR) a attiré l'attention en raison de sa grande fenêtre de transparence du silicium, de 1.1 à 8.5 μ m de longueur d'onde comme proposé par Soref [165]. Par conséquent, les CPs dans le moyen-IR peuvent offrir un énorme potentiel pour de nouvelles applications dans la détection [165-167]. D'autre part, le domaine de moyen-IR est très intéressant pour la détection de produits chimiques et de gaz, puisque l'énergie des photons correspond bien aux

vibrations moléculaires [168,169]. Cependant, les capteurs CPs dans le moyen-IR sont en comparaison inexplorés par rapport aux capteurs dans le proche IR et le visible. Il est donc très important de fournir des capteurs à base de CP fonctionnant dans la gamme spectrale du Mid-IR avec une sensibilité élevée

Dans ce contexte, nous proposons quatre capteurs CP-2D. Le premier biocapteur à CP proposé peut être utilisé simultanément pour détecter différents composants sanguins, des cellules cancéreuses et le diabète en infiltrant le fluide corporel dans la microcavité en forme de capsule. La conception proposée permet d'obtenir une sensibilité élevée. Le deuxième biocapteur CP-2D proposé utilise un trou en forme d'anneau comme une microcavité, et les caractéristiques de détection sont estimées pour les trois stades du paludisme. La haute performance de deux biocapteurs à CP proposés peut être utilisée comme un outil de diagnostic précieux pour détecter les maladies. Deux derniers capteurs fonctionnant dans le moyen IR, à base d'une cavité couplée à un guide en CP sont conçus et décrits. La technique de détection est établie sur le changement d'indice de réfraction (RI) des trous et le comportement des capteurs proposés est analysé en utilisant le logiciel RSoft.

IV.2 Biocapteurs à base d'un couplage entre un guide $W1^kA$ et une cavité

IV.2.1 Conception d'un biocapteur CP-2D à base d'une cavité en forme de capsule

Nous optons dans notre étude pour un CP-2D membranaire à réseau triangulaire de trous d'air de périodicité $a=430\text{nm}$ de rayon $r=0.14\mu\text{m}$, gravé sur une membrane de silicium ($n_{\text{si}}=3.48$). La structure étudiée fait 39 rangées de long et 23 rangées de large. La Figure IV.1 présente le réseau réel d'un CP triangulaire, ainsi que le réseau réciproque associé dans l'espace des vecteurs d'onde. Un tel réseau possède trois points particuliers de plus haute symétrie : Γ , K et M. Comme en physique du solide, il suffit uniquement de connaître les propriétés du cristal pour une onde se propagent dans les deux directions de plus haute symétrie ΓK et ΓM afin d'obtenir le diagramme des bandes.

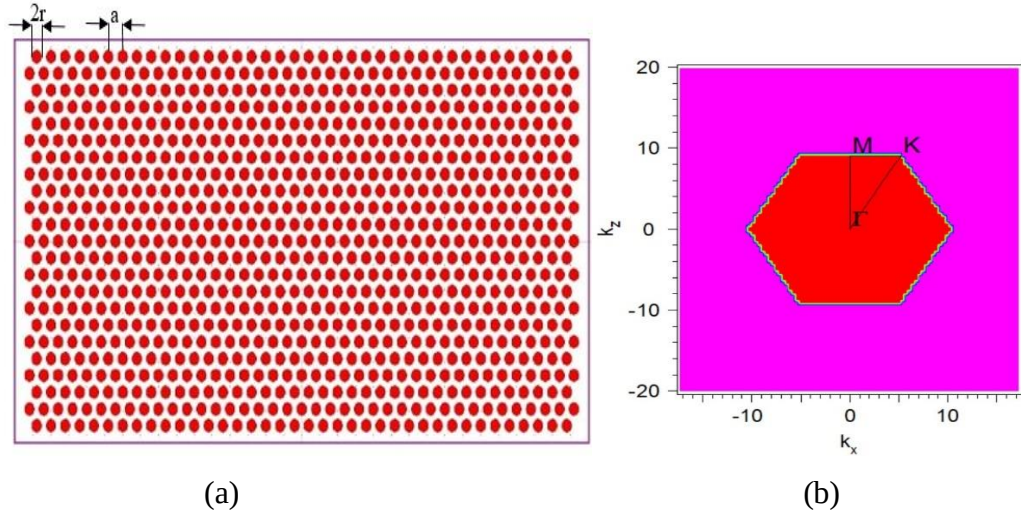


Figure IV.1. (a) Réseau réel pour un réseau triangulaire, (b) Réseau réciproque présentant la première zone de Brillouin et les deux directions de plus haute symétrie ΓK et ΓM .

Dans un premier temps, nous avons utilisé le module de simulation BandSOLVE pour optimiser les premières bandes interdites. On voit apparaître une seule BIP en polarisation TM qui s'étend entre les fréquences normalisées $\omega_1 = 0.21252(a/\lambda)$ à $\omega_2 = 0.29929(a/\lambda)$, ce qui correspond une grande BIP dans la gamme de la longueur d'onde de 1.4367 - $2.0233\mu\text{m}$ pour une onde polarisée TM comme l'illustre la Figure IV.2. Une onde électromagnétique incidente dans le plan perpendiculaire au réseau des trous sera donc réfléchié si sa fréquence est comprise dans l'intervalle spectral précédent. La structure de bande photonique dépend principalement de la constante de réseau et du rayon des trous de la structure.

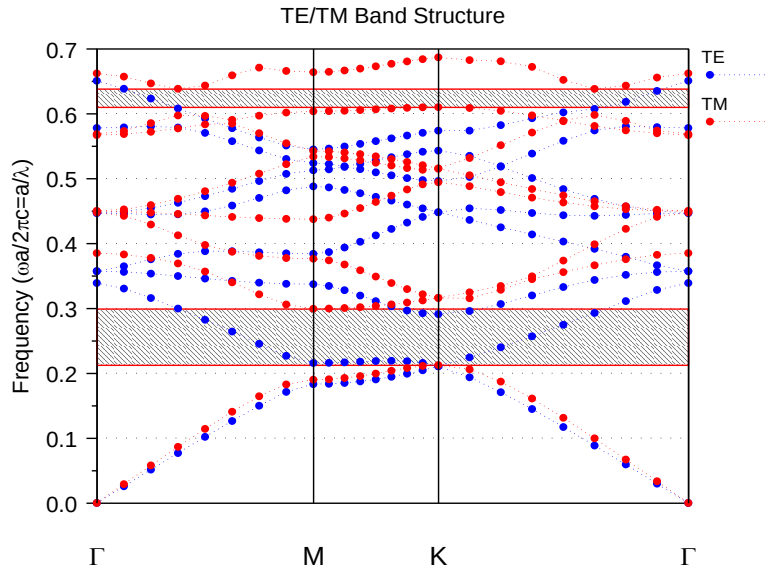


Figure IV.2. Diagramme de dispersion en polarisation TM.

L'excitation est réalisée à l'aide d'un dipôle polarisé suivant l'axe perpendiculaire au guide (y), la détection est réalisée en sortie du guide.

Il est largement connu que la périodicité de la fonction diélectrique d'un CP est rompue une fois que certains défauts sont introduits dans sa structure de réseau périodique. Ainsi, le guide d'onde W1 obtenu par la suppression d'une rangée de trous d'air dans le réseau photonique suivant la direction ΓK est montré sur la Figure IV.3. Ce type de défaut induit des modes guides avec des fréquences dans la gamme de la BIP [170].

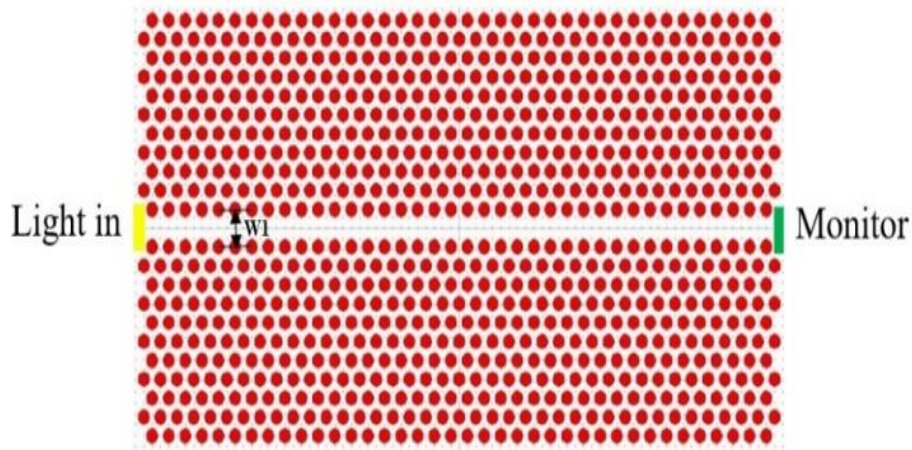


Figure IV.3. Conception du guide d'onde CP formé par l'omission d'une rangée de trous d'air.

La Figure IV.4a montre le spectre de transmission normalisé du guide d'onde CP W1 pour différents indices de réfraction (RIs), calculé à l'aide de la méthode 2D-FDTD. Le spectre de transmission du mode TM s'est déplacé vers de plus grandes longueurs d'onde avec l'augmentation d'indice de réfraction (RI) de 1 à 1.4 avec un incrément de 0.1. La Figure IV.4b présente l'évolution quantitative du déplacement de la longueur d'onde de coupure (λ_{cutoff}) en fonction de la variation d'indice de réfraction (RI). En raison de la variation d'indice de réfraction (RI), la coupure de mode du biocapteur se déplace. Nous pouvons remarquer clairement que le déplacement de la longueur d'onde de coupure (λ_{cutoff}) obtenu est presque linéaire et lorsque l'indice de réfraction (RI) augmente de $n=1$ à 1.4, la longueur d'onde se déplace de 36.065nm ce qui correspond à une sensibilité (S) de 74.02nm/RIU.

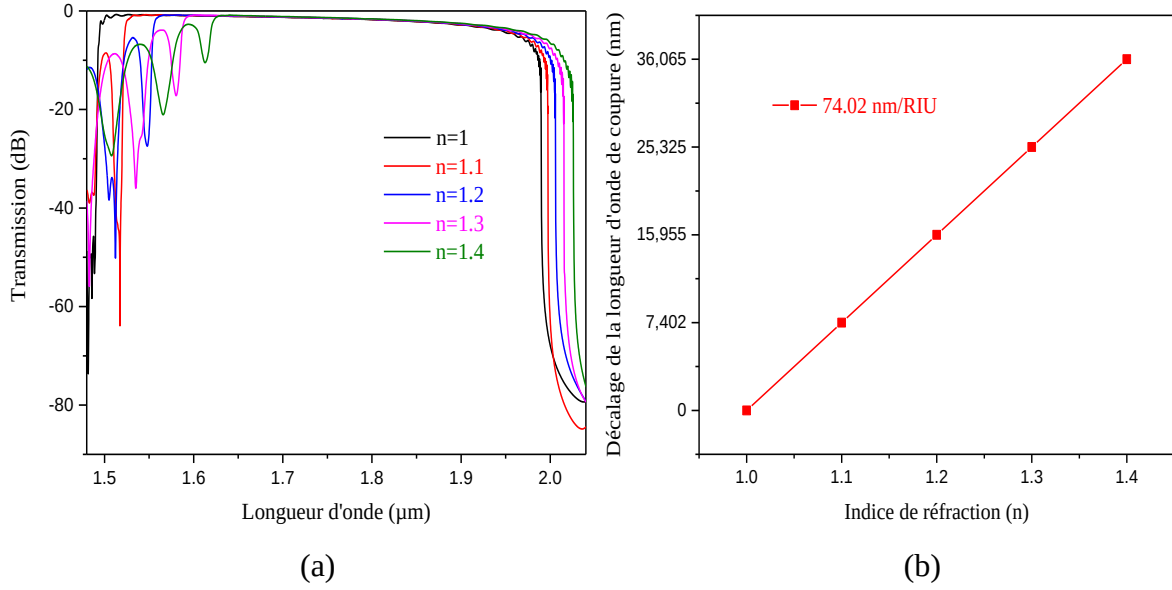


Figure IV.4. (a) Spectre de transmission normalisé du guide d'onde CP W1 pour différents indices de réfraction (RIs) allant de $n=1$ à $n=1.4$ avec un incrément de $\Delta n=0.1$, (b) Décalages de la longueur d'onde de la structure avec les changements de valeurs de l'indice de réfraction, donnent une sensibilité de 74.02nm/RIU.

Nous considérons dans cette section un guide d'onde à CPs, il est formé en enlevant une rangée de trous dans la direction ΓK de réseau triangulaire et d'une cavité en forme de capsule positionnée symétriquement dans la zone centrale du biocapteur des deux côtés pour but de faciliter le processus d'infiltration, d'améliorer l'interaction lumière-matière et de réduire les pertes dans la structure (Figure IV.5a). pour atteindre la transmission de sortie la plus élevée, où la longueur de la capsule $L=a$, et le rayon de la capsule $R=r$ (Figure IV.5b). Les rayons des trois trous entre les deux guides d'ondes et la microcavité sont modifiés en changeant leur rayon comme suit; $R_1=0.41a$, $R_2=0.39a$ et $R_3=0.37a$ [171]. Il est important de noter que l'infiltration est locale dans les deux capsules, où les capsules sont totalement injectées avec l'analyte.

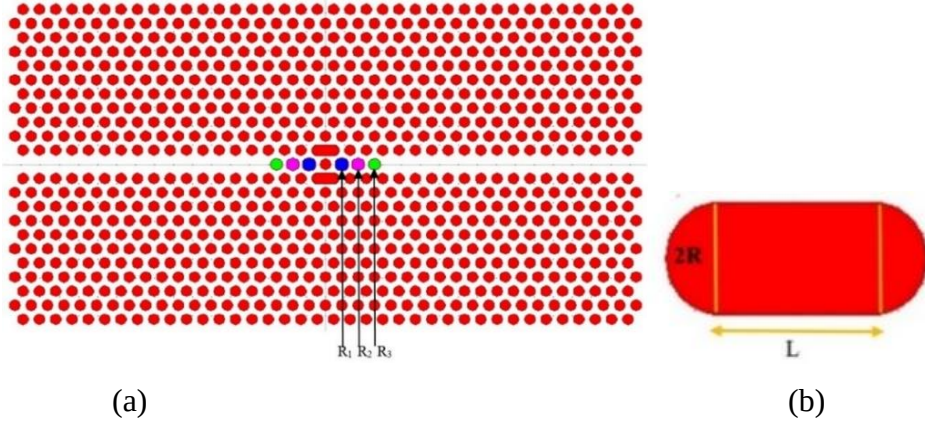


Figure IV.5. (a) Schéma du capteur CP-2D à base d'une cavité en forme de capsule, (b) L et R , les paramètres géométriques de la capsule.

La Figure IV.6a illustre le spectre de transmission normalisé du biocapteur proposé obtenu par la méthode FDTD. Nous pouvons clairement voir un déplacement vers une valeur plus élevée de la transmission normalisée en augmentant l'indice de réfraction (RI).

En considérant $n=1$ comme référence, nous avons obtenu les sensibilités équivalentes pour les indices de réfraction (RIs) suivants, $n=1.1$, $n=1.2$, $n=1.3$ et $n=1.4$ comme suit : 515.9, 503.35, 485.73 et 465.47 nm/RIU, respectivement, et un facteur de qualité (Q) élevé allant jusqu'à 10^4 (Figure. IV.6b). Nous avons remarqué que l'introduction de la cavité en forme de capsule dans la structure améliore les performances du capteur proposé par rapport aux résultats déjà trouvés pour le guide d'onde CP W1 dans la Figure IV.3.

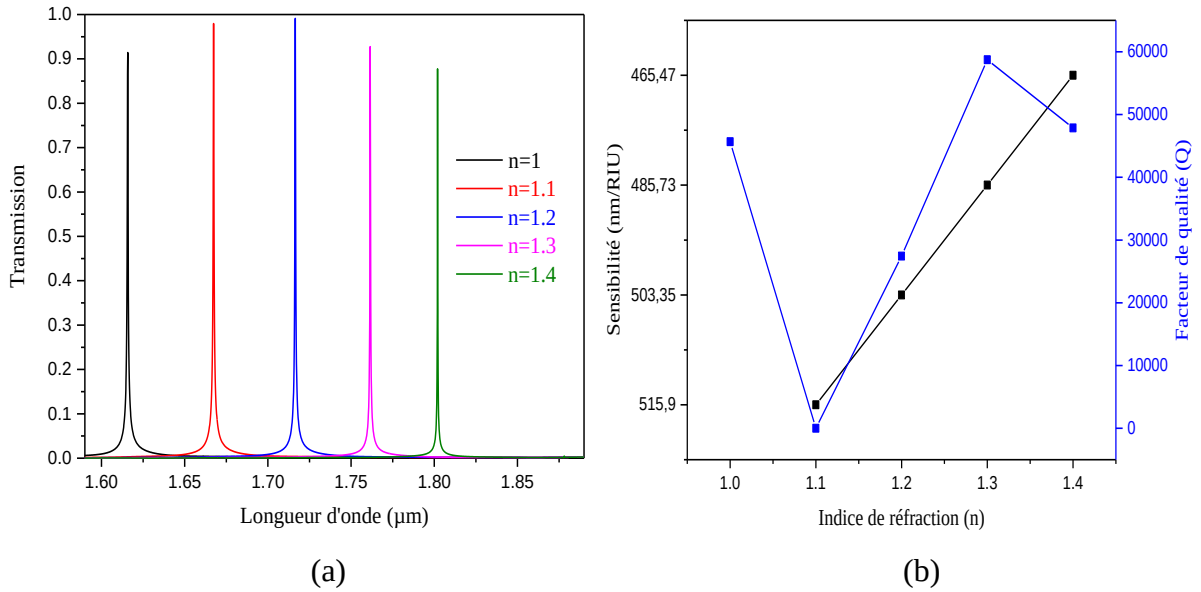


Figure IV.6. (a) Spectre de transmission normalisé du capteur CP pour différents indices de réfraction (RIs) allant de $n=1$ à $n=1.4$ avec un incrément de $\Delta n=0.1$, (b) Variation de la sensibilité et le facteur de qualité (Q) calculés du capteur proposé.

Comme l'illustre la Figure IV.7a, à la résonance, la distribution de l'intensité du champ est intense dans la microcavité et présente sa valeur maximale au centre de la capsule (Figure IV.7b), car une partie importante de cette énergie est bien confinée à l'intérieur de la cavité en forme de capsule et une autre partie peut être remarquée dans la zone adjacente, le fort confinement conduit à améliorer l'interaction lumière-matière. La simulation de la distribution du champ électrique a été réalisée à l'aide de la méthode PWE.

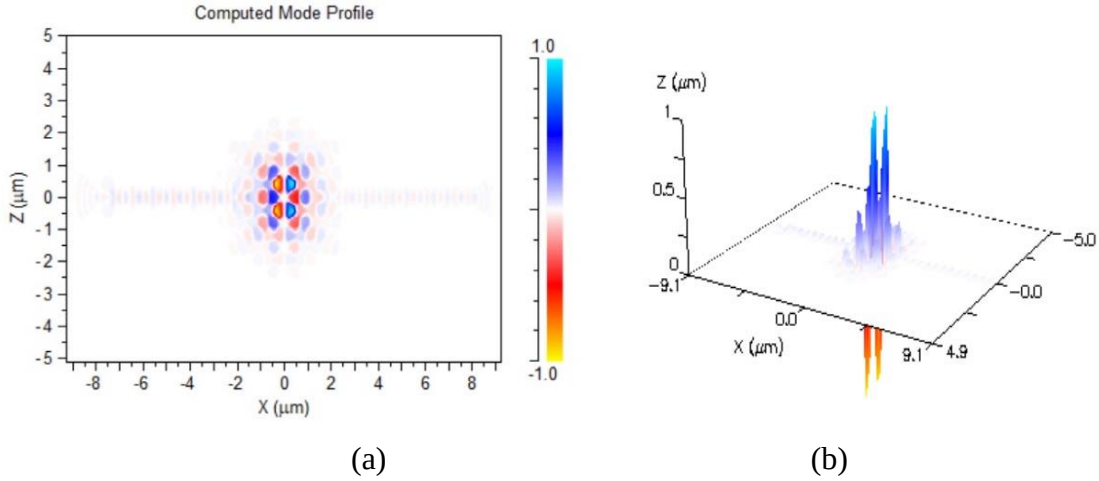


Figure IV.7. (a) Distribution du champ électrique à la résonance ($\lambda=1.81324$ nm), (b) Distribution équivalente $|E|^2$.

Dans cette section, le biocapteur CP proposé sera utilisé pour la détection de différents composants du sang, ils ont été utilisés comme analyte et la transmission normalisée (Figure IV.8), la longueur d'onde de résonance, le facteur de qualité (Q) et la sensibilité (S) ont été observés (Tableau IV.1). Les différents constituants du sang ont une permittivité (ϵ) différente, où ($\epsilon = n^2$), n est l'indice de réfraction (RI), lorsque la permittivité du bio-échantillon change, il y a un changement d'indice de réfraction (RI). Selon les résultats obtenus, pour un faible changement d'indice de réfraction (RI), il y aura un changement significatif de la transmission pour chaque constituant du sang. Le biocapteur est très sensible et a rapporté une sensibilité de 393nm/RIU et un facteur de qualité (Q) de 3.8599×10^5 .

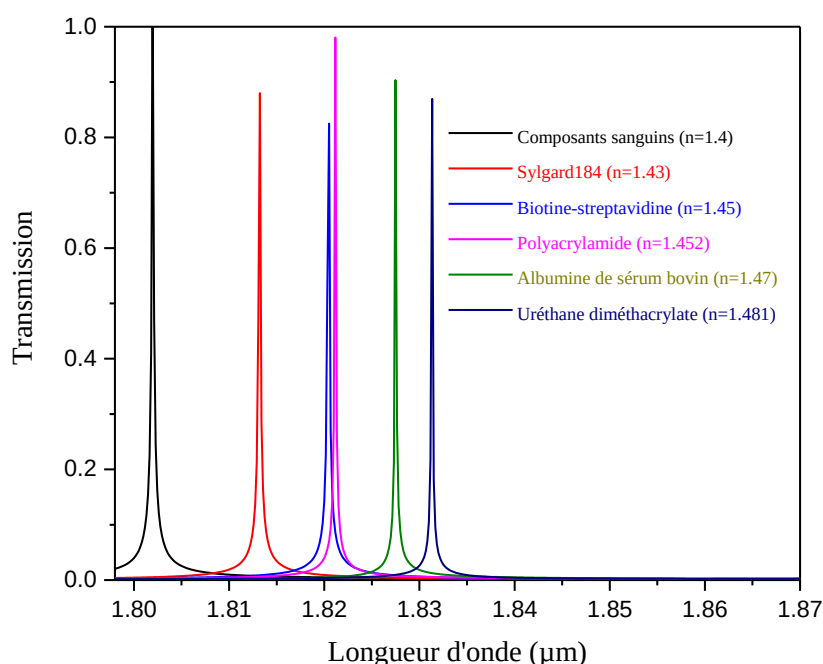


Figure IV.8. Spectre de transmission normalisé obtenu pour différents composants sanguins.

Une autre caractéristique importante de ce travail est de différencier les cellules normales des cellules cancéreuses en infiltrant différentes cellules de l'échantillon dans la cavité en forme de capsule. Ici, nous avons introduit à la fois les cellules cancéreuses et les cellules normales comme analyte dans la cavité en forme de capsule. La transmission normalisée du biocapteur proposé en fonction de la longueur d'onde en utilisant la méthode FDTD est présentée sur la Figure IV.9, le pic de transmission de la cellule normale est comparé à celui de la cellule cancéreuse et un décalage vers la droite est observé pour la cellule cancéreuse, le décalage de la longueur d'onde de résonance (λ_0) dépend de l'indice de réfraction (RI) de l'échantillon et indique la présence de cellules cancéreuses.

La Figure IV.9a représente un longueur d'onde de résonance (λ_0) de 1.78955μm pour la cellule HeLa normale (n=1.368) se déplace vers 1.79888μm pour la cellule HeLa cancéreuse (n=1.392), la Figure IV.9b représente un longueur d'onde de résonance (λ_0) de 1.78635μm pour la cellule basale normale (n=1.36) se déplace vers 1.79421μm pour la cellule basale cancéreuse (n=1.38), la Figure IV.9c représente un longueur d'onde de résonance (λ_0) de 1.79614μm pour la cellule mammaire normale (n=1.385) se déplace vers 1.80164μm pour la cellule mammaire cancéreuse (n=1.399). Les sensibilités obtenues pour la cellule basale cancéreuse, la cellule HeLa cancéreuse et la cellule mammaire cancéreuse sont respectivement de 393nm/RIU, 388.75nm/RIU et 392.85nm/RIU, elles indiquent que le biocapteur proposé est très sensible au changement d'indice de réfraction (RI) et qu'il peut donc différencier les cellules normales et cancéreuses.

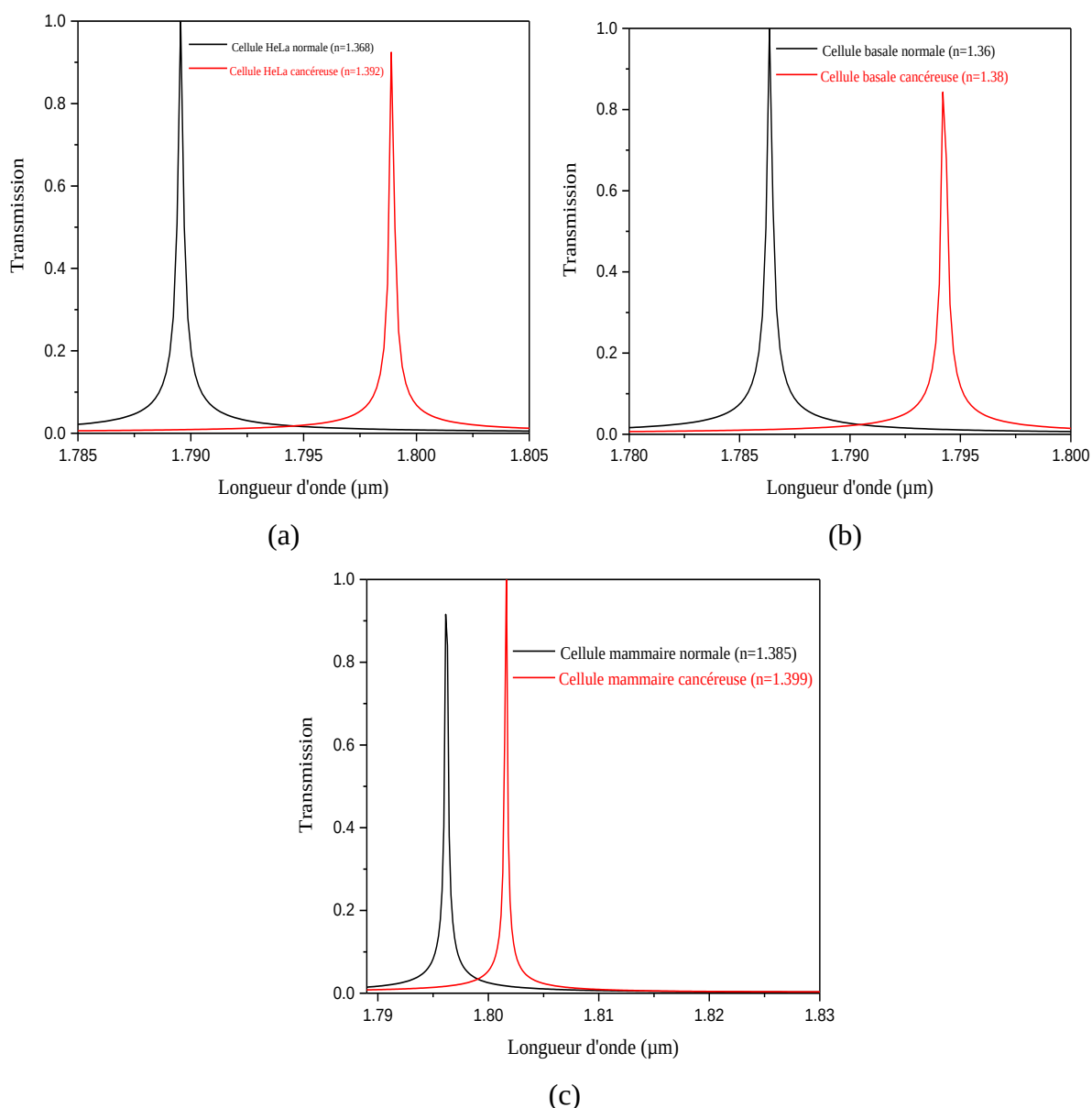


Figure IV.9. Spectre de transmission normalisé pour des cellules normales et cancéreuses, (a) Cellule HeLa (b) Cellule basale (c) Cellule mammaire.

Nous nous intéressons maintenant à la détection des cellules diabétiques en utilisant les larmes humaines comme analyte. La Figure IV.10 indique un déplacement de la longueur d'onde de résonance (λ_0) pour les cellules diabétiques (n=1.41) vers la droite par rapport aux cellules normales (n=1.35), passant de 1.78237 μm pour les cellules normales à 1.80571 μm pour les cellules diabétiques. Notre biocapteur conçu peut également être capable de détecter la présence de cellules diabétiques dans les larmes humaines révélant la plus grande sensibilité de 389nm/RIU. Un résumé de tous les résultats susmentionnés est présenté dans le tableau IV.1.

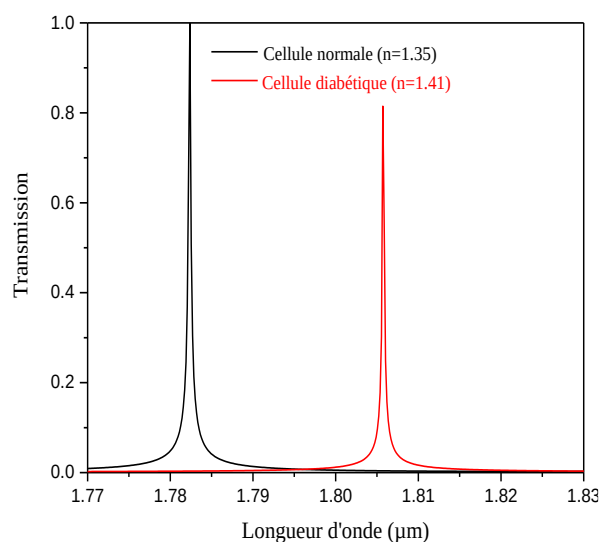


Figure IV.10. Spectre de transmission normalisé pour les cellules normales et diabétiques.

Tableau IV.1. Performance du biocapteur en forme de capsule pour différents analytes.

	Longueur d'onde de résonance (λ_0) (μm)	Facteur de qualité (Q)	Sensibilité (S) (nm/RIU)
Les composants du sang			
Composants sanguins (n=1.4)	1.80196	47864	Réf
Sylgard184 (n=1.43)	1.81324	3.8599×10^5	376
Biotine-streptavidine (n=1.45)	1.8205	24869	370.8
Polyacrylamide (n=1.452)	1.82116	2.7095×10^5	369.23
Albumine de sérum bovin (n=1.47)	1.82749	22035	364.71
Uréthane diméthacrylate (n=1.481)	1.83133	23029	362.59
Cellules cancéreuses			
Cellule basale normale (n=1.36)	1.78635	68729	Réf
Cellule basale cancéreuse (n=1.38)	1.79421	20475	393
Cellule HeLa normale (n=1.368)	1.78955	85547	Réf
Cellule HeLa cancéreuse (n=1.392)	1.79888	46894	388.75
Cellule mammaire normale (n=1.385)	1.79614	37099	Réf
Cellule mammaire cancéreuse (n=1.399)	1.80164	13774	392.85
Larmes			
Cellule normale (n=1.35)	1.78237	31707	Réf
Cellule diabétique (n=1.41)	1.80571	20915	389

Notre objectif ultime est d'augmenter les performances du biocapteur CP en forme de capsule. De meilleures conceptions du biocapteur seront suggérées dans ce qui suit.

Le développement d'un capteur qui augmente la sensibilité est principalement vital. La Figure IV.11 montre les différentes conceptions proposées afin de réaliser une sensibilité élevée, les quatre conceptions ont été conçues et analysées. Les paramètres spécifiques des conceptions ont été étudiés pour trouver les conceptions optimales en termes de sensibilité élevée. Dans la conception A, le nombre de trous fonctionnalisés est augmenté (Les trous colorés en jaune dans la Figure IV.11), compte tenu du fait que la sensibilité est plus grande pour le plus grand nombre de trous fonctionnalisés [172]. Dans les modèles B, C et D, les deux guides d'ondes sont placés en bas et en haut de la zone de détection. Une onde continue est lancée dans le guide d'onde inférieur, la résonance se produit dans la cavité et l'onde est transmise du guide d'onde inférieur au guide d'onde supérieur. Enfin, l'onde quitte le guide d'onde supérieur et un moniteur temporel est utilisé à la sortie pour obtenir le spectre de transmission. Une distance de couplage de cinq rangs entre les guides d'ondes et la cavité en forme de capsule a été envisagée pour obtenir les meilleures performances du biocapteur proposé. En augmentant la distance de couplage, l'interaction de la lumière avec l'analyte dans la zone de détection est réduite [173]. Par conséquent, en choisissant cinq rangs comme distance de couplage, toutes les caractéristiques du biocapteur ont révélé des valeurs appropriées. En effet, lorsque la longueur (L) de la cavité en forme de capsule augmente, la sensibilité augmente, nous suggérons d'ajouter d'autres capsules dans les modèles avec des longueurs plus importantes. Les performances du biocapteur peuvent être améliorées simplement en optimisant le nombre et la longueur des cavités en forme de capsule, ainsi que le nombre de trous fonctionnalisés.

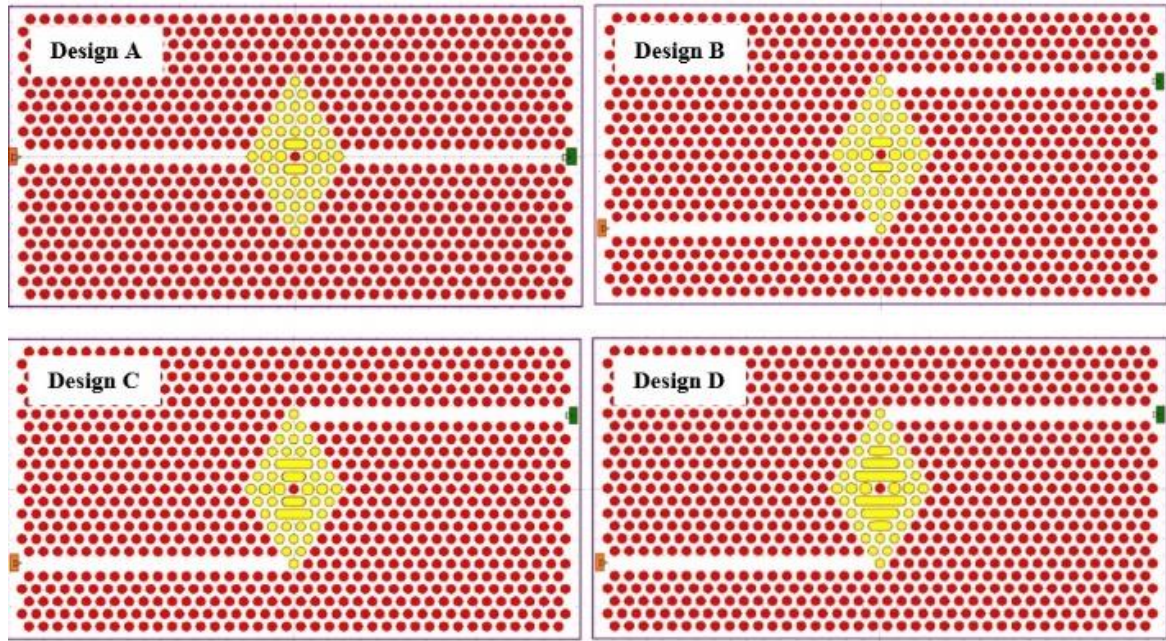


Figure IV.11. Différents designs où les cavités en forme de capsule sont infiltrées avec l'analyte ainsi que les trous de couleur jaune. (Design A) et (Design B) : la longueur de la capsule ($L=a$), et le rayon de la capsule ($R=r$) ; (Design C) : la 1^{ère} capsule ($L=a$, $R=r$), et la 2^{ème} capsule ($L=2a$, $R=r$) ; (Design D) : la 1^{ère} capsule ($L=3a$, $R=r$), la 2^{ème} capsule ($L=2a$, $R=r$), et la 3^{ème} capsule ($L=a$, $R=r$).

Les principaux résultats des designs proposés sont résumés dans la Figure IV.12. Comme l'illustre la Figure IV.12a, la longueur d'onde de résonance du biocapteur se déplace linéairement vers des longueurs d'onde plus élevées lorsque l'indice de réfraction (RI) augmente, il est extrêmement sensible à un petit changement d'indice de réfraction (RI) et la sensibilité augmente simultanément. On remarque qu'en augmentant le nombre de cavités en forme de capsule, il y a une augmentation favorable de la sensibilité (Figure IV.12b) due aux effets significatifs des trous autour de la cavité en forme de capsule, la sensibilité augmente jusqu'à la valeur la plus élevée de $S=609.25\text{nm}/\text{RIU}$.

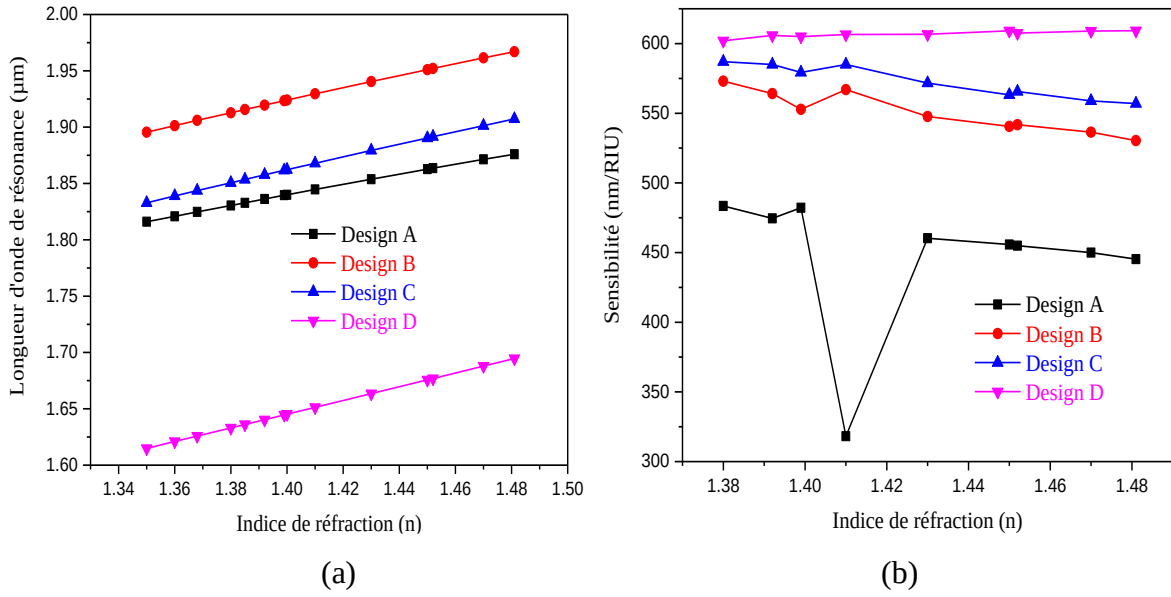


Figure IV.12. (a) Variations de la longueur d'onde de résonance en fonction de la variation d'indice de réfraction (RI) pour les quatre designs, (b) La sensibilité calculée des quatre designs proposés.

IV.2.2 Conception d'un biocapteur CP-2D à base d'une cavité en configuration anneaux

La deuxième structure proposée dans ce travail est construite dans un substrat de silicium sur isolant (SOI) en raison de la forte interaction lumière-matière [30], la taille de la structure de CP utilisée est (21×19) , la conception de la structure est présentée comme indiqué sur la Figure IV.13a, elle consiste en un réseau hexagonal 2D d'air où le rayon des trous d'air $r=0.19\mu\text{m}$, la constante de réseau (a) est considérée comme $0.47\mu\text{m}$, et un diélectrique à fort indice $n_{\text{si}}=3.42$. La BIP s'étend de $\omega_1=0.25275 (a/\lambda)$ à $\omega_2=0.41601 (a/\lambda)$ (Figure IV.13b) et la structure CP conçue a une grande BIP dans la gamme de longueurs d'onde de 1130-1860nm pour la lumière polarisée TM.

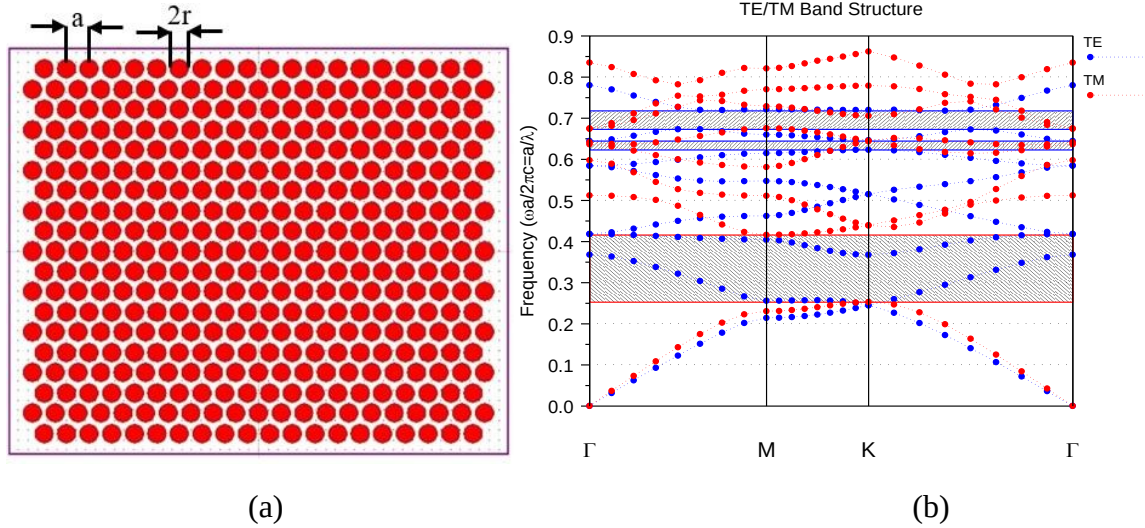


Figure IV.13. (a) Réseau réel pour un réseau triangulaire, (b) Diagramme de dispersion en polarisation TM.

Pour la propagation de la lumière à l'intérieur de la structure, la longueur d'onde centrale de l'espace libre utilisée est de 1550nm car cette longueur d'onde est adaptée et bien connue à des objectifs de biodétection [175]. Pour briser la périodicité de la structure et localiser la lumière, deux guides d'ondes W1 en CP sont créés en retirant une rangée de trous d'air dans la direction ΓK et un défaut en forme d'anneau a été introduit au centre de la structure en retirant sept trous du réseau pour former une cavité en forme d'anneau et en séparant la cavité en forme d'anneau et les deux guides d'ondes par trois trous pour générer des modes optiques localisés qui résonnent dans cet anneau [176,177] (Figure IV.14).

La configuration proposée pour la première conception (Design A) avec tous les paramètres géométriques pour la détection d'indice de réfraction (RI) est illustrée à la Figure IV.14. Les rayons intérieur et extérieur du trou en forme d'anneau sont désignés respectivement par $R_{in}=0.23$ et $R_{out}=1.2a$. Dans le processus de simulation, la source lumineuse gaussienne est placée à l'entrée du guide d'onde W1, et le moniteur de puissance est situé à l'extrémité du guide d'onde W1 de sortie pour obtenir les données du spectre de transmission. Le schéma de la région de la cavité zoomée est illustré sur la Figure IV.14b. Le biocapteur proposé peut détecter les trois stades du paludisme, comme nous allons le montrer.

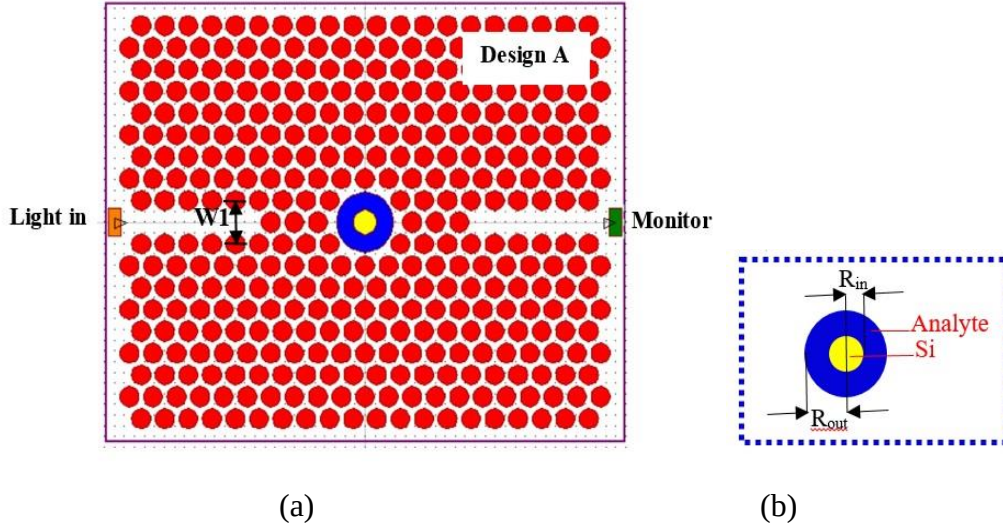


Figure IV.14. (a) Schéma du premier biocapteur à base de CPs-2D proposé, (b) Zoom de la région de la cavité.

La distribution du champ $\vec{E}$ est un paramètre principal dans la mesure de la détection des fluides [178]. Pour minimiser la quantité des globules rouges (GRs) nécessaire pour une détection efficace, il est nécessaire de trouver une région minimale, qui doit être essentiellement couverte par des échantillons de sang [160], comme l'illustre la Figure IV.15a, la distribution du champ électrique à la résonance est principalement localisée dans la cavité en forme d'anneau et présente sa valeur maximale en son centre (Figure IV.15b), ce qui signifie que cette région est la plus sensible au changement d'indice de réfraction (RI) en raison du degré élevé d'interaction lumière-matière à l'intérieur. Ainsi, tous les résultats présentés ci-après ont été obtenus en recouvrant la cavité en forme d'anneau et la zone adjacente par l'analyte.

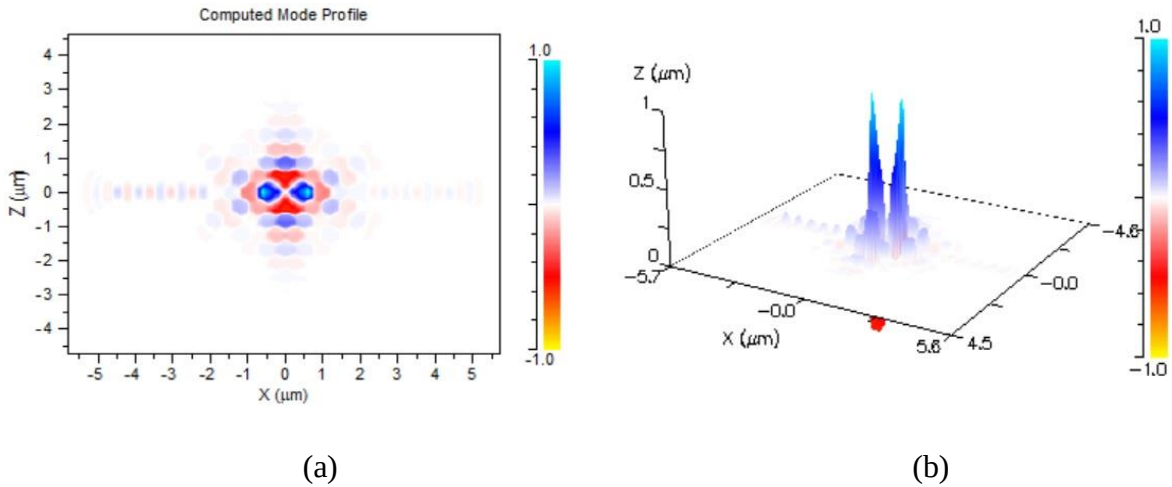


Figure IV.15. (a) Distribution du champ électrique à la résonance ($\lambda_0 = 1.74414$), (b) Distribution équivalente de $|E|^2$.

De nombreuses approches sont utilisées pour le diagnostic et la détection du paludisme, notamment le diagnostic microscopique [179], la méthode Quantitative Buffy Coat (QBC) [180], les tests d'immunofluorescences indirectes (IFA) [181], et les tests de diagnostic rapide (RDT) [182]. Comme mentionné précédemment, ces méthodes ont des limites [183]. La détection d'indice de réfraction (RI) des globules rouges (GRs) est considérée comme le facteur clé pour la détection du paludisme [184] car les trois étapes de l'infection provoquent un changement d'indice de réfraction (RI) des globules rouges (GRs) infectés. La base de données utilisée est donnée dans le tableau IV.2, les valeurs d'indice de réfraction (RI) des globules rouges (GRs) normaux et infectés sont prises à une longueur d'onde de 1550nm.

Tableau IV.2. Valeurs d'indice de réfraction (RI) des globules rouges (GRs) normaux et infectés [185].

Stade	Indice de réfraction (RI)
Schizonte	1.371
Trophozoite	1.381
Anneau	1.396
Normale	1.408

La Figure IV.16 illustre le spectre de transmission normalisé du premier design aux paramètres optimisés $R_{in}=0.23$ et $R_{out}=1.2a$, les spectres de transmission sont obtenus pour l'état normal et les trois stades du paludisme, comme on peut le voir, le déplacement de la longueur d'onde de résonance vers la droite en fonction du changement d'indice de réfraction (RI) de l'analyte, ces pics de résonance se produisent à $1.74414\mu m$ pour le stade Schizonte ($n=1.371$), à $1.74978\mu m$ pour le stade Trophozoites ($n=1.381$), à $1.75809\mu m$ pour le stade Anneau ($n=1.396$), et à $1.76476\mu m$ pour le stade normal ($n=1.408$). Par conséquent, le biocapteur présente une sensibilité élevée jusqu'à 500nm/RIU.

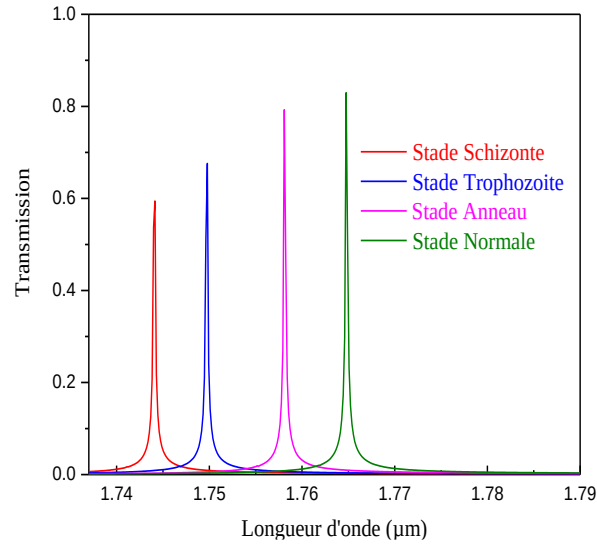


Figure IV.16. Spectre de transmission normalisé pour la première conception proposée aux paramètres optimisés $R_{in}=0.23$ et $R_{out}=1.2a$.

Afin d'étudier les performances du biocapteur proposé. Nous avons fixé la valeur du rayon extérieur (R_{out}) à $1.2a$ et le rayon intérieur (R_{in}) varie de 0.19 à 0.27 avec un pas de 0.02 . La variation de la sensibilité (S) et de la longueur d'onde de résonance en fonction de la variation du rayon interne (R_{in}) pour des globules rouges (GRs) normaux et infectés est simulée comme l'illustre la Figure IV.17. On peut voir très clairement que la sensibilité atteint son maximum pour $R_{in}=0.23$ (Figure IV.17a), l'augmentation de (R_{in}) signifie la diminution de la région de détection en raison de l'infiltration uniquement dans la cavité en forme d'anneau (le trou coloré en bleu dans la Figure IV.14). Par conséquent, lorsque (R_{in}) est supérieur à 0.23 , la sensibilité diminue en raison des fuites optiques. On peut également remarquer qu'en augmentant le rayon interne (R_{in}), les valeurs de la longueur d'onde de résonance montrent une tendance ascendante (Figure IV.17b) en raison d'augmentation du matériau hautement diélectrique dans la zone de la cavité en forme d'anneau [105].

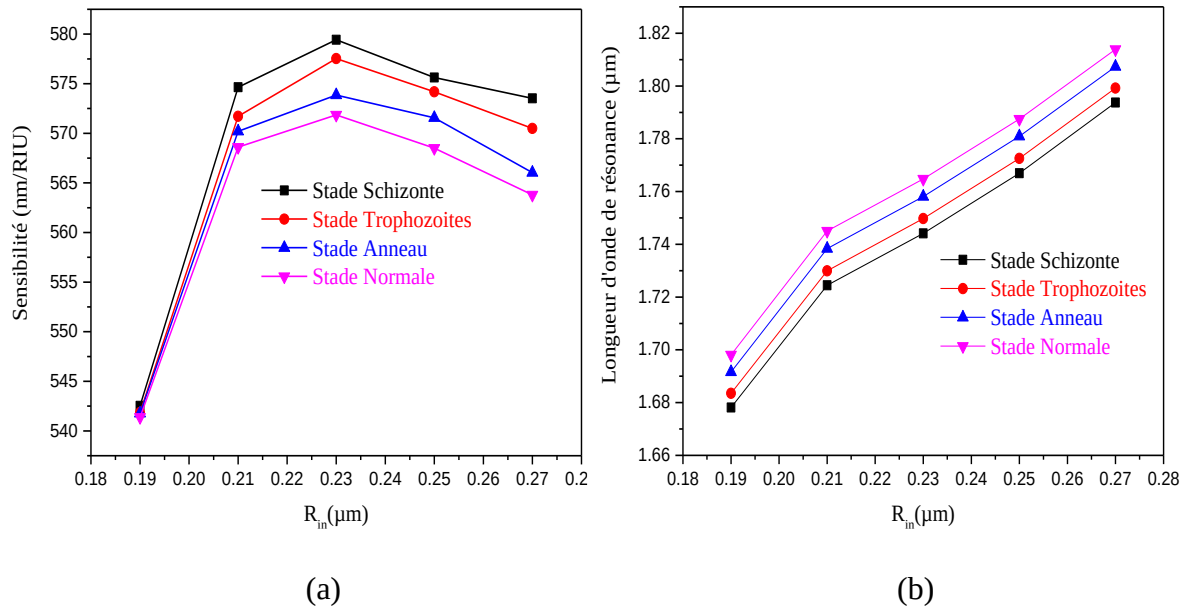


Figure IV.17. (a) Variation de la sensibilité (S), (b) Variation de la longueur d'onde de résonance en fonction du rayon de l'anneau intérieur R_{in} .

Un résumé de tous les résultats susmentionnés est présenté dans le tableau IV.3.

Tableau IV.3. Les valeurs de la longueur d'onde de résonance (λ_0), le facteur de qualité (Q), la sensibilité (S), et la limite de détection (LD) en fonction du rayon de l'anneau intérieur R_{in} pour les différents stades du paludisme.

Différents stades du paludisme	R_{in}	Longueur d'onde de résonance (λ_0) (μm)	Facteur de qualité (Q)	Sensibilité (S) (nm/RIU)	Limite de détection (LD) (RIU)
Stade Schizonte (n=1.371)	0.19	1.67813	1.7487×10^6	542.53	1.76×10^{-7}
	0.21	1.72444	2.2592×10^6	574.64	1.32×10^{-7}
	0.23	1.74414	2.4282×10^6	579.43	1.23×10^{-7}
	0.25	1.76694	5.0317×10^5	575.63	6.10×10^{-7}
	0.27	1.79372	1.2219×10^5	573.52	2.55×10^{-6}
Stade Trophozoites (n=1.381)	0.19	1.6835	2.4086×10^6	541.85	1.28×10^{-7}
	0.21	1.72995	2.170×10^6	571.72	1.39×10^{-7}
	0.23	1.74978	1.8312×10^6	577.53	1.65×10^{-7}
	0.25	1.77258	2.3603×10^6	574.19	1.30×10^{-7}
	0.27	1.79921	27024	570.49	1.16×10^{-5}
Stade Anneau (n=1.396)	0.19	1.69162	2.5147×10^6	541.77	1.24×10^{-7}
	0.21	1.73838	3.7671×10^6	570.20	8.09×10^{-8}
	0.23	1.75809	1.3750×10^6	573.85	2.22×10^{-7}
	0.25	1.78094	3.9847×10^5	571.56	7.81×10^{-7}
	0.27	1.80734	1.7510×10^6	566.04	1.82×10^{-7}
Stade Normale (n=1.408)	0.19	1.69808	1.7513×10^6	541.38	1.79×10^{-7}
	0.21	1.74505	1.1974×10^6	568.61	2.56×10^{-7}
	0.23	1.76476	1.4292×10^6	571.85	2.15×10^{-7}
	0.25	1.78747	1.7510×10^7	568.51	1.79×10^{-8}
	0.27	1.81389	1.3565×10^5	563.79	2.37×10^{-6}

Pour améliorer les performances de notre biocapteur en ajustant le nombre de trous fonctionnalisés, deux conceptions ont été proposées (conceptions B et C). La deuxième conception proposée (Design B) est représentée sur la Figure IV.18, ce biocapteur proposé est obtenu en augmentant la région couverte par les globules rouges (GRs) de la cavité en forme d'anneau aux douze trous environnants (la région bleue). Les simulations sont effectuées et les résultats obtenus sont présentés dans la Figure IV.19 et le tableau IV.4.

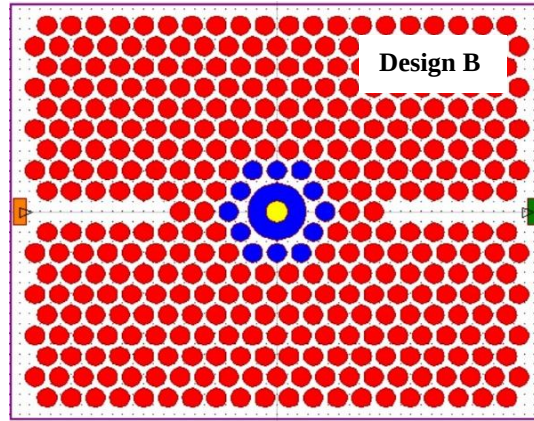


Figure IV.18. Schéma du deuxième biocapteur à base de CP-2D proposé.

La région bleue est remplie par l'échantillon de sang et selon leur indice de réfraction (RI), la transmission normalisée est délibérée. La Figure IV.19 montre les spectres de transmission normalisés pour le deuxième design à $R_{in}=0.23$ et $R_{out}=1.2a$ pour les globules rouges (GRs) normaux et infectés. Il est clairement observé que la sensibilité augmente en augmentant le nombre de trous fonctionnalisés (Tableau IV.4).

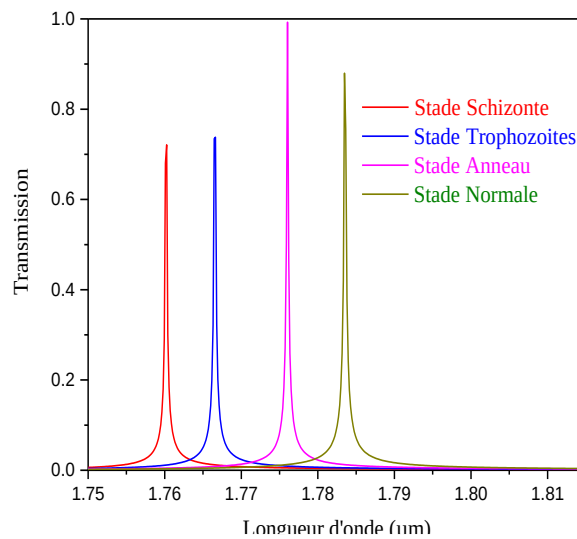


Figure IV.19. Spectre de transmission normalisé pour la deuxième conception proposée aux paramètres optimisés $R_{in}=0.23$ et $R_{out}=1.2a$.

Le biocapteur conçu offre une bonne précision et une bonne transmission, nous pouvons remarquer que la transmission normalisée atteint 99%, ce qui prouve que la perte de transmission totale du biocapteur proposé est assez faible (Tableau IV.4).

Tableau IV.4. Les valeurs de longueur d'onde de résonance (λ_0), le facteur de qualité (Q), la sensibilité (S), la limite de détection (LD) et de la transmission normalisée du deuxième modèle proposé pour les différents stades du paludisme.

Différents stades du paludisme	Longueur d'onde de résonance (λ_0) (μm)	Facteur de qualité (Q)	Sensibilité (S) (nm/RIU)	Limite de détection (LD) (RIU)	Transmission normalisée
Stade Schizonte (n=1.371)	1.76025	5.2908×10^5	652.25	5.10×10^{-7}	72%
Stade Trophozoites (n=1.381)	1.76663	32924	650.49	8.24×10^{-6}	73%
Stade Anneau (n=1.396)	1.77604	43710	646.87	6.28×10^{-6}	99%
Stade Normale (n=1.408)	1.78349	14164	643.98	1.95×10^{-5}	87%

Pour améliorer la sensibilité du biocapteur encore, le troisième modèle est présenté sur la Figure IV.20 (Design C), l'analyte est infiltré dans tous les trous d'air autour de la cavité en forme d'anneau (trous de couleur bleue), l'infiltration de tous les trous a un effet significatif sur la performance du biocapteur.

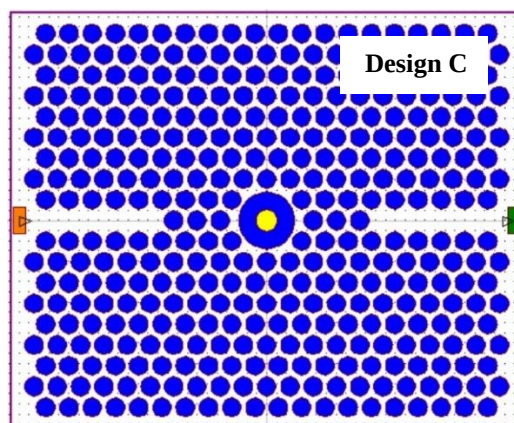


Figure IV.20. Schéma du troisième biocapteur à base de CP-2D proposé.

La Figure IV.21 illustre les spectres de transmission normalisés pour le troisième modèle (Design C) pour différents indices de réfraction (RIs). Le spectre de transmission normalisé est décalé avec l'augmentation d'indice de réfraction (RI). Les courbes se déplacent vers des longueurs d'onde plus élevées avec l'augmentation des indices de réfraction (RIs).

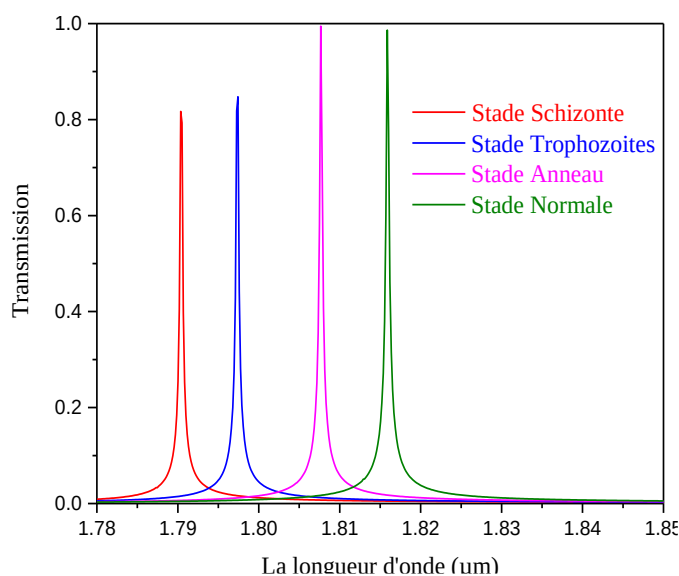


Figure IV.21. Spectre de transmission normalisé pour la troisième conception proposée aux paramètres optimisés $R_{in}=0.23$ et $R_{out}=1.2a$.

Les résultats obtenus par le troisième design pour les différents stades du paludisme sont présentés dans le tableau IV.5. Comme prévu, la sensibilité et la transmission normalisée sont améliorées en augmentant le nombre de trous fonctionnalisés, la sensibilité est améliorée et atteint la valeur la plus élevée de 702.96nm/RIU pour $n=1.381$ (stade Trophozoites), et une valeur élevée de transmission de 99% a été atteinte pour $n=1.396$ (stade Anneau). Cependant, le facteur de qualité (Q) et la limite de détection (LD) sont considérablement réduits en raison de la quantité de réflexions à l'intérieur du dispositif [186].

Tableau IV.5. Les valeurs de la longueur d'onde de résonance (λ_0), le facteur de qualité (Q), la sensibilité (S), la limite de détection (LD) et de la transmission normalisée du troisième modèle proposé pour les différents stades du paludisme.

Différents stades du paludisme	Longueur d'onde de résonance (λ_0) (μm)	Facteur de qualité (Q)	Sensibilité (S) (nm/RIU)	Limite de détection (LD) (RIU)	Transmission normalisée
Stade Schizonte (n=1.371)	1.79035	3329.1	702.25	7.65×10^{-5}	81%
Stade Trophozoites (n=1.381)	1.79743	3154.5	702.96	8.10×10^{-5}	84%
Stade Anneau (n=1.396)	1.80766	3203.8	699.68	8.06×10^{-5}	99%
Stade Normale (n=1.408)	1.81587	2773.3	697.96	9.38×10^{-5}	98%

Afin de comparer nos résultats avec les études précédentes relatives à la détection des différentes étapes du paludisme, le tableau IV.6 est présenté. Les résultats obtenus reflètent que notre biocapteur proposé possède une sensibilité élevée de 702.96nm/RIU, pour le changement de l'indice de réfraction, un facteur de qualité (Q) extrêmement élevé jusqu'à 10^6 donnant une limite de détection (LD) très basse de 10^{-7} RIU.

Tableau IV.6. Comparaison du biocapteur proposé avec différents capteurs à bases des CPs.

Références	Indice de réfraction (RI)		Sensibilité (S) (nm/RIU)	Facteur de qualité (Q)	Limite de détection (LD) (RIU)	Année
[187]	Stade Schizonte (n=1.371)		*	1.99×10^5	*	2021
	Stade Trophozoites (n=1.381)		*	2×10^5	*	
	Stade Anneau (n=1.396)		*	2.02×10^5	*	
	Stade Normale (n=1.408)		495.73	2.03×10^5	8.07×10^{-6}	
[163]	Le premier design	Stade Schizonte (n=1.373)	355.8953	152.513	*	2021
		Stade Trophozoites (n=1.383)	356.4207	148.0285	*	
		Stade Anneau (n=1.395)	356.9152	142.883	*	
		Stade Normale (n=1.399)	357.2168	142.2426	*	
[188]	Le deuxième design	Stade Schizonte (n=1.373)	427.18	5974.80	*	2020
		Stade Trophozoites (n=1.383)	416.27	5390	*	
		Stade Anneau (n=1.395)	406.13	5978.36	*	
		Stade Normale (n=1.402)	401.44	7187.27	*	
Le biocapteur proposé	Le premier design	Stade Schizonte (n=1.371)	579.43	2.4282×10^6	1.23×10^{-7}	—
		Stade Trophozoites (n=1.381)	577.53	1.8312×10^6	1.65×10^{-7}	
		Stade Anneau (n=1.396)	573.85	1.3750×10^6	2.22×10^{-7}	
		Stade Normale (n=1.408)	571.85	1.4292×10^6	2.15×10^{-7}	
	Le deuxième design	Stade Schizonte (n=1.371)	652.25	5.2908×10^5	5.10×10^{-7}	
		Stade Trophozoites (n=1.381)	650.49	32924	8.24×10^{-6}	
		Stade Anneau (n=1.396)	646.87	43710	6.28×10^{-6}	
		Stade Normale (n=1.408)	643.98	14164	1.95×10^{-5}	
	Le troisième design	Stade Schizonte (n=1.371)	702.25	3329.1	7.65×10^{-5}	
		Stade Trophozoites (n=1.381)	702.96	3154.5	8.10×10^{-5}	
		Stade Anneau (n=1.396)	699.68	3203.8	8.06×10^{-5}	
		Stade Normale (n=1.408)	697.96	2773.3	9.38×10^{-5}	

IV.3 Capteurs pour le moyen infrarouge (Mid-infrared)

IV.3.1 Conception d'un capteur pour la détection RI dans le moyen-IR

Pour étudier la détection de l'indice de réfraction dans le moyen-IR, un capteur RI bidimensionnel à base de guide à cavité couplée en CP composé en utilisant une structure à maille hexagonale a été proposé dans la Figure IV.22. Dans la structure proposée, la taille du CP est (39×21), la périodicité $a=1\mu\text{m}$, gravé sur une membrane de silicium avec un indice effectif n_{si} égale à 2.654, le rapport entre les rayons des trous d'air (r) et la période de réseau est de 0.3, le rayon des défauts étant de $r_1=0.45a$ (indiqués en jaune sur la Figure IV.22). Le capteur proposé est composé de deux guides d'ondes et une cavité; les deux guides d'ondes de

base sont des guides d'ondes directionnels Γ -K formés par l'élimination d'une rangée de trous d'air.

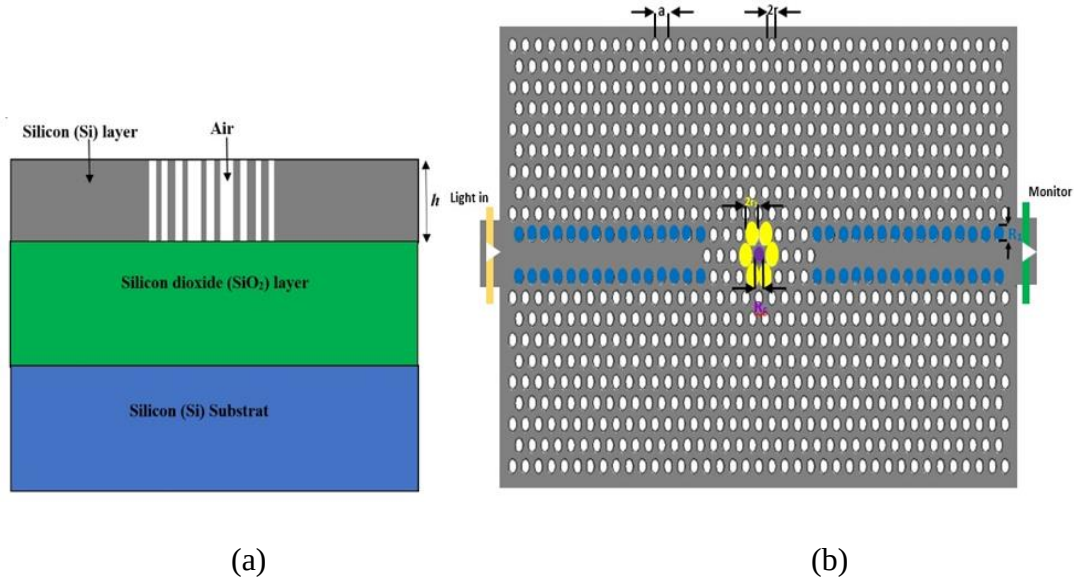


Figure IV.22. (a) Vue latérale schématisée de capteur RI à CP proposée dans un substrat SOI, (b) Structure du capteur RI à CP proposée.

Comme a été prouvé par Edwards *et al* [189], en utilisant la méthode d'indice effectif, l'analyse 2D serait très proche de l'analyse 3D. L'indice effectif de la structure proposée a été prise égal à 2.654 avec $\lambda=3600\text{nm}$. La structure CP conçue ayant une BIP dans la gamme de la longueur d'onde de $2.9736\text{--}3.7145\mu\text{m}$ pour une onde polarisée TM.

Plusieurs approches sont utilisées pour créer une cavité de résonance, telles que l'augmentation ou la réduction du rayon des trous particuliers [190]. Dans le premier design A, une microcavité a été créée à l'intérieur de la structure en modifiant le rayon des trous entourant le trou central (montré en jaune sur la Figure IV.22) afin de confiner la lumière dans la cavité et en séparant la microcavité par trois trous des deux côtés des guides d'ondes.

Dans ce capteur, nous avons utilisé l'entrée du guide d'onde pour appliquer une impulsion gaussienne autour de $3.6\mu\text{m}$ pour exciter les modes résonnants de la cavité. En outre, un moniteur de puissance a été positionné à l'extrémité du guide d'onde pour contrôler le mode piégé afin de déterminer la sensibilité du capteur proposé.

Le spectre de transmission correspondant à $n=1$ est représenté sur la Figure IV.23a. Le résultat présente deux longueurs d'onde de résonances différentes à $3.39\mu\text{m}$ et $3.6\mu\text{m}$. La longueur d'onde de résonance de $3.39\mu\text{m}$ est sélectionnée car il a la sensibilité la plus élevée.

La Figure IV.23b illustre la distribution du champ électrique (E_y) de la cavité PC dans le plan x-y. Comme le montre, la lumière polarisée de type TM est fortement confinée dans la direction x.

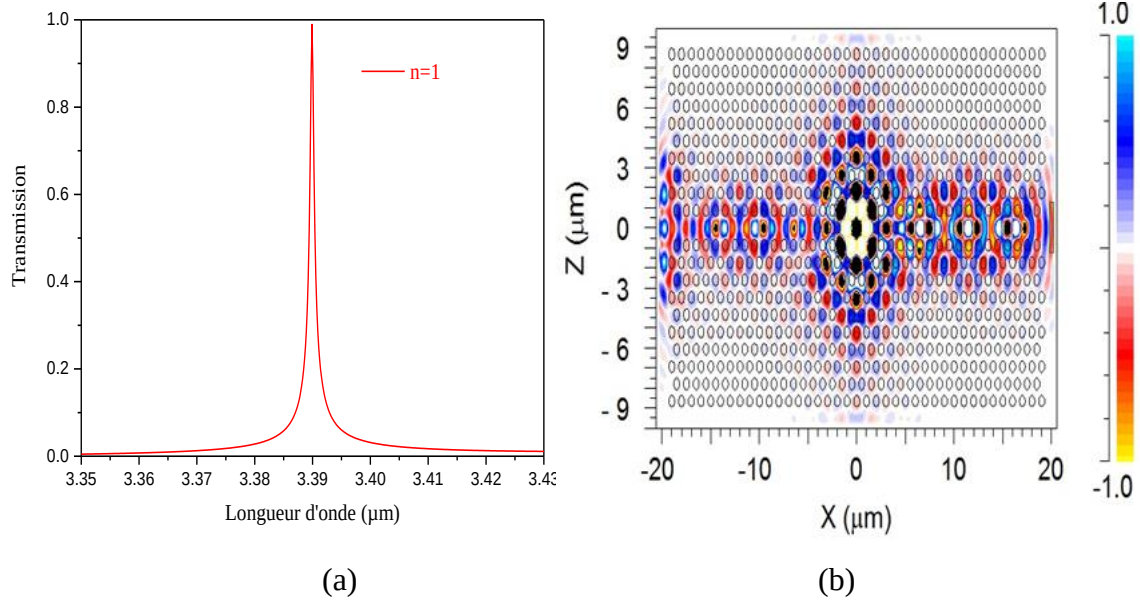


Figure IV.23. (a) Spectre de transmission correspondant à $n=1$, (b) Distribution de champ électrique (E_y) dans le plan x-y.

Le résultat de la simulation FDTD avec un maillage de pas Δx ($\Delta x = \Delta y = 0.05$) de la structure proposée est montré dans la Figure IV.24. Le spectre de transmission normalisé pour différents indices de réfraction (RIs) montre un décalage de la longueur d'onde de résonance de 0.65nm pour $n=0.001$ et la sensibilité (S) de 650nm/RIU est observée (Tableau IV.7).

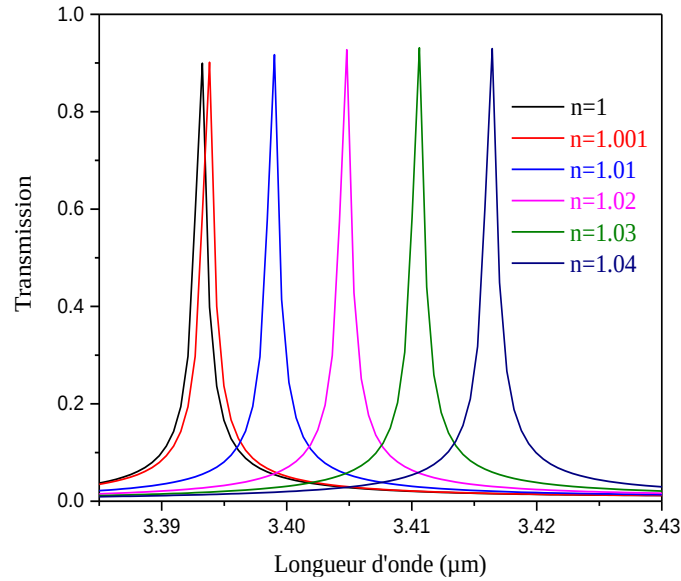


Figure IV.24. Spectre de transmission normalisé de la conception proposée en fonction de la longueur d'onde pour différents indices de réfraction (RIs).

Tableau IV.7. La sensibilité du capteur proposé pour différents indices de réfraction (RIs).

Indice de réfraction (RI)	Sensibilité (nm/RIU)	Δn (RIU)
1	-	n_0
1.001	650	0.001
1.01	575	0.01
1.02	576.5	0.02
1.03	583	0.03
1.04	582.5	0.04
1.33	550	0.001

Une microcavité est créée dans la structure en augmentant le rayon du trou central (R_C) (représenté en couleur magenta dans la Figure IV.22) pour des rayons du trou central R_C égaux à 0.27, 0.275, 0.28, 0.285 et 0.29 μm .

Les résultats de la simulation montrent qu'une sensibilité de 592nm/RIU est atteinte pour un R_C égal à 0.29 μm (Figure IV.25). En augmentant le rayon du trou central, un état de défaut accepteur tiré de la bande diélectrique vers la bande interdite, est excité [191].

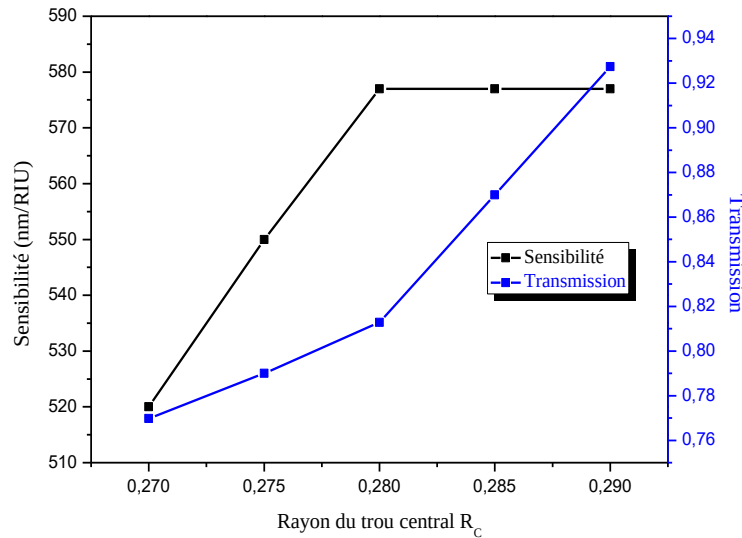


Figure IV.25. Variation de la sensibilité et la transmission normalisée de capteur proposé en fonction de rayon du trou central R_C .

Afin d'obtenir une meilleure sensibilité, la conception A a été remplacée par la conception B. Dans la conception B, les rayons des trous positionnés à proximité des guides d'ondes (indiqués en bleu sur la Figure IV.22) peuvent donc être agrandis pour bénéficier d'un meilleur

niveau d'interaction lumière-matière [176]. Comme l'illustre la Figure IV.26, les résultats de la simulation révèlent qu'une sensibilité de 623nm/RIU est atteinte pour un R_1 égal à 0.35 μ m.

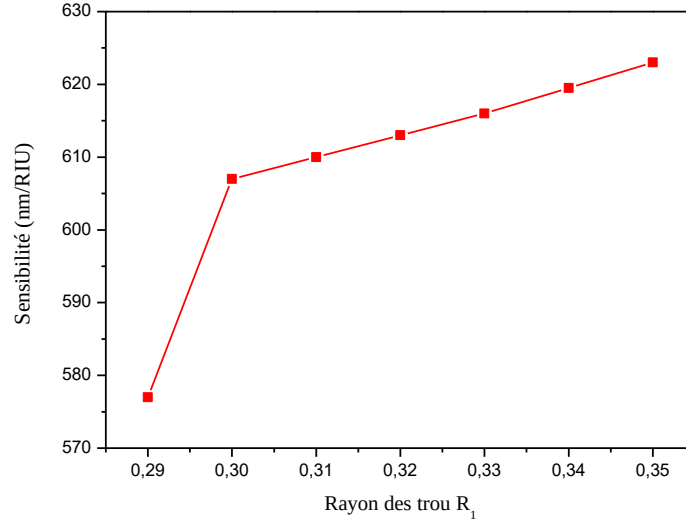
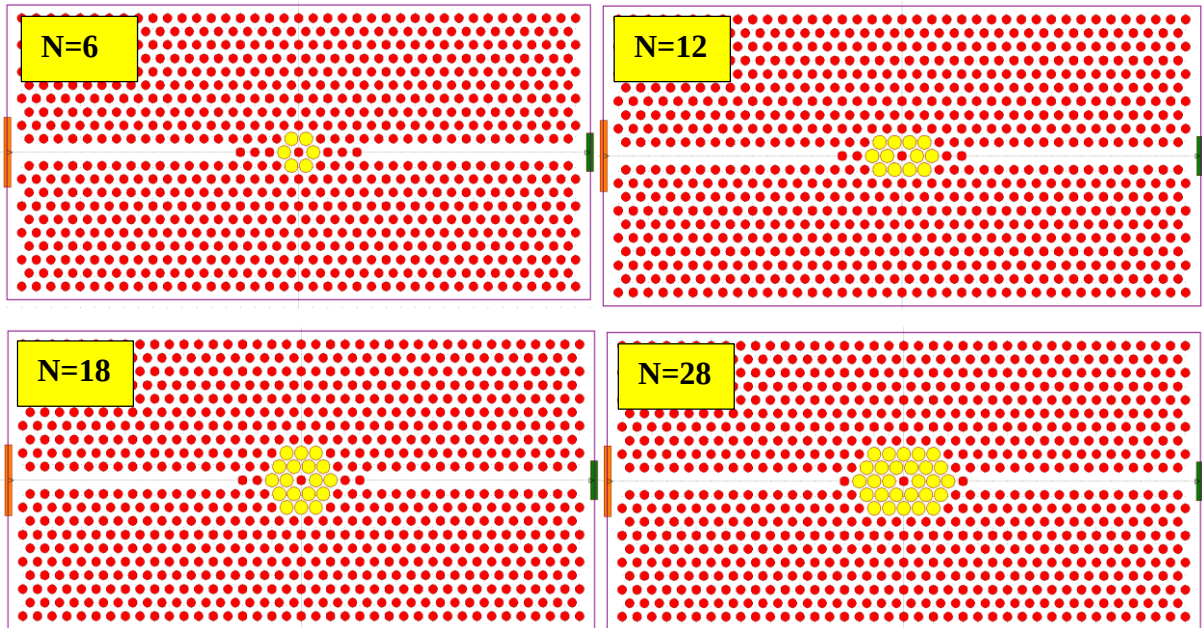
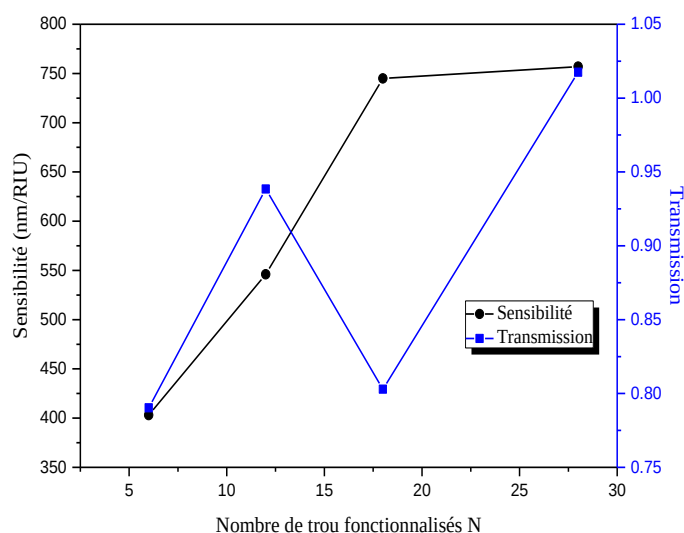


Figure IV.26. Variation de la sensibilité en fonction des différents rayons de la première rangée de trous R_1 .

Comme mentionné précédemment, notre objectif principal est de concevoir un nouveau capteur RI dans le moyen infrarouge (MID-IR) basé sur une cavité couplée à un guide en CP avec la plus grande sensibilité possible. Dans cette section, comme l'illustre la Figure IV.27a, les propriétés de détection du capteur étudié ont été étudiées en changeant le nombre de trous fonctionnalisés N (6, 12, 18, et 28) lorsque $r_1=0.45a$.



(a)



(b)

Figure IV.27. (a) Différentes structures proposées, lorsque $N=6, 12, 18$ et 28 (les trous de couleur jaune correspondent à la région de détection remplie d'analyte), (b) Variation de la sensibilité et la transmission normalisée de capteur proposé pour les différentes structures proposées, en variant le nombre de trous fonctionnalisés ($N=6, 12, 18$ et 28).

Comme on peut s'y attendre, une sensibilité de 758nm/RIU a été atteinte, la sensibilité augmente rapidement pour un plus grand nombre de trous fonctionnalisés (Figure IV.27b). Ceci peut être expliqué par la réduction d'indice de réfraction effectif entre les trous infiltrés et la membrane semi-conductrice [172,105]. Par conséquent, une infiltration locale garantit une meilleure sensibilité.

Une brève comparaison entre nos résultats et certains des résultats déjà publiés dans des articles de recherche scientifique est illustrée dans le tableau IV.8.

Tableau IV.8. Comparaison du capteur proposé avec plusieurs conceptions similaires.

Structure de détection	Sensibilité (S) (nm/RIU)
[135] Capteur RI formé par deux guides d'ondes et une cavité	330
[192] Capteur RI formé par deux types de nanocavités à défauts L3 et H1	70-200
[193] Capteur RI formé par une microcavité	500
[194] Capteur RI basé sur PCW	260
[136] Capteur RI formé par deux guides d'ondes et une cavité	425
Le capteur proposé	650

Ces résultats montrent que le capteur proposé possède de meilleures propriétés de détection et s'applique bien à la détection dans le moyen-IR.

Un acteur innovant dans le domaine des capteurs optiques est le CP fendu [195]. Les CPs fendus sont généralement fabriqués dans des substrats de silicium sur isolant pour compresser la lumière dans de très petits volumes d'air. Ce fort confinement et contrôle de la propagation de la lumière dans l'air de la fente est l'avantage fondamental du CP fendu, car il améliore les fortes interactions lumière-matière [196], et permet d'atteindre une sensibilité de détection élevée. Les guides d'ondes fendus ont été présentés pour la première fois en 2004 par Almeida *et al* [197]. Ils ont suscité beaucoup d'attention dans diverses applications en raison de leurs propriétés optiques inhabituelles. Ils permettent un fort confinement spatial de la lumière dans une fente d'air étroite à l'intérieur d'un matériau d'indice de réfraction (RI) élevé en confinant la lumière dans ce que l'on appelle un "guide d'onde à fente", où la discontinuité du champ optique à une interface diélectrique est exploitée pour déplacer chaque mode guidé du guide d'onde à CP vers des fréquences plus élevées et pour tirer le mode fondamental dans la fente [198].

Dans ce contexte, afin de contribuer aux travaux déjà réalisés dans la gamme de moyen-IR (à $3.9\mu\text{m}$), un deuxième capteur à cavité couplée à un guide à base de CP à fente a été proposé. Notre idée promet d'améliorer la sensibilité, une sensibilité élevée de $S=1343.2\text{nm}/\text{RIU}$ a été obtenue.

IV.3.2 Conception d'un capteur à fente pour la détection biochimique dans le moyen-IR

Dans cette partie, nous proposons une structure composée d'un réseau hexagonal avec une taille de CP de (49×29) . Arrangé périodiquement avec une constante de réseau égale à $1.1\mu\text{m}$, le profil de l'indice effectif a été calculé pour être 2.654 par la méthode de l'indice effectif [199]. Tandis que le rapport entre les rayons des trous d'air (r) et la constante du réseau (a) est de 0.29. La structure de CP conçue ayant une BIP dans la gamme de la longueur d'onde de $3.3651\text{--}4.1198\mu\text{m}$ pour une onde polarisée TM est illustrée sur la Figure IV.28.

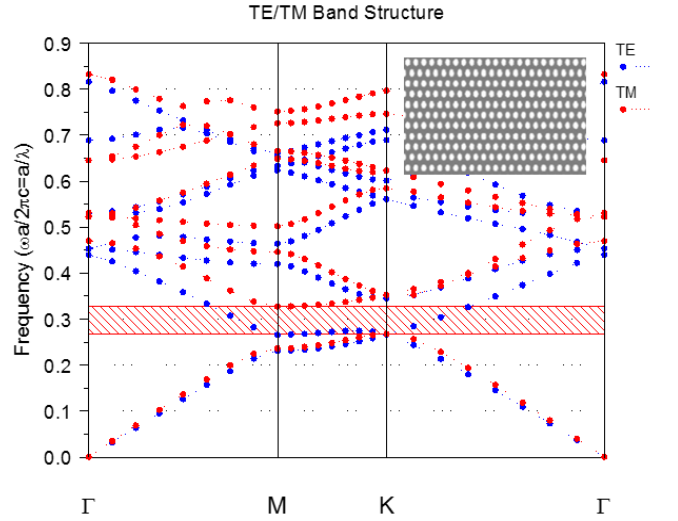


Figure IV.28. Diagramme de dispersion en polarisation TM.

Le guide d'onde à base de CP à fente est réalisé en supprimant une seule rangée de trous d'air dans la direction ΓK , créant un guide d'onde W1 et en le remplaçant par une fente d'air étroite grâce à laquelle l'interaction du mode optique avec l'analyte augmente en raison de la vitesse de groupe réduite et cela permet d'améliorer encore la sensibilité [196]. La largeur et la longueur de la fente d'air sont $0.27a$ et $44a$, respectivement (Figure IV.29).

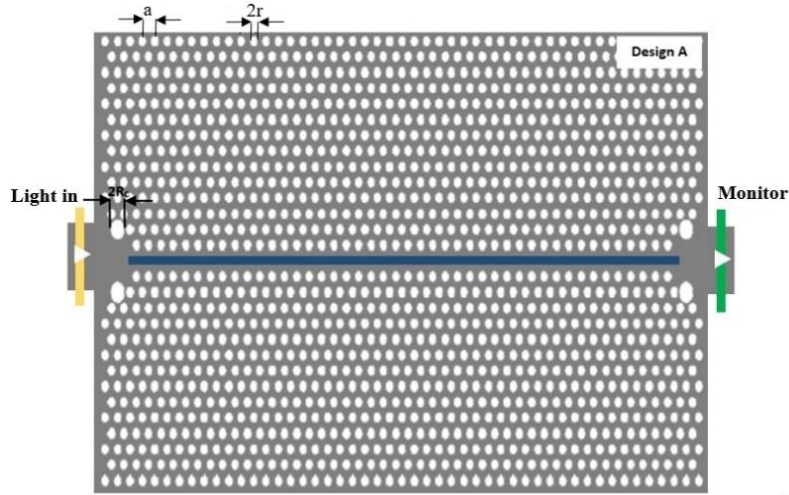


Figure IV.29. Schéma du capteur à guide d'onde à base de CP, pour lequel la valeur optimisée de $R_C=0.56a$.

Comme les calculs tridimensionnels complets nécessitent une grande quantité d'espace mémoire et consomment un temps très long, les simulations 3D sont réduites à des simulations bidimensionnelles approximatives plus simples. Dans ce travail, la simulation 2D a été faite en utilisant l'indice effectif de la structure pour préserver suffisamment de précision [200]. Le résultat de la simulation 2D-FDTD de la structure proposée est présenté sur la Figure IV.30.

La Figure IV.30a illustre l'évolution du spectre de transmission normalisé en fonction des longueurs d'onde pour différents indices de réfraction (RIs) allant de $n=1$ à $n=1.05$. L'augmentation de l'indice de réfraction déplace le spectre de transmission vers de plus grandes longueurs d'onde.

L'évolution de changement de la longueur d'onde de coupure (λ_{cutoff}) en fonction d'indice de réfraction (RI) est présentée sur la Figure IV.30b. Nous pouvons clairement remarquer que le décalage est linéaire et égal à 51.9nm pour $n=1.05$. On observe un décalage de la longueur d'onde de résonance (λ_0) de 9.38nm pour $\Delta n=0.01$ et par conséquent, une sensibilité (S) de 938nm/RIU est observée, cette sensibilité (S) élevée peut s'expliquer par le fort confinement du champ optique et l'amélioration correspondante de l'intensité lumineuse sur le guide d'onde fendu.

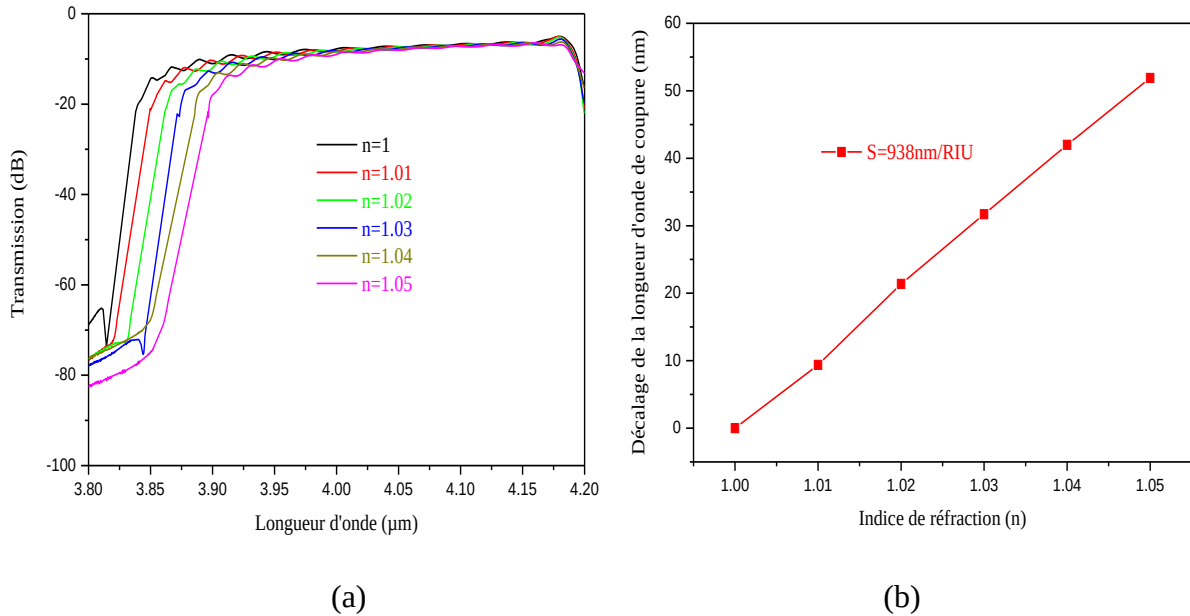


Figure. IV.30. (a) Spectre de transmission normalisé de design proposé en fonction de la longueur d'onde pour différents indices de réfraction (RIs) allant de $n=1$ à $n=1.05$ avec un incrément de $\Delta n=0.01$, (b) Décalage de la longueur d'onde de coupure (λ_{cutoff}) de la structure proposée en fonction des variations des valeurs de l'indice de réfraction, ce qui amène à une sensibilité de 938nm/RIU.

Il a été vérifié que la structure proposée a la potentialité de maintenir une sensibilité sur une large plage des indices de réfraction (RIs) allant de $n=1$ à $n=1.2$, les résultats montrent que la sensibilité de la structure proposée pourrait atteindre 899nm/RIU. La Figure IV.31a donnée ci-dessous montre l'évolution du spectre de transmission normalisé en fonction des longueurs d'onde pour différents indices de réfraction (RIs), les courbes montrent qu'avec l'augmentation

d'indice de réfraction (RI), la position du spectre de transmission se déplace vers des longueurs d'onde plus élevées. On peut remarquer sur la Figure IV.31b que lorsque l'indice de réfraction (RI) augmente, il y a un déplacement correspondant de la longueur d'onde de coupure (λ_{cutoff}) et par conséquent, une sensibilité de 899nm/RIU est observée.

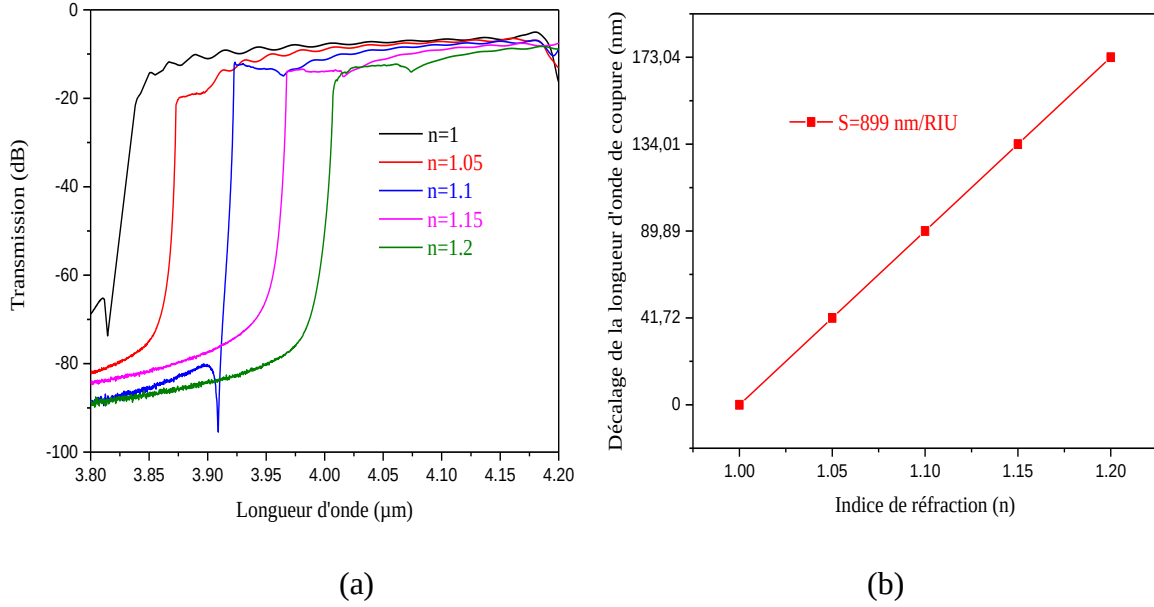


Figure IV.31: (a) Spectre de transmission normalisé de design proposé en fonction de la longueur d'onde (λ) pour différents indices de réfraction (RIs) allant de $n=1$ à $n=1.2$ avec un incrément de $\Delta n=0.05$, (b) Décalage de la longueur d'onde de coupure (λ_{cutoff}) de la structure proposée en fonction des variations des valeurs d'indice de réfraction (RI), ce qui amène à une sensibilité de 899nm/RIU.

Le capteur à cavité couplée à un guide à base de CP à fente est plus sensible près de la région de la fente d'air étroite, où le champ électromagnétique est le plus intense, la région proche de la fente a été modifiée afin d'obtenir une plus grande sensibilité [194]. Plusieurs approches sont utilisées pour créer une cavité, comme l'augmentation ou la réduction du rayon de certains trous [190]. Dans le design modifié (Figure IV.32), une microcavité a été créée à l'intérieur de la structure en augmentant le rayon des trous de couleur noire pour confiner la lumière à l'intérieur de la cavité, et en déplaçant la microcavité dans la direction opposée par une distance particulière S_x (dans la direction x). Ce déplacement permet d'obtenir une transition plus douce entre le guide d'onde à fente et les défauts, ce qui permet d'obtenir un facteur de qualité (Q) élevé. Le décalage des trous d'air S_x est balayé d'un décalage de $0.05a$ à un décalage maximum de $0.15a$ avec un pas de 0.05 afin d'améliorer la sensibilité du capteur.

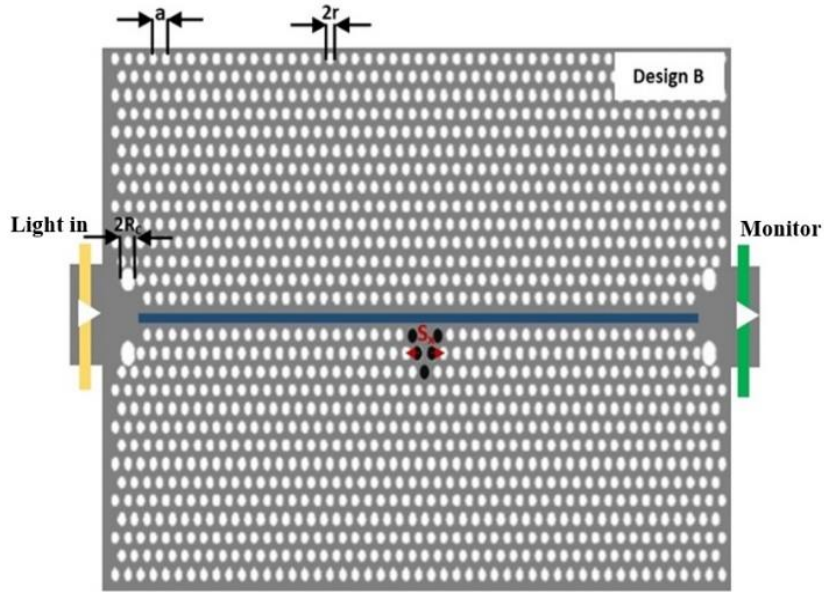


Figure IV.32. Représentation schématique du capteur à cavité couplée à un guide à base de CP à fente modifié où les trous (en noir) forment une cavité résonnante pour obtenir une plus grande sensibilité.

Le spectre de transmission normalisé avec et sans microcavité en fonction de la longueur d'onde est présenté dans la Figure IV.33a, comme mentionné précédemment, la création d'une microcavité à proximité de la fente d'air améliore l'interaction lumière-matière. La Figure IV.33b montre la sensibilité du dispositif amélioré en fonction de différentes valeurs du rayon des défauts allant de $0.29a$ à $0.34a$ avec un pas de 0.01 pour des valeurs différentes du décalage de réseau S_x , la fréquence de résonance entre la cavité résonnante et la fente d'air se déplace et un décalage de la longueur d'onde de résonance de 11.61nm pour $\Delta n=0.01$ est atteint, une sensibilité comparativement beaucoup plus élevée de 1161nm/RIU est obtenue. Comme prévu, en augmentant le rayon des défauts, une amélioration de la sensibilité du dispositif est observée. En agrandissant le rayon des défauts et en déplaçant légèrement les deux trous centrés dans la microcavité dans la direction opposée, on obtient un meilleur couplage entre le guide d'onde à fente et les défauts, ce qui améliore les performances du dispositif.

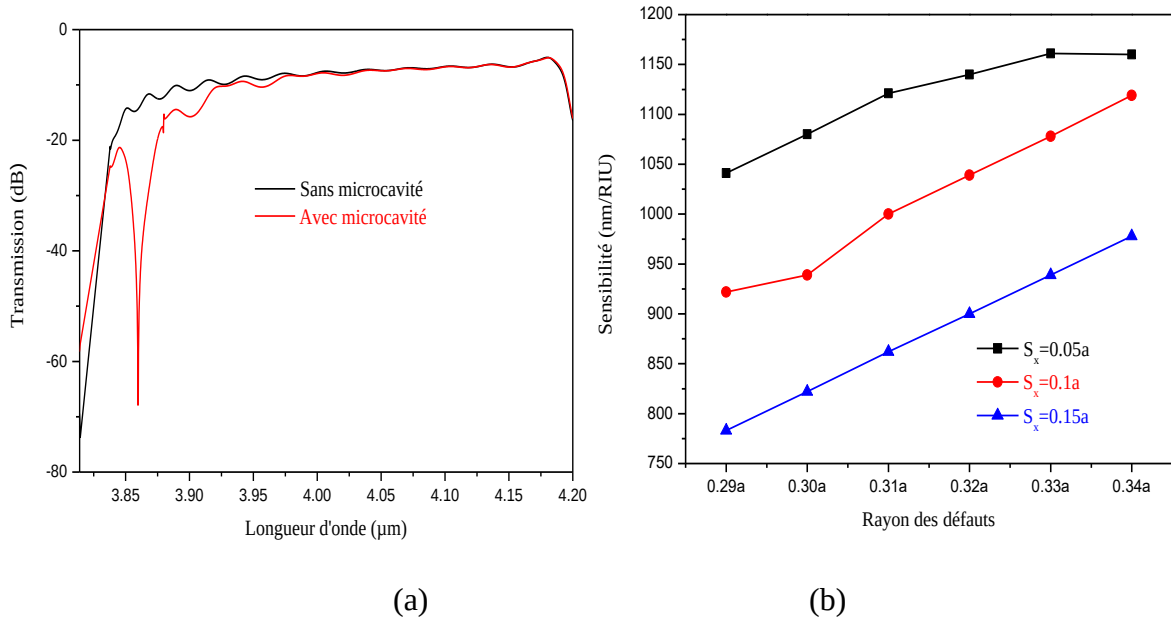


Figure IV.33. (a) Spectre de transmission normalisé avec et sans microcavité en fonction de la longueur d'onde, (b) Sensibilité du capteur amélioré en fonction de rayon des défauts pour différentes valeurs du S_x .

Le facteur de qualité (Q) mesure le niveau de sélectivité du capteur, le pic de résonance souhaité doit être aussi pointu que possible pour améliorer le facteur de qualité (Q) [201]. Dans ce travail, la simulation du facteur de qualité (Q) a été réalisée par la méthode 2D-FDTD combinée à une analyse harmonique rapide utilisant le modèle Q-finder dans le logiciel RSoft. Le facteur de qualité (Q) calculé du mode résonant est aussi élevé que 1.0821×10^7 ce qui est suffisamment élevé pour les applications de détection. Le facteur de mérite (FOM) du dispositif pour la détection est extrêmement élevé ($2.917 \times 10^6 \text{ RIU}^{-1}$) en raison de la sensibilité et du facteur de qualité (Q) élevés du capteur.

Un résumé de tous les résultats susmentionnés est présenté dans le tableau IV.9.

Tableau IV.9. Liste des valeurs de la sensibilité (S), le facteur de qualité (Q), et le facteur de mérite (FOM) pour le dispositif amélioré.

Rayon de défauts	S_x	Sensibilité (nm/RIU)	Facteur de qualité (Q)	FOM (RIU ⁻¹)
0.29a	0.05a	1041	1.0821×10^7	2.917×10^6
	0.1a	922	41604	9886.31
	0.15a	783	12035	2412.28
0.30a	0.05a	1080	2.4734×10^5	6.9266×10^4
	0.1a	939	2.047×10^5	4.9646×10^4
	0.15a	822	44268	9338.4
0.31a	0.05a	1121	1.1192×10^5	3.25×10^4
	0.1a	1000	1.87×10^6	5.58×10^5
	0.15a	862	48296	10710.63
0.32a	0.05a	1140	44354	13132.23
	0.1a	1039	50053	13481.37
	0.15a	900	28173	6538.95
0.33a	0.05a	1161	64121	19339.84
	0.1a	1078	8.03×10^5	2.2467×10^4
	0.15a	939	26870	6521.18
0.34a	0.05a	1160	2.2841×10^5	6.8843×10^4
	0.1a	1119	1.1583×10^6	3.3662×10^5
	0.15a	978	36822	9325.64

Des résultats de simulations plus extensives représentées sur la Figure IV.34 démontrent que le capteur proposé peut posséder une sensibilité et un facteur de qualité (Q) élevés (une sensibilité de 1343.2nm/RIU et un facteur de qualité (Q) élevé de 15913 pour $n=1.1$) pour les paramètres optimisés, rayon des défauts égal à 0.34a, et un décalage de réseau S_x de 0.05a. Ces résultats confirment la viabilité du capteur modifié dans le moyen-IR pour des indices de réfraction (RIs) d'analyte dans la plage de $n=1-1.2$ avec un incrément de 0.05 RIU.

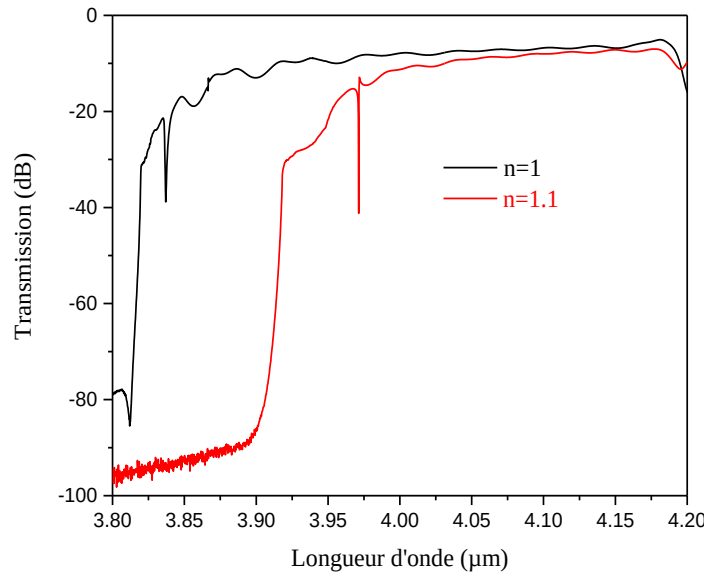


Figure IV.34. Spectre de transmission normalisé de la conception proposée en fonction de la longueur d'onde pour $n=1$ et $n=1.1$.

Pour étudier les performances du capteur proposé, la détection du gaz méthane (CH_4) a été envisagée. La détection du CH_4 est primordiale dans les domaines de l'industrie et de l'environnement [202], il a été choisi comme gaz cible car il est le principal composant du gaz naturel et présente des caractéristiques d'absorption dans plusieurs régions de la gamme spectrale infrarouge (0.75-14 μm) [203].

L'indice de réfraction (RI) de chaque gaz a été sélectionné pour la longueur d'onde du moyen-IR. La Figure IV.35 illustre le spectre de transmission du capteur immergé dans l'air ($n=1.000265$), et le méthane CH_4 ($n=1.0004365$) pour un rayon de défauts égal à $0.34a$ et un décalage de réseau S_x égal à $0.15a$. Le décalage de la longueur d'onde correspond à une sensibilité élevée de 1224.48nm/RIU, un facteur de qualité (Q) élevé de 1.0397×10^5 et une limite de détection (LD) de 2.25×10^{-4} RIU. Les résultats obtenus confirment que le capteur proposé basé sur un guide d'onde à fente, est bien adapté pour agir comme un capteur de gaz dans le moyen-IR.

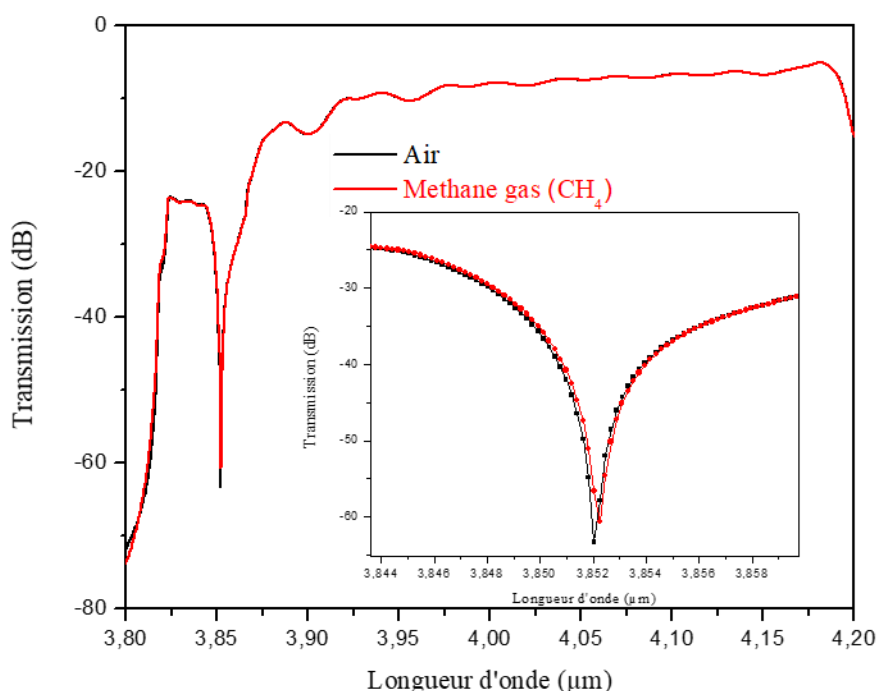


Figure IV.35. Spectre de transmission du capteur à cavité couplée à un guide à base de CP à fente immergé dans l'air ($n=1.000265$) et le méthane ($n=1.0004365$).

IV.4 Conclusion

Dans ce dernier chapitre nous avons proposé des capteurs à CP pour une application de détection basée sur l'indice de réfraction (RI). Un biocapteur à CP bidimensionnel basé sur une cavité en forme de capsule couplée à deux guides d'ondes qui peut être utilisé en biomédecine a été conçu dans ce travail, cette étude a été faite pour améliorer les performances des biocapteurs à base de CP dans le domaine de la biomédecine et de produire des tests de diagnostic de nouvelle génération. Les résultats montrent que pour de légers changements dans l'indice de réfraction (RI) des échantillons d'entrée, il y a un changement important dans la longueur d'onde; ce qui signifie que le biocapteur conçu est très sensible même aux petites variations d'indice de réfraction (RI). La sensibilité du biocapteur est augmentée en modifiant la conception, en infiltrant les bio-simples dans les trous adjacents à la cavité en forme de capsule, ce qui déplace la longueur d'onde de résonance et améliore la sensibilité. L'objectif principal de notre étude était de développer une alternative potentielle à la technique traditionnelle de piqûre au doigt pour détecter des maladies dans le corps humain avec un dispositif optique basé sur le CP.

Nous avons proposé un deuxième biocapteur RI à CP-2D pour le diagnostic de la maladie du paludisme. Nous avons amélioré la sensibilité en augmentant la zone de détection, le nombre

de trous fonctionnalisés joue un rôle important dans l'augmentation de la sensibilité et de la transmission normalisée. De plus, les modèles B et C sont créés en modifiant la région remplie des globules rouges (GRs) pour améliorer la sensibilité du dispositif. Les simulations sont effectuées en changeant l'indice de réfraction de l'analyte et nos résultats ont révélé une haute sensibilité $S=702.96\text{nm/RIU}$, un facteur de qualité (Q) élevé jusqu'à 10^6 , et une faible limite de détection (LD) de 10^{-7} RIU. Le dispositif proposé montre de bons résultats pour le diagnostic efficace des globules rouges (GRs) infectés par le paludisme à un stade précoce.

Les biocapteurs que nous avons conçu sont léger, ultra-compact et peuvent être fabriqués comme des capteurs de laboratoire, ce qui rendra la détection des maladies beaucoup plus facile, plus efficace et moins coûteuse.

Nous avons efficacement simulé aussi deux plateformes à cavité couplée à un guide à base de CP dans le moyen-IR. Les résultats de simulation détaillés montrent que le premier capteur proposé est très sensible à une petite variation d'indice de réfraction (RI), une sensibilité élevée de 758nm/RIU dans la plage d'indice de réfraction (RI) de 1 à 1.04 a été obtenue. En raison de l'amélioration de la limite de détection (LD) avec une sensibilité élevée, de la transmittance élevée et de la petite taille, notre capteur amélioré est bien adapté aux applications de détection dans le moyen-IR et il serait une grande plateforme potentielle dans d'autres circuits photoniques sur puce.

La conception et la simulation d'un deuxième capteur à cavité couplée à un guide à base de CP à fente pour la détection d'indice de réfraction (RI) dans le moyen-IR ont été présentées. La sensibilité la mieux calculée du capteur à CPs fendu proposé fonctionnant autour de $\lambda=3.9\mu\text{m}$ est égale à 938nm/RIU dans la plage de $n=1-1.05$ avec un incrément de 0.01 RIU, et équivalente à 899nm/RIU dans la plage de $n=1-1.2$ avec un incrément de 0.05 RIU. De plus, une sensibilité améliorée égale à 1161nm/RIU dans la gamme de $n=1-1.05$ avec un incrément de 0.01 RIU, et aussi bonne que 1343.2nm/RIU dans la gamme de $n=1-1.2$ avec un incrément de 0.05 RIU peut être obtenu en créant une microcavité dans la zone proche de la fente d'air en modifiant le rayon et la position de trous spécifiques dans la structure. De plus, l'utilisation du capteur proposé pour la détection du méthane (CH_4) dans le moyen-IR révèle une sensibilité élevée de 1224.48nm/RIU . Les résultats rapportés montrent l'amélioration de la limite de détection (LD) avec une sensibilité élevée, un facteur de qualité (Q) élevé, une transmittance élevée et une petite taille. Par conséquent, notre capteur amélioré est bien adapté aux applications de détection dans le moyen-IR, et il constituerait une grande plateforme potentielle pour la réalisation de circuits photoniques sur puce dans le moyen-IR.

Conclusion Générale

Conclusion Générale

Les CPs sont des matériaux naturels ou artificiels dont l'indice de réfraction (RI) varie dans différentes directions de l'espace périodiquement, c'est une nouvelle classe de matériaux. Comme les électrons dans les semi-conducteurs, les photons sont répartis dans une bande de transmission séparée par une BIP. Cette analogie permet d'envisager l'utilisation de CPs pour diriger la lumière. Le développement de ce nouveau matériau ouvre la voie à de nouveaux domaines de recherche et à des possibilités d'application très diverses.

Tout au long de cette thèse nous nous sommes focalisés sur la conception des micro-résonateurs intégrés à base de CPs pour des applications capteurs, dont l'objectif reste d'améliorer les performances de ces capteurs. Tout d'abord, nous avons présenté une étude théorique sur les micro-résonateurs pour des applications capteurs sans marquage en rappelant brièvement quelques notions nécessaires à la compréhension de l'optique guidée. Puis nous avons présenté, le principe de détection des capteurs optiques à base de micro-résonateurs, quelques exemples de capteurs optiques intégrés sans marquage sont introduits.

Par la suite, un rappel général des concepts fondamentaux liés aux CPs et leurs propriétés photoniques ont été donnés. Nous avons évoqué les phénomènes physiques clés qui régissent les bases théoriques des CPs pour comprendre comment ils agissent sur la lumière. Nous avons démontré l'intérêt d'utiliser du CP comme capteur, la constante diélectrique de ces matériaux change sur une échelle de la longueur d'onde dans une ou plusieurs directions de l'espace périodiquement. Le choix des CPs bidimensionnels (CPs-2D) est lié à sa relative facilité de fabrication. Par rapport aux CPs tridimensionnels (CPs-3D), ils ont une plus grande compatibilité avec l'optique intégrée et l'optoélectronique.

Après, la modélisation des structures à base des CPs bidimensionnels afin de déterminer leurs potentialités pour des applications en optique intégrée a été clairement représenté. L'ensemble des méthodes numériques essentielles aux différents calculs que nous avons eu à mener au cours de cette thèse sont abordées, nous avons utilisé les modules développés respectivement par le logiciel RSoft-CAD idéalement adapté à la conception des circuits photoniques 2D, BandSOLVE (basé sur la méthode PWE), et FullWAVE (basé sur la méthode FDTD) qui sont basées sur la résolution directe des équations de Maxwell. Notons que la méthode des ondes planes calcule la structure de BIP uniquement.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons étudié des composants à base de CPs-2D à réseau triangulaire sur une membrane de silicium. Quatre conceptions ont été proposées dans le but de réaliser une sensibilité élevée et une meilleure transmission. En termes de performance, les

capteurs à CPs proposés doivent montrer des meilleures sensibilités et des limites de détection (LDs) de plus en plus faibles.

Pour l'étude de détection sur des micro-résonateurs et dans le cadre du couplage entre un guide d'onde et un résonateur à CPs afin de concevoir des biocapteurs à base de CP, deux designs de biocapteurs ont été proposés. Le premier biocapteur proposé est un capteur CP-2D à base d'une cavité en forme de capsule couplée à deux guides d'ondes pour le diagnostic de différentes maladies au stade précoce. Les maladies étudiées sont les suivantes : les maladies hématologiques par la détection des composants du sang, le cancer de la peau ou le carcinome basocellulaire (CBC) par la détection des cellules basales, le cancer du col par la détection des cellules HeLa cancéreuses, le cancer du sein par la détection des cellules mammaires cancéreuses et le diabète par la détection des cellules pancréatique dont la dégradation cause le diabète. Différentes conceptions ont été proposées afin de réaliser une sensibilité élevée, cette dernière peut être améliorée de 393nm/RIU jusqu'à la valeur la plus élevée de 609.25nm/RIU en optimisant le nombre et la longueur des cavités en forme de capsule, le nombre de trous fonctionnalisés, ainsi que la distance de couplage, un facteur de qualité (Q) de 3.8599×10^5 a été obtenu.

Nous avons ensuite proposé une deuxième conception du biocapteur tout en essayant d'améliorer les performances de détection, un biocapteur CP-2D à base de deux guides d'ondes W1 couplé à un défaut en forme d'anneau au centre de la structure a été présenté. Le biocapteur proposé peut détecter les trois stades du paludisme (Schizonte, Trophozoite et Anneau) vu que les trois stades provoquent un changement d'indice de réfraction (RI) des globules rouges (GRs) infectés. Le dispositif proposé présente une sensibilité élevée de 577.53nm/RIU. Un facteur de qualité (Q) de 1.7510×10^7 et une limite de détection (LD) de 8.09×10^{-8} RIU sont également relevés pour cette conception. Nous avons ensuite effectué une optimisation de la structure initiale pour améliorer la transmission et la sensibilité par l'optimisation de la région sensible du capteur en ajustant le nombre de trous fonctionnalisés, le biocapteur conçu offre une transmission normalisée atteint 99%. Une sensibilité de 652.25nm/RIU a été obtenue pour un facteur de qualité (Q) de 5.2908×10^5 et une limite de détection (LD) de l'ordre de 10^{-7} RIU. Pour améliorer encore la sensibilité du biocapteur, un autre modèle a été proposé par l'infiltration de tous les trous de la structure, la sensibilité est améliorée et atteint la valeur la plus élevée de 702.96nm/RIU pour $n=1.381$ (stade Trophozoites) mais le facteur de qualité (Q) et la limite de détection (LD) sont considérablement réduits en raison de la quantité de réflexions à l'intérieur du dispositif.

Nous avons consacré une dernière partie de ce travail sur les capteurs pour la détection RI dans le moyen-IR (Mid-infrared). Dans un premier temps, nous avons étudié une conception composée de deux guides d'ondes et une microcavité, la microcavité a été créée à l'intérieur de la structure en modifiant le rayon des trous entourant le trou central pour confiner la lumière dans la cavité en utilisant la méthode d'indice effectif afin que l'analyse 2D soit très proche de l'analyse 3D. Pour exciter les modes résonnants de la cavité, une impulsion gaussienne autour de $3.6\mu\text{m}$ a été utilisée et une sensibilité de $650\text{nm}/\text{RIU}$ a été observée. Ce résultat pourrait être encore amélioré avec le changement du nombre de trous fonctionnalisés N (6, 12, 18, et 28) et une sensibilité de $758\text{nm}/\text{RIU}$ a été atteinte. De ce fait, nous pouvons conclure que la sensibilité augmente rapidement pour un plus grand nombre de trous fonctionnalisés.

Dans le but d'améliorer la performance de capteurs à base de CP pour le moyen-IR, une deuxième conception d'un capteur à cavité couplée à un guide à base de CP à fente fonctionnant autour de $\lambda=3.9\mu\text{m}$ pour la détection biochimique a été proposée. Les capteurs à CPs à fente ont montré une grande sensibilité à des changements d'indice de réfraction (RI) grâce au fort confinement de la lumière dans la fente d'air étroite et une sensibilité élevée de $938\text{nm}/\text{RIU}$ dans la plage de $n=1-1.05$ avec un incrément de 0.01 a été obtenue. En créant une microcavité dans la zone proche de la fente d'air (le champ électromagnétique est plus intense près de la fente d'air étroite ce qui rend cette région très sensible) en modifiant le rayon et la position de trous spécifiques dans la structure, une sensibilité de $1343.2\text{nm}/\text{RIU}$ dans la plage de $n=1-1.2$ avec un incrément de 0.05 et un haut facteur de qualité (Q) d'environ 10^7 sont obtenus, ces valeurs donnent un (FOM) extrêmement élevé de l'ordre de 10^6RIU^{-1} . L'utilisation du capteur proposé pour la détection du méthane (CH_4) dans le moyen-IR révèle une sensibilité élevée de $1224.48\text{nm}/\text{RIU}$. Par ailleurs, il a été montré que les conceptions proposées sont très sensibles aux variations de la position des trous formant la cavité et leur rayon. D'après les résultats obtenus, nous avons montré que nos capteurs possèdent de meilleures propriétés de détection et s'applique bien à la détection dans le moyen-IR.

L'objectif principal de cette thèse réside dans la conception de nouvelles structures à micro-résonateurs à base de CPs pour des applications de détection fonctionnant dans le visible et le moyen-IR. Plusieurs capteurs basés sur le changement d'indice de réfraction (RI) sont conçus et analysés, les résultats obtenus en utilisant la méthode 2D-FDTD montrent que les conceptions proposés ayant une bonne sensibilité, un facteur de qualité (Q) élevé, une faible limite de détection (LD) et un facteur de mérite (FOM) très élevé. Ces résultats font les structures conçues des plateformes prometteuses pour des applications de détection et bio-détection. Concernant les perspectives envisageables au terme de cette recherche, la conception

et l'analyse des dispositifs plasmoniques fonctionnant dans le moyen-IR pour la détection biochimique pourrait être envisagée.

Références

- [1] S. E. Miller, Integrated optics: an introduction, *Bell Systems Technology J.* Vol. 48, Iss 7, pp. 2059-2069, (1969).
- [2] E. Yablonovitch, Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Phys. Rev. Lett.* Vol. 58, Iss. 20-18 pp. 2059-2062, (1987).
- [3] S. John, Strong localization of photons in certain disordered superlattices, *Phys. Rev. Lett.* Vol. 58, Iss. 23-18 p. 2486, (1987).
- [4] C. Kittel, C.y. Fong, Quantum theory of solids. Vol. 3: Wiley New York, (1963).
- [5] N. Tétreault *et al*, Building Tunable Planar Defects into Photonic Crystals using Polyelectrolyte Multilayers, *Adv. Mater.* Vol.17, p.1912, (2005).
- [6] J. D. Joannopoulos *et al*, Photonic crystals: molding the flow of light, Princeton univ press, (2011).
- [7] E. Yablonovitch, Photonic band-gap crystals, *J. Phys.: Condens. Matter.* Vol. 5, Iss. 16, pp. 2443-2460, (1993).
- [8] P. Benech *et al*, Integrated Optics Sensors On Glass. *Integrated Optics: Devices, Materials, and Technologies*, Proc. of SPIE Vol. 5728, (2005).
- [9] J. T. Robinson *et al*, On-chip gas detection in silicon optical microcavities, *Optics Express.* Vol. 16, Iss 6, pp. 4296-4301 (2008).
- [10] S. Pal *et al*, Selective virus detection in complex sample matrices with photonic crystal optical cavities, *Biosensors and Bioelectronics*, Vol. 44, pp. 229-234, (2013).
- [11] A. K. Sana *et al*, Silicon photonic crystal resonators for label free biosensor, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 55, No 4S, EM11, p. 1, (2016).
- [12] P. Lalanne *et al*, Photon confinement in photonic crystal nanocavities. *Laser & Photon. Rev.* 2, No. 6, pp. 514–526, (2008).
- [13] Y. Liu, H.W.M. Salemink, Photonic crystal-based all-optical on-chip sensor, *Optics Express.* Vol. 20, Iss. 18, pp. 19912-19920 (2012).
- [14] F. K. Tittel *et al*, Mid-infrared laser applications in spectroscopy, Solid-state mid-infrared laser sources. *Solid-state mid-infrared laser sources.* Vol. 89, pp. 458-529, (2003).
- [15] R. M. Silverstein, G. C Bassler, Spectrometric identification of organic compounds, *J. of Chemical Education*, Vol. 39, Iss. 11, p. 546, (1962).
- [16] D. Chauvin, Réalisation d'un capteur optofluidique à champ évanescent à base de microrésonateurs polymères pour la détection ultrasensible d'espèces (bio) chimiques à haute toxicité, Thèse de doctorat, Univ. Paris Saclay.

- [17] L. V. Nguyen *et al*, Interferometric high temperature sensor using suspended-core optical fibers *Optics Express*. Vol. 24, Iss. 8, pp. 8967-8977 (2016).
- [18] P. K. Ang *et al*, Solution-gated epitaxial graphene as ph sensor, *J. Am. Chem. Soc.* Vol.130, Iss. 44, pp. 14392–14393 (2008).
- [19] E. H. Yoo, S. Y. Lee, Glucose biosensors: an overview of use in clinical practice, *Sensors*, Vol.10, Iss. 5, p. 4558, (2010).
- [20] <http://www.entreprises.gouv.fr/politique-et-enjeux/technologies-cles-2020>.
- [21] P. Girault, Microrésonateurs intégrés pour des applications capteurs, Thèse de doctorat, Univ. Rennes 1, 2016.
- [22] C. Ciminelli *et al*, Label-free optical resonant sensors for biochemical applications, *Progress in Quantum Electronics*. Vol.37, Iss 2, pp. 51-107 (2013).
- [23] K. J. Albert *et al*, Magnetic gmi sensor for detection of biomolecules, Cross-reactive chemical sensor arrays, *Chem. Rev.* Vol.100, Iss 7, pp. 2595–2626 (2000).
- [24] P. Estrela *et al*, Label-free electrical bio-sensor arrays : a new challenge for tft technology, *J. of the Korean Physica Society*, Vol. 54, Iss 1, p. 498, (2009).
- [25] H. Chiriac *et al*, *J. of Magnetism and Magnetic Materials*. Vol.293, Issue 1, pp. 671-676 (2005).
- [26] M. Alvarez, Microcantilever-based platforms as biosensing tools, L. M. Lechuga, *Analyst*, Vol.135, pp. 827-836 (2010).
- [27] Y. Sanogo, Conception et fabrication de capteurs et de leur technique d’interrogation pour des applications dans le domaine de la santé et de l’environnement, Thèse de doctorat de l’ENS Cachan.
- [28] C. T. Nguyen, Polymer-based photonic devices for optical communication and sensing, Monabiphot Master Courses, ENS Cachan, (2016).
- [29] F. Gaufillet, Cristaux photoniques à gradient : dispositifs et applications, Thèse de doctorat, Univ. Paris Sud 11,
- [30] M. Notomi, Manipulating light with strongly modulated photonic crystals, *Reports on Progress in Physics*, Vol. 73, No 9, (2010).
- [31] H. Zhang *et al*, Selective fluorimetric detection of cadmium in a microfluidic device, *Microchem J*, Vol.106, pp.167-73 (2013).
- [32] A. N. Naimushin *et al*, Detection of *Staphylococcus aureus* enterotoxin B at femtomolar levels with a miniature integrated two-channel surface plasmon resonance (SPR) sensor, *Biosens Bioelectron*, 17(6–7):573-84, (2002).

- [33] X. Fan *et al*, Sensitive optical biosensors for unlabeled targets: A review, *Anal Chim Acta*, 620(1–2):8–26, (2008).
- [34] A. N. Oraevsky, Whispering-gallery waves, *Quantum Electronics*, t. 32, no 5, p. 377, (2002).
- [35] J. W. S Rayleigh, The Theory of Sound. Mac Millan & Co, (1877).
- [36] L. Rayleigh, The problem of Whispering Gallery, *Phil. Mag, S. Vol. 20*, No 20, pp. 617–620, (1910).
- [37] M. Brenci *et al*, *Lightmetry and Light and Optics in Biomedicine* 2004, 61580S (2006).
- [38] H. K. Hunt *et al*, Bioconjugation strategies for microtoroidal optical resonators, *Sensors*. Vol.10, Issue 10, pp. 9317–9336, (2010).
- [39] M. Ghulinyan *et al*, Whispering-gallery modes and light emission from a silicon nanocrystalbased single microdisk resonator, *Optics Express*. Vol. 16, Issue 17, pp. 13218–13224, (2008).
- [40] I. M. White *et al*, Label-free detection with the liquid core optical ring resonator sensing platform, *Methods in Molecular Biology*. Vol. 503, pp 139–165, (2009).
- [41] C. Y. Chao, L. J. Guo, Design and optimization of microring resonators in biochemical sensing applications, *J. of lightwave technology*, Vol. 24, no 3, p. 1395, 2006.
- [42] A. Ramachandran *et al*, A universal biosensing platform based on optical micro-ring resonators, *Biosensors and Bioelectronics*. Vol. 23, Iss. 7, pp. 939–944, (2008).
- [43] K. D. Vos *et al*, Silicon-on-insulator microring resonator for sensitive and label-free biosensing, *Optics Express*. Vol. 15, Iss 12, pp. 7610–7615, (2007).
- [44] C. R. Taitt *et al*, Evanescent wave fluorescence biosensors: advances of the last decade, *Biosens Bioelectron*. Vol. 76, pp.103–112, (2016).
- [45] A. Airoudj *et al*, Design and sensing properties of an integrated optical gas sensor based on a multilayer structure *Anal. Chem*, Vol. 80, Iss 23, pp. 9188–9194, (2008).
- [46] C. Mcdonagh *et al*, Optical chemical sensors, *Chemical Reviews*, Vol. 108, p. 400, (2008).
- [47] B. Liedberg *et al*, Surface plasmon resonance for gas detection and biosensing, *Sensors and Actuators*, Vol. 4, p. 299, (1983).
- [48] J. Homola *et al*, Surface plasmon resonance sensors :review, *Sensors and Actuators B*, Vol. 54, p. 3, (1999).
- [49] <http://biosensingusa.com/>.
- [50] <http://www.bionavis.com/fr/>.
- [51] www.reichert.com.

- [52] <http://www3.gehealthcare.fr/>.
- [53] J. Homola, Surface plasmon resonance sensors for detection of chemical and biological species, *Sensors and Actuators B*, Vol. 41, p. 207, (1997).
- [54] N. J. Tao *et al*, High resolution surface plasmon resonance spectroscopy, *Review of Scientific Instruments*, Vol. 70, no 12, p. 4656, (1999).
- [55] G. Nenninger *et al*, Long-range surface plasmons for high-resolution surface plasmon resonance sensors, *Sensors and Actuators B*, Vol. 74, p. 145, (2001).
- [56] M. Piliarik, J. Homola, Surface plasmon resonance (spr) sensors : approaching their limits ? *Optics Express*, Vol. 17, Iss 19, pp. 16505-16517, (2009).
- [57] F. Fernandez *et al*, A label-free and portable multichannel surface plasmon resonance immunosensor for on site analysis of antibiotics in milk samples, *Biosensors and Bioelectronics*, Vol. 26, p. 1231, (2010).
- [58] J. Cao *et al*, Gold nanorod-based localized surface plasmon resonance biosensors : a review, *Sensors and Actuators B: Chemical*, Vol.195, p. 332, (2014).
- [59] J. Dostalek *et al*, Surface plasmon resonance biosensor based on integrated optical waveguide, *Sensors and Actuators B*, Vol. 76, p. 8, (2001).
- [60] M. C. Estevez *et al*, Integrated optical devices for lab-on-chip biosensing applications *Lasers Photonics Review*, Vol. 6, no 4, p. 463, (2012).
- [61] P. M. Nellen *et al*, Integrated optical input grating couplers as biochemical sensors *Sensors and Actuators*, Vol. 15, p. 28, (1988).
- [62] W. Lukosz *et al*, Output grating couplers on planar optical waveguides as direct immunosensors, *Biosensors and Bioelectronics*, Vol. 6, p. 227, (1991).
- [63] M. Wiki, R. E. Kunz, Wavelength-interrogated optical sensor for biochemical applications, *Optics Letters*. Vol. 25, Issue 7, pp. 463-465 (2000).
- [64] K. Cottier *et al*, Label-free highly sensitive detection of (small) molecules by wavelength interrogation of integrated optical chips, *Sensors and Actuators B: Chemical*. Vol. 91, Issues 1–3, pp. 241-251, (2003).
- [65] <https://www.corning.com/media/worldwide/cls/documents/CLS-ES002%20REV7%20DL%20%283%29.pdf>
- [66] <http://www.owls-sensors.com/>.
- [67] Y. Liu *et al*, An integrated optical sensor for measuring glucose concentration, *Applied Physics B Photophysics and Laser Chemistry*, Vol. 54, Issue 1, pp.18-23, (1992).
- [68] R. G. Heideman, P. V. Lambeck, Remote opto-chemical sensing with extreme sensitivity: design, fabrication and performance of a pigtailed integrated optical phase-

modulated mach–zehnder interferometer system, *Sensors and Actuators B*, Vol. 61, Issue 61, pp. 100-127, (1999).

[69] <http://www.optisense.nl/index.php>.

[70] A. Brandenburg, R. Henniger, Integrated optical young interferometer, *Applied Optics*. Vol. 33, Iss 25, pp. 5941-5947, (1994).

[71] A. Brandenburg *et al*, Interferometric sensor for detection of surface-bound bioreactions *Applied Optics*, Vol. 39, Iss 34, pp. 6396-6405, (2000).

[72] A. Ymeti *et al*, Development of a multichannel integrated interferometer immunosensor *Applied Optics*, Vol. 42, Iss 28, pp. 5649-5660, (2003).

[73] B. H. Schneider *et al*, Hartman interferometer: versatile integrated optic sensor for label-free, real-time quantification of nucleic acids, proteins, and pathogens *Clinical Chemistry*, 43(9):1757-63, (1997).

[74] G. H. Cross *et al*, A new quantitative optical biosensor for protein characterisation *Biosensors & Bioelectronics*, 19(4):383-90, (2003).

[75] K. E. Zinoviev *et al*, Integrated bimodal waveguide interferometric biosensor for label-free analysis, *J. of Lightwave Technology*. Vol. 29, Iss 13, pp. 1926-1930, (2011).

[76] P. Kozma *et al*, Grating coupled optical waveguide interferometer for label-free biosensing, *Sensors and Actuators B: Chemical*. Vol. 155, Iss 2, pp. 446-450, (2011).

[77] H. J. Tarigan *et al*, Capillary-scale refractive index detection by interferometric backscatter, *Anal. Chem.*, Vol. 68, Iss 10, pp. 1762–1770, (1996).

[78] <http://molsense.com/technology/>.

[79] <http://www.creoptix.com/>.

[80] E. Yablonovich, Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics *Physical Review Let*, Vol. 58, Iss 20, pp. 2059-2062, (1987).

[81] S. Mandal, D. Erickson, Nanoscale optofluidic sensor arrays, *Optics Express*, Vol. 16, no 3, p. 1623, (2008).

[82] E. Chow *et al*, Ultracompact biochemical sensor built with two-dimensional photonic crystal microcavity, *Optics Letters*, Vol. 35, no 15, p. 2523, (2004).

[83] C. Y. Kuo *et al*, Stop band shift based chemical sensing with three-dimensional opal and inverse opal structures, *Sensors and Actuators B*, Vol. 124, p. 452, (2007).

[84] S. Mandal *et al*, A multiplexed optofluidic biomolecular sensor for low mass detection, *Lab on a Chip*, Vol. 9, no 3, p. 2924, (2009).

[85] C. Blin, Développement de cristaux photoniques en diamant : modélisation, technologie et application à la biodétection, Thèse de doctorat, Univ. Pierre et marie curie.

- [86] J. Zi *et al*, Coloration strategies in peacock feathers, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, Vol. 100, pp. 12576-12578, (2003).
- [87] L. Rayleigh, On the maintenance of vibrations by forces of double frequency, and on the propagation of waves through a medium endowed with a periodic structure, *Philosophical Magazine*, Vol. 24, no 147, pp.145-159, (1887).
- [88] E. Yablonovitch. Photonic crystals: what's in a name? *Optics and Photonics news*, *Optics and Photonics news*, Vol. 18, pp. 12-13, (2007).
- [89] R. Farha, Etude d'une structure à cristal photonique «LOM» gravée dans un guide TiLiNbO₃ dopé erbium pour l'émission de la lumière à 1.55 μ m. Thèse de doctorat, Institut national des télécommunications, 2010.
- [90] T.E. Sale, Vertical cavity surface emitting lasers, *Research Studies Press Wiley*. Taunton Somerset England, (1995).
- [91] B. Lombardet, Étude et réalisation de cristaux photoniques pour l'optique intégrée, Thèse de doctorat, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 2005.
- [92] S. Lin *et al*, A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths *Nature*, Vol. 394, pp. 251-253, (1998).
- [93] H. Miguez *et al*, Photonic crystal properties of packed submicrometric SiO₂ spheres *Appl. Phys. Lett*, Vol. 71, p. 1148, (1997).
- [94] Y. A. Vlasov *et al*, On-chip assembly of silicon photonic band gap crystals, in *Quantum Electronics and Laser Science Conference*, *Nature*, Vol. 414, pp. 289-293, (2001).
- [95] H. Roussel *et al*, Etude théorique et expérimentale de structures à Bande Photonique Interdite bidimensionnelle, JNM 99, Arcachon, (1999).
- [96] G. Tayeb, D. Maystre, Rigorous theoretical study of finite size two dimensional photonic crystal doped by microcavities, *J. Opt. Soc. Am. A* 14, pp. 3323-3332, (1997).
- [97] Y. Merle, Étude de la dispersion électromagnétique dans les matériaux périodiques diélectriques bidimensionnels, Thèse de doctorat, Univ. Limoges, 2003.
- [98] Y. Benachour, Optimisation de cristaux photoniques pour l'optique non linéaire, Thèse de doctorat, Univ. Paris Sud - Paris XI, 2008.
- [99] D. Bernier, Propriétés de superprisme des cristaux photoniques sur substrats SOI pour le démultiplexage en longueur d'onde, Thèse de doctorat, Univ. Paris-Sud XI, Orsay, 2008.
- [100] J. D. Joannopoulos *et al*, Photonic crystals: putting a new twist on light, *Nature*, Vol. 386, pp. 143-149, (1997).

- [101] R. Bendjelloul, Étude et caractérisation de circuits photoniques à base de cristaux photoniques de micro piliers, application aux filtres à base de résonateurs, Thèse de doctorat, Univ. Constantine, 2017.
- [102] K Bendemagh, Étude de dimensionnement d'un coupleur à base de cristaux photoniques destiné aux systèmes de communications, Thèse de doctorat, Univ. Setif, 2019.
- [103] R. Moukhtari, Contribution à l'étude et la conception des cavités à cristaux magneto photoniques, Thèse de doctorat, Univ. M'sila, 2018.
- [104] P. A. Rigby, G. Parry, Fabrication of practical photonic crystals, *IEE Colloquium on Semiconductor Optical Microcavity Devices and Photonic Bandgaps*, pp. 91-95, London, (1996).
- [105] K. Busch *et al*, Photonic Crystals: Advances in Design, Fabrication, and Characterization. Wiley-Vch Verlag GmbH and Co. KGaA, Weinheim, Germany, (2004).
- [106] A.A.M. Kok *et al*, Optical characterization of pillar-based photonic crystal waveguides in InP/InGaAsP/InP technology, in Proc. NanoNed Symp., Nijmegen, The Netherlands, (2007).
- [107] W. Bogaerts *et al*, Fabrication of photonic crystals in silicon-on-insulator using 248-nm deep UV lithography, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* , Vol. 8, pp. 928-934, (2002).
- [108] D. Labilloy *et al*, Demonstration of cavity mode between two-dimensional-crystal mirrors, *J. Electronics Letters*, Vol. 33, pp. 1978-1980, (1997).
- [109] R. D. Meade *et al*, Novel applications of photonic band gap materials : Low-loss bends and high Q cavities, *J. Applied Physics*, Vol. 75, pp. 4753-4755, (1994).
- [110] S. Fan *et al*, Channel drop filters in photonic crystals, *Optics Express*, Vol. 3, Iss 1, pp. 4-11, (1998).
- [111] C. J. M. Smith *et al*, Coupled guide and cavity in a two-dimensional photonic crystal, *Applied Physics Letters*, Vol. 78, p. 1487, (2001).
- [112] A. Chutinan *et al*, Surface-emitting channel drop filters using single defects in two-dimensional photonic crystal slabs, *Applied Physics Letters*, Vol.79, p. 2690, (2001).
- [113] S. Noda *et al*, Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap structure, *Nature*, Vol. 407, p. 608-610, (2000).
- [114] T. Charvolin *et al*, Realization of two-dimensional optical devices using photonic band gap structures on silicon-on-insulator, *Microelectronic Engineering*, Vol. 61, p. 545, (2002).
- [115] P. St. J. Russell, Photonic crystal fibers, *Science*, Vol. 299, pp. 358-362, (2003).
- [116] T. A. Birks *et al*, Endlessly single-mode photonic crystal fiber, *Opt. Lett.*, Vol. 22, Iss 13, pp. 961-963, (1997).

- [117] K.P. Hansen, R.E. Kristiansen, Supercontinuum generation in photonic crystal fibers. Rapport technique, Crystal Fibre A/S, 2004.
- [118] B. Liedberg *et al*, Principles of biosensing with an extended coupling matrix and surface-plasmon resonance, *Sensors and Actuators B: Chemical*, Vol. 11, Issues 1–3, pp 63-72, (1993).
- [119] S. Arafa, Étude des composants à base de cristaux photoniques, application dans le domaine du démultiplexage et de la détection, Thèse de doctorat, Univ. Constantine, 2017
- [120] E. Yablonovitch *et al*, The Face-Centered Cubic Case Employing Nonspherical Atoms *Phys. Rev. Lett.* Vol. 67, p. 2295, (1991).
- [121] B.T. Cunningham, Label-free biosensors: Techniques and applications. Cambridge University Press, New York, pp. 1-28, (2009).
- [122] W. C. Lai *et al*, On-chip methane sensing by near-IR absorption signatures in a photonic crystal slot waveguide, *Optics Letters*. Vol. 36, Iss 6, pp. 984-986, (2011).
- [123] Y. Chang *et al*, Temperature dependence of defect mode in a defective photonic crystal, *Optics Communications*, Vol. 285, Iss 6, pp. 1501-1504, (2012).
- [124] T. Lu, P. T. Lee, Ultra-high sensitivity optical stress sensor based on double-layered photonic crystal microcavity, *Optics Express*. Vol. 17, Iss 3, pp. 1518-1526 (2009).
- [125] A. Casas-Bedoya *et al*, Chip scale humidity sensing based on a microfluidic infiltrated photonic crystal, *Appl. Phys. Lett*, Vol. 103, Iss 18, pp.181109(1-4), (2013).
- [126] C. Fenzl *et al*, Photonic crystals for chemical sensing and biosensing, *Angewandte Chemie-International Edition*. Vol. 53, Issue13, pp. 3318-3335. (2014).
- [127] Y. Liu, H. W. M. Salemkink, All-optical on-chip sensor for high refractive index sensing in photonic crystals, *Appl. Phys. Lett*, Vol. 106, 031116, (2015).
- [128] B. Troia *et al*, Photonic Crystals for Optical Sensing: A Review, Intechopen chapter book, *Advances in Photonic Crystals*, pp 242-287, (2013).
- [129] D. Benelarbi, Étude de cristaux photoniques en silicium pour l'application à la biodétection, Thèse de doctorat, Univ.Constantine, 2018.
- [130] N. Skivesen *et al*, Photonic-crystal waveguide biosensor, *Optics Express*. Vol. 15, Issue 6, pp. 3169-3176 (2007).
- [131] M. A. Iftekhhar, S. Mamun, *International Conference on Informatics, Electronics and Vision, (ICIEV)*, pp. 1-5, (2013).
- [132] F. Bougriou *et al*, Sensitivity analysis of a photonic crystal waveguide for refraction index sensing, *Physica Scripta*, Vol. 2012, p. 014064, (2012).

- [133] M. Lee, P. M. Fauchet, Two-dimensional silicon photonic crystal based biosensing platform for protein detection, *Optics Express*. Vol. 15, Issue 8, pp. 4530-4535 (2007).
- [134] A. Benmerkhi *et al*, Influence of elliptical shaped holes on the sensitivity and Q factor in 2D photonic crystals sensor, *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications*, Vol. 20, pp. 7-17, (2016).
- [135] X. Wang *et al*, Ultracompact refractive index sensor based on microcavity in the sandwiched photonic crystal waveguide structure *Optics Communications*, Vol. 281, Issue 6, 15, pp 1725-1731 (2008).
- [136] A. Harhouz, A. Hocini, Design of high-sensitive biosensor based on cavity-waveguides coupling in 2D photonic crystal, *J. of Electromagnetic Waves and Applications*, Vol. 29, Issue 5, pp. 659-667 (2015).
- [137] H. Abri badaoui, Étude et conception des micro-composants à base des cristaux photoniques bidimensionnels, Thèse de doctorat, Univ. Tlemcen, 2012.
- [138] J. Sajeev, Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices *Phys. Rev. Lett.* 58, pp. 2486-2489, (1987).
- [139] S. K. Yee, Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media, *IEEE Trans. Antennas and propagation*, Vol. 14, pp 302-307, (1966).
- [140] G. Mur, Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic field equations, *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*, Vol. 23, pp. 377–382, (1981).
- [141] J. P. Berenger, A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves *J. Computational Physics*, Vol.114, no 2, pp. 185-200, (1994).
- [142] O. Saison-Franciaso, Étude théorique et modélisation par la méthode FDTD de nanostructures plasmoniques, application à la conception de biocapteurs, Thèse de doctorat, Univ. Lille1.
- [143] F. Schubert *et al*, The elastodynamic finite integration technique for waves in cylindrical geometries, *J Acoust Soc Am*, Vol. 104, pp. 2604-2614, (1998).
- [144] D. Botteldooren, Acoustical finite-difference time-domain simulation in a quasi-Cartesian grid, *J Acoust Soc Am*, Vol. 95, pp. 2313-2319, (1994).
- [145] P. Harms *et al*, , Implementation of the periodic boundary condition in the finite-difference time-domain algorithm for FSS structures *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, Vol. 42, pp. 1317-1324, (1994).

- [146] F. Yang *et al*, FDTD analysis of periodic structures at arbitrary incidence angles: a simple and efficient implementation of the periodic boundary conditions, *IEEE*, Vol. 06, pp. 2715-2718, (2006).
- [147] N. Adnane, Modélisation des structures nano-plasmoniques et photoniques. Applications aux phénomènes de filtrage et à la conception de capteurs bioplasmoniques, Thèse de doctorat, Univ. Mohammed Premier, 2010.
- [148] RSoft Design Group, Inc, BandSolve 4.1 User Guide, license 16847214, 1999-2008.
- [149] A. Mekis *et al*, Absorbing Boundary Conditions for FDTD Simulations of Photonic Crystal Waveguides, *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, Vol. 9, n.12, pp. 502-504, (1999).
- [150] S. Arafa *et al*, Infiltrated photonic crystal cavity as a highly sensitive platform for glucose concentration detection, *Optics communications*, Vol. 384, pp.93-100, (2017).
- [151] P. Alivisatos, The Use of Nanocrystals in Biological Detection, *Nat. Biotechnol.* Vol, 22, pp. 47-52, (2004).
- [152] M. M. Baksh *et al*, Detection of Molecular Interactions at Membrane Surfaces through Colloid Phase Transitions *Nature*, Vol. 427, pp.139-141, (2004).
- [153] B. T. Cunningham, L. Laing, *Expert Rev Proteomics*, Vol. 3, Iss. 3, pp. 271-281. (2006).
- [154] P. Sharma, P. Sharan, Design of Photonic Crystal Based Ring Resonator for Detection of Different Blood Constituents *Opt. Commun.* Vol. 348, Iss 19, (2015).
- [155] A. Roggan *et al*, *J. Biomed. Opt*, Vol. 4, No. 1, pp. 36-46, (1999).
- [156] M. Friebel, M. Meinke, Determination of the Complex Refractive Index of Highly Concentrated Hemoglobin Solutions Using Transmittance and Reflectance Measurements *J. Biomed. Opt.* Vol. 10, Iss. 6, 064019, (2005).
- [157] R. Arunkumar *et al*, Design and Analysis of 2D Photonic Crystal Based Biosensor to Detect Different Blood Components *Photonic Sensors*, Vol. 9, pp. 69-77, (2019).
- [158] S. Singh, V. Kaur, Int. Conf. Ubiquitous Futur. Networks, ICUFN, pp. 399-403, (2017).
- [159] J. Ferlay *et al*, Global Cancer Observatory: Cancer Today, <https://gco.iarc.fr/today>.
- [160] S. Jindal *et al*, Nanocavity-Coupled Photonic Crystal Waveguide as Highly Sensitive Platform for Cancer Detection *IEEE Sens. J.* Vol. 16, Iss. 10, pp. 3705-3710, (2016).
- [161] WHO Diabetes, <https://www.who.int/news-room/fact-sheets/detail/diabetes>.
- [162] J. D. Lane *et al*, *Curr. Eye Res.* Vol. 31, Iss.11, pp. 895-901, (2006).
- [163] A. Rashidnia, Photonic Crystal-Based Biosensor for Detection of Human Red Blood Cells Parasitized by Plasmodium Falciparum *Opt Quant Electron*, Vol. 54, No. 38, (2021).
- [164] WHO, World Malaria Report 2020: 20 Years of Global Progress and Challenges,

(2020).

[165] R. Soref, *Nat. Photonics*, Vol. 4, pp. 495-497, (2010).

[166] T. Zouache, A. Hocini, Mid-Infrared Micro-Displacement Measurement with a Bidimensional Silicon Photonic Crystal *Prog. Electromagn. Res. Lett*, Vol. 91, pp. 77-83, (2020).

[167] A. Rostamian *et al*, Lab-on-Chip Ultrasensitive Ethanol Detection Using Photonic Crystal Waveguide Operating in the Mid-Infrared *Nanophotonics*, Vol. 10, No. 6, pp. 1675-1682, (2021).

[168] F.Liu, W. Lu, Z.Cai, *Instrum. Mes. Métrologie*, Vol. 17, pp. 593-603, (2018).

[169] A. Blanco-Redondo *et al*, Coupling Mid-Infrared Light from a Photonic Crystal Waveguide to Metallic Transmission Lines *Appl. Phys. Lett.* Vol. 104, Iss.1, 011105, (2014).

[170] Y. Zhao *et al*, *Optics Express* ,Vol. 23, Iss. 7, pp. 9211-9220, (2015).

[171] M. Ammari *et al*, *Chinese J. Phys*, Vol. 56, Iss. 4, pp. 1415-1419, (2018).

[172] Y. N. Zhang *et al*, Measurement of Methane Concentration with Cryptophane E Infiltrated Photonic Crystal Microcavity *Sensors and Actuators, B Chem*, Vol. 209, pp. 431-437, (2015).

[173] S. Olyaei, A. Mohebzadeh-Bahabady, *Opt. Quantum Electron*, Vol. 47, Iss. 7, pp. 1881-1888, (2015).

[174] S. M. Lo *et al*, *Optics Express*, Vol. 25, Iss. 6, pp. 7046-7054, (2017).

[175] C. Y. Chao *et al*, Polymer Microring Resonators for Biochemical Sensing Applications *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron*, Vol. 12, No. 1, pp. 134-142, (2006).

[176] A. Hocini, A. Harhouz, Modeling and Analysis of the Temperature Sensitivity in Two-Dimensional Photonic Crystal Microcavity, *J. of Nanophotonics*, Vol. 10, Iss. 1, 016007, (2016).

[177] F. Rahman-zadeh *et al*, Opto-Electronics Review Design of a Highly Sensitive Photonic Crystal Refractive Index Sensor Incorporating Ring-Shaped GaAs Cavity *Opto-Electronics Rev*, Vol. 27, Iss. 4, pp. 369-377, (2019).

[178] R. Jannesari *et al*, HighQuality-Factor Photonic Crystal Ring Resonator with Applications for Gas Sensing *Procedia Engineering*, Vol. 168, pp. 375-379, (2016).

[179] L. K. Erdman, K. C. Kain, Molecular Diagnostic and Surveillance Tools for Global Malaria Control, *Travel Med Infect Dis*, Vol.6, pp. 82-99, (2008).

[180] T. E. Clendennen *et al*, QBC and Giemsa-Stained Laboratory Technologists Thick Blood Films : Diagnostic Performance of Laboratory Technologists *Trans R Soc Trop Med Hyg*, Vol. 89, Iss. 2, p.183, (1995).

[181] S. Robinson, K. Vijaya Shanthi, Analysis of Protein Concentration Based on Photonic

Crystal Ring Resonator *Int. J. Opt. Photonics*, Vol. 10, No. 2, 123 (2016).

[182] D. Bell *et al*, Ensuring Quality and Access for Malaria Diagnosis : How Can It Be Achieved ?, *Nat Rev Microbiol*, 4(9 Suppl):S7-20, (2006).

[183] K. V. Ragavan *et al*, Advances in Biosensors and Optical Assays for Diagnosis and Detection of Malaria, *Biosensors and Bioelectronics*, Vol. 105, pp. 188-210, (2018).

[184] S. Bendib, C. Bendib, Photonic Crystals for Malaria Detection, *J. Biosens. Bioelectron*, Vol. 09, Iss. 3, (2018).

[185] M. Rusmini *et al*, How Genetics Might Explain the Unusual Link Between Malaria and COVID-19, *Front. Med* , Vol. 8, Iss. 1 (2021).

[186] M. A. Butt *et al*, An Array of Nano-Dots Loaded MIM Square Ring Resonator with Enhanced Sensitivity at NIR Wavelength Range, *Optik*, Vol. 202, 163655, (2020).

[187] Ankita, B. Suthar, Biosensor Application of One-Dimensional Photonic Crystal for Malaria Diagnosis A. Bhargava, *Plasmonics*, Vol. 16, pp. 59-63, (2021).

[188] M. Franky *et al*, Plasmodium Falciparum Pre - Erythrocytic Stage Vaccine Development *Malar. J*, Vol. 19, No. 56, (2020).

[189] D. F. Edwards, E. Ochoa, Infrared Refractive Index of Silicon, *Applied Optics*, Vol. 19, Iss. 24, pp. 4130-4131, (1980).

[190] S. Pal *et al*, Microcavities in Photonic Crystal Waveguides for Biosensor Applications , *Proc. SPIE*, Vol. 7553, 755304, (2010).

[191] E. Yablonovitch *et al*, Donor and Acceptor Modes in Photonic Band Structure, *Phys. Rev. Lett*, Vol. 67, 3380 (1991).

[192] D. F. Dorfner *et al*, Silicon Photonic Crystal Nanostructures for Refractive Index Sensing *Appl. Phys. Lett*, Vol. 93, 181103 (2008).

[193] A. K. Goyal, H. S. Dutta, S. Pal, Design and Analysis of Photonic Crystal MicroCavity Based Optical Sensor Platform *AIP Conf. Proc*, Vol 1724, 020005, (2016).

[194] H. S. Dutta, S. Pal, Design of a Highly Sensitive Photonic Crystal Waveguide Platform for Refractive Index Based Biosensing *Optical and Quantum Electronics*, Vol. 45, pp. 907-917, (2013).

[195] S. Elshahat *et al*, Elongated-Hexagonal Photonic Crystal for Buffering, Sensing, and Modulation *Nanomaterials*, Vol. 11, Iss. 3, 809, (2021).

[196] M. G. Scullion *et al*, Slotted Photonic Crystal Sensors, *Sensors*, Vol. 13, Iss. 3, pp. 3675-3710, (2013).

[197] V. R. Almeida *et al*, Guiding and Confining Light in Void Nanostructure *Optics Letters*. Vol. 29, Iss. 11, pp. 1209-1211, (2004).

- [198] A. Di Falco *et al*, Photonic Crystal Slotted Slab Waveguides, *Photonics Nanostructures Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, Vol. 6, Iss. 1, , pp. 38-41, (2008).
- [199] M. Qiu, Effective Index Method for Heterostructure-Slab-Waveguide-Based TwoDimensional Photonic Crystals Effective Index Method for Heterostructure-SlabWaveguide-Based Two-Dimensional Photonic Crystals *Appl. Phys. Lett*, Vol. 81, Iss. 7, 1163, (2002).
- [200] M. Vakili, M. Noori , Highly Efficient Elliptical Microcavity Refractive Index Sensor with Single Detection Unit, *Opt. Quantum Electron*, Vol. 51, Iss. 3, (2019).
- [201] N. A. Mohammed *et al*, High-Sensitivity Ultra-Quality Factor and Remarkable Compact Blood Components Biomedical Sensor Based on Nanocavity Coupled Photonic Crystal, *Results Phys*. Vol. 14, 102478, (2019).
- [202] W. Ye *et al*, A NDIR Mid-Infrared Methane Sensor with a Compact Pentahedron Gas-Cell, *Sensors*, Vol. 20, Iss. 19, 5461, (2020).
- [203] R. Del *et al*, Detection of Methane Plumes Using Airborne Midwave Infrared (3 – 5 μ m) Hyperspectral Data,*Remote Sens*, Vol. 10, Iss. 8, p.1237 (2018).

Publications

- **H. Tayoub**, A. Hocini and A. Harhouz, “Design and Analysis of a High-Performance Capsule-Shaped 2D-Photonic Crystal Biosensor: Application in Biomedicine”, Journal of Nano- and Electronic Physics, Vol.13, No.6, 06005(6pp), 2021.
- **H. Tayoub**, A. Hocini and A. Harhouz, “High-Sensitive Mid-Infrared Photonic Crystal Sensor Using Slotted-Waveguide Coupled-Cavity”, Progress in Electromagnetics Research M, Vol.105, pp.45-54, 2021.
- **H. Tayoub**, A. Hocini and A. Harhouz, “Mid-infrared Refractive Index Sensor Based on a 2D Photonic Crystal Coupled Cavity-two Waveguides”, Instrumentation Measure Metrologie, Vol.18, pp.165-169, 2019.
- A. Harhouz, A. Hocini and **H. Tayoub**, “Ultracompact gas-sensor based on a 2D photonic crystal waveguide incorporating with tapered microcavity”, IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng 1046 012001, 2021.
- A. Harhouz, A. Hocini and **H. Tayoub**, “Refractive Index Sensing and Label-Free Detection Employing Oval Resonator Structured Plasmonic Sensor”, Journal of Nano- and Electronic Physics, Vol.14, No.1, 01012(5pp), 2022.

Communications Internationales

- **H. Tayoub**, A. Hocini and A. Harhouz, “Malaria Diagnosis Using High Quality-Factor Photonic Crystal Biosensor”, 21st International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices (NUSOD-2021), 13-17 September 2021, Turin, Italy, as virtual event.
- **H. Tayoub**, A. Hocini and A. Harhouz, “Mid-Infrared Refractive Index Sensor Based On a 2D Photonic Crystal Cavity”, 5th International Conference on Computational and Experimental Science and Engineering (ICCESEN-2018), 12-16 October 2018, Antalya, Turkey.
- A. Harhouz, A. Hocini and **H. Tayoub**, “Refractive index densor based on multiple fano resonances in plasmonic MIM waveguide coupled with oval resonator”, 1st International Conference on Electronics, Artificial Intelligence and New Technologies (ICEAINT-2021), 8-9 December 2021, Oum El Bouaghi, Algeria.

Thèse de doctorat : Conception des Micro-résonateurs à base de cristaux photoniques pour des applications capteurs

Présentée par : TAYOUB Hadjira

Encadrée par : HOCINI Abdesslam

الملخص:

البلورات الضوئية هي مواد يتغير فيها معامل الانكسار بشكل دوري. مثل الإلكترونات في أشباه الموصلات ، هذا التشبيه يجعل من الممكن النظر في استخدام البلورات الضوئية للتحكم في انتشار الضوء. الهدف الرئيسي من هذه الأطروحة هو تصميم هياكل رنانة دقيقة جديدة تعتمد على البلورات الضوئية لتطبيقات الكشف التي تعمل في الأشعة المرئية ومنتصف تحت الحمراء. تم اقتراح أربعة تصميمات ، تم اقتراح أول جهاز استشعار حيوي للكشف عن الأمراض المختلفة في المرحلة المبكرة ويمكن تحسين الحساسية حتى أعلى قيمة تبلغ 609.25 nm/RIU ، وتم الحصول على عامل جودة يبلغ 3.8599×10^5 . تم تقديم تصميم ثانٍ لجهاز الاستشعار البيولوجي للكشف عن مراحل الملاريا. الجهاز المقترح لديه حساسية عالية تبلغ 702.96 nm/RIU. لقد كرسنا الجزء الأخير من هذا العمل لتطوير أجهزة استشعار تعمل في منتصف الأشعة تحت الحمراء. أولاً ، درسنا تصميمًا يتكون من دليلين موجيين وتجويف دقيق وتم تحقيق حساسية تبلغ 758 nm/RIU . بهدف تحسين أداء المستشعرات القائمة على البلورات الضوئية في منتصف الأشعة تحت الحمراء ، تم اقتراح تصميم ثانٍ وتم الحصول على حساسية عالية تبلغ 938 nm/RIU من خلال إنشاء فجوة دقيقة في الهيكل ، تم الحصول على حساسية تبلغ 1343.2 nm/RIU وعامل جودة عالي يبلغ حوالي 10^7 ، تعطي هذه القيم (FOM) يبلغ 10^6 RIU⁻¹. يكشف استخدام المستشعر المقترح للكشف عن الميثان (CH₄) عن حساسية عالية تبلغ 1224.48 nm/RIU. أجرينا جميع عمليات المحاكاة باستخدام RSoft Photonic Suite CAD.

الكلمات المفتاحية: البلورات الضوئية، البصريات المتكاملة، أجهزة الاستشعار، الدليل الموجي، رنانة دقيقة ، FDTD.

Summary:

Photonic crystals are materials in which the refractive index changes periodically. Like electrons in semiconductors, photons are distributed in a transmission band separated by a photonic band gap. This analogy makes it possible to consider the use of photonic crystals to control the propagation of light. The main objective of this thesis is the design of new micro-resonator structures based on photonic crystals for detection applications operating in the visible and mid-IR. Four designs have been proposed, the first biosensor proposed is a CP-2D sensor based on a capsule-shaped cavity coupled with two waveguides for the detection of different diseases in the early stage and the sensitivity can be improved up to the highest value of 609.25nm/RIU, a quality factor of 3.8599×10^5 was obtained. A second design of a CP-2D biosensor based on two W1 waveguides coupled to a ring-shaped defect for the detection of malaria stages was presented. The proposed device has a high sensitivity of 702.96nm/RIU. We devoted the last part of this work to develop sensors operating in the mid-IR. First, we investigated a design consisting of two waveguides and a microcavity, using the effective index method and a sensitivity of 758nm/RIU was achieved. With the aim of improving the performance of CP-based sensors for the mid-IR, a second design of a photonic crystal-based slotted-waveguide coupled-cavity sensor for biochemical detection was proposed and a high sensitivity of 938nm/RIU was obtained. By creating a microcavity vicinity of the air slot, a sensitivity of 1343.2nm/RIU and a high quality factor of about 10^7 were obtained, these values give an extremely high (FOM) of the order of 10^6 RIU⁻¹. The use of the proposed sensor for the detection of methane (CH₄) reveals a high sensitivity of 1224.48nm/RIU. We performed all the simulations using the Plane Wave Expansion (PWE) method and the two-dimensional Finite-Difference Time-Domain (FDTD) algorithm using RSoft Photonic Suite CAD FullWAVE and BandSOLVE modules.

Keywords: photonic crystals, integrated optics, sensors, waveguides, micro-resonator, FDTD.