



**RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET
POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITÉ FRÈRES MENTOURI, CONSTANTINE 1
FACULTÉ DES SCIENCES DE LA TECHNOLOGIE
Département d'Électronique**



N° d'ordre :
Série :

THÈSE

Présentée pour obtenir le diplôme de Doctorat 3^{ème} cycle
en **Électronique**

Option : **Micro et nanotechnologies**

Par :

Chayma MOSBAH

THÈME

**Étude théorique d'un capteur à base d'une structure
originale en cristaux photoniques**

Soutenue le : 10/12 /2020

Devant le jury :

Président : Chaabi Abdelhafid Prof Université Frères Mentouri Constantine1

Rapporteur : Bouchemat Mohamed Prof Université Frères Mentouri Constantine1

Coencadreur : Benmerkhi Ahlem MCA Université Frères Mentouri Constantine1

Examineurs :

Mouetsi Souheil Prof Université Oum El Bouaghi

Lebbal Mohamed Redha MCA Université Frères Mentouri Constantine1

Kahlouche Ahmed MCA Université Msila

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

Remerciement

*Ce travail de thèse a été effectué au sein du Laboratoire Microsystèmes et Instrumentation (LMI), Département d'Electronique de l'université de Constantine, sous la direction scientifique du Professeur **Mohamed BOUCHEMAT**.*

*Nos prières et nos remerciements les plus sincères nous les adresse à toi nos **Dieu**, le tout puissant, pour nous avoir donné la force, la patience et le courage de mener à terme ce modeste travail.*

*Mes vifs et sincères remerciements vont à mon directeur de thèse, Prof. **Mohamed BOUCHEMAT**, je tiens à lui exprimer mes vives reconnaissances pour m'avoir guidés durant toute la durée d'études. Qu'il trouve ici l'expression de mon respect, de ma gratitude, mon souhait de bonne santé et de bonne continuation.*

*J'adresse mes profonds remerciements à madame **Ahlem BENMERKHI** Co-encadreur de thèse pour sa patience, sa disponibilité, sa gentillesse et surtout ses judicieux conseils.*

*Je remercie infiniment Madame **Touraya BOUCHEMAT**, professeur à l'université de Constantine 1, pour ses conseils judicieux, sa disponibilité, sa pédagogie et sa gentillesse.*

Je suis très honorés par l'intérêt porté à ce travail par le président et les membres du jury qui ont accepté de l'évaluer.

*En premier lieu, Je tiens à remercier, Monsieur **Abedlhafid CHAABI**, Professeur à l'université de Constantine 1 d'avoir accepté de présider le jury de ma soutenance. Aussi, je présente notamment ma profonde gratitude à Monsieur **Mohamed Redha LEBBAL** Maitre de conférence à Université de Frères Mentouri Constantine1, Monsieur **Souheil MOUETSI** Maitre de conférence à Université d'Oum El Bouaghi et Monsieur **Ahmed KAHLOUCHE** Maitre de conférence à Université de Msila d'avoir examiné ce modeste travail.*

*Mes remerciement et mes reconnaissance sont aussi adressés à mes enseignants, mes collègues en particulier **Khadidja SAKER et Fateh LARIOUI** et à toute personne ayant Contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail.*

Je témoigne enfin ma reconnaissance la plus sincère à mes chers parents , ma mère, mon père, Que dieu tout puissant vous garde et vous procure santé, bonheur et longue vie, à mon mari que les expressions ne suffisent pas pour le remercier, mes sœurs et mon frère, qui ont toujours été présents et m'ont encouragée dans mes choix. Je les remercier de tout mon cœur et leur en serai à jamais reconnaissante.

Liste des acronymes

CPhs : Cristaux photoniques.
BIP : Bande interdite photonique.
1D : Unidimensionnels.
2D : Bidimensionnels.
3D : Tridimensionnels.
 λ : Longueur d'onde.
 λ_0 : Longueur d'onde de résonance.
 ε : permittivité diélectrique.
 a : Période du cristal photonique.
 r : Rayon du cristal photonique.
 f : Facteur de remplissage.
 IR / n : Indice de réfraction.
 n_{eff} : Indice de réfraction effectif.
 ω : La pulsation.
MEB : Microscope Électronique à Balayage.
FDTD : Finite-Difference Time-Domain method.
PML : Perfectly Matched Layer.
PWE : Plane Wave Expansion method.
FWHM : Full Width at Half Maximum.
 $\Delta\lambda$: la largeur à mi-hauteur.
TE : Transverse Electrique, polarisation TE.
TM : Transverse Magnétique, polarisation TM.
Ln : Les cavités linéaires.
Hn : Les cavités hexagonales.
L2 : Cavité obtenue par l'omission de deux trous.
LD : Limite de Détection.
V : Le volume modal.
Q : Facteur de Qualité.
S : Sensibilité.
RIU : Refractive Index Unit.

Liste des figures

Figure I.1 :	Représentation schématique des cristaux photoniques unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D) et tridimensionnels (3D).....	6
Figure I.2 :	Cristaux photoniques naturels présentés par : a) des opales, b) des papillons morpho.....	7
Figure I.3 :	Cristaux photoniques à une dimension.....	9
Figure I.4 :	a) Schéma d'un miroir de Bragg constitué d'un empilement de couches d'épaisseurs a_1 et a_2 de permittivités ϵ_1 et ϵ_2 ($\epsilon_1 > \epsilon_2$) différentes, b) Mise en évidence du phénomène d'interférences multiples au sein d'un miroir de Bragg.....	10
Figure I.5 :	a) Représentation schématique de la Yablonovitch, structure 3D de périodicité CFC (Cubique Face Centrée) [11], b) Image MEB d'un CPh-3D « tas de bois » fabriquée par lithographie UV dans du silicium [12].....	11
Figure I.6 :	a) Etapes d'un procédé de fabrication d'opales. Des sphères de silices sont forcées de s'auto-organiser sur un substrat de silicium avec l'avancée du ménisque du solvant qui s'évapore. Pour obtenir une opale inversée de silicium, du silicium est infiltré entre les sphères de silice qui sont ensuite remplacées par de l'air en utilisant une gravure humide [15], b) Image MEB d'une opale auto-organisée [13], c) Image MEB d'une opale inversée[13]...	11
Figure I.7 :	a) Structure connectée, b) Structure déconnectée.....	12
Figure I.8 :	Structure 2D : a) Structure carrée, b)Triangulaire, c)Hexagonale.....	13
Figure I.9 :	Diagramme de bande d'une BIP 2D en polarisation TM et TE.....	14
Figure I.10 :	Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon=12.25$) : a) Réseau triangulaire, b) Réseau carré [18].....	16
Figure I. 11 :	Représentation schématique de la méthode de l'indice effectif.....	17
Figure I. 12 :	Différents types des défauts additifs.....	18
Figure I. 13 :	Différents type des défauts lacunaires.....	18

Figure I. 14 :	Différents types des défauts de substitution.....	19
Figure I. 15 :	Différents types des défauts linéaires : a) Défaut de dimensions, b) défaut de distance entre motifs élémentaires, c) défaut sur la permittivité relative, d) défaut par vacuité.....	20
Figure I. 16 :	Profil de l'intensité Lorentzienne d'un mode dans la cavité centré à la fréquence ω_0	22
Figure I.17 :	Schéma d'une cavité carrée de type S_1 à cristal photonique bidimensionnel....	23
Figure I.18 :	Exemples de cavités de types H_n : a) cavité H_0 [25], b) cavité H_1 [26], c) cavité H_2 [27].....	24
Figure I.19 :	Images MEB des cavités de type L_3 formé par l'omission de trois trous dans la direction ΓK du cristal photonique [27].....	25
Figure I.20 :	a) Cavité à double hétérostructure, réalisée en connectant les structures basiques à cristaux photoniques, b) Structure schématique de bande interdite par rapport à la position spatiale dans la direction du guide d'onde [29].....	26
Figure I.21 :	Schéma de principe d'une cavité à modulation de largeur du défaut linéique [30].....	27
Figure I.22 :	a) Représentation schématique d'un guide d'onde de largeur W_x à base d'un CPh- 2D. La lumière est confinée verticalement par contraste d'indice et horizontalement par le cristal photonique, b) Image MEB d'un guide à cristal photonique sur membrane de silicium et de son guide d'accès [35].....	28
Figure I.23 :	a) Représentation d'un filtre add / drop, b) Principe de fonctionnement : Système à 4 accès constitué d'un résonateur en anneaux et de deux guides d'ondes [37].....	29
Figure I.24 :	Exemple de réalisation expérimentale d'un filtre add-drop constitué de deux guides d'ondes diffractifs et d'une cavité linéique dans un cristal photonique membranaire. Un peu plus de 80% de la puissance se propageant dans le guide d'onde bus a été transférée dans le guide d'onde drop, vers l'avant, autour de $1.537 \mu\text{m}$ [38].....	30
Figure I.25 :	Image en microscopie électronique d'une fonction Fabry-Perot intégrée à un guide [40].....	31

Figure I.26 :	Structure d'un cristal photonique à fente. Défaut de guide d'onde à fente insérée dans la région de guidage du cristal photonique W_1	31
Figure I.27 :	a) Diagramme de dispersion d'un SPCW représentant les trois modes guidés existant dans la bande interdite, b) Profils des trois modes : b-I) mode pair du défaut linéique, b-II) mode impair du défaut linéique, b-III) mode pair du guide à fente, c) Image MEB d'un guide à cristal photonique à fente fabriqué à l'IEF [46].....	32
Figure I.28 :	a) Schéma de principe de la cavité A_1 à fente, b) Profil du champ électrique dans le plan xy [48].....	33
Figure II.1 :	Localisation du capteur dans la chaîne de mesure.....	41
Figure II.2 :	Schéma de principe d'un capteur.....	41
Figure II.3 :	Structure d'un capteur.....	42
Figure II.4 :	Courbe d'étalonnage d'un capteur.....	45
Figure II.5 :	Fidélité d'un capteur.....	48
Figure II.6 :	Structures de capteur RI : a) à base de microcavité résonante [9], b) Cristal photonique sans défaut avec l'infiltration des trous indiqués en blanc [14], c) Cavité L3 en CPh avec la modification des trous autour de la cavité [15].....	54
Figure II.7 :	a) Schéma de la structure initiale du capteur, b) Structure optimisé avec $R = 255$ nm, $N = 3$, $R_1 = 1.10r$, $R_2 = 1.05r$, $R_3 = 0.96r$ [16].....	55
Figure II.8 :	a) Schéma de la structure avec le nombre de trous infiltrés $m = 37$, b) Spectre de transmission avec les différents valeurs de m [16].....	56
Figure II.9 :	a) Schéma de la structure du capteur RI à base de guide d'onde, b) Sensibilité des différentes structures proposées [17].....	57
Figure II.10 :	Schéma du capteur RI à guide d'onde.....	58
Figure II.11 :	Spectre de transmission pour différents valeur de IR : a) tous les trous situés au-dessous et en-dessus du guide d'onde sont remplis, b) seuls les grands trous sont remplis [18].....	58

Figure II.12 : a) Structure optimisée d'un seul capteur, b) spectre de transmission de la cavité optimisée [19].....	59
Figure II.13 : a) Structure d'un réseau de trois capteurs, b) Décalage de la longueur d'onde lorsque l'indice de réfraction du capteur est modifié [19].....	60
Figure II.14 : Schéma de la structure du capteur à gaz proposé à base d'une cavité à CPh [24].....	61
Figure II.15 : Schéma de la structure du capteur à gaz à base d'un guide d'onde à CPh [25].....	62
Figure II.16 : Structure d'une cavité H0 à fente pour la détection de stress.....	62
Figure II.17 : a) Structure du cristal photonique à base d'une cavité inclinée [27], b) Cavité à CPh de type piston [29], c) Cavité à CPh pour la détection de la force [30].....	64
Figure III.1 : Calcul de la dérivée première de $f(x)$ locale en x_0	76
Figure III.2 : Discrétisation spatiale du volume de calcul à l'aide de la cellule de Yee.....	78
Figure III.3 : Représentation d'une cellule élémentaire en trois dimensions.....	78
Figure III.4 : Discrétisation temporelle.....	79
Figure III.5 : Représentation d'un volume de calcul 2D entouré de couches PML.....	83
Figure IV.1: a) Cristal photonique à réseau triangulaire de trous d'air, b) Diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire de trous d'air, c) Réseau réciproque associé dans l'espace des vecteurs d'onde.....	91
Figure IV.2 Représentation schématique de la structure d'étude.....	92
Figure IV.3 : a) Spectre de transmission du filtre avec une séparation de 3, 4 et 5, b) Facteur de qualité en fonction du nombre de trous d'air de séparation (N).....	93
Figure IV.4 : a) Transmission à la sortie du filtre avec N=4 pour différentes valeurs de R, b) Facteur de qualité et la longueur d'onde de résonance en fonction de R.....	94
Figure IV.5 : Spectres de transmission à la sortie du filtre avec N=4 et R=0.24a pour différentes valeurs de D.....	95
Figure IV.6 : Différentes structures proposées (nombre de trous fonctionnels N = 6, 10,16, 26, 34, 40 trous).....	97

Figure IV.7 : a) Sensibilité de masse en fonction du nombre des trous fonctionnels N, b) le décalage de la longueur d'onde en fonction de N.....	97
Figure IV.8 : a) Structure du capteur étudié, b) Spectre de transmission en fonction de l'indice de réfraction.....	99
Figure IV.9 : a) Filtre à cristaux photoniques, b) Diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire de trous d'air.....	100
Figure IV.10 : a) Spectre de transmission du filtre avec une séparation entre la cavité et le guide à trois trous (ligne bleue), quatre trous (ligne verte) et cinq trous (ligne rouge), b) Facteur de qualité en fonction du nombre de trous d'air de séparation (N)...	101
Figure IV.11 : Spectre de transmission à la sortie du filtre avec N=4 pour différentes valeurs de R.....	102
Figure IV.12 : Spectre de transmission à la sortie du filtre pour différentes valeurs de d.....	103
Figure IV.13 : a) Spectre de transmission à la sortie de ce filtre avec N=4, R=0.23a, d=70 nm pour différentes valeurs de R ₂ , b) Facteur de qualité en fonction de la taille des trous.....	104
Figure IV.14 : Différentes structures proposées (nombre de trous fonctionnels N= 10,16, 26, 34, 40 trous).....	105
Figure IV.15 : a) Sensibilité de masse en fonction du nombre des trous fonctionnels N, b) le décalage de la longueur d'onde en fonction de N.....	106
Figure IV.16 : a) Structure du capteur proposé, b) Spectre de transmission en fonction de l'indice de réfraction.....	107
Figure IV.17 : a) Structure du capteur basé sur un couplage latéral guide/cavité, b) Diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire de trous d'air.....	108
Figure IV.18 : a) Spectre de transmission pour différentes valeurs de R, b) Facteur de qualité et longueur d'onde de résonance en fonction de R.....	109
Figure IV.19 : a) Spectre de transmission pour différents indices de réfraction des trous, b) Longueur d'onde de résonance en fonction du changement de l'indice de réfraction.....	110

Figure IV.20 : a) Structure du capteur avec la forme elliptique, b) Diagramme de bande du capteur proposé.....	111
Figure IV.21 : Facteur de qualité et variation de la longueur d'onde en fonction de la variation de RY.....	112
Figure IV.22 : Différentes structures proposées (nombre de trous fonctionnels N= 6,14, 18, 20, 24, 27 trous).....	112
Figure IV.23 : a) Sensibilité de masse en fonction du nombre des trous fonctionnels N, b) le décalage de la longueur d'onde en fonction de N.....	113
Figure IV.24 : a) Spectre de transmission pour différents indices de réfraction des trous, b) Longueur d'onde de résonance en fonction du changement de l'indice de réfraction.....	114
Figure IV.25 : a) Guide droit W_1 (Une rangée de trous omise) réalisé dans un cristal photonique triangulaire de trous d'air sur une membrane de Si suivant la direction ΓK , b) Spectre de transmission du guide droit W_1 en mode TE.....	117
Figure IV.26 : Conception de la cavité à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique.....	118
Figure IV.27 : Spectre de transmission en fonction du nombre de trous déplacés de $N = 4$ jusqu'à $N = 8$ avec $D_y = 100$ nm.....	119
Figure IV.28 : Spectre de transmission en fonction de déplacement de $D_y = 75$ nm jusqu'à $D_y = 115$ nm avec $N = 6$	121
Figure IV.29 : a) Structure de la cavité à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique, b) Spectre de transmission pour $n = 1$ et $n = 1.33$	122
Figure IV.30 : Conceptions du différentes structures proposées.....	123
Figure IV.31 : Longueur d'onde de résonance pour chaque conception A-D en fonction de la variation de l'indice de réfraction de $n = 1$ à $n = 1,33$	124
Figure IV.32 : Variation de la longueur d'onde de résonance en fonction de changement de l'indice de réfraction.....	124
Figure IV.33 : Représentation graphique de la sensibilité pour l'infiltration des défauts uniquement et pour l'infiltration de la totalité des trous.....	125

Figure IV.34 : Structure optimisée du capteur d'indice de réfraction proposé en présence de la fente d'air.....126

Figure IV.35 : Variation de la longueur d'onde en fonction du changement de l'indice de réfraction pour : a) $\Delta n = 0,001$, b) $\Delta n = 0,002$126

Liste des tableaux

Tableau I.1 : Caractéristiques géométriques principales des réseaux bidimensionnels carrés et triangulaires.....	7
Tableau II.1 : Exemples de capteurs actifs avec leurs principes physiques de base.....	43
Tableau II.2 : Exemples de capteurs passifs : principes physiques et matériaux.....	44
Tableau IV.1 : Les paramètres significatifs de ce filtre avec $N=4$ et $R=0.24a$ pour différentes valeurs de D	95
Tableau IV.2 : Les paramètres significatifs de ce filtre pour $N=4$ et pour différentes valeurs de R	102
Tableau IV.3 : Les différentes paramètres de ce filtre avec $N=4$, $R=0.23a$, pour différentes valeurs de d	103
Tableau IV.4 : Longueur d'onde de résonance et facteur de qualité pour différentes valeur de N	120
Tableau IV.5 : Longueur d'onde de résonance et facteur de qualité pour différentes valeur de D_y	121
Tableau IV.6 : Longueur d'onde de résonance en fonction de l'indice de réfraction pour les deux cas : l'infiltration de trous défectueux et l'infiltration de la totalité des trous...	125
Tableau IV.7 : Comparaison du capteur proposé avec d'autres différents conceptions similaires à base des cristaux photoniques.....	127

Table des matières

Remerciements.....	i
Liste des acronymes.....	iii
Liste des figures.....	iv
Liste des tableaux.....	xi
Table des matières.....	xii
Introduction générale.....	1

Chapitre I. Généralités et concepts de base sur les cristaux photoniques

I.1 Introduction	5
I.2 Généralités sur les cristaux photoniques	5
I.2.1 Définition	5
I.2.2 Facteur de remplissage.....	7
I.2.3 Contraste d'indice	8
I.3 Les différents types des cristaux photoniques	8
I.3.1 Le cristal photonique à une dimension	8
I.3.1.1 Réseaux de Bragg.....	9
I.3.2 Le cristal photonique à trois dimensions	10
I.3.3 Le cristal photonique à deux dimensions.....	12
I.3.3.1 Les différentes familles de réseaux	13
I.3.3.3 Diagramme de bande de la structure bidimensionnelle	14
I.3.3.4 Carte des bandes interdites	15
I.4 Approximation de l'indice effectif	16
I.5 Les défauts dans un cristal photonique.....	17
I.5.1 Les mono défauts (défauts ponctuels)	17
I.5.2 Les multi défauts (défauts linéaires).....	19

I.6 Cavités à cristaux photoniques	20
I.6.1 Principales caractéristiques d'une cavité à cristal photonique.....	21
I.6.1.1 La longueur d'onde de résonance.....	21
I.6.1.2 Le facteur de qualité.....	21
I.6.1.3 Le volume modal.....	22
I.6.2 Les Types de la cavité.....	23
I.6.2.1 Cavité carrée.....	23
I.6.2.2 Cavités hexagonales	24
I.6.2.3 Cavité linéique.....	24
I.6.2.4 Cavités à double hétérostructure	25
I.6.2.5 Cavités à modulation locale de la largeur de défaut linéique.....	26
I.7 Guide à cristaux photoniques	27
I.8 Couplage guide-cavité dans un cristal photonique 2D	28
I.8.1 Filtres de type Add-Drop	29
I.8.2 Filtres de type Fabry-Pérot	30
I.9 Les cristaux photoniques à fentes.....	31
I.9.1 Guides à cristaux photoniques à fentes.....	32
I.9.2 Cavités à cristaux photoniques à fentes	33
I.10 Conclusion.....	34
I.11 Références du chapitre I	35

Chapitre II. Généralités sur les capteurs à cristaux photoniques

II.1 Introduction	40
II.2 Définition d'un capteur	40
II.3 Différents types de capteurs	42
II.3.1 Capteur actif	42
II.3.2 Capteur passif	43
II.4 Paramètres caractéristique des capteurs	45
II.4.1 Etalonnage	45
II.4.2 Etendue de mesure ou dynamique.....	46
II.4.3 Résolution (Précision)	46

II.4.4	Domaine de linéarité.....	47
II.4.5	Temps de réponse ou rapidité.....	47
II.4.6	Fidélité.....	47
II.4.7	Répétabilité.....	48
II.4.8	Sélectivité.....	48
II.4.9	Sensibilité.....	48
II.4.10	Limite de détection.....	49
II.5	Capteurs optiques.....	49
II.6	Capteurs à cristaux photoniques.....	50
II.6.1	Théorie des perturbations électromagnétiques.....	51
II.6.2	Capteurs à indice de réfraction.....	53
II.6.2.1	Capteur à indice de réfraction à base de microcavité.....	53
II.6.2.2	Capteur à indice de réfraction à base de guide d'onde.....	56
II.6.2.3	Capteur à indice de réfraction à base d'un couplage latéral.....	59
II.6.3	Capteurs à gaz.....	60
II.6.4	Capteurs mécaniques.....	62
II.7	Conclusion.....	64
II.8	Référence du chapitre II.....	66

Chapitre III. Méthodes numériques et logiciels pour la simulation des cristaux photoniques

III.1	Introduction.....	69
III.2	Méthodes de modélisation des structures périodiques.....	69
III.2.1	Méthode des ondes planes (PWM).....	70
III.2.2	Méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD).....	72
III.2.2.1	Principe de base de la méthode.....	73
III.2.2.2	Discrétisation des équation et algorithme de Yee.....	75
III.2.2.3	Conditions de stabilité de l'algorithme de Yee.....	80
III.2.2.4	Conditions aux limites.....	81
III.3	Outils numérique de modélisation.....	83
III.3.1	Simulateur BnadSOLVE.....	83

III.3.2 Simulateur FullWAVE.....	84
III.4 Conclusion	85
III.5 Références du chapitre III.....	86

Chapitre IV. Résultats et interprétations

IV.1 Introduction.....	88
IV.2 Description de la structure étudiée	89
IV.3 Conception d'un capteur d'indice de réfraction à base des filtres à CPhs.....	91
IV.3.1 Capteur d'indice de réfraction à base d'un filtre linéaire	91
IV.3.1.1 Influence du nombre de trous N entre le guide et la cavité.....	92
IV.3.1.2 Influence de la taille des trous qui se situent aux deux extrémités de la cavité	94
IV.3.1.3 Influence de la position des trous	94
IV.3.1.4 Influence du nombre de trous fonctionnels	96
IV.3.2 Capteur d'indice de réfraction à base de filtre oblique	99
IV.3.2.1 Influence du nombre des trous N entre le guide et la cavité	101
IV.3.2.2 Influence de la taille des trous qui se situent aux deux extrémités de la cavité	101
IV.3.2.3 Influence de la position des trous	103
IV.3.2.4 Influence de la taille des trous séparant le guide et la cavité	104
IV.3.2.5 Influence du nombre de trous fonctionnels	105
IV.4 Conception d'un capteur d'indice de réfraction à base d'un couplage latéral guide/cavité à CPhs	107
IV.4.1 Structure avec modification du rayon des trous.....	108
IV.4.2 Structure avec la forme elliptique	110
IV.4.2.1 Influence du nombre de trous fonctionnels	112
IV.5 Conception d'un capteur d'indice de réfraction à base d'une cavité à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique à fente	114
IV.5.1 Création du guide d'onde.....	116
IV.5.2 Création de la cavité à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique.....	117
IV.5.2.1 Optimisation du nombre de trous déplacés	119
IV.5.2.2 Optimisation de la distance des trous déplacés	120
IV.5.3 Analyse de la sensibilité du capteur proposé	121

IV.6 Conclusion	127
IV.7 Référence du chapitre IV	130
Conclusion générale.....	134
Publications et communications.....	137

Introduction générale

Introduction générale

Au cours de ces dernières années, l'accroissement des besoins industriels dans les différents domaines requérant les technologies de pointe et notamment les télécommunications optiques (filtres, démultiplexeurs et fibres à cristaux photoniques), l'optoélectronique (lasers, photodétecteurs, interconnexions optiques, sécurité, capteurs, biomédical,...), oriente les recherches vers le développement et perfectionnement des circuits photoniques intégrés. Cette avancée technologique résulte de la révolution de la physique des semi-conducteurs qui exploitent la propriété de conduction des électrons dans les matériaux cristallins. Dans ce contexte l'émergence de nouvelles technologies, pour satisfaire ces besoins, ont été proposées et particulièrement dans le domaine de la photonique. Cette dernière représente un domaine de recherche exaltant pour le développement des dispositifs destinés à l'optique intégrée.

C'est en 1987, que la notion de "cristaux photoniques" a été proposée pour la première fois, tandis que le premier cristal photonique a été réalisé en 1991[1]. Ces matériaux diélectriques, généralement artificiels, présentent une distribution périodique de l'indice optique à l'échelle de la longueur d'onde dans une ou plusieurs directions de l'espace. Ces nouveaux « matériaux » pour l'optique peuvent par exemple interdire la propagation de la lumière dans certaines directions et pour des énergies comprises dans ce que l'on appelle une bande interdite photonique (ou un gap photonique). Ainsi, ils permettent d'envisager la réalisation de dispositifs nanométriques pour la manipulation de la lumière. Des comportements inédits apparaissent, se différenciant nettement de ceux de l'optique traditionnelle.

L'exploitation des cristaux photoniques est cruciale car elle permet la possibilité de contrôler la propagation de la lumière produite par des sources intégrées dans les dispositifs optiques. Grâce à cette propriété, l'originalité des cristaux photoniques représente un atout pour de nombreuses applications. Dans ce contexte, l'adaptation des cristaux photoniques à l'optoélectronique permet d'envisager de nouvelles perspectives telles que la réalisation de composants et des dispositifs d'optique intégrée aux dimensions réduites ainsi que l'intégration de plusieurs fonctions sur un même substrat. Parmi ces composants : les cavités résonants, les guides d'ondes [2], les filtres sélectifs [3], les fibres optiques [4] et les multiplexeurs-démultiplexeurs [5]. La réalisation de ces dispositifs résulte essentiellement de la création de défauts au niveau de la structure à cristaux photoniques considérée.

L'intérêt des cristaux photoniques pour les applications de détection constitue un domaine de recherche très prometteur pour la réalisation de capteurs très performants, en raison de leur extrême miniaturisation (0.1 mm² de surface de détection), de leur haute sensibilité spectrale et de la possibilité de les intégrer aux MEMS (Micro-Electro-Mechanical-Systems) [6]. Dans cette optique, plusieurs auteurs ont proposé une variété de travaux sur différents types de capteurs à base de cristaux photoniques. Ils ont montré la capacité des cristaux photoniques à détecter de petites variations de l'indice de réfraction des gaz et des liquides. Les phénomènes de détection sont basés sur la haute sensibilité des modes apparaissant dans les spectres de transmission en fonction de la variation de l'indice de réfraction de l'analyte. Des capteurs à base de cristaux photoniques bidimensionnels à microcavités [7][8][9] ont démontré à la fois théoriquement et expérimentalement leurs capacités de détection.

Dans cette thèse, plusieurs structures de capteurs à base de cristaux photoniques ont été proposées. Notamment, les capteurs à indice de réfraction. Ainsi, nous nous focalisons dans notre étude à l'amélioration des performances d'une nouvelles structures de capteur à indice de réfraction à base de cristal photonique bidimensionnel et notamment sa sensibilité. La structure de ces capteurs consiste en un couplage guide/cavité suivant trois configurations. La première consiste en un couplage linéaire (filtre), la deuxième en un couplage latérale et la troisième concerne l'étude d'une microcavité à modulation locale du guide d'onde à fente. Ces architectures sont obtenues en agissant sur certains paramètres géométriques de la structure. Afin d'effectuer nos simulations, nous exploitons les logiciels de simulation BandSOLVE et FullWAVE développés par RSoft, basés sur la méthode des ondes planes (PWE) et la méthode temporelle des différences finies (FDTD), respectivement.

Le présent manuscrit s'articule autour quatre chapitres :

Dans le premier chapitre, On introduit les notions de base des cristaux photoniques et les différents types de cristaux où nous exposerons le cas des cristaux bidimensionnels, qui est une configuration appréciée par la communauté scientifique à cause de la facilité de sa mise en œuvre : un meilleur confinement de la lumière, un calcul précis de la bande interdite, et une facilité d'intégration. Nous présentons par la suite, les différents types de cavités à cristaux photoniques ainsi que les filtres sélectifs de type Add/Drop et de type Fabry Pérot. Dans la dernière section du chapitre, nous présenterons des généralités sur les cristaux photoniques à fente.

Le deuxième chapitre est consacré à la présentation des concepts de base des capteurs en général et leurs principes de fonctionnement, plus particulièrement les capteurs optiques à base de cristaux photoniques. Nous commençons par définir quelques généralités relatives aux capteurs tels que leurs types et leurs paramètres caractéristiques. Ensuite, nous exposons les intérêts des capteurs optiques. Dans ce contexte, nous focalisons notre étude sur le fonctionnement des capteurs à cristaux photoniques, en nous focalisant sur les capteurs à indice de réfraction en présentant quelques résultats de simulation issus de la littérature.

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

Le quatrième chapitre sera focalisé sur l'étude et la conception des capteurs à indice de réfraction (RI) à base de cristaux photoniques. Nous proposons des structures à base d'un système de couplage guide/cavité. Nous commençons par l'étude d'un couplage simple filtre linéaire et filtre oblique. Ensuite, nous étudions un couplage latéral guide/cavité qui consiste en une cavité linéique parallèle au guide d'onde pour aboutir à une interaction latérale des modes de cavité avec les modes du guide. Dans la dernière partie, nous effectuons une étude sur une nouvelle structure originale, à base d'une cavité à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique à fente, afin d'améliorer les performances de détection : le facteur de qualité et la sensibilité. Pour cela, nous analysons l'influence d'un certain nombre de paramètres clés relatifs au capteur.

Enfin, nous terminons ce manuscrit par une conclusion générale récapitulant les principaux résultats obtenus.

Références de l'introduction générale

- [1] E. Yablonovitch, "Inhibited Spontaneous Emission in Solid State Physics and Electronics," *Physical Review Letters*, vol. 58, no. 20, pp. 2059–2062, 1987.
- [2] S. David, "Etude de composants à cristaux photoniques dans la filière silicium pour les longueurs d'ondes des télécommunications optiques," Thèse de doctorat, Université de Paris XI, 2003.
- [3] M. Qiu and B. Jaskorzynska, "Design of a channel drop filter in a two-dimensional triangular photonic crystal," *Applied Physics Letters*, vol. 83, p. 1074, 2003.
- [4] J. C. Knight, J. Arriaga, T. A. Birks, Member, IEEE, A. Ortigosa-Blanch, W. J. Wadsworth and P. St. J. Russell, "Anomalous Dispersion in Photonic Crystal Fiber," *IEEE, Photonics Technology Letters*, vol. 12, no. 7, pp. 807–809, 2000.
- [5] Y. Akahane, M. Mochizuki, T. Asano, Y. Tanaka and S. Noda, "Design of a channel drop filter by using a donor-type cavity with high-quality factor in a two-dimensional photonic crystal slab," *Applied Physics Letters*, vol. 82, no. 9, pp. 1341–1343, 2003.
- [6] W. Suh, M. Yanik, O. Solgaard and S. Fan, "Displacement-sensitive photonic crystal structures based on guided resonance in photonic crystal slabs," *Applied Physics Letters*, vol. 82, pp. 1999–2001, 2003.
- [7] H. Kurt and D. S. Citrin, "Photonic crystals for biochemical sensing in the terahertz region," *Applied Physics Letters*, vol. 87, no. 4, 2005.
- [8] M. H. Nguyen, M. Lee and F. G. Tseng, "Study of photonic crystal cavities for biosensors," 10th IEEE the International Conference on Nanotechnology, Seoul, Korea, pp. 786–789, 2010.
- [9] M. Loncar, A. Scherer and Y. Qiu, "Photonic crystal laser sources for chemical detection," *Applied Physics Letters*, vol. 82, no. 26, pp. 4648–4650, 2003.

Chapitre I

Généralités et concepts de base sur
les cristaux photoniques

I.1 Introduction

Les cristaux photoniques ou matériaux à bandes interdites photoniques ont été proposés en 1987 par E. Yablonovitch comme analogues pour l'optique intégrée des semi-conducteurs [1]. Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice diélectrique varie périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde dans une ou plusieurs directions de l'espace [2]. La périodicité de l'indice diélectrique joue le même rôle pour les photons que la périodicité du potentiel ionique dans un cristal pour les électrons. De même qu'il existe des bandes permises et des bandes interdites pour les électrons, il apparaît des bandes interdites pour les photons dans les cristaux photoniques [3]. Les cristaux photoniques offrent la possibilité de contrôler la propagation de la lumière et ceci, sur la dimension de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde dans le matériau. C'est notamment cette propriété qui les rend intéressants pour de nombreuses applications.

L'intérêt des chercheurs sur les cristaux photoniques est important, surtout depuis la fin des années 90, car ces matériaux périodiques artificiels ont été destinés à révolutionner le domaine des télécommunications. En effet, depuis des années, la recherche scientifique pense à un pouvoir de contrôler la propagation de la lumière grâce à ces matériaux afin de remplacer la communication classique à courant électrique. Ceci entraînerait un gain énorme en terme de rapidité de la communication [4].

L'intérêt de ce chapitre est de présenter quelques principes de base des cristaux photoniques en détaillant la structure qui va nous intéresser tout particulièrement : les cristaux bidimensionnels. Nous décrivons ensuite les différents types de cavités et de guides d'onde à cristaux photoniques ainsi que le couplage guide-cavité dans un cristal photonique bidimensionnel, en citant les deux voies de couplage : type Add/Drop couplées de manière évanescente au guide d'onde porteur du signal et de type Fabry Pérot insérées directement dans le guide. Nous continuerons par une présentation des cristaux photoniques à fentes dans lesquels la partie majeure de la lumière est confinée dans le diélectrique à indice élevé.

I.2 Généralités sur les cristaux photoniques

I.2.1 Définition

Les cristaux photoniques (CPHs) sont des matériaux artificiels ou naturels dont l'indice de réfraction est modulé périodiquement selon une ou plusieurs directions de l'espace (Fig. I.1). Ces structures peuvent être obtenues par arrangement périodique de deux matériaux différents. Un

un cristal est formé par un arrangement périodique d'atomes qui consiste en une répétition dans l'espace d'un motif élémentaire.

La structure périodique à une dimension est la forme la plus simple, cette structure est composée d'un empilement de couches également appelé « miroir de Bragg ». Les cristaux photoniques ont la capacité d'interdire la propagation de la lumière dans certaines directions pour une gamme de fréquences appelée « bande interdite photonique (BIP) ». La majorité des applications des cristaux photoniques repose sur leur propriété principale de la bande interdite photonique. Dans certains cas, pour ouvrir des fréquences permises à l'intérieur de cette bande, il est nécessaire d'introduire des défauts dans la structure périodique.

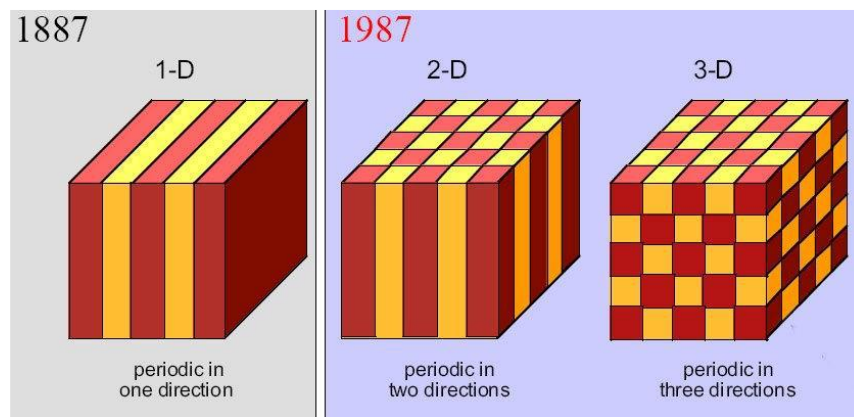


Figure I.1 : Représentation schématique des cristaux photoniques unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D) et tridimensionnels (3D).

La propriété de « gap » ou « bande interdite » a été initialement montrée par Lord Rayleigh en 1887 dans les structures de type miroir de Bragg. La généralisation du concept à deux et trois dimensions a été initiée en 1987 par Zengerle [5], Yablonovitch [1] et John [3] dans le but de contrôler l'émission spontanée de la lumière.

Les cristaux photoniques existent dans la nature à l'état minéral et biologique. Les opales sont des minéraux composés d'arrangements de sphères de silice hydratée (Fig. I.2.a). Leurs reflets sont dus à la diffraction de la lumière par leur structure de cristal photonique tridimensionnel. L'origine de la coloration de nombreuses espèces animales et végétales provient aussi de motifs périodiques. La coloration bleue des ailes de papillons morpho et des feuilles de certaines variétés de Sélaginelle

en sont des exemples [6] (Fig. I.2.b). Les couleurs bleu, vert, jaune et marron des plumes de paons proviennent de la diffraction par des cristaux photoniques bidimensionnels (2D) à nombre et longueur de maille variables [7].



Figure I.2 : Cristaux photoniques naturels présentés par : **a)** des opales, **b)** des papillons morpho.

I.2.2 Facteur de remplissage

Dans l'espace direct, la cellule élémentaire est aussi définie par son facteur de remplissage f . Pour un cristal photonique bidimensionnel composé de trous d'air percés dans une matrice diélectrique, le facteur de remplissage en air f désigne le rapport entre l'aire du motif et l'aire de la cellule élémentaire du réseau considéré [8].

Les propriétés géométriques élémentaires des réseaux bidimensionnels carrés et triangulaires de trous circulaires sont résumées dans le Tableau I.1.

	Réseau carré	Réseau triangulaire
La cellule élémentaire	$A_c = a^2$	$A_c = \frac{\sqrt{3}}{3} a^2$
Le facteur de remplissage f	$\pi \left(\frac{r}{a}\right)^2$	$\frac{A}{A_c} = \frac{\pi r^2}{\frac{\sqrt{3}}{2} a^2} = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{r}{a}\right)^2$

Tableau I.1 : Caractéristiques géométriques principales des réseaux bidimensionnels carrés et triangulaires.

a : la période

I.2.3 Contraste d'indice

Pour une structure unidimensionnelle, le contraste d'indice δ est le rapport entre les indices des deux matériaux [9], qui peut être comparé à la hauteur de la barrière de potentiel de la physique du solide. Il est donné par l'équation (I-1) :

$$\delta = \frac{n_H}{n_L} \quad (\text{I-1})$$

n_H : l'indice de réfraction de la couche diélectrique de haut indice.

n_L : l'indice de réfraction de la couche diélectrique de bas indice.

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

I.3 Les différents types des cristaux photoniques

Un cristal photonique est caractérisé par plusieurs paramètres tels que : la périodicité de l'indice de réfraction (IR), la périodicité d'un CPh qui peut s'étendre à une, deux ou trois dimensions (1, 2, 3D).

I.3.1 Le cristal photonique à une dimension

Le cristal photonique le plus simple consiste en une structure dont la constante diélectrique est périodique suivant une seule dimension. En 1887, les premières études portant sur un matériau diélectrique présentant une périodicité suivant une direction ont été menées. L'étude théorique de la propagation de la lumière dans ce cristal photonique unidimensionnel (CPh-1D) a été réalisée en 1987 [1]. Ce type de cristal photonique est constitué d'une alternance de couches diélectriques de permittivités différentes ϵ_1 et ϵ_2 (Fig. I.3). Cette structure porte le nom de miroir de Bragg. Les réseaux de Bragg sont utilisés dans plusieurs applications, on peut citer : Les filtres de longueur d'onde sélectifs, les multiplexeurs, les démultiplexeurs, les convertisseurs de modes pour fibres optiques, compensation de la dispersion, lasers spéciaux à bande étroite...



Figure I.3 : Cristaux photoniques à une dimension.

I.3.1.1 Réseaux de Bragg

Les miroirs de Bragg sont des successions de couches d'indices de réfraction différents, empilées de manière périodique. Le comportement du réflecteur de Bragg est expliqué à partir de processus d'interférences multiples, comme le montre la figure I.4.

Pour déterminer la propagation dans le miroir de Bragg, supposons qu'une onde plane électromagnétique arrive en incidence normale au miroir, ce qui comporte deux types de couches de longueur (a_1, a_2) et de permittivité (ϵ_1, ϵ_2) . Appelons $a = a_1 + a_2$ la période spatiale de l'empilement, avec ϵ_1 et ϵ_2 sont différentes (Fig. 1.4). On peut distinguer trois domaines différents suivant la valeur de sa longueur d'onde λ par rapport à la période de l'empilement.

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

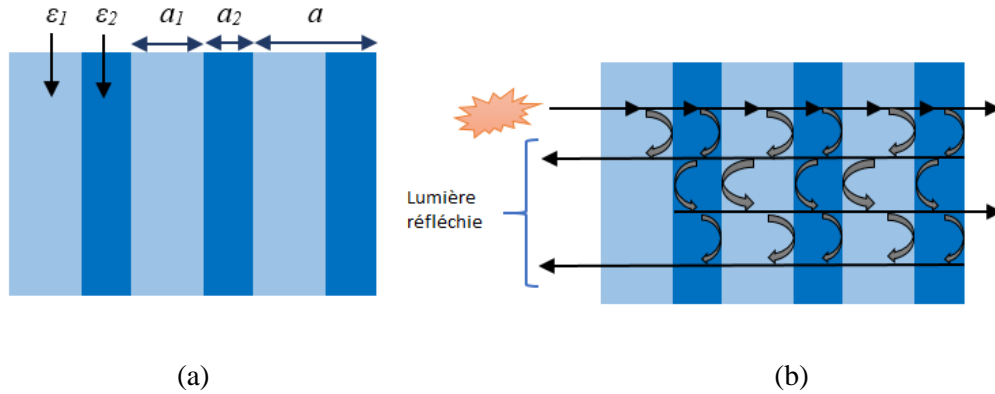


Figure I.4 : **a)** Schéma d'un miroir de Bragg constitué d'un empilement de couches d'épaisseurs a_1 et a_2 de permittivités ϵ_1 et ϵ_2 ($\epsilon_1 > \epsilon_2$) différentes, **b)** Mise en évidence du phénomène d'interférences multiples au sein d'un miroir de Bragg.

Grâce à la périodicité des miroirs de Bragg, une bande de fréquence interdite peut apparaître dans des directions proches de celle de l'empilement. Par conséquent, on obtient des miroirs à très forte réflectivité qui sont très utilisés en optique intégrée.

I.3.2 Le cristal photonique à trois dimensions

Les cristaux photoniques tridimensionnels sont des structures dont la permittivité diélectrique est structurée périodiquement dans les trois directions. Son objectif était d'obtenir une bande interdite complète pour toutes les directions de l'espace. Le concept d'une bande interdite de trois dimensions a été défini par E. Yablonovitch. Ce dernier a souhaité de rendre les lasers plus efficaces en empêchant l'émission spontanée dans les semi-conducteurs [1]. L'un des premiers cristaux photoniques tridimensionnels comportait des sphères de silicium distribuées sur une structure diamant [10]. Puis, une structure 3D fonctionne aux longueurs d'onde λ de l'ordre du centimétriques (domaine micro-ondes) a été représenté par E.Yablonovitch [11].

- La Yablonovite est un des premiers cristaux photoniques tridimensionnels fabriqués. Elle a été réalisée en 1993 par E. Yablonovitch en perçant des trous selon trois angles azimutaux séparés de 120° , et faisant un angle de 35° par rapport à la normale (Fig. I.5.a) [11].
- Structure « tas de bois » est obtenue en déposant par couches successives des rubans de silicium polycristallin dans des tranchées de silice. Après avoir bâti la structure, la silice est gravée pour obtenir un cristal photonique 3D de silicium dans de l'air (Fig. I.5.b) qui a un

contraste d'indice suffisant pour ouvrir une bande interdite photonique omnidirectionnelle [12].

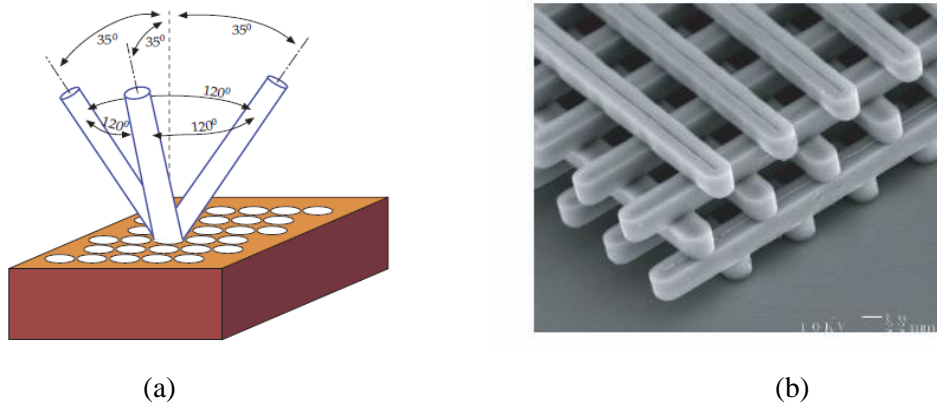


Figure I.5 : **a)** Représentation schématique de la Yablonovitch, structure 3D de périodicité CFC (Cubique Face Centrée) [2], **b)** Image MEB d'un CPh-3D « tas de bois » fabriquée par lithographie UV dans du silicium [12].

- Structure « Opale » a été beaucoup étudiée, elle est basée sur l'organisation d'atomes sphériques. Ce sont des structures en opales et opales inversées [13] (Fig. I.6). Les opales classiques sont obtenues chimiquement par auto-organisation des sphères. A partir de la structure classique, il est possible de fabriquer la structure inverse par l'infiltration de matière entre les sphères. Les opales ont été étudiées notamment pour contrôler l'émission spontanée, ce qui était l'une des motivations originelles de l'étude des cristaux photoniques [14].

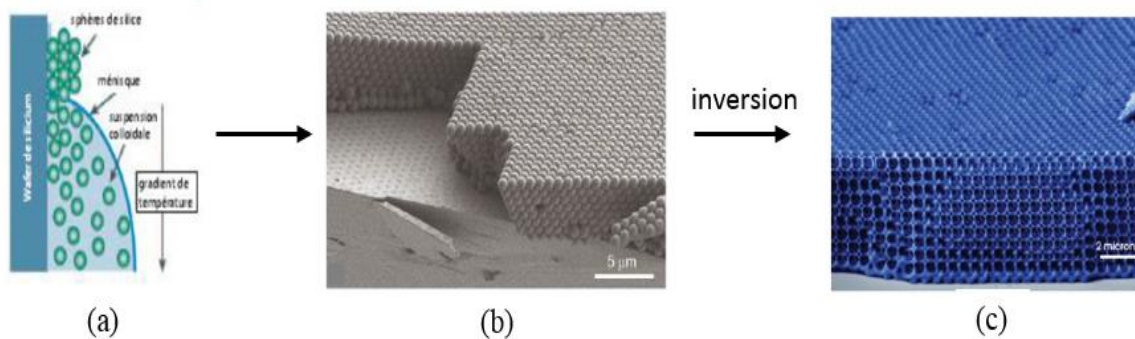


Figure I.6 : **a)** Etapes d'un procédé de fabrication d'opales. Des sphères de silices sont forcées de s'auto-organiser sur un substrat de silicium avec l'avancée du ménisque du solvant qui s'évapore. Pour obtenir une opale inversée de silicium, du silicium est infiltré entre les sphères de silice qui sont ensuite remplacées par de l'air en utilisant une gravure humide [15], **b)** Image MEB d'une opale auto-organisée [13], **c)** Image MEB d'une opale inversée [13].

I.3.3 Le cristal photonique à deux dimensions

Les cristaux photoniques à trois dimensions constituent toujours de nombreux problèmes et difficultés de fabrication. Pour cela, nous avons envisagé la réalisation et l'étude des structures à deux dimensions qui peuvent être fabriquées facilement. La structure d'un cristal photonique bidimensionnel présente une modulation périodique de la permittivité diélectrique suivant deux directions de l'espace, et homogène dans la troisième [2]. Ces structures périodiques sont composées de cylindres diélectriques et sont considérées comme infiniment longues dans la direction perpendiculaire au plan de périodicité. Les cristaux photoniques 2D peuvent présenter une bande interdite photonique pour toutes les directions de propagation situées dans le plan de périodicité et permettent donc un contrôle spatial des photons dans ce plan. Elles présentent une relative simplicité géométrique qui facilite les études théoriques et expérimentales.

Il existe deux types de structures périodiques diélectriques :

- Les structures dites « connectées » (Fig. I.7.a) : les motifs élémentaires sont d'indice n_1 inférieur à l'indice n_2 de la matrice diélectrique.
- Les structures dites « déconnectées » (Fig. I.7.b) : les motifs élémentaires sont d'indice n_1 supérieur à l'indice n_2 de l'espace inter-motifs. Elles sont constituées de tiges diélectriques alignées périodiquement dans l'air [16].

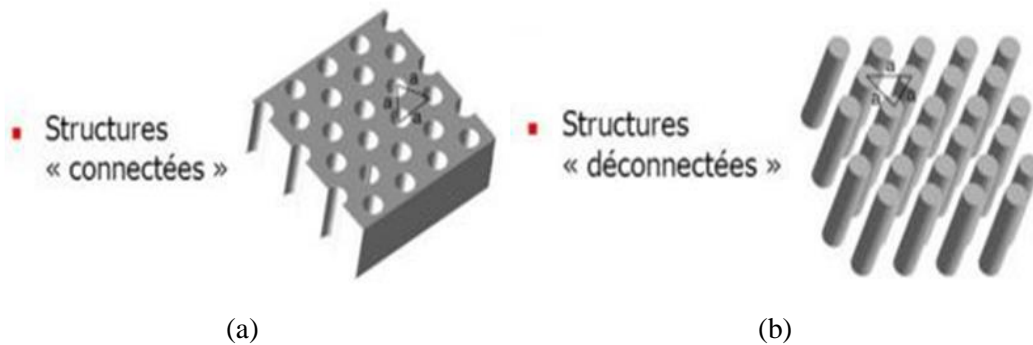


Figure I.7 : a) Structure connectée, b) Structure déconnectée.

I.3.3.1 Les différentes familles de réseaux

Les structures 2D se regroupent principalement suivant trois familles de réseaux qui sont : le réseau carré, triangulaire et hexagonal (Fig. I.8).

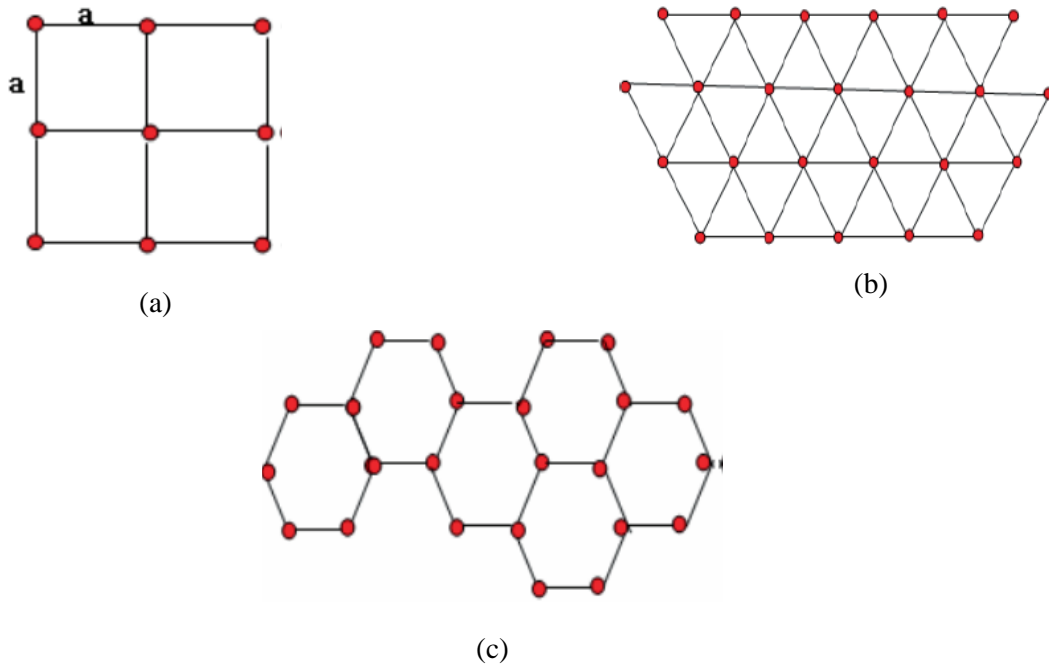


Figure 1.8 : Structure 2D : **a)** Structure carrée, **b)** Triangulaire, **c)** Hexagonale.

a. Le réseau carré

Les nœuds du réseau sont situés sur un carré de côté « a » (Fig. I.8.a). Il a été montré que ce type de réseau est très sensible à l'angle d'incidence et à la polarisation de l'onde électromagnétique [16].

b. Le réseau triangulaire [17]

Le réseau triangulaire est le réseau 2D de plus haute symétrie dès lors que l'on se limite à un seul « atome » par maille. Chaque nœud du réseau direct est espacé de son proche voisin d'une même distance « a » (Fig. I.8.b).

c. Le réseau hexagonal

Ce type de réseau (Fig. I.8.c) se divise en deux types de structures : La structure graphite et la structure nitrure de Bore.

- **La structure graphite** : Sur un réseau hexagonal, si tous les nœuds sont identiques et espacés de « a », alors on appelle cette structure « graphite » car elle est similaire à la structure cristalline du graphite et à la différence du réseau triangulaire, il s'agit d'un réseau à deux atomes par maille [14].
- **La structure nitrure de Bore** : Si un nœud diffère de son suivant par sa nature ou sa dimension, on obtient ainsi la structure cristalline du nitrure de Bore.

I.3.3.2 Diagramme de bande de la structure bidimensionnelle

Le diagramme de bande de la structure bidimensionnelle représente les variations des fréquences permises dans le réseau en fonction de la projection du vecteur d'onde suivant les directions de haute symétrie de celui-ci. Le diagramme est donné en unité réduite. Dans les cristaux photoniques 2D, les ondes électromagnétiques se propagent suivant deux modes de polarisation TE et TM. En polarisation TE, le champ E est orienté dans le plan de périodicité et le champ H n'a qu'une composante normale au plan. Le champ électromagnétique est de la forme (E_x, E_y, H_z) . En polarisation TM, les rôles de E et H sont permutés et le champ est de la forme (H_x, H_y, E_z) . Les bandes interdites qui apparaissent dans chaque cas doivent se superposer pour former une bande interdite totale. En réalité, on ne peut obtenir théoriquement cette bande que dans le cas des structures 3D.

La figure I.9 représente l'exemple d'un diagramme de bande d'un cristal photonique 2D en polarisation TE et TM.

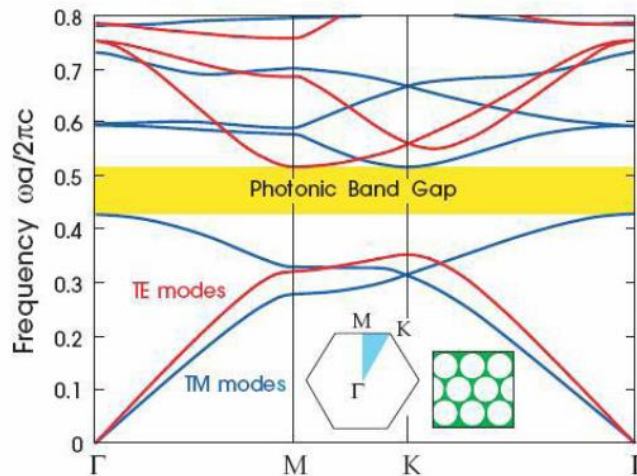


Figure I.9 : Diagramme de bande d'une BIP 2D en polarisation TM et TE.

Le diagramme de la figure I.9 représentent :

- En abscisse, le parcours fait par le vecteur d'onde lorsqu'il décrit le contour formé par les points de haute symétrie Γ , M, K de la première zone de Brillouin.
- En ordonnée, les fréquences des modes calculés [2].

I.3.3.3 Carte des bandes interdites

Comme on l'a vu pour le diagramme de bande interdite qui nous donne les propriétés (position et largeur) des bandes interdites photoniques pour chaque polarisation. Il existe encore deux paramètres qui doivent être ajustés : l'indice de la matrice et le facteur de remplissage en air (ou le rapport r/a). Pour un matériau donné (donc pour un indice donné de la matrice), il est intéressant de connaître l'influence du facteur (r/a) sur la position et la largeur des gaps photoniques : c'est la carte des bandes interdites [9]. Elle représente les bords de bandes interdites photoniques et indique leurs positions pour un réseau donné en fonction du facteur de remplissage f et de plus, elle donne un aperçu des possibilités de confinement de la lumière.

Pour un réseau triangulaire de trous d'air dans du silicium, la bande interdite s'ouvre pour la polarisation TE et TM en $f = 0.10$ et $f = 0.61$ respectivement. Pour le réseau carré, les bandes interdites s'ouvrent pour $f = 0.32$ en polarisation TE et $f = 0.48$ en polarisation TM. Les régions de bande interdite totale correspondent aux intersections des bandes interdites TE et TM (Fig. I.10). Pour le réseau triangulaire on constate que la bande interdite pour les modes TE est plus large et s'ouvre pour des facteurs de remplissage plus faibles que ceux du réseau carré. Le réseau triangulaire est par conséquent souvent préféré pour confiner la lumière. On peut remarquer que les bords de bandes interdites augmentent avec le facteur de remplissage de matériau de faible indice [18].

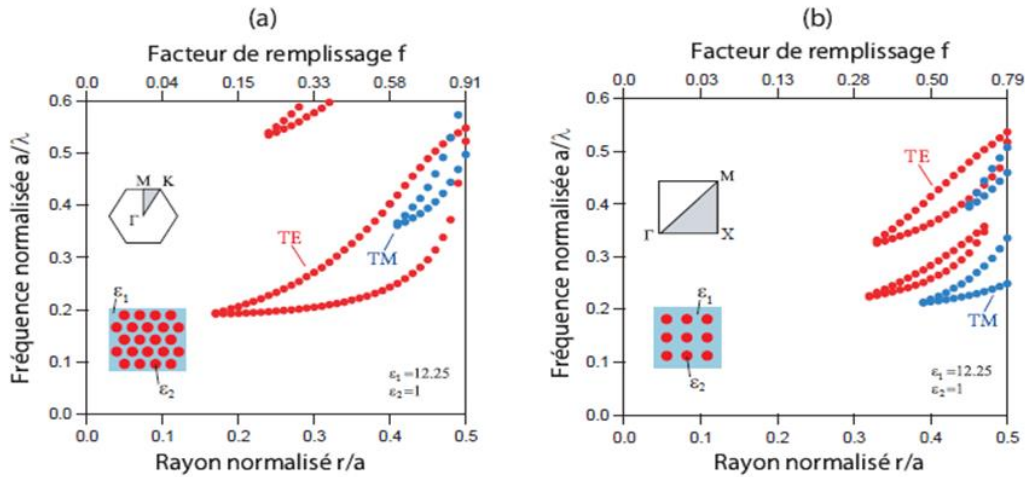


Figure I.10 : Cartes des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ($\epsilon=12.25$) : **a)** Réseau triangulaire, **b)** Réseau carré [18].

I.4 Approximation de l'indice effectif

L'étude théorique et expérimentale des structures à base des cristaux photoniques quelle que soit la méthode utilisée (FDTD ou les ondes planes) nécessite un calcul entièrement tridimensionnel (3D). Un tel calcul est extrêmement long et très consommateur en espace mémoire et en ressources informatiques. Il est donc intéressant d'assurer un calcul approximatif plus simple pour simplifier et réduire le problème 3D en 2D. Une des méthodes la plus adaptée pour calculer les relations de dispersion d'un CPh-2D planaire est celle de l'indice effectif (n_{eff}) (Fig. I.11). Le cristal photonique est considéré comme bidimensionnel infini dans sa troisième dimension, mais avec un indice de réfraction différent de celui du matériau réel. Cet indice est choisi égal à l'indice effectif du mode fondamental de la membrane guidante. Dans cette méthode, l'indice de réfraction du matériau diélectrique est remplacé par l'indice effectif des modes guidés dans l'hétérostructure tridimensionnelle.

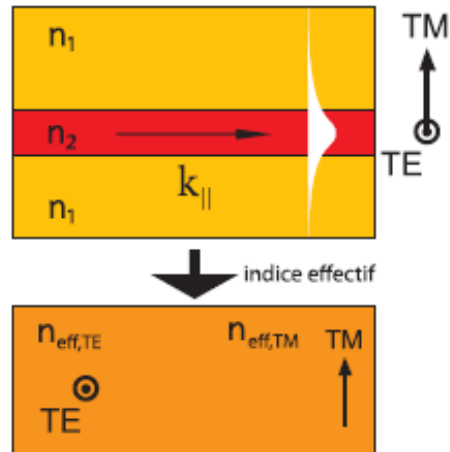


Figure I.11 : Représentation schématique de la méthode de l'indice effectif.

Cet indice effectif dépend des indices et des épaisseurs des matériaux composant l'hétérostructure ou de la membrane, de la longueur d'onde d'émission ainsi que de la polarisation de la lumière.

I.5 Les défauts dans un cristal photonique

Nous avons noté que dans les cristaux photoniques, la bande interdite photonique est la propriété principale dans laquelle la lumière ne peut se propager dans la structure. Dans certains cas, on a besoin d'avoir des fréquences de propagation permise (modes permis) à l'intérieur de sa bande interdite, donc pour obtenir ces modes permis il est nécessaire d'introduire des défauts dans la structure périodique. Une façon simple de créer un ou plusieurs modes permis dans le gap consiste à introduire un défaut dans le cristal, c'est-à-dire une modification dans l'arrangement périodique de la structure diélectrique.

En ce qui concerne les cristaux photoniques à deux dimensions qui nous intéressent plus particulièrement dans ce travail, on peut considérer plusieurs types de défauts [19].

Dans une structure 2D, il existe deux types des défauts qui sont décrits dans ce qui suit :

I.5.1 Les mono défauts (défauts ponctuels)

Les défauts ponctuels sont obtenus en modifiant les caractéristiques d'une cellule du réseau. Pour les cristaux photoniques bidimensionnels, la création de ces défauts peut être effectuée de plusieurs

manières. L'insertion de ces défauts conduit à la création d'une cavité optique, susceptible de piéger ou de localiser les photons dans l'espace. Cette dernière permet d'introduire un mode propagatif à l'intérieur de la bande interdite appelé mode de défaut.

Pour les cristaux photoniques considérés, nous citerons les trois types de défauts ponctuels les plus fréquemment réalisés :

- a- Les défauts additifs : consistent à l'ajout d'éléments supplémentaires au réseau périodique initial. Ce type de défauts est de deux manières : défaut additif symétrique et défaut additif non-symétrique (Fig. I.12).

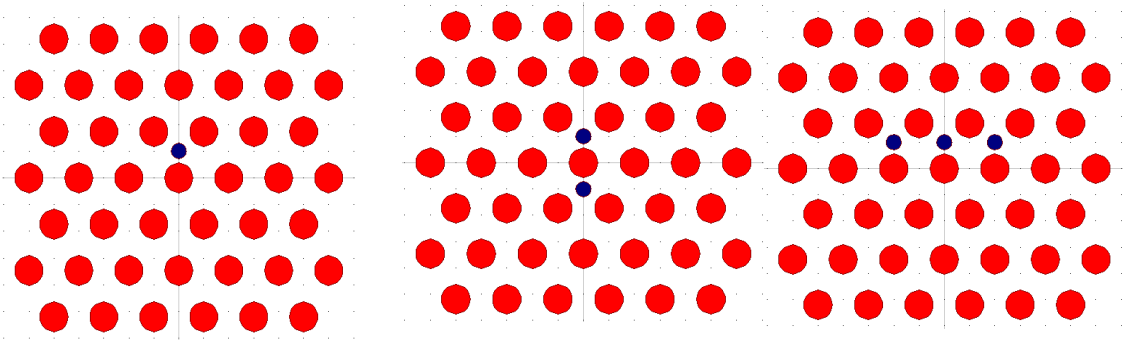


Figure I.12 : Différents types des défauts additifs.

- b- Les défauts lacunaires : ils consistent en l'omission d'un ou plusieurs trous d'air du réseau périodique initial (Fig. I.13).

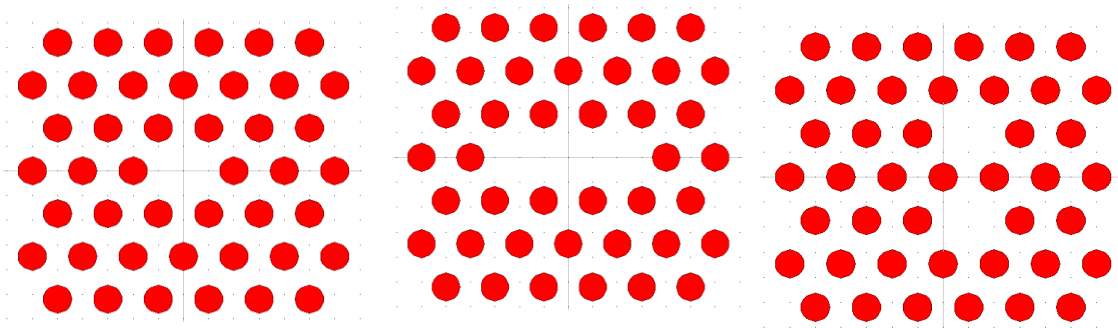


Figure I.13 : Différents type des défauts lacunaires.

- c- Les défauts de substitution : consistent à modifier des éléments du réseau initial, soit le diamètre ou la permittivité de certains motifs (Fig. I.14).

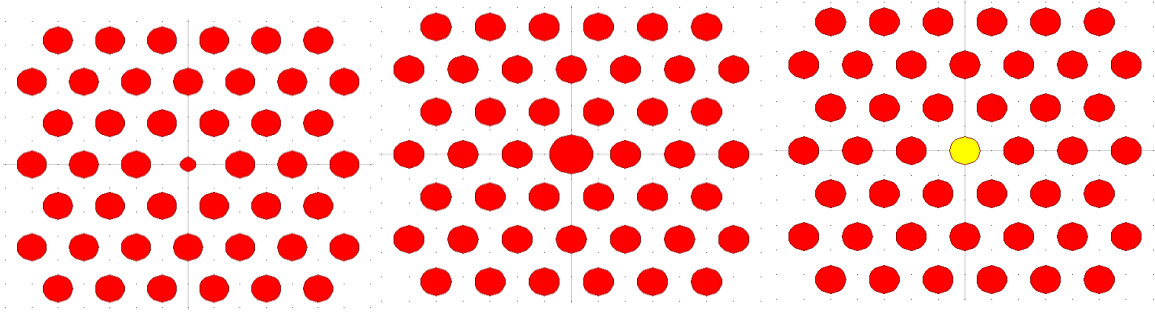


Figure I.14 : Différents types des défauts de substitution.

I.5.2 Les multi défauts (défauts linéaires)

Dans un cristal photonique, les défauts étendus sont obtenus en introduisant un défaut linéaire par la modification ou l'omission d'une rangée de motif. Le défaut se fait suivant une ou plusieurs lignes et directions de la périodicité du cristal d'origine. La lumière ne pouvant se propager dans le cristal photonique, elle est contrainte de se propager au long du défaut. Ce type de défaut est appelé guide d'onde. Les modes électromagnétiques associés à ce guide d'onde ayant une fréquence appartenant à la bande interdite photonique du CPh sont des modes confinés.

Donc on peut créer les défauts en changeant :

- a- Les dimensions des motifs élémentaires, ce qui correspond à la modification de la taille du motif élémentaire (Fig. I.15.a).
- b- La distance entre motifs élémentaires, ce qui correspond au déplacement du motif élémentaire (Fig. I.15.b).
- c- La valeur de la permittivité relative des motifs élémentaires et cela correspond à la modification de la nature du matériau en agissant sur la valeur de la permittivité (Fig. I.15.c).
- d- Les défauts par vacuité, ce qui correspond à l'élimination de motifs élémentaires, c'est le défaut le plus utilisé (Fig. I.15.d).

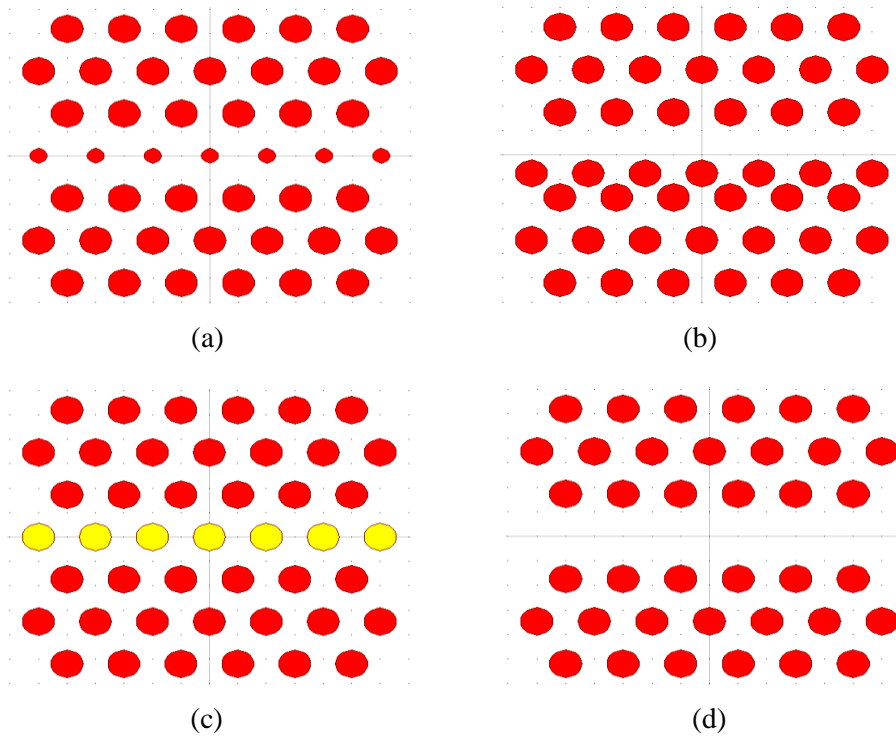


Figure I.15 : Différents types des défauts linéaires : **a)** Défaut de dimensions, **b)** défaut de distance entre motifs élémentaires, **c)** défaut sur la permittivité relative, **d)** défaut par vacuité.

I.6 Cavités à cristaux photoniques

Une cavité optique à cristaux photoniques se définit comme un résonateur électromagnétique capable de confiner la lumière spatialement et spectralement pour un temps donné. Le confinement de champ est effectué par l'introduction de défauts. Ces résonateurs fonctionnent comme des « pièges à photons ». En effet, lorsque la cavité résonne, la lumière effectue un grand nombre d'allers-retours et se retrouve ainsi temporairement bloquée. Ceci a pour effet de créer des niveaux d'énergie supplémentaires dans la structure de bandes. Les modes photoniques ainsi créés, à condition qu'ils se situent dans la bande interdite, concentrent leur énergie dans cette zone de défauts. Dans un but d'intégration les cavités sont miniaturisées à l'échelle de quelques micromètres et l'on parle de microcavités. Les performances d'un résonateur dépendent de deux caractéristiques : le facteur de qualité (Q) qui rend compte de la finesse de la résonance et le volume modal (V) du confinement spatial du mode.

Les cavités à cristaux photoniques pourraient avoir diverses applications dans plusieurs domaines de la physique, incluant par exemple des interactions cohérentes électron photon, des filtres ultra étroits, des lasers à bas seuil, des puces photoniques et l'optique non-linéaire [20].

I.6.1 Principales caractéristiques d'une cavité à cristal photonique

L'interaction entre la matière et la lumière peut être renforcée drastiquement par l'utilisation de résonateurs électromagnétiques fonctionnant aux longueurs d'onde optiques. Le confinement modal dans ces microcavités est caractérisé par trois principales grandeurs qui sont : la longueur d'onde de résonance λ_0 , le facteur de qualité Q du mode de résonance et le volume modal V .

I.6.1.1 La longueur d'onde de résonance

L'introduction d'un défaut ponctuel dans un cristal photonique soit par la modification ou par l'absence d'un motif conduit à produire un mode de résonance dont la fréquence se situe dans la bande interdite photonique. Si le cristal est infini et sans perte et que l'on arrive à exciter ce mode de résonance, l'énergie ainsi stockée ne décroît jamais. Dans la réalité, le cristal est forcément fini, le champ électromagnétique du mode de résonance décroît exponentiellement en s'éloignant du défaut et finit par se coupler aux modes de rayonnement hors du cristal [21].

I.6.1.2 Le facteur de qualité

L'interaction entre la matière et la lumière peut être également fortement améliorée par l'utilisation de résonateurs électromagnétiques fonctionnant aux longueurs d'ondes optiques. Le confinement modal dans ces microcavités est caractérisé soit dans le domaine temporel soit dans le domaine fréquentiel. Le confinement temporel d'un mode à la fréquence ω_0 est déterminé par le taux de perte de la cavité. Donc, le facteur de qualité (Q) est une grandeur utilisée pour exprimer le confinement temporel de l'énergie dans un résonateur. Il est aussi proportionnel à la durée de vie d'un photon à l'intérieur du résonateur et peut être défini en fonction de celle-ci par la relation [22][22][24] :

$$Q = \omega_r \tau \quad (\text{I-2})$$

Avec ω_r la fréquence de résonance.

En terme énergétique, le facteur de qualité correspond au rapport entre l'énergie W stockée à l'intérieur et la puissance (P) dissipée à partir de la cavité pendant une oscillation du champ à la pulsation ω_r [23][24] :

$$Q = \omega_r \frac{W}{P} \quad (\text{I-3})$$

En terme spectral, le facteur de qualité correspond au rapport entre la longueur d'onde centrale λ_r de résonance et de sa largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$ (Full Width at Half maximum, FWHM). Ce facteur de qualité rend compte de la capacité de la cavité à piéger la lumière. Donc la représentation fréquentielle du champ se présente sous la forme d'une lorentzienne (Fig. I.16). Il s'exprime comme [22][23][24] :

$$Q = \frac{\lambda_r}{\Delta\lambda} = \frac{\omega_r}{\Delta\omega} \quad (\text{I-4})$$

Le facteur de qualité est inversement proportionnel au FWHM, ce qui implique qu'une résonance étroite dans le domaine fréquentiel correspond à un résonateur à faibles pertes.

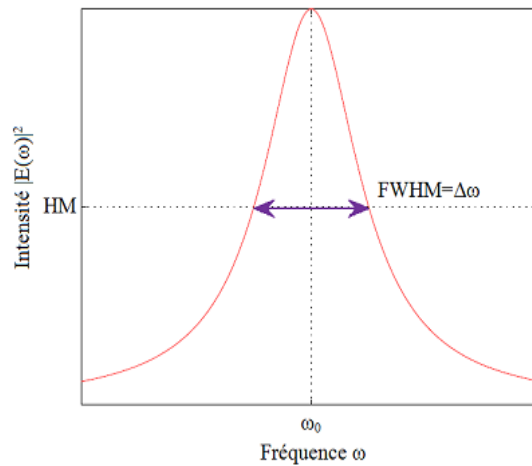


Figure I.16 : Profil de l'intensité Lorentzienne d'un mode dans la cavité centré à la fréquence ω_0 .

I.6.1.3 Le volume modal

Dans le domaine de l'optique intégrée, les cavités à cristaux photoniques auront plusieurs applications grâce au fort confinement de la lumière. Il est nécessaire de réaliser ces cavités avec un facteur de qualité Q élevé et un volume modal V petit.

Le volume modal est un paramètre qui décrit le confinement spatial de la lumière au sein de la cavité et correspond au volume effectif occupé par le champ dans cette dernière. La complexité de la structure des modes dans les cristaux photoniques rend le volume modal difficile à calculer et exige généralement la simulation de la structure et l'extraction du profil de mode.

Le volume modal est défini comme suit :

$$V = \frac{\iiint \varepsilon_r(\vec{r}) |\vec{E}(\vec{r})|^2 d^3\vec{r}}{\max[\varepsilon_r(\vec{r}) |\vec{E}(\vec{r})|^2]} \quad (\text{I-5})$$

$\varepsilon_r(\vec{r})$ désigne la fonction diélectrique du matériau.

$\vec{E}(\vec{r})$ le champ électrique.

I.6.2 Les Types de la cavité

Dans le cas des cristaux photoniques bidimensionnels réalisés dans un réseau triangulaire de trous d'air, il y a plusieurs types de cavités à cristaux photoniques qui ont attiré l'attention de nombreux chercheurs ces dernières années. En regard de leur structure morphologique, on peut globalement classer ces cavités en différentes catégories.

I.6.2.1 Cavité carrée

Dans un réseau bidimensionnel carré, les cavités sont de type S_n de forme carrée, n : étant le nombre de lignes et de rangées manquantes du carré. Par exemple la cavité S_2 est constituée en omettant deux lignes et deux rangées (c-à-d 2×2 trous manquants). La création d'une cavité carrée de type S_1 se fait par l'omission d'une tige au centre du cristal, comme la montre la figure I.17.

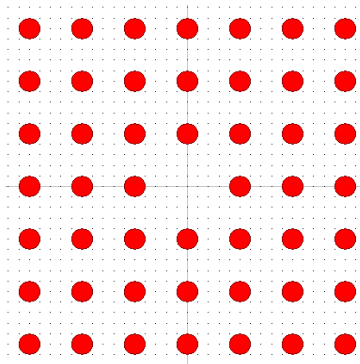


Figure I.17 : Schéma d'une cavité carrée de type S_1 à cristal photonique bidimensionnel.

I.6.2.2 Cavités hexagonales

Les cavités de type hexagonal (H_n) dans un cristal photonique à périodicité triangulaire qui seront les plus largement étudiées consistent à l'omission d'un ou de plusieurs trous suivant un hexagone de n trous. Les cavités qui ne présentent qu'une seule fréquence de résonance sont les structures les plus intéressantes, ces cavités sont connues sous le nom H_0 et H_1 comme il est représenté dans la figure I.18. Les facteurs de qualité initialement prévus par les simulations 2D de ces cavités (supérieurs à 10000) n'ont pas été obtenus expérimentalement à cause des pertes par diffraction dans la troisième direction (non prise en compte dans les calculs 2D). Les facteurs de qualité réellement mesurés vont plutôt de la centaine pour une H_1 à quelques milliers pour des cavités plus grandes (de type H_5 ou plus). Ces valeurs sont systématiquement plus faibles que les valeurs calculées. Les méthodes d'optimisation du facteur de qualité pour ces deux types de cavités sont similaires. En déplaçant les trous au bord de la cavité à une distance appropriée, on peut obtenir un facteur de qualité plus élevé qu'avec la structure originale.

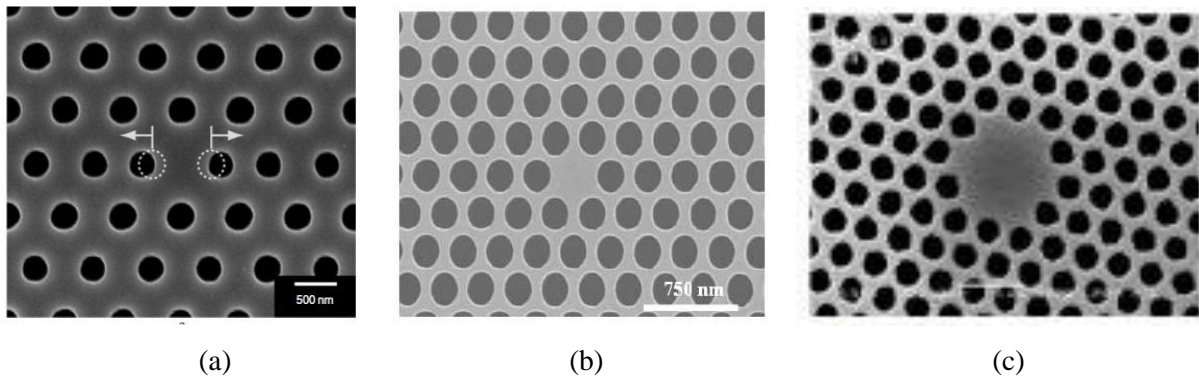


Figure. I.18 : Exemples de cavités de types H_n : **a)** cavité H_0 [25], **b)** cavité H_1 [26], **c)** cavité H_2 [27].

I.6.2.3 Cavité linéique

La cavité de type L_n est une cavité linéique qui consiste à l'omission de n trous alignés sur la même rangée dans la direction ΓK . Elle est considérée comme un guide d'onde à cristaux photoniques à une rangée manquante fermé aux deux extrémités par deux miroirs à cristaux photoniques. Le mode de la cavité est donc principalement formé par les allers-retours du mode de Bloch fondamental du guide entre les deux miroirs. Les cavités de types L_3 ont des modes dont les facteurs de qualité ne dépassent pas quelques milliers. Toutefois avec ce type de cavités, il est

possible d'obtenir de facteurs de qualité élevés d'après les travaux d'Akahané et al [28] qui ont démontré l'importance d'un confinement progressif de la lumière grâce à l'optimisation de la position des trous aux extrémités de la cavité. L'image au microscope électronique à balayage (MEB) (Fig. I.19) est un exemple de ce type de cavité, une cavité L_3 . Elles ont été fabriquées dans la salle blanche de l'IEF (Laboratoire CMO université Paris XI Orsay France) par M. El Kurdi [27].

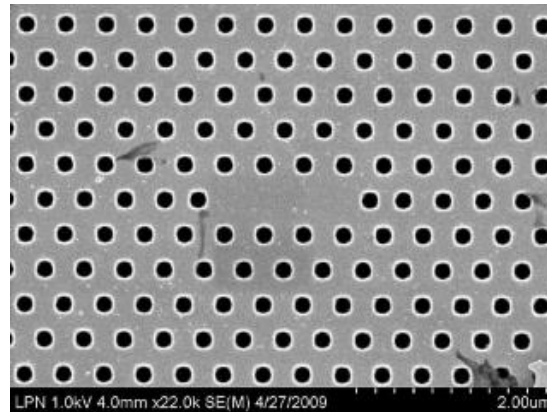


Figure I.19 : Images MEB des cavités de type L_3 formé par l'omission de trois trous dans la direction ΓK du cristal photonique [27].

I.6.2.4 Cavités à double hétérostructure

Le concept de cavités à double hétérostructure a été proposé par le groupe de S. Noda en 2005. Le schéma de la structure géométrique et la structure de bande interdite sont indiqués sur la figure I.20. La structure de base de la cavité à double hétérostructure est un guide d'onde à cristaux photoniques formé par l'omission d'une rangée de trous d'air dans la direction ΓK dont le paramètre de maille $a_1 = 410$ nm. Un défaut ponctuel est introduit dans ce guide pour former une cavité avec un facteur de qualité qui vaut 600 000. Ce défaut est effectué en élargissant la période longitudinale ($a_2 = 420$ nm) du cristal sur une distance de deux périodes alors que la période transversale est maintenue constante de façon de conserver l'accord entre les mailles [29].

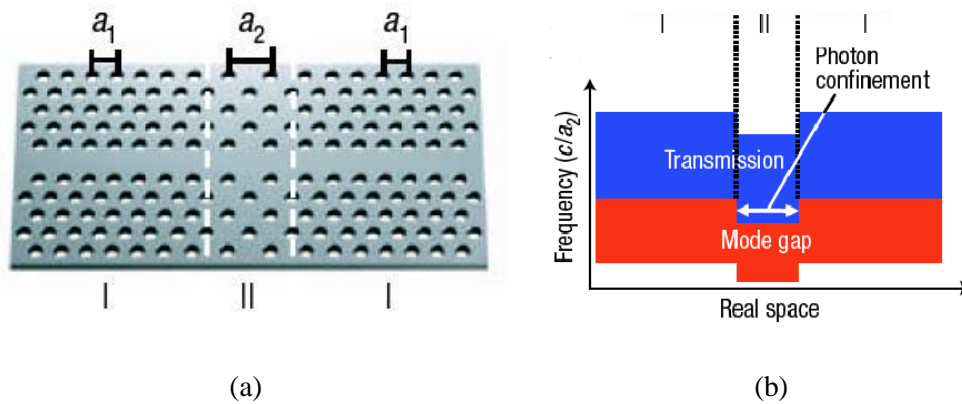


Figure I.20 : a) Cavité à double hétérostructure, réalisée en connectant les structures basiques à cristaux photoniques, b) Structure schématique de bande interdite par rapport à la position spatiale dans la direction du guide d'onde [29].

I.6.2.5 Cavités à modulation locale de la largeur de défaut linéique

La structure de base des cavités à modulation locale de la largeur de défaut linéique consiste en un guide d'onde à cristaux photoniques formé par l'omission d'une rangée de trous d'air. L'idée est de déplacer perpendiculairement certains trous entourant le guide d'onde d'une distance particulière. Les structures de ce type de cavité ont été proposées initialement par Kuramochi dans la publication [30]. La figure I.21 représente un exemple de ce type de cavité. Le facteur de qualité de ce genre de cavité atteint expérimentalement la valeur de 800 000 avec du silicium et 700 000 avec du GaAs [31], et permet théoriquement d'atteindre des valeurs de plus de $7 \cdot 10^7$. Actuellement, ces cavités ayant des facteurs de qualité supérieures à 10^6 dans le silicium [32].

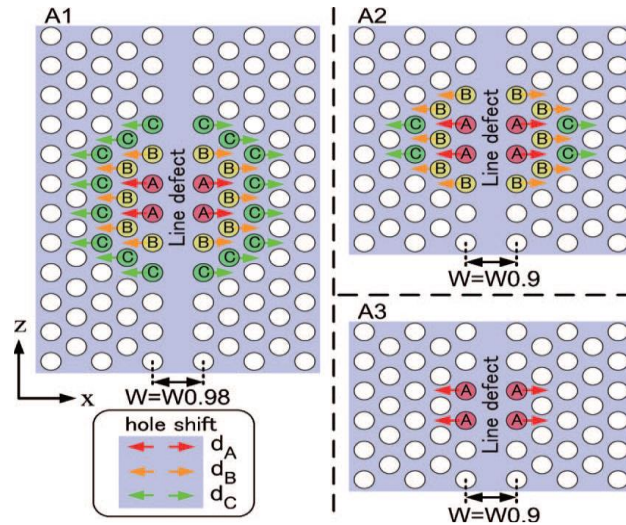


Figure I.21 : Schéma de principe d'une cavité à modulation de la largeur du défaut linéique [30].

I.7 Guide à cristaux photoniques

L'idée des guides d'ondes est apparue en 1994 sous l'impulsion de Joannopoulos, Meade et al. [33], mais les premières réalisations ont été effectuées cinq à six ans plus tard [34]. Les guides à cristaux photoniques sont obtenus en créant un défaut linéique dans le cristal en supprimant ou en modifiant une ou plusieurs rangées de motifs. Au sein de ces défauts, des modes ayant une fréquence appartenant à la bande interdite photonique peuvent exister. Ces modes électromagnétiques associés aux guides d'onde sont des modes confinés et peuvent se propager le long de ce guide. Pour des cristaux photoniques bidimensionnels, un guide à cristal photonique peut être créé en écartant deux demi-plans de cristaux photoniques (Fig. I.22.a). Les guides à rangées manquantes, orientés dans les directions de symétrie du cristal photonique, constituent une des principales catégories de guides à cristaux photoniques. L'écart entre les deux demi-plans, la direction cristallographique et la symétrie des deux bords permettent de définir un guide à cristal photonique.

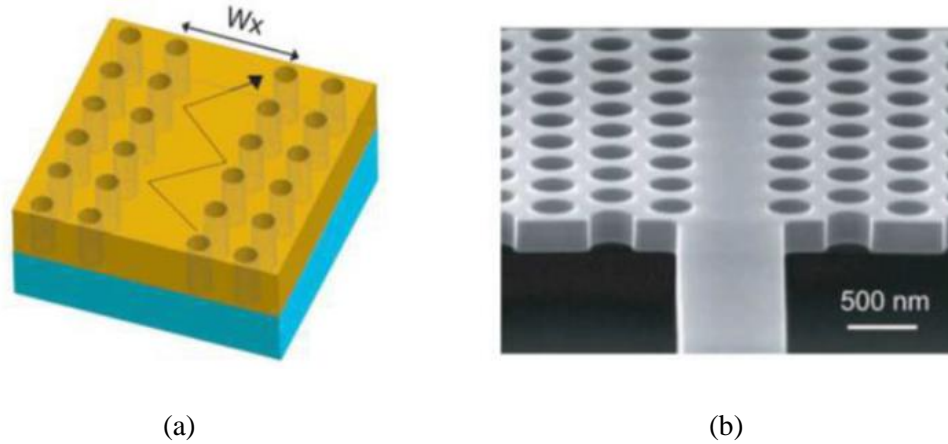


Figure I.22 : **a)** Représentation schématique d'un guide d'onde de largeur W_x à base d'un CPh- 2D. La lumière est confinée verticalement par contraste d'indice et horizontalement par le cristal photonique, **b)** Image MEB d'un guide à cristal photonique sur membrane de silicium et de son guide d'accès [35].

La largeur des guides à cristaux photoniques est caractérisée par l'écartement entre les deux régions à cristaux photoniques. Cet espacement est souvent donné en termes de rangées manquantes du CPh bidimensionnel. Un guide « W_1 » correspond à un cristal 2D ayant une seule rangée manquante. Pour un cristal triangulaire, cette rangée est généralement dans la direction Γ -K. La figure I.22.b présente un guide à cristal photonique W_1 sur une membrane de silicium.

I.8 Couplage guide-cavité dans un cristal photonique 2D

Les recherches sur les microcavités 2D à cristaux photoniques ont montré que pour des dimensions de cavité de quelques microns, il est possible d'obtenir des modes avec des coefficients de qualité supérieurs à 1000. Les guides à cristaux photoniques représentent une voie naturelle pour coupler ces microcavités à des circuits optiques planaires. Il existe plusieurs voies de couplage : une première voie consiste à placer la cavité parallèlement au guide pour aboutir à une interaction latérale du mode de cavité avec le mode du guide. Ce couplage permet d'extraire une ou plusieurs fréquences se propageant dans le guide. Des applications de type Add-Drop en longueur d'onde sont alors possibles. Tandis que la seconde voie consiste à réaliser le couplage par l'extrémité du guide en introduisant la cavité sur l'axe du guide, à quelques motifs de son extrémité. La plupart des longueurs d'ondes guidées seront réfléchies à cette extrémité, sauf quelques-unes, qui seront couplées à la cavité. Des dispositifs de type Fabry Pérot sont alors réalisables.

I.8.1 Filtres de type Add-Drop

Le filtre Add-Drop est composé de deux guides d'ondes couplés entre eux par un résonateur central (Fig. I.23). Les guides d'ondes font office respectivement de bus et de récepteur, celui le bus sert à transmettre un ensemble de signaux à des longueurs d'ondes différentes λ_i .

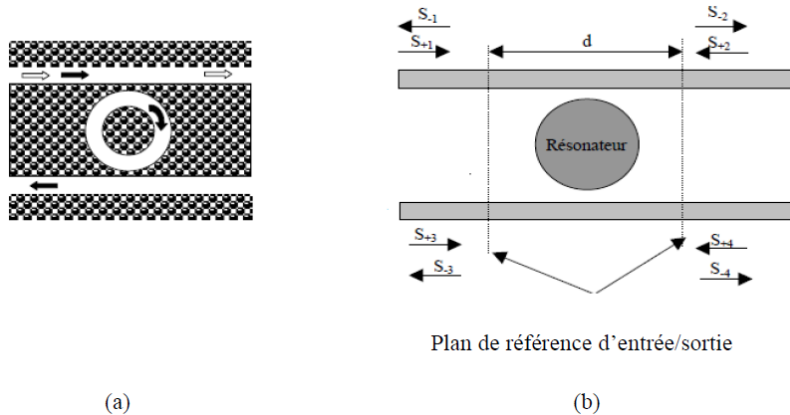


Figure I.23 : **a)** Représentation d'un filtre Add-Drop, **b)** Principe de fonctionnement : Système à 4 accès constitué d'un résonateur en anneaux et de deux guides d'ondes [37].

Le résonateur est couplé à ceux-ci à l'aide d'un mode évanescent. En général, les modes du résonateur interagissent avec les modes de propagation des guides au-delà d'une longueur finie. La région d'interaction dans chaque guide est la région dans laquelle les champs électromagnétiques des modes du résonateur recouvrent les champs des guides, et elle est comprise entre les plans de références d'entrée / sortie, définis de chaque côté du résonateur [37].

Une réalisation expérimentale a montré près de 80% de puissance transférée vers l'avant dans le guide d'onde drop. Le résonateur est une cavité linéique de dix trous manquants (Fig. I.24) dont la conception fine et l'exploitation de modes optiques lents a permis d'accéder à deux modes dégénérés dans la cavité dont les symétries étaient compatibles pour un fonctionnement de type Add-Drop.

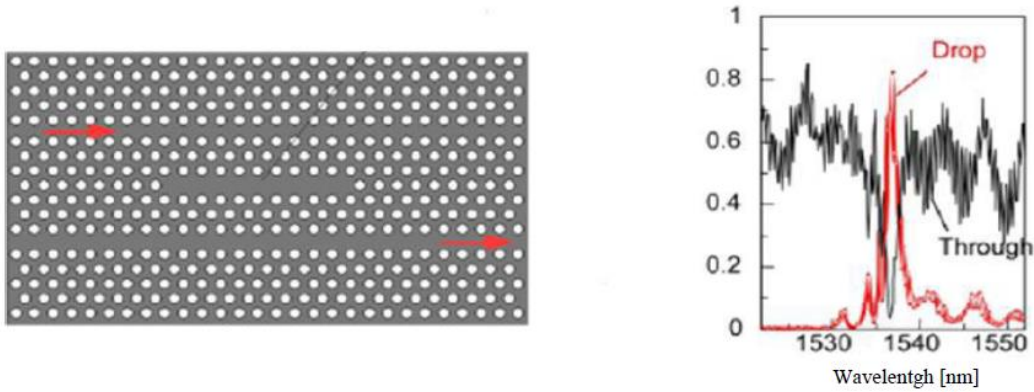


Figure I.24 : Exemple de réalisation expérimentale d'un filtre Add-Drop constitué de deux guides d'ondes diffractifs et d'une cavité linéique dans un cristal photonique membranaire. Un peu plus de 80% de la puissance se propageant dans le guide d'onde bus a été transférée dans le guide d'onde drop, vers l'avant, autour de $1.537 \mu\text{m}$ [38].

I.8.2 Filtres de type Fabry-Pérot

La deuxième voie de couplage possible entre une cavité et un guide est le filtre Fabry-Pérot. Une fonction de ce filtre a été intégrée à un guide W_1 en insérant des motifs dans le guide. Les longueurs d'onde guidées sont divisées en deux parties, la plupart des longueurs d'onde seront réfléchies à l'extrémité du guide et quelques longueurs d'onde seront couplées à la cavité. Un filtre de ce type a été déjà réalisé sur SOI par Foresi et Al [39]. Dans un premier temps une cavité mono défaut a été utilisée et a permis d'obtenir une transmission résonnante.

C. Grillet a pu réaliser l'expérience de transmission sur la membrane d'InP avec un facteur de remplissage de l'ordre de 30% pour les dispositifs similaires de la figure I.25.

Avec ce filtre, le taux de transmission trouvé expérimentalement est de l'ordre de 5% avec un facteur de qualité de 287. Ce taux de transmission est évidemment faible et provient des pertes des miroirs de la cavité et du couplage seulement partiel au mode de la cavité résonnante. Une géométrie de cavité proche de celle du guide est utilisée à fin d'obtenir un bon couplage entre le mode de cavité et le mode guidé (comme une portion de guide fermé). Ce type de cavité linéaire est donc très bien adapté à un couplage avec des guides de largeurs similaires.

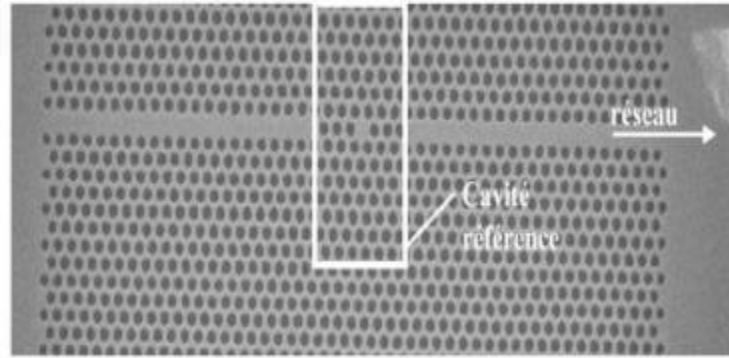


Figure I.25 : Image en microscopie électronique d'une fonction Fabry-Pérot intégrée à un guide [40].

I.9 Les cristaux photoniques à fentes

Les cristaux photoniques à fentes combinent les avantages du confinement spatial de la lumière dans l'air des guides d'ondes à fentes avec le confinement temporel de la lumière fournie par les cristaux photoniques dans une seule structure. C'est avantageux car la plus grande partie de la lumière interagit avec le contenu de la fente. Simplement, un cristal photonique à fente peut être vu comme un défaut de fente d'air dans la région de guidage d'un cristal photonique W_1 standard, comme montre la figure I.26. Cependant, les premiers travaux dans ce domaine ont montré que les propriétés optiques du guide à fente dans un cristal photonique sont très différents de ceux de leurs homologues sans fente [41]. Les cristaux photoniques à fentes dirigent la lumière principalement dans l'air, ce qui contraste fortement avec les cristaux photoniques classiques sans fentes, dans lesquels la majeure partie de la lumière est confinée dans le diélectrique à indice élevé.

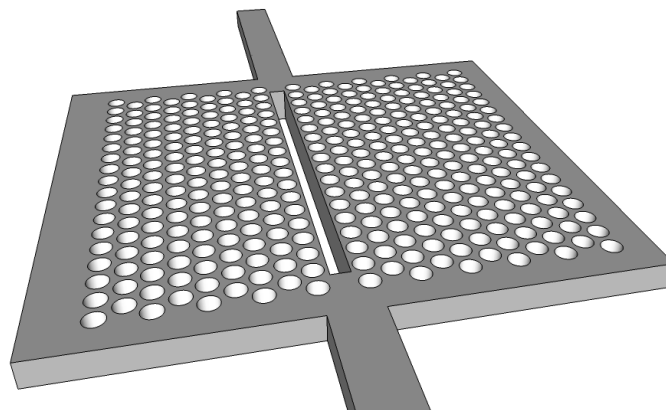


Figure I.26 : Structure d'un cristal photonique à fente. Défaut de guide d'onde à fente insérée dans la région de guidage du cristal photonique W_1 .

I.9.1 Guides à cristaux photoniques à fentes

Le concept de guide à cristal photonique à fente SPCW (Slot Photonic Crystal Waveguide) a été introduit par Di Falco et al. [41]. Ce travail a montré qu'il était à la fois possible de tirer bénéfice du fort contraste d'indice lié à la fente et des effets de la bande interdite photonique afin d'augmenter le confinement du champ électromagnétique. L'introduction d'une fente au milieu du défaut linéique modifie radicalement le diagramme de bande du cristal photonique. Un troisième mode apparaît dans la bande interdite photonique comme montre la figure I.27. L'origine du troisième mode provient du mode fondamental de guide à fente et il possède une symétrie paire.

Un SPCW possède donc deux modes pairs (latéralement et verticalement) guidés. La largeur de la fente a un effet très simple : plus elle est grande, plus les bandes sont repoussées vers la bande de l'air, au point que le mode du défaut linéique se retrouve dans le continuum de modes, tandis qu'une fente trop étroite ne permet pas au mode du guide à fente de s'extraire du continuum. La largeur peut se choisir en fonction de l'application visée : une fente étroite permet d'obtenir une intensité maximale, tandis qu'une fente plus large rendra son remplissage plus aisé. Ainsi, de nombreuses applications sont envisageables telles que : des modulateurs électro-optiques [42] avec infiltration de la fente par un polymère électro-optique [43], des capteurs chimiques et biologiques ultra-sensibles [44][45].

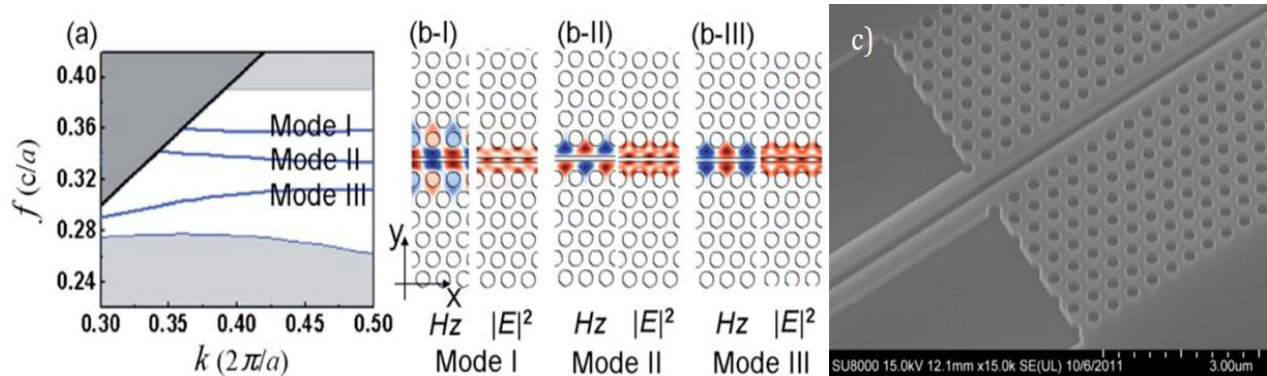


Figure I.27 : **a)** Diagramme de dispersion d'un SPCW représentant les trois modes guidés existant dans la bande interdite, **b)** Profils des trois modes : **b.I)** mode pair du défaut linéique, **b.II)** mode impair du défaut linéique, **b.III)** mode pair du guide à fente, **c)** Image MEB d'un guide à cristal photonique à fente fabriqué à l'IEF [46].

I.9.2 Cavités à cristaux photoniques à fentes

La première proposition de confinement du mode optique dans une microcavité à fente a été faite par Robinson et al. [47]. Les auteurs ont montré que l'on peut atteindre des volumes modaux de dimensions très inférieures à la longueur d'onde en exploitant la très forte discontinuité du champ à l'interface diélectrique / air. Les volumes modaux effectif normalisés, sont donnés par la relation suivante :

$$V_{eff} = \frac{\int \epsilon |E|^2 d^3r}{\epsilon(r_{max}) \max(|E|^2)} \left(\frac{2n(r_{max})}{\lambda} \right)^3 \quad (I-6)$$

La première étude de la cavité à cristal photonique à fente a consisté en l'insertion d'une fente dans une cavité de type A_1 [48]. Cette étude théorique (Fig. I.28) a prédit des facteurs de qualité dépassant le million, soit du même ordre de grandeur que celui des cavités formées dans un PCS (Photonic Crystal Slab), tout en ayant un volume modal très significativement réduit d'un ou deux ordre(s) de grandeur selon la configuration.

Les cavités à fente ont l'avantage d'obtenir des volumes modaux extrêmement faibles pour des facteurs de qualité relativement élevés.

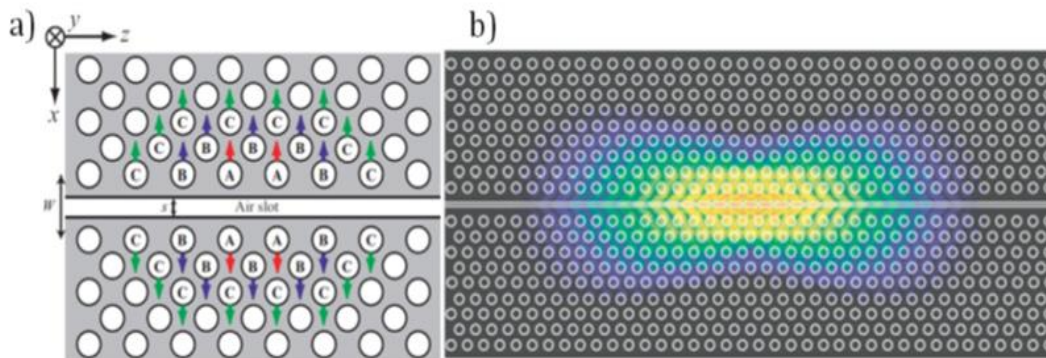


Figure I.28 : a) Schéma de principe de la cavité A_1 à fente, b) Profil du champ électrique dans le plan xy [48].

I.10 Conclusion

Dans ce chapitre, on a défini et décrit des concepts généraux sur les cristaux photoniques. Le cristal photonique se présente sous la forme d'une alternance périodique des matériaux d'indices optiques différents. Grâce à eux, on peut interdire la propagation de la lumière pour certaines longueurs d'ondes; c'est la bande interdite photonique.

La réalisation des dispositifs à base des cristaux photoniques est très intéressante car il suffit de créer un défaut dans le CPh. La création d'un défaut dans les structures périodiques, qu'il soit linéaire ou local, modifiera le fonctionnement du matériau à cette fréquence puisqu'un seul mode pourra se propager, les conséquences de ces défauts vont apparaître soit sur les longueurs d'ondes dans le gap, soit sur les propriétés du diagramme de bande du cristal, ce qui permet de réaliser des guides d'ondes, des cavités, des filtres et d'autres dispositifs de l'optique intégrée.

I.11 Références du chapitre I

- [1] E. Yablonovitch, “Inhibited Spontaneous Emission in Solid State Physics and Electronics,” *Physical Review Letters*, vol. 58, no. 20, pp. 2059–2062, 1987.
- [2] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn and R. D. Meade, “*Photonic Crystals : Molding the Flow of Light (Second Edition)*,” Princeton : Princeton University Press, 2008.
- [3] S. John, “Strong Localization of Photons in Certain Disordered Dielectric Superlattices,” *Physical Review Letters*, vol. 58, no. 23, pp. 2486–2489, 1987.
- [4] P. Yeh, “*Optical waves in layered media*,” Wiley Series in Pur and Applied Optics, New York, 1988.
- [5] R. Zengerle, “Light Propagation in Singly and Doubly Periodic Planar Waveguides,” *Modern Optics*, vol. 34, no. 12, pp. 1589–1617, 1987.
- [6] P. Vukusic and J. R. Sambles, “Photonic structures in biology,” *Nature*, vol. 424, pp. 852–855, 2003.
- [7] J. Zi, X. Yu, Y. Li, X. Hu, C. Xu, X. Wang, X. Liu and R. Fu, “Coloration strategies in peacock feathers,” *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 100, pp. 12576–12578, 2003.
- [8] D. Felbacq and E. Centeno, “Theory of diffraction for 2D photonic crystals with a boundary,” *Optics Communications*, vol. 199, pp. 39–45, 2001.
- [9] B. Wild, “*Etude expérimentale des propriétés optiques des cristaux photoniques bidimensionnels et de leur accordabilité*,” Thèse de doctorat en Physique, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 2006.
- [10] T. E. Sale, “*Vertical cavity surface emitting lasers*,” Research Studies Press, Taunton, Somerset, England, 1995.
- [11] E. Yablonovitch, “Photonic band-gap crystals,” *Journal of Physics : Condensed Matter*, vol. 5, pp. 2443–2466, 1993.
- [12] S. Y. Lin, J. G. Fleming, D. L. Hetherington, B. K. Smith, R. Biswas, K. M. Ho, M. M. Sigalas, W. Zubrzycki, S. R. Kurtz and J. Bur, “A three-dimensional photonic crystal

- operating at infrared wavelengths,” *Nature*, vol. 394, pp. 251–253, 1998.
- [13] Y. A. Vlasov, X. Bo, J. C. Sturm and D. J. Norris, “On-chip natural assembly of silicon photonic bandgap crystals,” *Nature*, vol. 414, pp. 289–293, 2001.
- [14] P. Lodahl, A. Driel, I. Nikolaev, A. Irman, K. Overgaag, D. Vanmaekelbergh and W. Vos, “Controlling the dynamics of spontaneous emission from quantum dots by photonic crystals,” *Nature*, vol. 430, pp. 654–657, 2004.
- [15] J. D. Joannopoulos, “Self-assembly lights up,” *Nature*, vol. 414, 2001.
- [16] Y. Merle, “Etude de la dispersion électronique dans les matériaux périodiques diélectriques bidimensionnels,” Thèse de doctorat n° 47, Université de Limoges, 2003.
- [17] M. Plihal and A. A. Maradudin, “Photonic band structure of two-dimensional systems: The triangular lattice,” *Physical Review B*, vol. 44, no. 16, 1991.
- [18] K. S. Yee, “Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell’s Equations in Isotropic Media,” *IEEE Transactions on Antennas and propagation*, 1966.
- [19] P. R. Villeneuve, S. Fan and J. D. Joannopoulos, “Microcavities in photonic crystals: Mode symmetry, tunability, and coupling efficiency,” *Physical Review B*, vol. 54, no. 11, 1996.
- [20] B. H. Benisty, J. Lourtioz, Senior Membre IEEE, A. Chelnokov, S. Combrie and X. Checoury, “Recent Advances Toward Photonic Crystals Semiconductor-Based Optical Devices in Photonic Crystals,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 94, no. 5, pp. 997–1023, 2006.
- [21] R. Moukhtari, “Contribution à L’étude et La Conception Des Cavités à Cristaux Magneto Photoniques,” Thèse de doctorat en Electronique, Université Mohamed Boudiaf - M’sila, 2018.
- [22] R. Antoine, “Intégration de guides d’onde et microrésonateurs à mode de galerie par assemblage à puce retournée,” Mémoire présenté en vue de l’obtention du diplôme de maîtrise ès sciences appliquées, Université de Montréal, Canada, 2014.
- [23] L. Ghisa, “Couplage de micro résonateurs. Applications aux fonctions optiques de traitement du signal,” Thèse de Doctorat, Université de Rennes I, Rennes, 2008.
- [24] P.-H. Merrer, “Elaboration de sources hyperfréquences à haute pureté spectrale à base de

- résonnateurs optiques,” Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier - Toulouse III, Toulouse, 2009.
- [25] K. Nozaki, T. Ide, J. Hashimoto, W. Zheng and T. Baba, “Photonic crystal point-shift nanolaser with ultimate small modal volume,” *Electronics Letters*, vol. 41, no. 15, 2005.
- [26] A. Tandaechanurat, S. Iwamoto, M. Nomura, N. Kumagai and Y. Arakawa, “Increase of Q-factor in photonic crystal H1- defect nanocavities after closing of photonic bandgap with optimal slab thickness,” *Optics Express*, vol. 16, no. 1, pp. 448–455, 2008.
- [27] M. El Kurdi, X. Checoury, S. David, T. P. Ngo, N. Zerounian, P. Boucaud, O. Kermarrec, Y. Campidelli and D. Bensahel, “Quality factor of Si-based photonic crystal L3 nanocavities probed with an internal source,” *Optics Express*, vol. 16, no. 12, pp. 8780–8791, 2008.
- [28] Y. Akahane, T. Asano, B. Song and S. Noda, “High- Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal,” *Nature*, vol. 425, pp. 944–947, 2003.
- [29] B.-S. Song, S. Noda, T. Asano and Y. Akahane, “Ultra-high-Q photonic double-heterostructure nanocavity,” *Nature Materials*, vol. 4, pp. 207–210, 2005.
- [30] E. Kuramochi, M. Notomi, S. Mitsugi, A. Shinya and T. Tanabe, “Ultrahigh-Q photonic crystal nanocavities realized by the local width modulation of a line defect,” *Applied Physics Letters*, vol. 88, pp. 041112–041113, 2006.
- [31] S. Combrié, A. De Rossi, Q. V. Tran and H. Benisty, “GaAs photonic crystal cavity with ultrahigh Q : microwatt nonlinearity at 1.55 μm ,” *Optics Letters*, vol. 33, no. 16, pp. 1908–1910, 2008.
- [32] Z. Han, X. Checoury, D. Néel, S. David, M. El Kurdi and P. Boucaud, “Optimized design for 2×10^6 ultra-high Q silicon photonic crystal cavities,” *Optics Communications*, vol. 283, pp. 4387–4391, 2010.
- [33] R. D. Meade, A. Devenyi, J. D. Joannopoulos, O. L. Alerhand, D. A. Smith and K. Kash, “Novel applications of photonic band gap materials: Lowloss bends and high Q cavities,” *Journal of Applied Physics*, vol. 75, no. 9, pp. 4753–4755, 1994.
- [34] M. Zelsmann, “Cristaux photoniques en silicium sur isolant pour le guidage, le filtrage,

- l'émission et l'extraction de lumière,” Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier-Grenoble 1, 2003.
- [35] S. J. Mcnab, N. Moll and Y. A. Vlasov, “Ultra-low loss photonic integrated circuit with membrane-type photonic crystal waveguides,” *Optics Express*, vol. 11, no. 22, pp. 2927–2939, 2003.
- [36] A. Yariv, Y. Xu, R. K. Lee and A. Scherer, “Coupled-resonator optical waveguide : a proposal and analysis,” *Optics Letters*, vol. 24, no. 11, pp. 711–713, 1999.
- [37] C. Manolatou, M. J. Khan, S. Fan, P. R. Villeneuve, H. A. Haus, Life Fellow, IEEE and J. D. Joannopoulos, “Coupling of Modes Analysis of Resonant Channel Add–Drop Filters,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 35, no. 9, pp. 1322–1331, 1999.
- [38] M. Notomi, A. Shinya, S. Mitsugi, E. Kuramochi and H. Ryu, “Waveguides, resonators and their coupled elements in photonic crystal slabs,” *Optics Express*, vol. 12, no. 8, pp. 1551–1561, 2004.
- [39] J. S. Foresi, “Optical confinement and light guiding in high dielectric contrast materials systems,” Thèse de doctorat : Massachussets Institute of Technology, Etats Unis, p. 105, 1997.
- [40] Y. Desieres, “Conception et études optiques des composants micro photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bandes interdite de photon,” Thèse de doctorat n°01-0081, Institut national des sciences appliquées de Lyon, 2001.
- [41] A. Di Falco, L. O. Faolain and T. F. Krauss, “Dispersion control and slow light in slotted photonic crystal waveguides,” *Applied Physics Letters*, vol. 92, 2008.
- [42] X. Chen, Y. Chen, Y. Zhao, W. Jiang and R. T. Chen, “Capacitor-embedded 0.54 pJ/bit silicon-slot photonic crystal waveguide modulator,” *Optics Letters*, vol. 34, no. 5, pp. 602–604, 2009.
- [43] C. Lin, X. Wang, S. Chakravarty, B. S. Lee, W. Lai, J. Luo, A. Jen and R. T. Chen, “Electro-optic polymer infiltrated silicon photonic crystal slot waveguide modulator with 23 dB slow light enhancement,” *Applied Physics Letters*, vol. 97, 2010.

- [44] W. Lai, S. Chakravarty, X. Wang, C. Lin and R. T. Chen, “Photonic crystal slot waveguide absorption spectrometer for on-chip near-infrared spectroscopy of xylene in water,” *Applied Physics Letters*, vol. 98, 2011.
- [45] M. G. Scullion, A. Di Falco and T. F. Krauss, “Slotted photonic crystal cavities with integrated microfluidics for biosensing applications,” *Biosensors and Bioelectronics*, vol. 27, pp. 101–105, 2011.
- [46] J. Gao, J. F. Mcmillan, M. Wu, J. Zheng, S. Assefa and C. W. Wong, “Demonstration of an air-slot mode-gap confined photonic crystal slab nanocavity with ultrasmall mode volumes,” *Applied Physics Letters*, vol. 96, 2010.
- [47] J. T. Robinson, C. Manolatou, L. Chen and M. Lipson, “Ultrasmall Mode Volumes in Dielectric Optical Microcavities,” *Physical Review Letters*, vol. 95, 2005.
- [48] T. Yamamoto, M. Notomi, H. Taniyama, E. Kuramochi, Y. Yoshikawa, Y. Torii and T. Kuga, “Design of a high-Q air-slot cavity based on a width-modulated line-defect in a photonic crystal slab,” *Optics Express*, vol. 16, no. 18, pp. 13809–13817, 2008.

Chapitre II

Généralités sur les capteurs à cristaux photoniques

II.1 Introduction

L'augmentation des besoins en applications de détection dans plusieurs domaines tels que la santé, la défense, la sécurité, le contrôle qualité ... etc., conduit à un développement très important des techniques optiques de détection (les capteurs optiques). Actuellement les capteurs optiques représentent les dispositifs les plus attrayants quant à la détection biomoléculaire sensible, et sont maintenant adoptés et exploités dans tous les domaines de la vie courante (qualité de l'eau et de quelques produits de l'agroalimentaire, analyses biologiques, dépollution,...). Les principaux avantages des capteurs optiques résident en la fabrication de ces dispositifs, relativement facile et à faible coût, ils permettent un diagnostic rapide, simple à utiliser, facilement transportables et ils peuvent être utilisés pour une large gamme de fluide et d'environnement (gaz, eau et sérum, etc.), en plus de leur miniaturisation et leur autonomie. Récemment, parmi les nombreuses structures de capteurs susceptibles d'intérêt, les capteurs à base de cristaux photoniques sont particulièrement les plus intéressants en raison de leur structure de bande et leur capacité à confiner la lumière. Le principe de détection de ces capteurs consiste à la mesure de la variation de la longueur d'onde lorsque l'indice de réfraction est modifié. Les paramètres liés à leurs performances sont illustrés par la sensibilité, la sélectivité, la spécificité et la durabilité.

Dans ce chapitre, nous présentons les notions de base sur les capteurs, plus particulièrement les capteurs à cristaux photoniques à indice de réfraction qui font l'objet de notre étude. Nous étudions quelques types des capteurs à CPh, plus particulièrement les capteurs basés sur le changement d'indice de réfraction (RI).

II.2 Définition d'un capteur

Un capteur est un organe de prélèvement d'information. Il fait partie d'une chaîne de mesure (Fig. II.1). Il reçoit à son entrée une grandeur à mesurer (physique en général) et la convertit en une autre grandeur exploitable pour l'utilisateur (très souvent électrique). Cette grandeur représentative de la grandeur prélevée est utilisable à des fins de mesure ou de commande. Les capteurs sont considérés comme interface entre le monde physique et le monde électrique. On peut dire qu'un capteur est un dispositif qui, sous l'effet d'une grandeur physique que l'on souhaite caractériser, délivre une grandeur physique exploitable, on parle ainsi d'un transducteur (Fig. II.2) [1].

Dans un capteur on aura donc deux éléments indispensables (parfois confondus) (Fig. II.3).

- **Le corps d'épreuve** qui sera mis en présence de la grandeur à mesurer et qui réagit selon une loi connue aux variations de cette grandeur.
- **Le transducteur** il traduira ces variations en un signal électrique facile à exploiter dans les équipements modernes.

Généralement le capteur délivre à sa sortie des informations de type : logique (2 états), analogique ou numérique (valeur discrète). D'une façon générale, ces informations peuvent être classées suivant deux critères : la nature de la grandeur mesurée ou celui du caractère du signal délivré [2].

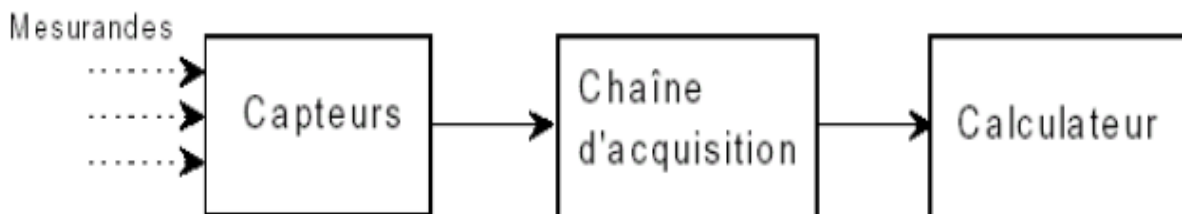


Figure II.1 : Localisation du capteur dans la chaîne de mesure.

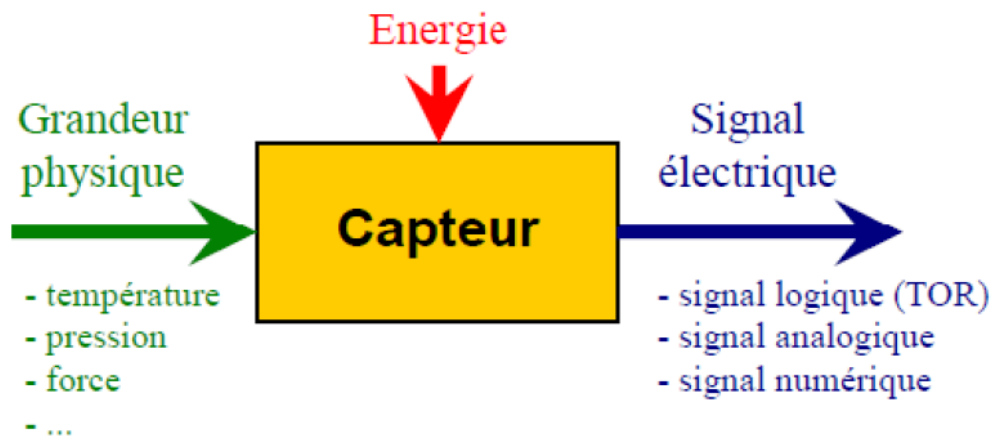


Figure II.2 : Schéma de principe d'un capteur.

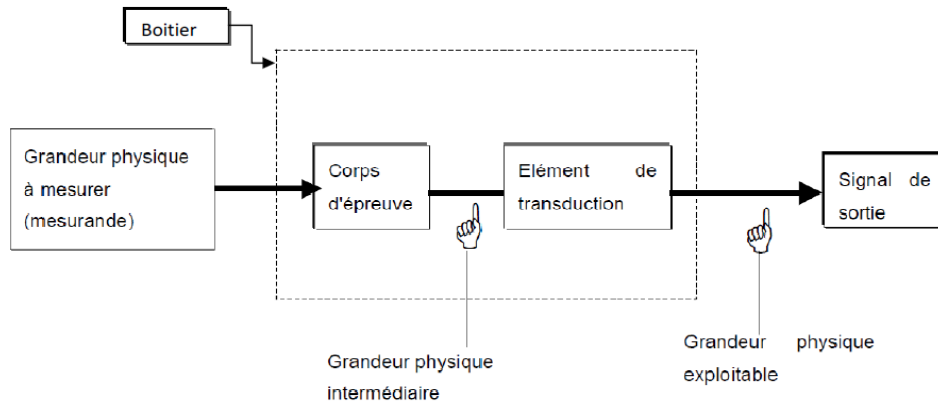


Figure II.3 : Structure d'un capteur.

II.3 Différents types de capteurs

Si l'on s'intéresse aux phénomènes physiques mis en jeu dans les capteurs, on peut classer ces derniers en deux catégories suivant la caractéristique électrique de la grandeur de sortie.

II.3.1 Capteur actif

Pour ce type, la sortie du capteur fonctionne comme un générateur. Le fonctionnement de ces capteurs est basé sur des effets physiques permettant de transformer directement la grandeur physique à prélever, énergie thermique, mécanique ou de rayonnement (le mesurande) en grandeur électrique qui peut être de type courant, tension ou charge.

Les effets physiques les plus classiques sont :

- **Effet thermoélectrique** : Un circuit formé de deux conducteurs de nature chimique différente, dont les jonctions sont à des températures T_1 et T_2 , est le siège d'une force électromotrice d'origine thermique $e(T_1, T_2)$.
- **Effet piézo-électrique** : L'application d'une contrainte mécanique à certains matériaux dits piézo-électriques (le quartz par exemple) entraîne l'apparition d'une déformation et d'une charge électrique sur les faces opposées.
- **Effet d'induction électromagnétique** : La variation du flux d'induction magnétique dans un circuit électrique induit une tension électrique (détection de passage d'un objet métallique).

- **Effet photo-électrique** : La libération de charges électriques dans la matière sous l'influence d'un rayonnement lumineux ou plus généralement d'une onde électromagnétique.
- **Effet Hall** : Un champ magnétique B et un courant électrique I créent dans le matériau une différence de potentiel U_H .
- **Effet photovoltaïque** : Des électrons et des trous sont libérés au voisinage d'une jonction PN illuminée, leur déplacement modifie la tension à ses bornes.

Les principes physiques mis en jeu sont regroupés dans le tableau II.1 ci-dessous :

Grandeur physique mesurée	Effet utilisé	Grandeur de sortie
Température	Thermoélectricité	Tension
Flux de rayonnement optique	Photo-émission	Courant
	Effet photovoltaïque	Tension
	Effet photo-électrique	Tension
Force Pression	Piézoélectricité	Charge électrique
Accélération Vitesse	Induction électromagnétique	Tension
Position (aimant) Courant	Effet Hall	Tension

Tableau II.1 : Exemples de capteurs actifs avec leurs principes physiques de base.

II.3.2 Capteur passif

Il s'agit généralement d'impédance dont la sortie peut être résistive, capacitive ou inductive. Dans ce type de capteur, l'un des paramètres déterminants est sensible à la grandeur mesurée. La variation d'impédance résulte :

- Soit d'une variation de la dimension du capteur, c'est le principe de fonctionnement d'un grand nombre de capteur de position (contient un élément mobile), potentiomètre, inductance à noyaux mobile, condensateur à armature mobile.
- Soit d'une déformation résultant de la force ou de la grandeur s'y ramenant, pression accélération (armature de condensateur soumise à une différence de pression, jauge d'extensomètre liée à une structure déformable).

Le tableau II.2 ci-dessous résume certains types de mesurandes susceptibles de modifier les propriétés électriques des matériaux employés pour la réalisation de capteurs passifs.

Grandeur mesurée	Caractéristique électrique sensible	Type de matériau utilisé
Température	Résistivité	Métaux : platine, nickel, cuivre.
Très basse température	Constante diélectrique	Verres.
Flux de rayonnement optique	Résistivité	Semi-conducteur
Déformation	Résistivité	Alliages de nickel, silicium dopé.
	Perméabilité magnétique	Alliages ferromagnétiques.
Position (aimant)	Résistivité	Matériaux magnéto-résistants : bismuth, antimoine d'indium.
Humidité	Résistivité	Chlorure de lithium.
	Constante diélectrique	Alumine ; polymères.
Niveau	Constante diélectrique	Liquides isolants

Tableau II.2 : Exemples de capteurs passifs : principes physiques et matériaux.

II.4 Paramètres caractéristiques des capteurs

Selon les applications souhaitées, les critères de choix du capteur sont effectués en tenant compte de l'établissement préalable d'un cahier de charge dans lequel sont énumérés :

- Le type de l'événement à détecter,
- La nature de cet événement,
- La grandeur de l'événement,
- L'environnement de l'événement, etc...

Pour s'assurer que le capteur soit performant et utilisé dans les meilleures conditions, on doit prendre en compte ses caractéristiques métrologiques.

Dans cette partie, nous allons présenter un rappel de la définition des plus importantes caractéristiques métrologiques d'un capteur.

II.4.1 Etalonnage

L'étalonnage du capteur permet d'ajuster et de présenter la relation entre les valeurs de la grandeur à mesurer (mesurande) et celle de la grandeur électrique de sortie sous forme graphique ou algébrique (Fig. II.4). La relation $s = F(m)$ relie la grandeur de sortie (s) avec le grandeur d'entrée du capteur (m). La forme théorique de cette relation est capable de modifier la réponse et le fonctionnement du capteur, compte tenu de tous les paramètres additionnels.

Ces paramètres additionnels peuvent être :

- Les grandeurs physiques liées au mesurande qui sont représentées par le sens et la vitesse de variation du mesurande, les propriétés physiques du support matériel du mesurande.
- Les grandeurs physiques, indépendantes du mesurande sont représentées par les grandeurs d'influence d'ambiance (température, humidité) ou les grandeurs d'influence d'alimentation (amplitude, fréquence des tensions).

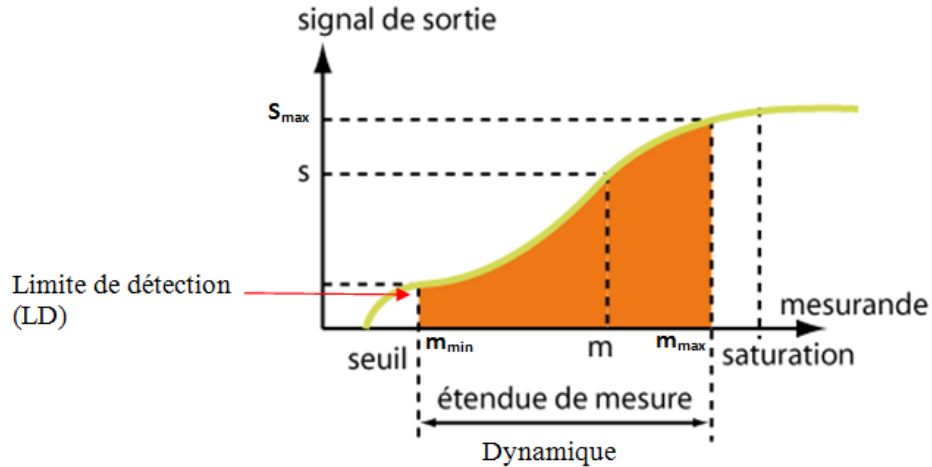


Figure II.4 : Courbe d'étalonnage d'un capteur.

II.4.2 Etendue de mesure ou dynamique

L'étendue de mesure (la dynamique) d'un capteur est affichée sur sa courbe d'étalonnage (Fig. II.4). C'est le domaine de variation possible de la grandeur à mesurer avant saturation. Cette zone est définie par deux valeurs extrêmes : une valeur minimale appelée la limite de détection (LD) et une valeur maximale : la saturation. Le fonctionnement normal du capteur est effectué dans cette zone en prenant en compte les conditions spécifiques de son étalonnage. Si la valeur du mesurande dépasse la valeur de saturation ou bien si elle est inférieure à la limite de détection, la réponse du capteur devient insensible à la variation du mesurande.

La limite de détection ou seuil correspond à la plus petite valeur de la grandeur à mesurer pouvant être détectée, avec une incertitude acceptable.

II.4.3 Résolution (Précision)

La résolution est un terme représentant le plus petit incrément de la valeur du mesurande qui puisse être détecté par le capteur. Elle présente des imprécisions liées aux erreurs de mesure. Ces erreurs sont regroupés en deux types : les erreurs systématiques qui sont liées à une autre quantité mesurable et peuvent donc être corrigées par un étalonnage de l'instrument de mesure ou par un contrôle des conditions environnementales, les erreurs aléatoires sont dues aux bruits de mesure,

de différentes natures et à différents endroits de la position de la raie de résonance du microrésonateur...etc.

II.4.4 Domaine de linéarité

Le domaine de linéarité définit la variation de la grandeur de sortie proportionnelle à la variation du mesurande.

Pour faciliter l'exploitation des capteurs, ils sont généralement réalisés de sorte qu'ils délivrent des réponses dans le domaine linéaire.

II.4.5 Temps de réponse ou rapidité

La rapidité est la capacité d'un capteur à suivre les variations temporelles du mesurande. Elle correspond au temps nécessaire pour que le capteur délivre une certaine portion α de la pleine amplitude du signal.

Elle peut être estimée par le calcul de la bande passante du capteur dans le domaine fréquentiel (à -3dB) ou par son temps de réponse (τ_α) à un échelon unité, c'est-à-dire lorsque la sortie du capteur α vaut généralement 90% de l'amplitude de cette excitation. La connaissance du temps de réponse d'un capteur est un élément crucial lors de la réalisation des mesures.

II.4.6 Fidélité

La fidélité est la qualité d'un capteur à donner des résultats les plus proches possibles lors de mesurages répétés sur une même grandeur physique dans des conditions spécifiées.

L'erreur de fidélité correspond à l'écart type qui permet une appréciation quantitative de la fidélité (Fig. II.5). On considère que le capteur est fidèle, lorsque l'écart type est élevé.

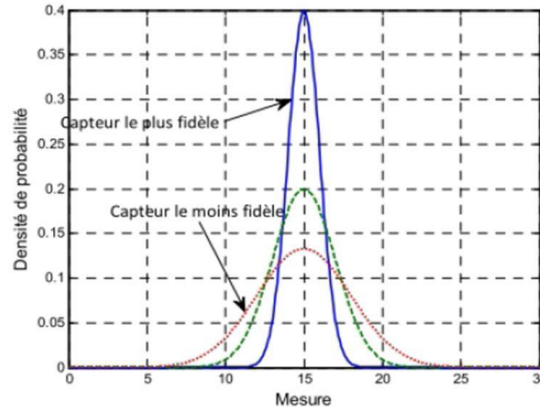


Figure II.5 : Fidélité d'un capteur.

II.4.7 Répétabilité

La répétabilité est définie par la variation aléatoire des résultats de mesure lors de mesurages répétés d'une même grandeur physique m . Elle est effectuée dans les mêmes conditions de mesure pendant un court intervalle de temps. Ces conditions sont appelées conditions de répétabilité qui correspondent à la même procédure de mesure, les mêmes opérateurs, le même système de mesure, les mêmes conditions de fonctionnement et le même lieu [3].

II.4.8 Sélectivité

Un capteur sélectif est un capteur qui présente une sensibilité uniquement pour un seul type de grandeur qu'on veut mesurer (physique, chimique, biologique...) et admet une sélectivité et une capacité à ne mesurer qu'une seule grandeur dans le milieu. Les grandeurs à mesurer doivent être indépendantes des autres grandeurs existantes dans le système ou milieu en cours d'analyse [3].

II.4.9 Sensibilité

La sensibilité est une caractéristique importante pour l'exploitation et l'interprétation des mesures. C'est la capacité d'un capteur à détecter la plus petite variation de la grandeur à mesurer. Elle est définie comme étant le rapport entre la variation du signal de sortie (S_{out}) et la variation du mesurande (m) (pente de la portion linéaire de la courbe d'étalonnage), elle s'exprime par la relation:

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

On dit qu'un capteur est sensible lorsque la mesure est précise. De plus le capteur présente une linéarité lorsque la sensibilité est constante.

II.4.10 Limite de détection

La limite de détection est la capacité d'un capteur à détecter la plus petite variation de la grandeur physique. Elle est séparée de la sensibilité qui évalue uniquement la performance du capteur, parce qu'elle dépend à la fois de la sensibilité et de la résolution instrumentale R_m liée aux équipements utilisés pour la mesure du signal. A partir de la définition de la sensibilité du capteur, on déduit l'expression de la limite de détection :

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

A partir de son expression on peut déduire que, plus la limite de détection est faible plus le capteur est sensible.

II.5 Capteurs optiques

Depuis ces dernières années, le développement des capteurs électriques a donné naissance à des dispositifs très performants exploitables dans différents domaines résultant des exigences accrues en matière de miniaturisation, temps de traitement de l'information, diminution des pertes et réduction de la pollution.

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

La variation de l'intensité lumineuse [4][5][6], basée sur la comparaison entre la lumière transmise détectée à la sortie d'un capteur et la lumière injectée à l'entrée de ce dernier. Grâce à l'action d'une perturbation du milieu dans un capteur, l'amplitude de l'onde mesurée est modifiée.

La variation de la cohérence temporelle [7], basée sur des techniques interférométriques qui consiste à l'introduction d'une différence de chemin optique, c'est à dire un retard entre les deux bras de l'interféromètre, inférieur à la longueur de cohérence de la source utilisée.

La variation de phase, basée sur le principe d'altération de la phase de l'onde qui se propage dans le capteur par exemple de type interférométrique [2].

II.6 Capteurs à cristaux photoniques

Au cours de ces dernières années l'adoption des dispositifs optiques basés sur les structures périodiques a été reconnue comme un progrès très important. Le cristal photonique est un de ces dispositifs qui permet de contrôler et guider la lumière. Ce sont des structures diélectriques périodiques où l'indice de réfraction est modulé de manière périodique selon une, deux ou trois dimensions de l'espace [8]. L'une des principales originalités des cristaux photoniques est l'existence de la bande interdite photonique (BIP) où la lumière ne peut pas se propager. En effet, la création des défauts dans ces structures périodiques permet de créer des fréquences permises dans la bande interdite [8]. Les cristaux photoniques ont été exploités pour différentes fonctions et sont utilisés dans un grand nombre d'applications. Leurs propriétés de piéger les photons et de créer des résonances optiques, très sensibles à la présence des molécules à détecter, fait de l'application des cristaux photoniques en tant que capteurs un domaine de recherche très prometteur en raison de leur extrême miniaturisation, de leur haute sensibilité spectrale et de la possibilité de les intégrer aux MEMS [3]. Leur principe de fonctionnement consiste en la mesure d'un changement d'indice de réfraction d'un élément sensible en fonction de la présence d'analyte (substance à détecter). Selon le mode de fonctionnement, on peut distinguer plusieurs types des capteurs à base de CPh :

- Capteur à indice de réfraction (RI) à base de CPhs,
- Capteur à gaz à base de CPhs,
- Capteurs opto-mécaniques à base de CPhs,
- Capteurs à cristaux photoniques intégrés basés sur un effet non linéaire,

- Capteurs à base de cristaux photoniques à fibres optiques, etc...

II.6.1 Théorie des perturbations électromagnétiques

La longueur d'onde de résonance des capteurs à cristaux photoniques est extrêmement sensible à la moindre petite variation de l'indice de réfraction. A cet effet et par l'utilisation d'un résonateur à base d'une microcavité à CPh-2D, E. Chow et al. ont démontré la mesure de la température ambiante induite par le changement de l'indice de réfraction via le décalage de la longueur d'onde de résonance [9].

Si on fait varier l'indice de réfraction local du matériau, l'indice de réfraction effectif du substrat et le contraste d'IR entre les trous et le substrat sont modifiés. Il est bien connu que les longueurs d'onde de transmission dépendent directement de l'indice effectif du substrat [10], d'où l'exploitation de ce phénomène pour réaliser des capteurs à IR via le spectre de la transmission optique en sortie.

Pour prédire le moindre changement de IR, efficacement, ε , affecte la localisation des fréquences résonantes guidées, la théorie de la perturbation électromagnétique est alors considérée [8][11]. Dans un diélectrique indépendant de la fréquence, une petite variation de la constante diélectrique effective ε , entrainera un changement de la fréquence de résonance guidée (fréquence propre) ω , d'un cristal photonique planaire selon l'équation II.3.

$$\begin{cases} \varepsilon \rightarrow \varepsilon + \Delta\varepsilon \\ \omega \rightarrow \omega + \Delta\omega \end{cases} \quad (\text{II.3})$$

Dans ce cas, le phénomène peut être analysé en utilisant la théorie de la perturbation électromagnétique du premier ordre. La théorie de cette perturbation due à une petite perturbation ε peut s'exprimer par [8] :

$$\Delta\omega = -\frac{\omega}{2} \frac{\int d^3r \Delta\varepsilon(r) |E(r)|^2}{\int d^3r \varepsilon(r) |E(r)|^2} \quad (\text{II.4})$$

En utilisant la notation de bra-ket de Dirac, on peut réécrire l'équation II.4 comme [11]

$$\Delta\omega = -\frac{\omega}{2} = \frac{\langle E|\Delta\varepsilon|E\rangle}{\langle E|\varepsilon|E\rangle} \quad (\text{II.5})$$

Où ω est la fréquence angulaire du champ $E(r)$. Pour les applications de détection, les structures en CPhs sont infiltrées avec des analytes qui conduisent à une perturbation. Un paramètre important dans la quantification du décalage dû à la perturbation est le facteur de remplissage, f qui est défini comme [12]

$$f \equiv \frac{\langle E|\varepsilon|E\rangle_a}{\langle E|\varepsilon|E\rangle_{a+d}} = \frac{\langle E|D\rangle_a}{\langle E|D\rangle_{a+d}} \quad (\text{II.6})$$

Où $D = \varepsilon E$ est le déplacement du champ. L'intégrale du numérateur de l'équation II.6 est limitée à la région infiltrée par l'analyte (a), tandis que le dénominateur est intégré à tout l'espace ($a+d$). Par conséquent, en utilisant l'équation II.5, le décalage spectral pour une petite perturbation $\Delta\varepsilon \approx 2n\Delta n$ est représenté comme suit [13] :

$$\Delta\omega = -\frac{\omega}{2} \cdot \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \cdot f = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda} \quad (\text{II.7})$$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta n}{n} \cdot f \quad (\text{II.8})$$

$$\frac{\Delta\lambda}{\Delta n} = f \cdot \frac{\lambda}{n} \quad (\text{II.9})$$

Où ε est la constante diélectrique, ' λ ' est la longueur d'onde optique transmise dans le CPh et ' n ' est l'indice de réfraction de l'analyte. La sensibilité (S) est calculée comme le rapport du décalage en longueur d'onde au changement d'indice de réfraction exprimée en nm/RIU. L'équation II.9 est donnée par :

$$S = \frac{\Delta\lambda}{\Delta n} = f \cdot \frac{\lambda}{n} \quad (\text{II.10})$$

D'après l'équation II.10, on peut déduire que la sensibilité dépend de la fraction de remplissage du CPh. Ainsi, le capteur à CPh infiltré par l'analyte peut être comparé en considérant les fractions de remplissage correspondantes, ce qui conduit à un décalage de la longueur d'onde du spectre de

sortie. Ce décalage doit être suffisamment important pour que la sensibilité augmente en même temps que la détection devient plus aisée pour des analytes à plus faible concentration.

II.6.2 Capteurs à indice de réfraction

Au cours des années précédentes, les capteurs à indice de réfraction ont fait l'objet de recherches assidues et ont connu un intérêt croissant. Les fonctions de détection appliquées aux structures à cristaux photoniques produisent un grand confinement de la lumière dans l'analyte (substance à détecter). Le principe d'une telle détection consiste à mesurer la variation de l'indice de réfraction d'un élément sensible en fonction de la présence d'un analyte. Donc, pour rendre le capteur très sensible à une petite variation de l'indice de réfraction, il est nécessaire de produire une grande interaction entre la lumière et la matière en concentrant la lumière dans un très petit volume.

Plusieurs dispositifs ont été proposés en tant que capteurs à indice de réfraction utilisant les différents types de structures à cristaux photoniques, tels que : les cavités à CPh, les guides d'ondes, le couplage d'un guide d'onde avec une cavité, le couplage latéral entre le guide d'onde et la cavité, la cavité à modulation locale d'un défaut linéaire

II.6.2.1 Capteur à indice de réfraction à base de microcavité

Parmi les différents types de structures, l'architecture à base de microcavité présente un domaine de recherche d'actualité très intéressant, en raison de la taille compacte de ces composants, leur facteur de qualité et sensibilité élevés. Le facteur de qualité (Q) et la sensibilité (S) illustrent les performances d'une cavité à CPhs, pour des applications de détection. Le facteur de qualité décrit la netteté de la résonance, il représente le fort confinement de la lumière dans la cavité et il est défini par $Q = \lambda_0 / \delta\lambda$, où λ_0 : la longueur d'onde de résonance et $\delta\lambda$: la largeur à mi-hauteur du pic. La sensibilité est exprimée par $S = \Delta\lambda / \Delta n$, où $\Delta\lambda$ est la variation de la longueur d'onde et Δn la variation de l'indice de réfraction.

Les premiers travaux sur l'influence d'infiltration d'un mélange eau-glycérol sur la variation de IR dans un capteur à base de cavité à CPh sont démontrés en 2004 par E. Chow et al [9] (Fig. II.6.a). Pour un changement d'indice de réfraction de 0.002, le facteur de qualité est d'environ 400 et la sensibilité peut atteindre 200nm/RIU.

Par la suite les recherches ont été développées pour obtenir des structures optimisées avec des facteurs de qualité et sensibilité plus élevées. En 2013, Hanic et al. [14] ont proposé une nouvelle approche basée sur une cavité à CPh à facteur de qualité élevé (Fig. II.6.b). Cette approche repose sur une infiltration sélective des trous d'air sans défaut. Le calcul indique un facteur de qualité plus élevé d'environ 10^6 avec une bonne sensibilité. Le capteur suivant est introduit en 2014 par Liu et al. [15]. Les auteurs étudient un capteur où ils font des modifications sur une cavité L3 (Fig. II.6.c). La position et la taille des trous autour de la cavité L3 sont modifiés afin d'obtenir un facteur de qualité élevé environ de 1500 avec une infiltration d'indice de réfraction $n = 1.5$. Ils observent une variation de la longueur d'onde de 10.4 nm pour la simulation et de 12.4 nm pour l'expérimentale entre l'eau ($n = 1.33$) et l'huile ($n = 1.45$). La sensibilité calculée est de 103 nm/RIU.

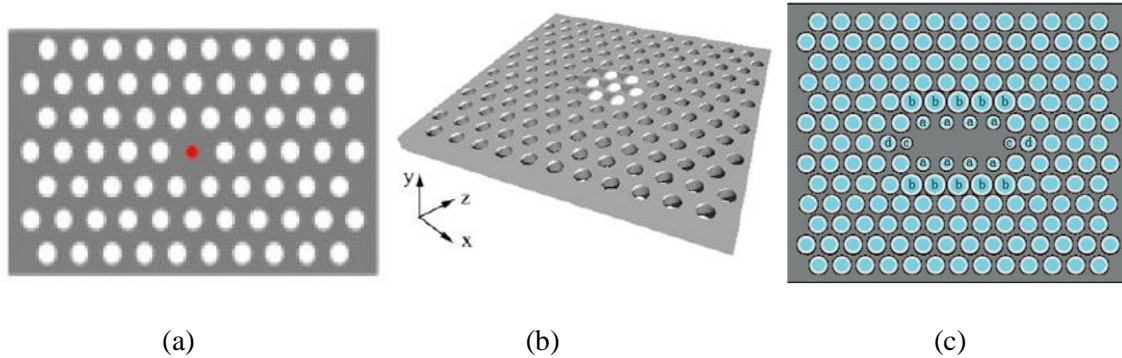


Figure II.6 : Structures de capteur IR : **a)** à base de microcavité résonante [9], **b)** Cristal photonique sans défaut avec infiltration des trous indiqués en blanc [14], **c)** Cavité L3 en CPh avec modification des trous autour de la cavité [15].

D'autre part, Cheng Qi et al. [16] ont proposé un capteur d'indice de réfraction à base de nanocavité à CPh. La structure étudiée est un cristal photonique bidimensionnel avec un réseau triangulaire de trous d'air gravés perpendiculaires sur un substrat de silicium (l'indice de réfraction $n_{\text{si}} = 3.42$) (Fig. II.7.a).

La structure consiste en un CPh-2D, elle est obtenue en enlevant quelques trous de la ligne centrale suivant la direction x pour former les deux guides d'ondes d'entrée et de sortie. La nanocavité est formée en modifiant le rayon (R) des trous centraux (C). Le guide d'onde et la nanocavité sont séparés par deux trous d'air.

Afin d'améliorer les performances de la détection du capteur, on augmente la valeur du rayon (R) du trou central. Le facteur de qualité obtenu est de 654.7 pour $R = 255$ nm.

Pour obtenir une cavité avec une sensibilité encore plus élevée, la structure du capteur peut être ajustée par l'augmentation du nombre de trous (N) entre le guide d'onde et la cavité. La valeur de R est fixée à $R = 255$ nm, le nombre de trous (N) varie de $N = 2$ à $N = 5$ et l'indice de réfraction de 1.33 à 1.45 avec un pas de 0.01. D'après les résultats obtenus, le nombre de trous $N = 3$ a été choisi en tenant compte du compromis entre la sensibilité et le facteur de qualité. La sensibilité peut atteindre 198.7 nm/RIU.

D'une part, une valeur plus élevée du facteur de qualité est obtenue en agissant sur la taille des trous situés au deux bords de la cavité (Fig. II.7.b). D'après les résultats, les paramètres de la structure optimisée sont : $R1 = 1.10r$, $R2 = 1.05r$, $R3 = 0.96r$ correspondant à un facteur de qualité de 10351.8 et une sensibilité de 326.1 nm/RIU au mode de résonance situé à $\lambda = 1777.2$ nm.

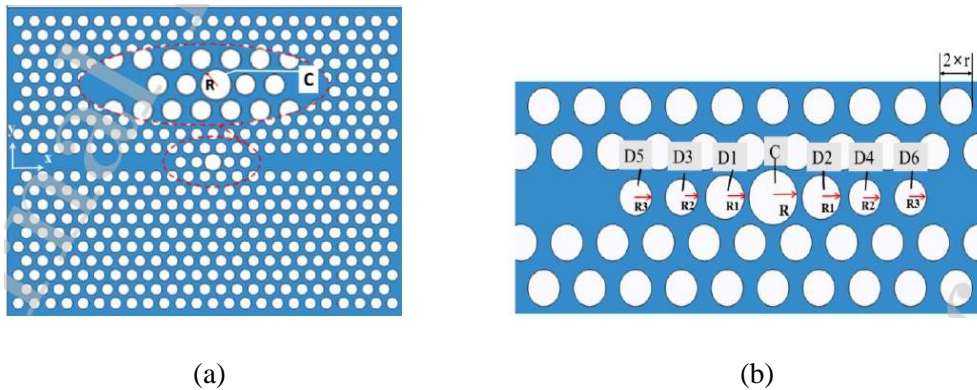


Figure II.7 : a) Schéma de la structure initiale du capteur, b) Structure optimisée avec $R = 255$ nm, $N = 3$, $R1 = 1.10r$, $R2 = 1.05r$, $R3 = 0.96r$ [16].

En outre, l'indice de réfraction effectif considéré entre les trous infiltrés et le substrat de silicium peut améliorer la sensibilité du capteur. Pour étudier l'influence du nombre des trous (m) infiltrés, le nombre de trous (m) infiltrés localisés proche de la cavité est modifié (indiqué par la couleur violette dans la figure II.8.a).

Finalement, les performance de détection du capteur (Fig. II.8.b) sont optimisés lorsque le nombre de trous infiltrés $m = 37$ correspond à $Q = 1.38 \times 10^4$, $S = 303.65$ nm/RIU.

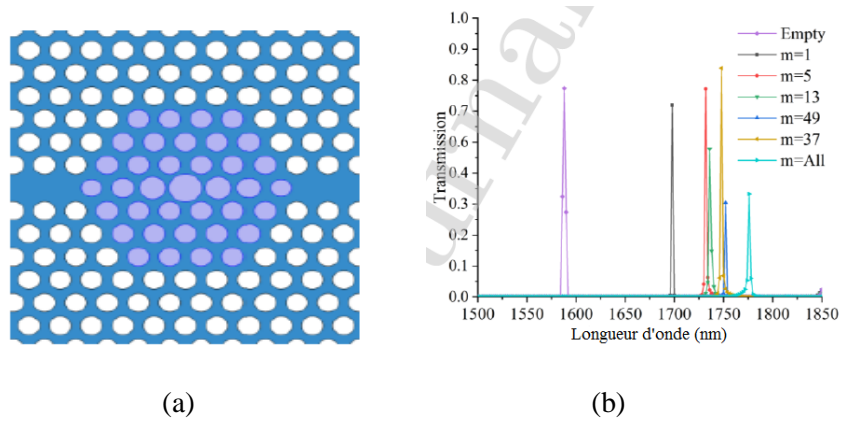


Figure II.8 : a) Schéma de la structure avec le nombre de trous infiltrés $m = 37$, b) Spectre de transmission avec les différents valeurs de m [16].

II.6.2.2 Capteur à indice de réfraction à base de guide d'onde

L'application des guides d'ondes à cristaux photoniques en tant que capteur d'indice de réfraction a un grand intérêt puisqu'ils sont capables d'agir directement comme élément de détection sans concevoir de microcavité intégrée. La réalisation du guide d'onde à CPh est généralement obtenue en introduisant un défaut linéique dans la structure périodique.

La caractéristique spectrale la plus utilisée dans un guide d'onde à CPh est la longueur d'onde de coupure (λ_{cutoff}). Cette dernière décrit la longueur d'onde maximale à laquelle le mode optique peut se propager dans le guide d'ondes CPh. Donc le principe de détection est basé sur la variation de λ_{cutoff} en fonction de la variation de l'indice de réfraction.

En 2013, un capteur d'indice de réfraction à cristaux photoniques à base de guide d'onde est proposé par Dutta et Pal [17]. La structure du capteur à base de guide d'onde consiste en un réseau triangulaire de trous d'air, le guide d'onde est formé par la création de défauts suivant la direction x de la structure. Les capteurs à CPh à base de guide d'onde sont plus sensibles près de la région de défaut linéaire du guide d'onde, pour cela la région près de ce défaut a été modifiée pour obtenir une sensibilité plus élevée. Le capteur à guide d'onde a une ligne complète de défaut créé par la modification du rayon des trous (indiqué par la couleur bleue) et le rayon des trous alternés entourant la ligne défectueuse (couleur rouge) comme le montre la figure II.9.a.

Pour analyser la sensibilité, quelques structures à cristaux photoniques à base de guide d'onde (A, B, C, D, E) sont considérées [17]. Toutes les structures considérées ont les mêmes paramètres (le

rayon et la période). Pour estimer la sensibilité de chaque structure, les trous sont remplis par un intervalle d'indice de réfraction de l'air ($n = 1$) à l'eau ($n = 1.33$). D'après les résultats de simulation, la structure E a une sensibilité plus élevée par rapport aux autres structures (Fig. II.9.b).

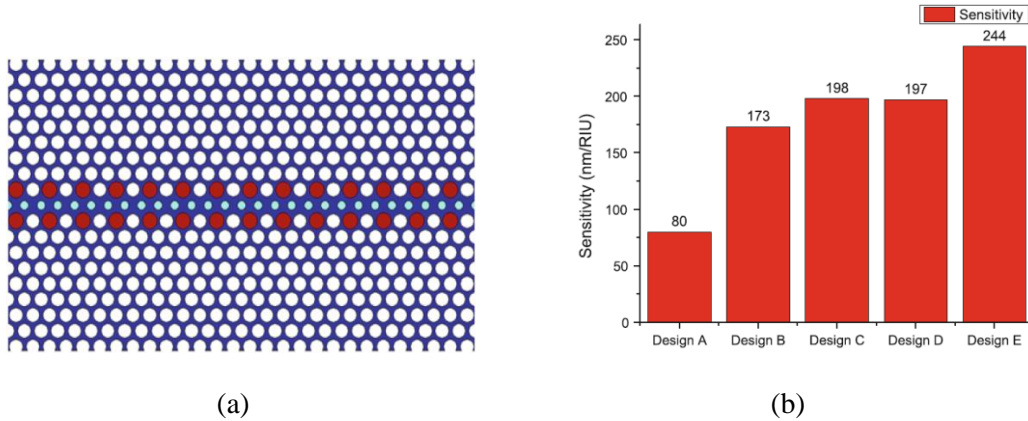


Figure II.9 : a) Schéma de la structure du capteur IR à base de guide d'onde, b) Sensibilité des différentes structures proposées [17].

Dans l'étape suivante, la structure a été infiltrée par différents échantillons (eau $n = 1.33$, acide acétique $n = 1.371$, Polyéthylène glycol (PEG) $n = 1.471$) et Bovine sérum albumine (BSA) $n = 1.57$), afin d'estimer le fonctionnement de la structure. La variation de la longueur d'onde est relevée et la sensibilité correspondante est calculée. Les résultats montrent une variation de la longueur d'onde de 0.26 nm pour un changement de l'indice de réfraction de 0.001.

La simulation est effectuée par la suite seulement en infiltrant les trous défectueux comparativement avec les résultats de l'infiltration de la structure complète. Les valeurs de la sensibilité obtenue, pour l'infiltration des défauts seulement et de toute la structure, sont 186 et 260 nm/RIU, respectivement. D'après les résultats, le cas de l'infiltration du défaut seul correspond à la sensibilité la plus élevée.

Un autre capteur optique à base de guide d'onde à CPh a été proposé par Kumar et al en 2015 [18]. La structure consiste en un guide d'onde à cristal photonique bidimensionnel avec un réseau triangulaire de trous d'air modulé périodiquement sur un substrat de silicium ($n = 3.5$) (Fig. II.10). La structure a deux rayons différents de trous $R1 = 0.35a$ et $R2 = 0.4a$ dont la période $a = 428$ nm. Le rayon $R2$ a été modifié afin d'obtenir le mode résonant dans la structure. La lumière a été couplée à une extrémité du guide d'onde et le spectre de transmission a été observé à l'autre extrémité de ce guide d'onde.

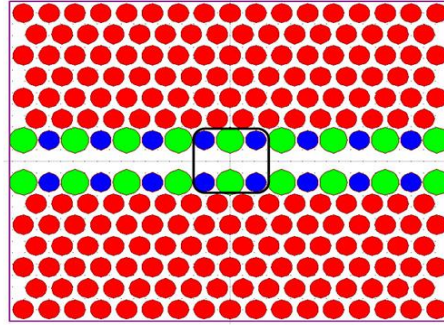


Figure II.10 : Schéma du capteur IR à guide d'onde [18].

Le guide d'onde a été formé par l'omission d'une rangée de trous d'air suivant la direction x. Le rayon des trous de deux lignes situées au-dessous et en-dessus du guide d'onde a été modifié à des positions alternatives (trous vert) pour obtenir le mode résonant. Les résultats montrent que le mode résonant a été trouvé pour $R2 = 0.4a$ correspondant à une longueur d'onde située à $\lambda = 1550$ nm.

Deux schémas ont été employés pour réaliser la simulation et analyser la sensibilité de la structure. Le premier schéma consiste à infiltrer tous les trous situés au-dessous et en-dessus du guide d'onde par un analyte. La simulation indique que la longueur d'onde de résonance se déplace de 0.061 nm pour une variation de l'indice de réfraction $\Delta n = 0.0001$ comme le montre la figure II.11.a et donc le capteur a une sensibilité $S = 610$ nm/RIU, ce qui rend approprié pour la détection de gaz. Pour le deuxième schéma, seuls les grands trous (trous verts) ont été infiltrés par l'analyte. Pour ce cas, la simulation montre que la longueur d'onde de résonance se déplace par 0.3 nm pour une variation de IR $\Delta n = 0.001$ (Fig. II.11.b), donc la sensibilité est de $S = 300$ nm/RIU.

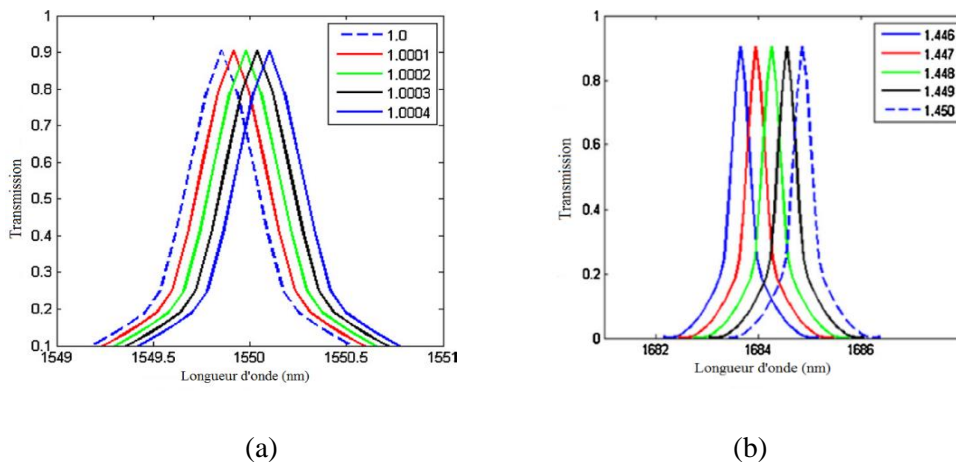


Figure II.11 : Spectre de transmission pour différentes valeur de RI : **a)** Tous les trous situés au-dessous et en-dessus du guide d'onde sont remplis, **b)** Seuls les grands trous sont remplis [18].

II.6.2.3 Capteur à indice de réfraction à base d'un couplage latéral

Dans cette partie, nous allons étudier une voie de couplage qui consiste à juxtaposer la cavité parallèlement au guide pour obtenir une interaction latérale des modes de cavité avec les modes du guide. Dans ce contexte, Ding et al [19] ont proposé un réseau en cascade d'un capteur à couplage latéral à base de guide d'onde à CPh avec un changement de la période et trois cavités en cascade couplées latéralement à un guide d'onde. La structure consiste en trois capteurs qui ont des cavités similaires couplés à un guide d'onde.

Dans un premier temps, la structure d'un seul capteur est démontrée et optimisée (Fig. II.12.a). Le guide d'onde est formé en enlevant une rangée de trous d'air, tandis que la cavité est obtenue par l'omission d'un seul trou. En outre, la construction de la cavité résulte de plusieurs étapes : un petit trou d'air est ajouté à la place du trou retiré en ajustant le rayon (r_x) de celui-ci, les trous adjacents au petit trou ajouté sont déplacés (d_x) et le rayon des quatre trous d'air (r_y) l'entourant est ajusté. La structure optimale est obtenue pour : $r_x = 0.7a$, $r_y = 0.28a$ et $d_x = 0.16a$ où la longueur d'onde est située à $\lambda = 1530$ nm (Fig. II.12.b) correspondant à un facteur de qualité $Q = 70454$.

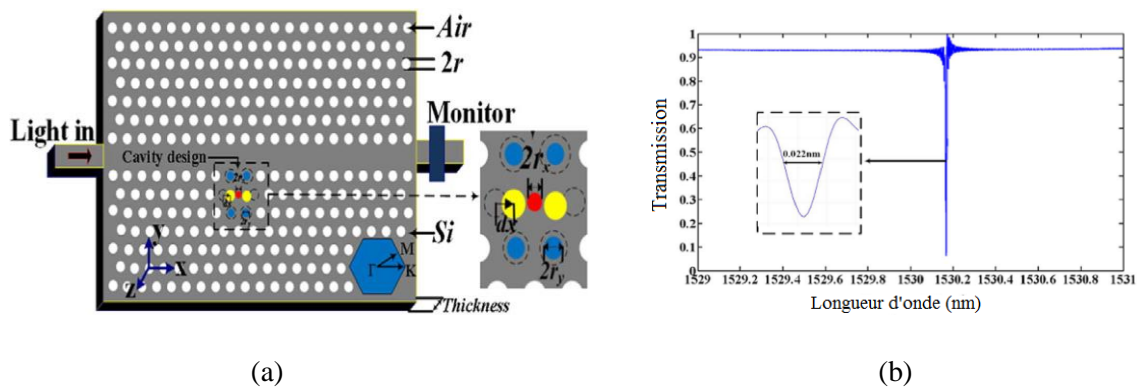


Figure II.12 : a) Structure optimisée d'un seul capteur, b) Spectre de transmission de la cavité optimisée [19].

A partir de la structure optimale, on étudie l'influence du nombre de trous fonctionnels sur la sensibilité. Pour cela, l'indice de réfraction des trous fonctionnels (N) est modifié. La simulation concerne les cas suivants : $N = 1, 3, 5, 9, 13, 16$ et 26 trous.

La figure II.13.a et b montre un réseau de trois capteurs en cascade dont la structure consiste en trois parties de détection indépendantes avec différentes périodes et la variation de la longueur d'onde en modifiant l'indice de réfraction, respectivement.

Les résultats de simulation indiquent que, les trois capteurs possèdent une sensibilité approximative $S = 260 \text{ nm/RIU}$ lorsque le nombre de trous fonctionnels $N = 5$ et un facteur de qualité de valeur presque 12000.

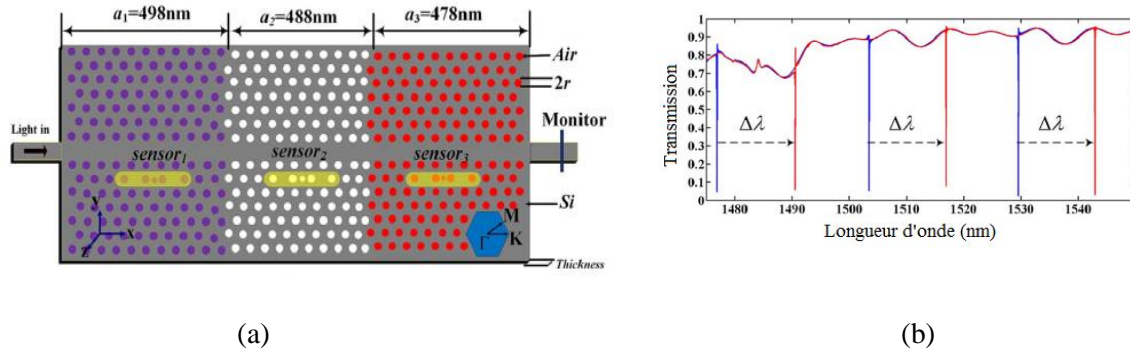


Figure II.13 : a) Structure d'un réseau de trois capteurs, b) Décalage de la longueur d'onde lorsque l'indice de réfraction du capteur est modifié [19].

II.6.3 Capteurs à gaz

La mesure de la concentration de gaz joue un rôle très important dans de nombreuses applications industrielles, biomédicales et environnementales [20]. Plusieurs méthodes ont été proposés pour mesurer la concentration de gaz, parmi eux, le capteur optique à gaz est le plus courant.

La structure périodique des trous d'air à cristaux photoniques est adaptée à la détection de gaz. Le principe de détection est basé sur la variation de l'indice de réfraction due à la variation de concentrations de gaz infiltrées ou celle de la pression ambiante [21].

Dans un premier temps en 2008, T. Süner et al [22] ont proposé un capteur pour la détection de deux types de gaz simultanément, ayant différentes pressions relatives. La structure proposée de ce capteur est une hétérostructure formée par un changement du rayon des trous de la ligne adjacente au guide d'onde. La sensibilité et le facteur de qualité obtenus sont , respectivement 80 nm/RIU et 380000.

En 2010, la sensibilité est améliorée à 510 nm/RIU pour une structure basée sur une hétérostructure à fente, proposée par J. Jágorská et al [23]. La limite de détection est supérieure à 1×10^{-5} RIU. Ces résultats ont été obtenus pour la mesure de l'hélium, le nitrogène et le dioxyde de carbone.

En 2016, Qian et al [24] ont proposé un capteur à gaz dont la structure consiste en un cristal photonique avec un réseau triangulaire de trous d'air. La structure est formée par l'omission des trous de la ligne centrale le long de la direction x pour former le guide d'onde. En plus, une paire de deux trous d'air sont insérés dans le guide d'onde, dans lequel un défaut ponctuel est introduit pour former une cavité (Fig. II.14). Enfin, l'infiltration du cryptophane E, qui est le matériau sensible au méthane. L'infiltration est effectuée au niveau des quatre trous défectueux de la cavité pour construire la région de détection (indiquer par la couleur rouge dans la figure II.14). Puis, l'infiltration de fluide avec un indice de réfraction approprié dans les deux premières rangées de trous d'air situer au-dessous et en-dessus du guide d'onde (trous verts dans la figure II.14). Les résultats de simulation montrent que la sensibilité de ce capteur est de 450 nm/RIU et le facteur de qualité $Q = 1105$.

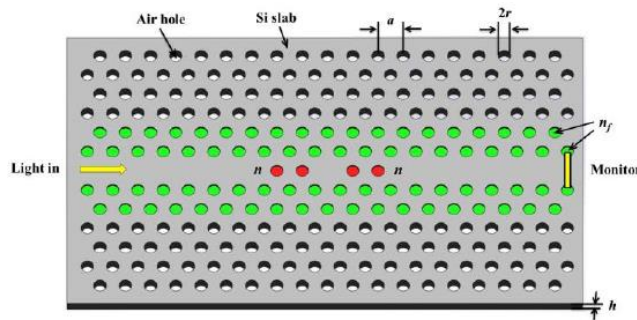


Figure II.14 : Schéma de la structure du capteur à gaz proposé à base d'une cavité à CPh [24].

Les capteurs de gaz peuvent aussi être appliqués sur des structures à cristaux photoniques à base du guide d'onde. En 2015, Goyal et al [25] ont proposé une structure de forme anneau de trous d'air à cristal photonique à base d'un guide d'onde pour les applications de détection de gaz (Fig. II.15). La structure proposée est construite en gravant des trous d'air en forme d'anneau dans un substrat de silicium. Le guide d'onde est formé en enlevant une ligne de trous d'air, et en introduisant une rangée de trous dans le guide d'onde. La sensibilité, dans ce cas, est analysée pour la variation de deux paramètres : le rayon des trous défectueux et la profondeur de gravure, et par l'utilisation des analytes de gaz d'indice de réfraction dans un intervalle de 1.000 à 1.0004, la sensibilité est de 513 nm/RIU .

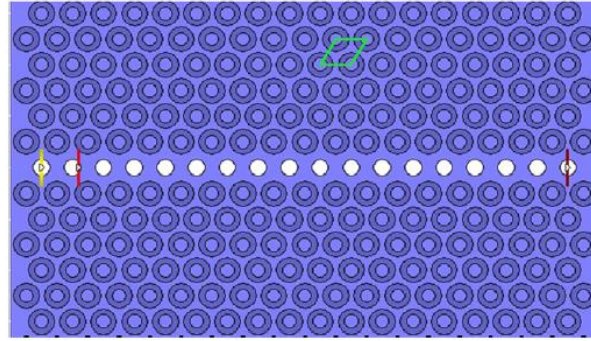


Figure II.15 : Schéma de la structure du capteur à gaz à base d'un guide d'onde à CPh [25].

II.6.4 Capteurs mécaniques

Le principe de fonctionnement de ce type de capteur à cristaux photoniques est basé sur les effets photoélastique, piézoélectrique et électrooptique des matériaux constituant la structure. Lorsqu'une certaine action mécanique (déformation ou déflexion) est appliquée au cristal photonique, elle induira une variation de l'indice de réfraction de la structure, ce qui modifiera alors le spectre de transmission et décalera ainsi la longueur d'onde correspondante. Les capteurs mécaniques à base de CPh sont généralement utilisés pour la mesure de la pression, la force, la déformation ou la torsion.

Différentes structures à cristaux photoniques ont été proposées par des équipes de recherche pour étudier les propriétés mécaniques. En 2011, D. Yang et al [26] ont considéré les propriétés d'une cavité H0 à fente (Fig. II.16). Les paramètres de la structure sont : le rayon $r = 0.32a$, la largeur de la fente $w_s = 0.45a$ et le décalage de la période $sx = 0.2a$. Les résultats de simulation montrent une mesure quasi-linéaire du micro-déplacement avec une sensibilité de $1.0a^{-1}$ et un facteur de qualité de 6000.

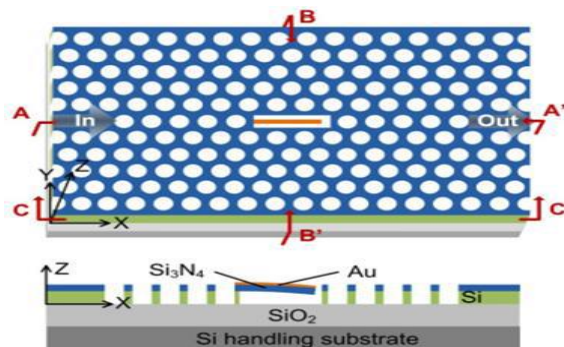


Figure II.16 : Structure d'une cavité H0 à fente pour la détection de stress [26].

Une autre étude par Yang et al en 2013 [27], qui proposent une structure à cristal photonique basé sur une cavité inclinée, comme montre la figure II.17.a. Les paramètres de la structure sont : $a = 385 \text{ nm}$, $r = 0.3a$ et la variation des trous était $0.2a$. Les résultats de simulation indiquent que la structure proposée peut être utilisée pour la détection de stress dans les deux directions horizontale et verticale avec une limite de détection de 58 nN et 44 nN, respectivement. Cependant, si les effets mécaniques sont trop importants, la déformation ou la déflexion de la période de la structure à cristal photonique sera notable [27]. Par conséquent, les conditions de résonance (tels que : la forme du spectre de résonance, le facteur de qualité, et la transmittance) de la cavité à CPh seront modifiés, ce qui va influencer les propriétés de détection (sensibilité, linéarité, limite de détection, stabilité, etc.) du capteur mécanique et le rendre non fonctionnel [28].

Pour résoudre ce problème, en 2013, Yang et al ont proposé la structure d'un capteur de pression, sans torsion, basé sur une cavité H0 de type piston, comme le montre la figure II.17.b [29]. Ici, la cavité H0 a été obtenue par l'addition de nano-trou au centre du trou défectueux. Les paramètres de la structure sont : $r = 0.32a$ et $a = 425 \text{ nm}$. Finalement, la sensibilité obtenue est élevée : 0.50 nm/nN et la limite de détection estimée est faible : 0.68 nN. Combinant l'avantage de la structure dans la référence [27] et dans la référence [29], Y. Yang a proposé un capteur de force (Fig. II.17.c) [30], dans lequel la première structure a été utilisée pour détecter la force dans les deux directions horizontale et verticale, et la deuxième structure a été utilisé pour détecter la force dans la direction droite. Après optimisation de la nouvelle structure à base d'une cavité à CPh, des sensibilités élevées ont été obtenus : 8.2 nm/ μN , 12.5 nm/ μN , et 10.9 nm/ μN dans la direction horizontale, verticale et droite. Par conséquent, les limites de détection pour les trois directions sont : 24 nN, 16 nN, and 18 nN, respectivement. Ce nouveau mécanisme de détection crée une nouvelle vision des capteurs mécaniques à base d'une cavité à CPh.

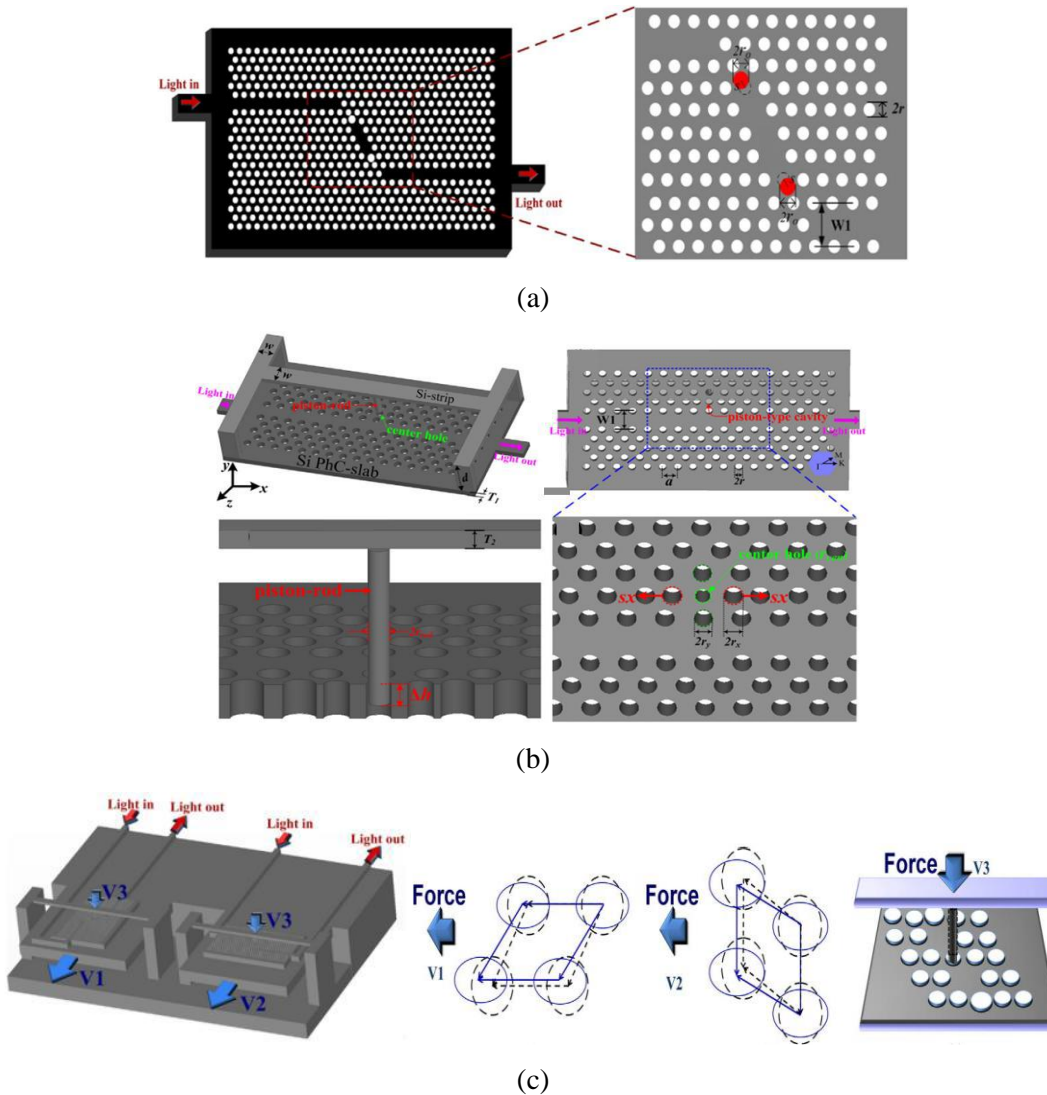


Figure II.17 : a) Structure du cristal photonique à base d'une cavité inclinée [27], b) Cavité à CPh de type piston [29], c) Cavité à CPh pour la détection de la force [30].

II.7 Conclusion

A travers ce chapitre, des généralités et quelques notions de base liées aux capteurs sont présentées, comme nous focalisons notre étude sur les capteurs optiques, nous avons exposé les principales technologies de détection. Les capteurs à cristaux photoniques sont particulièrement intéressants dans ce chapitre, en raison de leurs propriétés optiques importantes tels que le fort confinement de la lumière dans de petits volumes, de leur extrême miniaturisation, de leur haute sensibilité spectrale et de la possibilité de les intégrer aux MEMS. Nous avons aussi présenté la conception

de capteurs basés sur la variation de l'indice de réfraction. D'autre part, nous avons exposé quelques exemples de simulation pour différents types de capteurs indiqués dans la littérature. En effet, afin de bien concevoir et utiliser les capteurs à CPhs, il est nécessaire de disposer des outils d'étude et de modélisation adéquats. Ces outils seront présentés dans le prochain chapitre.

II.8 Référence du chapitre II

- [1] G. Asch, “Les capteurs en instrumentation industrielle,” *Ed. 4, Publié par Dunod*, p. 816, 1993.
- [2] Yacouba SANOGO, “Conception et fabrication de capteur et de leur technique d’interrogation pour des applications dans les domaines de la santé et de l’environnement,” *thèse Dr. , ENS Cachan, 2012*.
- [3] “Vocabulaire international de métrologie–Concepts fondamentaux et généraux et termes associés (JCGM 200:2012),” *3ième édition (2012)*.
- [4] J. A. B. N. Lagakos, J. H. Cole, “Microbend fiber-optic sensor,” *Appl. Opt*, vol. 26, no. 11, pp. 2171–2180, 1987.
- [5] P. K. R. Y. Zhou, “Fourrier decomposition method for mode characterization in metal-clad fiber with complex index Profil,” *Opt. Commun*, vol. 237, pp. 325–332, 2004.
- [6] S. X. W. Yunming, D. Jingcao, Z. Mingde, “Theoretical and experimental study on multimode optical fiber grating,” *Opt. Commun*, vol. 250, pp. 54–62, 2005.
- [7] S. Ll. D. Inaudi, S. Vurpillot, “In-line coherence multiplexing of displacement sensors : a fiber optic extensometer,” *Proc. SPIE 'Smart Struct. Mater. San Diego, USA, 1996*.
- [8] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade, *Photonic Crystals : Molding the Flow of Light (Second Edition)*. Princeton: Princeton University Press, 2008.
- [9] E. Chow, A. Grot, L. W. Mirkarimi, M. Sigalas, and G. Girolami, “Ultracompact biochemical sensor built with two-dimensional photonic crystal microcavity.,” *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 10, pp. 1093–1095, 2004.
- [10] T. Hasek, H. Kurt, D. S. Citrin, and M. Koch, “photonic crystals for fluid sensing in the subterahertz range,” *App. Phys. Lett*, vol. 89, pp. 173508-1-173508–3, 2006.
- [11] N. A. Mortensen, S. Xiao, and J. Pedersen, “Liquid-infiltrated photonic crystals : enhanced light-matter interactions for lab-on-a-chip applications,” *Microfluid Nanofluid*, vol. 4, pp. 117–127, 2008.

- [12] S. Xiao and N. A. Mortensen, “Proposal of highly sensitive optofluidic sensors based on dispersive photonic crystal waveguides,” *J. Opt. A Pure Appl. Opt.*, vol. 9, pp. S463–S467, 2007.
- [13] and Q. W. Y. Zhao, Y. N. Zhang, “Research advances of photonic crystal gas and liquid sensors,” *Sensors Actuators B Chem.*, vol. 160, pp. 1288–1297, 2011.
- [14] S. Tomljenovic-Hanic and C. M. de Sterke, “Reconfigurable, Defect-Free, Ultrahigh-Q Photonic Crystal Microcavities for Sensing,” *Sensors*, vol. 13, pp. 3262–3269, 2013.
- [15] Y. Liu and H. W. M. Salemink, “All-optical on-chip sensor for high refractive index sensing in photonic crystals,” *Eur. Lett*, vol. 107, pp. 34008-p1-34008-p5, 2014.
- [16] C. Qi, W. Shutao, L. Jiangtao, L. Na, and P. Bo, “Refractive index sensor based on photonic crystal nanocavity,” *Opt. Commun.*, p. 125393, 2020.
- [17] H. S. Dutta and S. Pal, “Design of a highly sensitive photonic crystal waveguide platform for refractive index based biosensing,” *Opt. Quantum Electron.*, vol. 45, pp. 907–917, 2013.
- [18] A. Kumar, T. S. Saini, and R. K. Sinha, “Design and analysis of photonic crystal biperiodic waveguide structure based optofluidic-gas sensor,” *Opt. - Int. J. Light Electron Opt.*, vol. 126, no. 24, pp. 5172–5175, 2015.
- [19] Z. Ding, J. Zhou, L. Huang, F. Sun, Z. Fu, and H. Tian, “Design of side-coupled cascaded photonic crystal sensors array with ultra- high figure of merit,” *Opt. Commun.*, vol. 392, pp. 68–72, 2017.
- [20] P. F. C. C. Clerbaux, J. Hadji-Lazaro, S. Turquety, G. Megie, “Trace gas measurements from infrared satellite for chemistry and climate applications,” *Atmos. Chem. Phys*, pp. 1495–1508, 2003.
- [21] Y. Zhang, Y. Zhao, and R. Lv, “A Review for Optical Sensors Based on Photonic Crystal Cavities,” *Sensors Actuators A. Phys.*, 2015.
- [22] and A. F. T. Sünnner, T. Stichel, S.-H. Kwon, T. W. Schlereth, S. Höfling, M. Kamp, “Photonic crystal cavity based gas sensor,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, no. 26, 2008.

- [23] J. Jágerská, H. Zhang, Z. Diao, N. Le Thomas, and R. Houdré, “Refractive index sensing with an air-slot photonic crystal nanocavity,” *Opt. Lett.*, vol. 35, no. 15, pp. 2523–2525, 2010.
- [24] X. Qian, Y. Zhao, Y. Zhang, and Q. Wang, “Theoretical Research of Gas Sensing Method Based on Photonic Crystal Cavity and Fiber Loop Ring-Down Technique,” *Sensors Actuators B Chem.*, vol. 228, pp. 665–672, 2016.
- [25] A. K. Goyal and S. Pal, “Design and simulation of high-sensitive gas sensor using a ring-shaped photonic crystal waveguide,” *Phys. Scr.*, vol. 90, 2015.
- [26] Y. J. D. Yang, H. Tian, “Microdisplacement sensor based on high-Q nanocavity in slot photonic crystal,” *Opt. Eng.*, vol. 50, no. 5, p. 054402(1-6), 2011.
- [27] Y. Yang, D. Yang, H. Tian, and Y. Ji, “Photonic crystal stress sensor with high sensitivity in double directions based on shoulder-coupled aslant nanocavity,” *Sensors Actuators A. Phys.*, vol. 193, pp. 149–154, 2013.
- [28] et al C. Lee, R. Radhakrishnan, C. Chen, “Design and modeling of a nanomechanical sensor using silicon photonic crystals,” *J. Light. Technol.*, vol. 26, pp. 839–846, 2008.
- [29] D. Yang, H. Tian, N. Wu, Y. Yang, and Y. Ji, “Nanoscale torsion-free photonic crystal pressure sensor with ultra-high sensitivity based on side-coupled piston-type microcavity,” *Sensors Actuators A. Phys.*, vol. 199, pp. 30–36, 2013.
- [30] et al Y. Yang, H. Tian, D. Yang, “Nanomechanical three dimensional force photonic crystal sensor using shoulder-coupled resonant cavity with an inserted pillar,” *Sensors and Actuators A-Physical*, vol. 209, pp. 33–40, 2014.

Chapitre III

Méthodes numériques et logiciels
pour la simulation des cristaux
photoniques

III.1 Introduction

Au cours de ces dernières années, la recherche sur les matériaux à bande interdite photonique a considérablement évolué. Les propriétés de ces matériaux consistent à l'étude du comportement de la lumière dans des structures à cristaux photoniques de dimension finie ou infinie. Le comportement des systèmes électroniques, optiques et optoélectroniques est décrit par les équations de Maxwell qui permettent la modélisation du champ électromagnétique caractérisant la structure étudiée. Le développement des méthodes de modélisation numérique précises et rapides reste donc primordial pour l'étude de ces structures. Par conséquent, de nombreux outils de modélisation des phénomènes de propagation et de diffraction des ondes électromagnétiques ont été développés depuis la fin des années 60 grâce aux performances croissantes des moyens de calcul. Parmi les outils de modélisation des structures périodiques les plus usités et les plus répandus dans la littérature, on distingue deux catégories qui peuvent être classées suivant le domaine d'utilisation, fréquentiel ou temporel. Pour la première catégorie, on peut citer comme exemples la méthode des ondes planes (PWE), la méthode des moments et la méthode des éléments finis. Concernant la deuxième, on distingue par exemple la méthode des éléments finis et la méthode des différences finies dans le domaine temporel. Dans le cadre de cette thèse, nous nous focalisons sur les deux méthodes les plus couramment utilisées : la méthode des ondes planes (PWE) et la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD). Pour nos simulations nous exploiterons les logiciels « BandSOLVE » et « FullWAVE » de RSoft qui sont gouvernés par les méthodes des ondes planes et FDTD, respectivement.

III.2 Méthodes de modélisation des structures périodiques

Les cristaux photoniques ou structures périodiques diélectriques sont particulièrement des matériaux à bandes interdites photoniques. Ces structures ont la capacité de fonctionner comme un miroir en réfléchissant partiellement ou totalement les ondes électromagnétiques dans une certaine gamme de fréquence et cela pour des incidences particulières selon les types de matériaux utilisés [1]. Dans un cristal photonique le comportement de la lumière est géré à l'aide des équations de Maxwell. Dans ce travail, deux approches peuvent être utilisées pour étudier ces structures : la méthode des ondes planes (PWE) et la méthode des différences finies dans le

domaine temporel (FDTD). Ces méthodes de calcul sont complémentaires l'une de l'autre et nous permettent de mieux cerner le fonctionnement des cristaux photoniques.

III.2.1 Méthode des ondes planes (PWM)

La méthode des ondes planes PWE (Plane Wave Expansion) est issue de la physique du solide. Elle est sans doute la méthode la plus utilisée dans les domaines de la photonique. La méthode de décomposition en ondes planes s'applique à toutes les structures dont la constante diélectrique est modulée de façon périodique dans l'espace [2]. La technique de PWE consiste à résoudre, dans l'espace fréquentiel, l'équation d'onde linéaire en développant le champ électromagnétique sur une base d'ondes planes. Cette méthode est essentiellement utilisée pour analyser les propriétés dispersives des matériaux à bandes interdites photoniques et permet de déterminer la fréquence, la polarisation, la symétrie et la distribution du champ pour les modes d'une structure photonique [3]. Elle peut être aussi adaptée pour étudier certaines structures non périodiques comme les guides d'onde ou les cavités grâce à la technique des super-cellules [4], mais pour assurer une convergence des calculs cette méthode nécessite un nombre important d'ondes planes, ce qui va induire un temps de calcul élevé et limite cette méthode.

Tout phénomène électromagnétique est gouverné par les équations de Maxwell. Ces dernières amènent à une équation d'onde. Dans un milieu linéaire, isotrope, non magnétique (perméabilité magnétique relative égal à 1) et en absence de sources l'équation d'onde s'écrit (pour les champs électrique et magnétique) de la manière suivante :

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) \right) + \mu_0 \varepsilon_0 \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E}(\vec{r}, t) = 0 \quad (\text{III.1})$$

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) \right) + \mu_0 \varepsilon_0 \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad (\text{III.2})$$

Il est possible de rechercher des solutions sous la forme d'ondes planes de la forme :

$$\vec{E}(\vec{r}, \vec{t}) = \vec{E}(\vec{r}) \cdot e^{i\omega t} \text{ et } \vec{H}(\vec{r}, \vec{t}) = \vec{H}(\vec{r}) \cdot e^{i\omega t} \quad (\text{III.3})$$

La longueur d'onde dans le vide $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$

Le vecteur d'onde \vec{k} est défini de telle sorte que le trièdre $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{K})$, soit direct et que $\omega^2 = \frac{K^2 c^2}{\varepsilon_r(\vec{r})}$ (c étant la vitesse de la lumière dans le vide et $n = \sqrt{\varepsilon_r(\vec{r})}$).

En combinant ces conditions, on peut simplifier les équations (III.1) et (III.2) :

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r})) - \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \varepsilon_r(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (\text{III.4})$$

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r})) - \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \varepsilon_r(\vec{r}) \vec{H}(\vec{r}) = 0 \quad (\text{III.5})$$

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

$$\varepsilon_r(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \varepsilon_r(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G}\vec{r}} \quad (\text{III.6})$$

$$\vec{E}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}} = \left(\sum_{\vec{G}} u_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G}\vec{r}} \right) \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}} = \sum_{\vec{G}} u_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{i(\vec{G}+\vec{k})\vec{r}} \quad (\text{III.7})$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = v_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}} = \left(\sum_{\vec{G}} v_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G}\vec{r}} \right) \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}} = \sum_{\vec{G}} v_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{i(\vec{G}+\vec{k})\vec{r}} \quad (\text{III.8})$$

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

$$-(\vec{G} + \vec{k}) \times \left((\vec{G} + \vec{k}) \times u_{\vec{k}}(\vec{G}) \right) = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\vec{G}} \varepsilon_r(\vec{G} - \vec{G}') u_{\vec{k}}(\vec{G}') \quad (\text{III.9})$$

C'est un système linéaire de dimension infinie car il existe une infinité de solutions pour le vecteur \vec{G} du réseau réciproque.

La diagonalisation, qui doit être effectuée pour chaque valeur de k , permet alors de déterminer les valeurs propres $\omega_n(\vec{K})$ (n servant à numéroter les valeurs propres). Les valeurs de \vec{K} sont limitées à certaines directions de symétrie de la première zone de Brillouin ce qui permet d'obtenir les courbes de dispersion du cristal photonique. Elles représentent les diagrammes de bandes du cristal.

D'une manière générale, quand les vecteurs \vec{K} décrivent la première zone de Brillouin, les fréquences $\omega_n(\vec{K})$ recouvrent continûment le spectre d'énergie. Cependant, dans certains cas, il existe des domaines d'énergie dans lesquels aucun mode $\omega_n(\vec{K})$ n'est accessible ce sont les bandes interdites photoniques.

III.2.2 Méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD)

Le contrôle de la propagation du champ électromagnétique est assuré par la résolution des équations de Maxwell dans les structures diélectriques en utilisant la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) [6].

En 1966, Kane S.Yee a proposé la méthode numérique des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) [7] pour analyser les problèmes impliquant les équations de Maxwell dans des milieux isotropes avec des conditions aux limites. Yee a développé les premiers algorithmes de calcul concernant l'approche temporelle. En 1975, le schéma de Yee a été développée par A. Taflove [6] par l'introduction des termes de conductivité électrique et magnétique autorisant le traitement des pertes et aussi il apparut une série d'articles préconisant ses futures applications[8]. Grâce à ses avantages et à l'outil informatique devenant de plus en plus performant, la FDTD n'a cessé de gagner en utilisateurs pour des applications de plus en plus variées.

Cette méthode est particulièrement intéressante pour le calcul de toutes les composantes de champs à tous les instants et sur tout le domaine de calcul. Ce calcul permet d'obtenir des nombreuses informations précises telles que le spectre en fréquences en plusieurs points de la structure, une cartographie du champ électrique ou magnétique, etc. grâce à l'utilisation de la transformée de Fourier.

Cette méthode nécessite un calcul puissant et une mémoire couteuse. Aujourd'hui, les ordinateurs présentent une augmentation de la puissance et de la mémoire qui rendent l'implémentation de la méthode sur tout ordinateur de bureau possible.

Dans cette partie, nous présentons les principes de la méthode FDTD et nous expliquons les points nécessaires pour la modélisation des cristaux photoniques.

III.2.2.1 Principe de base de la méthode

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

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

$$\nabla \times E = -\mu \frac{\partial H}{\partial t} \quad (\text{III.10})$$

$$\nabla \times H = \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} \quad (\text{III.11})$$

$$(\text{III.10}) \Rightarrow \frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \nabla \times E \quad (\text{III.12})$$

$$(\text{III.11}) \Rightarrow \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \nabla \times H \quad (\text{III.13})$$

E et H désignent les champs électrique et magnétique, respectivement.

ε et μ représentent la permittivité électrique et la perméabilité magnétique, respectivement.

Dans un espace cartésien de repère (o, x, y, z) , les deux équations (III.12) et (III.13) peuvent être décomposées pour donner six équations scalaires. Chaque équation scalaire est une équation différentielle partielle du premier ordre.

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \quad (\text{III.14})$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (\text{III.15})$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (\text{III.16})$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad (\text{III.17})$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \quad (\text{III.18})$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad (\text{III.19})$$

Pour passer à un cristal photonique bidimensionnel (le cas où la périodicité du cristal est suivant deux directions et invariante suivant la troisième direction), on considère qu'il n'y a pas de variation suivant la troisième direction (Oz), c'est-à-dire que toutes les dérivées partielles par rapport à z sont nulles. On remarque qu'il est donc possible de considérer deux systèmes d'équations indépendants, l'un décrivant la polarisation TE et l'autre la polarisation TM.

Donc, on peut traiter d'une façon indépendante la propagation du champ électromagnétique pour les deux polarisations. Le système d'équations devient alors :

- ❖ **La polarisation TE (Transverse Electrique)**, dont les composantes électriques sont transverses, elles sont dans le plan de périodicité du cristal photonique. La polarisation TE est définie par le système d'équation suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(- \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \end{array} \right. \quad (\text{III.20})$$

- ❖ **La polarisation TM (Transverse Magnétique)**, dans ce cas se sont les composantes magnétiques qui sont transverses. Cette polarisation est régie par le système suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(-\frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \end{cases} \quad (\text{III.21})$$

III.2.2.2 Discrétisation des équations et algorithme de Yee

Le principe de l'algorithme de la FDTD est basé sur une discrétisation spatiale et temporelle de deux systèmes (III.20) et (III.21) dans leur forme différentielle et de les remplacer par un jeu d'équations aux différences finies. Il s'agit donc d'une méthode de numérisation qui permet de passer de l'expression analytique d'une équation à son approximation numérique. Par conséquent, dans l'espace 2D il est nécessaire de définir un pas d'incrément temporel Δt pour discrétiser le temps et de pas spatiale Δx ($\Delta x = \Delta y = \Delta$ dans la plupart des cas) pour réaliser un maillage de l'espace. L'espace est donc divisé en mailles élémentaires parallélépipédiques, à l'intérieur desquelles sont calculées les six composantes orthogonales des champs électromagnétiques (E_x , E_y , E_z et H_x , H_y , H_z).

a) Principe des différences finies centrées

La FDTD repose avant tout sur la discrétisation des dérivées partielles par la méthode des différences finies [7]. L'approximation des dérivées aux différents points de l'espace discret est réalisée par différenciation des valeurs des nœuds voisins ou point de dérivation. Considérons une fonction f de variable x , continue et dérivable jusqu'à l'ordre n , qui peut être développée en série de Taylor de chaque côté du point x_0 comme le montre la figure III.1. Les développements limités en série de Taylor à droite et à gauche de x_0 avec un décalage de $\mp \frac{\Delta x}{2}$ s'écrivent :

$$f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) = f(x_0) + \frac{\Delta x}{2} f'(x_0) + \frac{1}{2!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^2 f''(x_0) + \frac{1}{3!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^3 f'''(x_0) + \dots \quad (\text{III.22})$$

$$f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right) = f(x_0) - \frac{\Delta x}{2} f'(x_0) + \frac{1}{2!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^2 f''(x_0) - \frac{1}{3!} \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^3 f'''(x_0) + \dots \quad (\text{III.23})$$

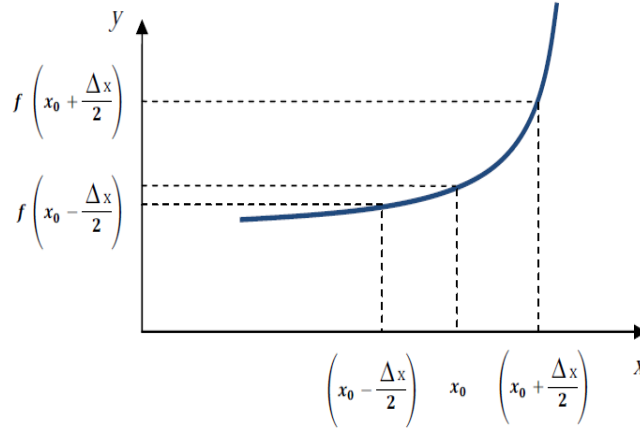


Figure III.1 : Calcul de la dérivée première de $f(x)$ locale en x_0 .

La dérivée de f au point est approchée de manière centrée en calculant la différence de l'équation (III.22) et de l'équation (III.23) à l'ordre 2. Elle est donnée sous la forme suivante :

$$f'(x_0) = \frac{f(x_0 + \frac{\Delta x}{2}) - f(x_0 - \frac{\Delta x}{2})}{\Delta x} + O(\Delta x^2) \quad (\text{III.24})$$

Cette solution génère une erreur d'ordre 2 représentée par le terme $O(\Delta x^2)$ qui sera négligé par la suite. On appelle approximation centrée cette approximation de la dérivée. Les résultats qu'elle offre sont plus précis en comparaison avec ceux donnés par d'autres types d'approximations dites droites ou gauches, dont les formules (III.25) et (III.26) sont décrites respectivement ci-dessous :

$$f'(x_0) = \frac{f(x_0 + \frac{\Delta x}{2}) - f(x_0)}{\Delta x} + O(\Delta x) \quad (\text{III.25})$$

$$f'(x_0) = \frac{f(x_0) - f(x_0 - \frac{\Delta x}{2})}{\Delta x} + O(\Delta x) \quad (\text{III.26})$$

Ces deux équations (III.25) et (III.26) donnent une erreur du premier ordre présentée par le terme $O(\Delta x)$, qui est moins précis en comparaison avec celui du deuxième ordre de la dérivée centrée. Par conséquent, on peut discrétiser les dérivées partielles dans le temps et dans l'espace utilisant l'approximation centrée présentes dans les équations de Maxwell.

En ajoutant les deux expressions (III.22) et (III.23) membre à membre, nous obtenons :

$$f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) + f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right) = 2f(x_0) + \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^2 f''(x_0) + O(\Delta x^4) \quad (\text{III.27})$$

Le terme $O(\Delta x^4)$ représente l'erreur de discrétisation, il considère un terme négligeable devant les autres. Alors les opérateurs de dérivée première et deuxième peuvent être exprimés en différences finies selon :

$$f'(x_0) \approx \frac{f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) - f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right)}{\Delta x} \quad (\text{III.28})$$

$$f''(x_0) \approx \frac{f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) - 2f(x_0) + f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta x}{2}\right)^2} \quad (\text{III.29})$$

b) Discrétisation par la méthode des différences finies centrées

L'expression (III.24) peut être appliquée, par exemple à l'équation (III.17), pour approcher à la fois la dérivée temporelle et les dérivées spatiales, en négligeant l'erreur $O(\Delta x^4)$.

L'équation (III.24) est complètement discrétisée et devient :

$$\frac{H_x\left(x, y, z, t + \frac{\Delta t}{2}\right) - H_x\left(x, y, z, t - \frac{\Delta t}{2}\right)}{\Delta t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{E_y\left(x, y, z + \frac{\Delta z}{2}, t\right) - E_y\left(x, y, z - \frac{\Delta z}{2}, t\right)}{\Delta z} \right. \\ \left. - \frac{E_z\left(x, y + \frac{\Delta y}{2}, z, t\right) - E_z\left(x, y - \frac{\Delta y}{2}, z, t\right)}{\Delta y} \right) \quad (\text{III.30})$$

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

Il apparaît spatialement que, la composante H_x est centrée par rapport à E_z suivant la direction y , et centrée par rapport à E_y suivant la direction z . De même, E_y et E_z sont évaluées à un instant d'échantillonnage centré sur celui des deux composantes H_x . Il en découle le schéma de maillage spatial et temporel présentés sur les figures (III.2) et (III.4), respectivement.

Le volume de calcul est divisé en $N_x \times N_y \times N_z$ cellules élémentaires de dimensions $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z$, appelées cellules de Yee [7] (cube de Yee : $\Delta x = \Delta y = \Delta z$), où $A^n(i, j, k)$ représente la composante du champ \vec{A} de la cellule (i, j, k) évaluée à l'instant d'échantillonnage $n \times \Delta t$ [9].

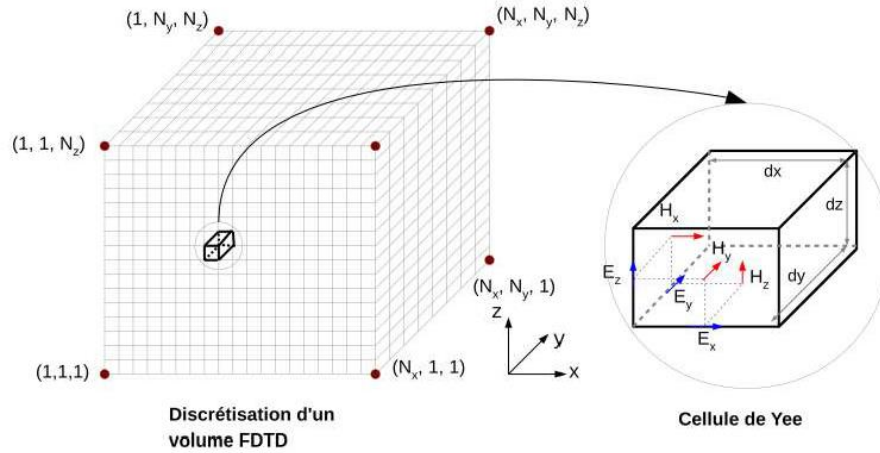


Figure III.2 : Discretisation spatiale du volume de calcul à l'aide de la cellule de Yee.

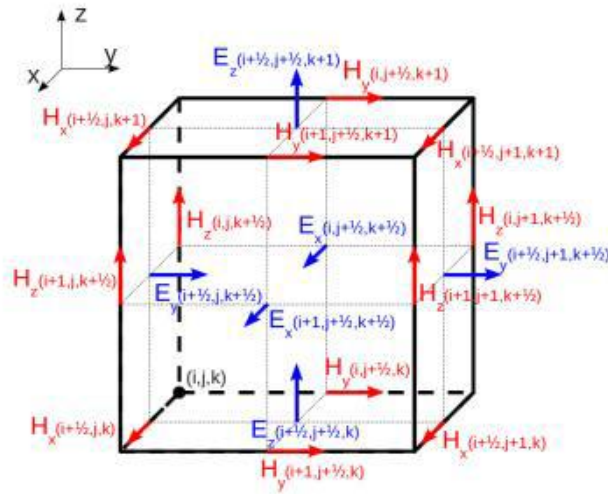


Figure III.3 : Représentation d'une cellule élémentaire en trois dimensions.

Les composantes du champ E se trouvent au milieu des arêtes et celles du champ H sont au centre des faces. Donc, dans un système 2D (plan xy), on distingue deux polarisations : la polarisation Transverse Magnétique, TM (plan de coupe bleu comprenant les composantes de champ Ez, Hx et Hy) et la polarisation Transverse Électrique, TE (plan de coupe rouge comprenant les composantes de champ Hz, Ex et Ey) (Fig. III.3) [7].

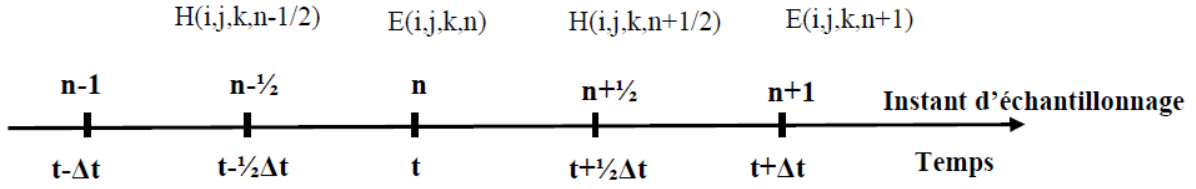


Figure III.4 : Discrétisation temporelle.

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

En appliquant la procédure de discrétisation spatiale et temporelle au système d'équations de Maxwell de (III.14) à (III.19), nous obtenons le système de (III.31) à (III.36) :

$$H_X^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + 1/2\right) = H_X^{n-\frac{1}{2}}\left(i, j + \frac{1}{2}, k + 1/2\right) - \frac{\Delta t}{\mu} \left(\frac{E_Z^n(i, j+1, k+\frac{1}{2}) - E_Z^n(i, j, k+\frac{1}{2})}{\Delta y} - \frac{E_Y^n(i, j+1/2, k+1) - E_Y^n(i, j+1/2, k)}{\Delta z} \right) \quad (\text{III.31})$$

$$H_Y^{n+\frac{1}{2}}\left(i + 1/2, j, k + 1/2\right) = H_Y^{n-\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j, k + \frac{1}{2}\right) - \frac{\Delta t}{\mu} \left(\frac{E_X^n(i+\frac{1}{2}, j, k+1) - E_X^n(i+\frac{1}{2}, j, k)}{\Delta z} - \frac{E_Z^n(i+1, j, k+1/2) - E_Z^n(i, j, k+1/2)}{\Delta x} \right) \quad (\text{III.32})$$

$$H_Z^{n+\frac{1}{2}}\left(i + 1/2, j + \frac{1}{2}, k\right) = H_Z^{n-\frac{1}{2}}\left(i + 1/2, j + \frac{1}{2}, k\right) - \frac{\Delta t}{\mu} \left(\frac{E_Y^n(i+1, j+\frac{1}{2}, k) - E_Y^n(i, j+\frac{1}{2}, k)}{\Delta x} - \frac{E_X^n(i+\frac{1}{2}, j+1, k) - E_X^n(i+\frac{1}{2}, j, k)}{\Delta y} \right) \quad (\text{III.33})$$

$$E_X^{n+1}(i + 1/2, j, k) = E_X^n(i + 1/2, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left(\frac{H_Z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) - H_Z^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}, k)}{\Delta y} - \frac{H_Y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) - H_Y^{n+1/2}(i+\frac{1}{2}, j, k-1/2)}{\Delta z} \right) \quad (\text{III.34})$$

$$E_Y^{n+1}(i, j + 1/2, k) = E_Y^n(i, j + 1/2, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left(\frac{H_X^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) - H_X^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2})}{\Delta z} - \frac{H_Z^{n+1/2}(i+1/2, j+1/2, k) - H_Z^{n+1/2}(i-1/2, j+\frac{1}{2}, k)}{\Delta x} \right) \quad (\text{III.35})$$

$$E_Z^{n+1}(i, j, k + 1/2) = E_Z^n(i, j, k + 1/2) + \frac{\Delta t}{\varepsilon} \left(\frac{H_Y^{n+1/2}(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) - H_Y^{n+1/2}(i-\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2})}{\Delta x} - \frac{H_X^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2) - H_X^{n+1/2}(i, j-1/2, k+1/2)}{\Delta y} \right) \quad (\text{III.36})$$

A partir du système d'équation (III.31) à (III.36), on peut calculer les composantes des champs \vec{E} et \vec{H} en tout point de la structure, tout en respectant le schéma temporel. Selon la cellule de Yee, le calcul des composantes magnétiques est toujours effectué en des points situés au centre des faces de la cellule appelés nœuds magnétiques et le calcul des composantes électriques est toujours appliqué en des points situés au milieu d'une arête, appelés nœuds électriques.

Le schéma de discrétisation temporelle représenté sur la figure III.4, montre qu'une variation du champ électrique apparait avec l'existence de la variation du champ magnétique, qui à son tour entraîne une variation du champ magnétique, et ainsi de suite, représentant ainsi parfaitement les phénomènes de propagation dans le volume de calcul. Cependant, l'algorithme FDTD est dispersif, c'est-à-dire qu'un signal se propageant dans le domaine de calcul FDTD subit des transformations (distorsion, atténuation) dues à la discrétisation. C'est pourquoi une bonne représentation numérique des phénomènes physiques ne peut être obtenue qu'après un choix judicieux des paramètres de discrétisation spatiales Δx , Δy , Δz et temporelle Δt .

III.2.2.3 Conditions de stabilité de l'algorithme de Yee

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

Ces problèmes de stabilités numériques explicites ont été analysés par Courant, Friedrich et Levy (CFL) [7][10], à partir d'une approche mathématique rigoureuse. Taflove a appliqué cette approche à la méthode FDTD [7][11]. L'algorithme de Yee devient intrinsèquement stable si cette condition entre le pas temporel et le pas spatial est vérifiée :

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}}} \quad (\text{III.37})$$

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

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2}}} \quad (\text{III.38})$$

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

$$\Delta t \leq \frac{\Delta}{c \sqrt{2}} \quad (\text{III.39})$$

Où 'c' est la vitesse de la lumière dans le vide.

Δ : le pas de discrétisation dans l'espace.

Δt : le pas d'échantillonnage temporel.

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

III.2.2.4 Conditions aux limites

Dans le but d'implémenter l'algorithme FDTD sur machine pour la modélisation d'un système physique ouvert, où les ondes peuvent se propager à l'infini, il est nécessaire de restreindre le domaine « ouvert » de la résolution des équations de Maxwell à un domaine borné pour limiter la quantité de mémoire utilisée (et par conséquent le temps de calcul). Donc, il s'agit de conditions qui imposent une contrainte de non-réflexion des ondes incidentes au-delà d'une frontière artificielle définie dans la modélisation [12][13]. Ces conditions aux limites peuvent être absorbantes, réfléchissantes ou périodiques. Généralement les conditions aux limites utilisées sont les conditions absorbantes (Absorbing Boundary Conditions). Une première solution est de fixer les composantes du champ à une valeur nulle aux bords du domaine et de ne pas appliquer l'algorithme de base. Des réflexions non physiques apparaissent alors sur ces bords et perturbent fortement le comportement de la structure.

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

Deux familles de solutions existent :

- Condition de Mur [14][15].
- Condition PML « perfectly matched layers » [16].

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

➤ Condition PML « perfectly matched layers »

Ces conditions aux limites sont les conditions absorbantes les plus performantes aujourd'hui. Elles permettent de descendre à des réflexions en amplitude de l'ordre de 10^{-5} (amplitude du champ), sur une très large gamme d'incidences et de fréquences. La condition PML est introduite par Berenger [16] pour l'absorption des ondes électromagnétique. Cette méthode consiste à séparer le champ électrique ou magnétique (suivant la polarisation) à l'intérieur d'une zone d'absorption où il est possible d'attribuer des pertes aux composantes de champs ainsi séparées. Ces conditions partent de la condition d'adaptation d'impédance de deux ondes à l'interface entre deux milieux de même indice mais dont l'un est absorbant (présentant une conductivité électriques σ et magnétiques σ^*).

Dans le vide, cette condition s'exprime :

$$\frac{\sigma}{\varepsilon_0} = \frac{\sigma^*}{\mu_0} \quad (\text{III.40})$$

Où:

ε_0 désigne la permittivité du vide.

μ_0 sa perméabilité magnétique.

La relation (III.31) est la condition d'adaptation d'impédance entre deux milieux de même indice optique dont l'un est absorbant.

La répartition des conductivités des couches PML avec une illustration 2D est représentée sur la figure III.5. Cette figure montre que sur les bords du volume de calcul (couches absorbantes

frontières), une seule composante de la conductivité intervient dans la définition des couches absorbantes (c'est à dire sur cette exemple σ_x ou σ_y). Par contre sur les coins du volume de calcul (couches absorbantes coins), deux composantes de la conductivité sont présentées (σ_x et σ_y).

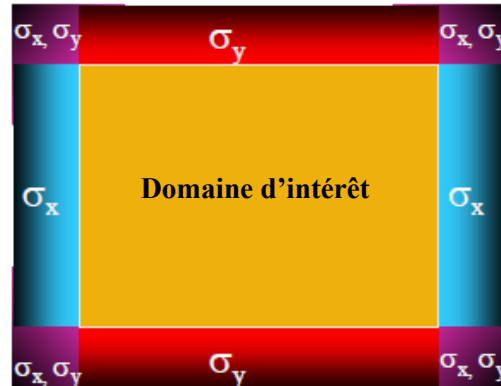


Figure III.5 : Représentation d'un volume de calcul 2D entouré de couches PML.

III.3 Outils numérique de modélisation

Il existe plusieurs logiciels de modélisation des cristaux photoniques utilisés pour créer des systèmes pour la conception de plusieurs types des dispositifs : cavités, guide d'ondes, circuits optiques et d'autres dispositifs photoniques et de déterminer les paramètres des structures et d'analyser la propagation du champ électromagnétique pour le calcul de la transmission et de la réflexion.

Dans le cadre de cette thèse, on utilise le logiciel RSoft CAD qui est un programme de base de RSoft photonique avec ses deux modules de simulation : BandSOLVE et FullWAVE.

III.3.1 Simulateur BandSOLVE

Dans cette thèse, les diagrammes de dispersion et les bandes interdites photoniques ont été calculés par la méthode des ondes planes grâce au logiciel commercial « BandSOLVE » développé par RSoft. BandSOLVE est un logiciel de simulation des structures de bande photoniques, il est basé sur une méthode de décomposition des champs électromagnétiques en ondes planes pour les structures périodiques (PWE). C'est l'une des méthodes les plus rapides pour le calcul de structure de bande, capable de caractériser la plupart des structures à bandes interdites.

Ce module de simulation est idéal pour produire les diagrammes de bande des structures périodiques à bandes interdites photoniques pour les cristaux bidimensionnels et tridimensionnels sans défauts et avec défauts. De plus, il peut être appliqué pour modéliser des structures de fibre telles que les fibres à cristaux photoniques, qui sont particulièrement difficiles à étudier par les autres outils de simulation.

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

BandSOLVE est particulièrement utile pour optimiser les propriétés des structures à cristaux photoniques, qui sont simulées par la méthode FDTD implémentée dans le logiciel FullWAVE, pour examiner les propriétés dépendant du temps comme les pertes, et pour calculer les distributions de champ dans des structures de dimensions finies [17].

III.3.2 Simulateur FullWAVE

Les simulations numériques ont été effectuées avec le logiciel FullWAVE qui est un module complémentaire des logiciels développés par l'entreprise RSoft basés sur la célèbre méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) [18]. Il est plus utilisé pour étudier la propagation de la lumière dans les structures à base de cristaux photoniques. Comme nous avons vu précédemment, la méthode FDTD est initialement basée sur la résolution des équations de Maxwell dans un domaine discrétisé spatialement et temporellement. Il permet notamment de suivre l'évolution du champ EM au cours du temps en tout point de la structure et aussi d'obtenir les coefficients de réflexion et de transmission de structures à géométrie complexe, ce qui ne s'obtient pas aisément avec d'autres outils de simulation. On peut ainsi obtenir les cartographies du champ EM à n'importe quel endroit et n'importe quel moment. La connaissance de l'évolution du champ en fonction du temps permet également d'obtenir des informations sur la réponse spectrale de la structure.

Grâce à FullWAVE, nous pouvons simuler des structures (limitées, infinies ou périodiques), formées par différents matériaux qui peuvent être diélectriques, magnétiques ou métalliques, aussi bien que les matériaux anisotropes, dispersifs, et non linéaires. Le bon fonctionnement du logiciel

nécessite de définir les matériaux qui composent la structure à l'aide de la permittivité électrique et de définir l'environnement de la structure et donc les conditions aux limites. Il sera donc primordial d'imposer des conditions absorbantes aux abords du domaine de discrétisation (calcul) qui permet d'éviter les réflexions parasites engendrées aux bords de la fenêtre de calcul FDTD afin de simuler un milieu ouvert. Dans notre travail, nous considérons le modèle des couches absorbantes découverte par J.P. Béranger [19], désigné par le type PML (Perfectly Matched Layer) [20], qui est parfaitement adapté pour la modélisation des cristaux photoniques.

III.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons focalisé notre étude sur les méthodes qui nous permettent de déterminer les propriétés et résoudre les problèmes liés aux structures périodiques à cristaux photoniques. La première méthode étudiée est celle des ondes planes utilisant le calcul des bandes de fréquences autorisées ou interdites des ondes électromagnétiques susceptibles de se propager dans des structures diélectriques. Cette technique consiste à développer le champ électromagnétique dans le domaine fréquentiel sur une base d'ondes planes. Dans cette base, l'écriture des équations de Maxwell conduit par la suite à une équation aux valeurs propres. Grâce à cette résolution, on peut obtenir les relations de dispersion reliant la fréquence au vecteur d'onde dans le plan (x,y) .

La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) fut la deuxième présentée pour la modélisation de ce type de matériaux. Elle est utilisée pour le calcul des diagrammes de transmission et de réflexion des structures de bandes photoniques en vue du temps de calcul élevé, et la capacité en mémoire de stockage requis. Cette méthode est étudiée pour la modélisation des cristaux photoniques principalement parce qu'elle permet l'accès aux caractéristiques dynamiques des structures (transmission, réflexion, localisation des champs, facteur de qualité des résonateurs), l'utilisation de sources de profils spatiaux (modes guidés, ondes planes, source ponctuelle) et de profils temporels (harmoniques, impulsions) divers et variés. L'utilisation de conditions aux limites de type PML donne des phénomènes de diffraction apparaissant au bord de la structure à cristaux photoniques.

Ces deux méthodes numériques sont largement exploitées dans cette thèse en utilisant les logiciels BandSOLVE et FullWAVE pour simuler les différentes structures

III.5 Références du chapitre III

- [1] J. M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J. M. Gérard, D. Maystre and A. Tchelnokov, “Les cristaux photoniques ou la lumière en cage,” GET Lavoisier, Paris, 2003.
- [2] A. A. M. Kok, J. J. G. M. van der Tol, R. Baets and M. K. Smit, “Reduction of propagation loss in pillar-based photonic crystal waveguides,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 27, no. 17, pp. 3904–3911, 2009.
- [3] S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve and J. D. Joannopoulos, “Guided modes in photonic crystal slabs,” *Physical Review B*, vol. 60, no. 8, pp. 5751–5758, 1999.
- [4] R. D. Meade, K. D. Brommer and A. M. Rappe, “Photonic bound states in periodic dielectric materials,” *Physical Review B*, vol. 44, no. 24, pp. 772–774, 1991.
- [5] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn and R. D. Meade, “Photonic crystals : molding the flow of light (second edition),” Princeton University Press, 2008.
- [6] A. Taflove and S. C. Hagness, “Computational electrodynamics: the finite-difference time domain method,” Artech, 2000.
- [7] K. S. Yee, “Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell’s equations in isotropic media,” *IEEE Transactions on Antennas and propagation*, 1966.
- [8] A. Taflove and M. E. Brodwin, “Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent maxwell’s equations,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Technique*, vol. MTT-23, no. 8, pp. 623–630, 1975.
- [9] A. B. Hadjira, “Étude et conception des micro composants a base des cristaux photoniques bidimensionnels,” Thèse de Doctorat, Université de Tlemcen, 2012.
- [10] Y. Merle, “Etude de la dispersion électronique dans les matériaux périodiques diélectriques bidimensionnels,” Thèse de Doctorat n° 47-2003, Université de Limoges, 2003.
- [11] Y. Desieres, “Conception et études optiques des composants micro photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bandes interdite de photon,” Thèse de Doctorat n°01-0081, Institut National des Sciences Appliquées De Lyon, 2001.

- [12] F. Schubert, A. Peiffer and B. Ko, “The elastodynamic finite integration technique for waves in cylindrical geometries,” *Acoustical Society of America*, vol. 104, no. 5, pp. 2604–2614, 1998.
- [13] D. Botteldooren, “Acoustical finite-difference time-domain simulation in a quasi-Cartesian grid,” *Acoustical Society of America*, vol. 95, no. 5, pp. 2313–2319, 1994.
- [14] B. Engquist and A. Majdat, “Absorbing boundary conditions for numerical simulation of waves,” *Applied Mathematical Sciences*, vol. 74, no. 5, pp. 1765–1766, 1977.
- [15] G. MUR, “Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic-field equations,” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. EMC-23, no. 4, pp. 377–382, 1981.
- [16] J.-P. Berenger, “A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves,” *Journal of Computational Physics*, vol. 114, pp. 185 – 200, 1994.
- [17] “The PWM simulations were carried out with Bandsolve commercial software by RSoft Design Group, version 4.3, license 16847214”.
- [18] “The FDTD simulations were carried out with FullWave commercial software by RSoft Design Group, version 6.1, license 16847214”.
- [19] J.P. Berenger, “Three-dimensional perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves,” *Journal of Computational Physics*, vol. 127, pp. 363–379, 1996.
- [20] A. Mekis, S. Fan and J.D. Joannopoulos, “Absorbing boundary conditions for FDTD simulations of photonic crystal waveguides,” *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, vol. 9, no. 12, pp. 502–504, 1999.

Chapitre IV

Résultats et interprétations

IV.1 Introduction

Les cristaux photoniques suscitent de plus en plus l'intérêt des chercheurs et notamment dans le domaine optique de transmission et de traitement de l'information. Les cristaux photoniques ont la capacité d'interdire la propagation de la lumière dans certaines directions pour un domaine fréquentiel donné. À l'aide de ces matériaux à bande interdite photonique, on peut améliorer les performances de nombreux systèmes existants (guides, cavités, filtres, capteurs...). L'étude de matériaux et dispositifs à bandes interdites photoniques a débuté en laboratoire en 1997 [1]. Une fonction particulièrement importante d'optique intégrée pourrait être réalisée avec des cristaux photoniques : Il s'agit de la détection optique avec les avantages qu'elle présente tels que, la rapidité, la compacité, la détection sans marquage et la haute sensibilité. Particulièrement, les CPhs à deux dimensions (2D) à réseau triangulaire ont montré leurs aptitudes dans la mise en évidence de microcavités optiques à haut facteur de qualité (Q) [2][3]. Ce qui les rend attrayant pour la réalisation de capteurs à haute sensibilité [4][5].

En ce qui concerne ce travail, nous nous sommes focalisés sur les cristaux photoniques membranaires utilisant un réseau de trous d'air gravés dans une membrane de matériau semi-conducteur (Silicium). Ce type de dispositif présente un fort confinement vertical qui résulte du fort contraste d'indice entre le silicium et l'air.

Ce travail de thèse est consacré à l'étude numérique des capteurs à indice de réfraction à base de cristaux photoniques bidimensionnels (CPhs-2D), la structure utilisée exploite le couplage guide-cavité. Nous étudions trois voies de couplage guide/cavité. La première voie consiste en un couplage simple linéaire (filtre...). La seconde voie est basée sur un couplage latéral, qui consiste en une cavité linéique juxtaposée, parallèle au guide d'onde pour aboutir à une interaction latérale des modes de cavité avec les modes du guide. La troisième concerne l'étude d'une cavité à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique. Dans un premier temps, nous analysons l'influence de la géométrie des structure proposées sur le facteur de qualité et la transmission. Par la suite, nous analysons les performances de détection : le facteur de qualité et la sensibilité et nous évaluons aussi l'influence du nombre de trous fonctionnels. Afin d'améliorer le confinement de la lumière au sein de la cavité, la configuration d'une structure présentant une fente d'air est adoptée. Cette dernière déculpe l'interaction lumière-matière et induit donc un fort confinement du champ électromagnétique. Différentes stratégies de conception sont exploitées afin d'optimiser les

performances de détection de ces dispositifs. Pour simuler le fonctionnement et les performances du capteur sous différentes valeurs de l'indice de réfraction, nous exploitons la méthode FDTD.

IV.2 Description de la structure étudiée

Les propriétés des cristaux photoniques sont théoriquement décrites par leurs structures de bandes interdites photoniques. Dans cette étude, nous allons focaliser notre étude sur les cristaux photoniques membranaires. Ce type de dispositif est très fréquemment étudié car il permet un fort confinement vertical de la lumière. Dans notre cas, il s'agit de structurer périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde optique un matériau dans deux directions de l'espace, c'est le cas du cristal photonique bidimensionnel tel qu'il a été exposé précédemment. Pour ce faire, la solution couramment utilisée consiste à graver des trous d'air dans une membrane de silicium. On a alors le choix sur le motif élémentaire de ce réseau périodique de trous. Des études antérieures ont démontré que le réseau triangulaire de trous d'air est celui qui admet la plus large bande interdite photonique à facteur de remplissage en air donné [1]. Le silicium (Si) est considéré comme un matériau prometteur, particulièrement dans le domaine de la photonique, il est caractérisé par son indice de réfraction élevé et sa transparence aux longueurs d'onde des télécommunications, favorisant la création de résonateurs et de guides d'ondes à fort confinement du champ électromagnétique. De plus, actuellement, sa technologie est bien maîtrisée et compatible avec celle de la microélectronique. Pour cela notre choix s'est porté sur le silicium.

Le calcul et l'évolution des diagrammes de bandes interdites photoniques pour le matériau étudié, sont déterminés par la méthode des ondes planes décrites au chapitre 3. La transmission dans ce type de structures peut être évaluée par des approches d'ondes planes pour tracer le diagramme de dispersion d'une structure périodique ($\epsilon(r)$ périodique), supposée de dimension infinie ainsi que par la méthode des différences finies temporelles FDTD. Ce qui permet l'étude de la distribution du champ électromagnétique dans le cristal photonique.

Dans notre étude, nous avons utilisé un cristal photonique bidimensionnel membranaire à réseau triangulaire de trous d'air gravés sur une membrane de silicium (Fig. IV.1.a). Une simulation rigoureuse de telles structures sollicite un calcul 3D. Pour simplifier le calcul et passer d'un problème 3D à un problème 2D, qui nécessite beaucoup moins de ressources informatiques, on exploite l'approximation de l'indice effectif. Cette approximation qui est fréquemment utilisée

pour les simulations d'optique guidée, permet de substituer l'hétérostructure d'épaisseur finie d'indice n par un milieu infiniment épais d'indice n_{eff} . Dans ce contexte on remplace le cristal photonique par un système 2D utilisant l'approximation de l'indice effectif pour un mode fondamental guidé TE.

Les cristaux photoniques ou matériaux à bandes interdites photoniques (BIP) sont des matériaux dont l'indice de réfraction est modulé de manière périodique selon une ou plusieurs direction de l'espace. Lorsque la périodicité de l'indice de réfraction est suffisante, les propriétés de dispersion optique d'un milieu subissent des changements importants, générant des bandes interdites photoniques. Ces propriétés de réflexion et de dispersion peuvent être exploitées pour réaliser des fonctions optiques intégrées compactes et originales.

La figure IV.1.b présente le diagramme de dispersion de la structure, ce dernier a été déterminé avec le logiciel de simulation BandSOLVE de RSoft, basé sur la méthode des ondes planes (PWE). Ce diagramme représente :

- En abscisse, le parcours effectué par le vecteur d'onde lorsqu'il décrit le contour formé par les points de haute symétrie Γ , K, M de la première zone de Brillouin (Fig. IV.1.c).
- En ordonnée, la fréquence des modes calculés.

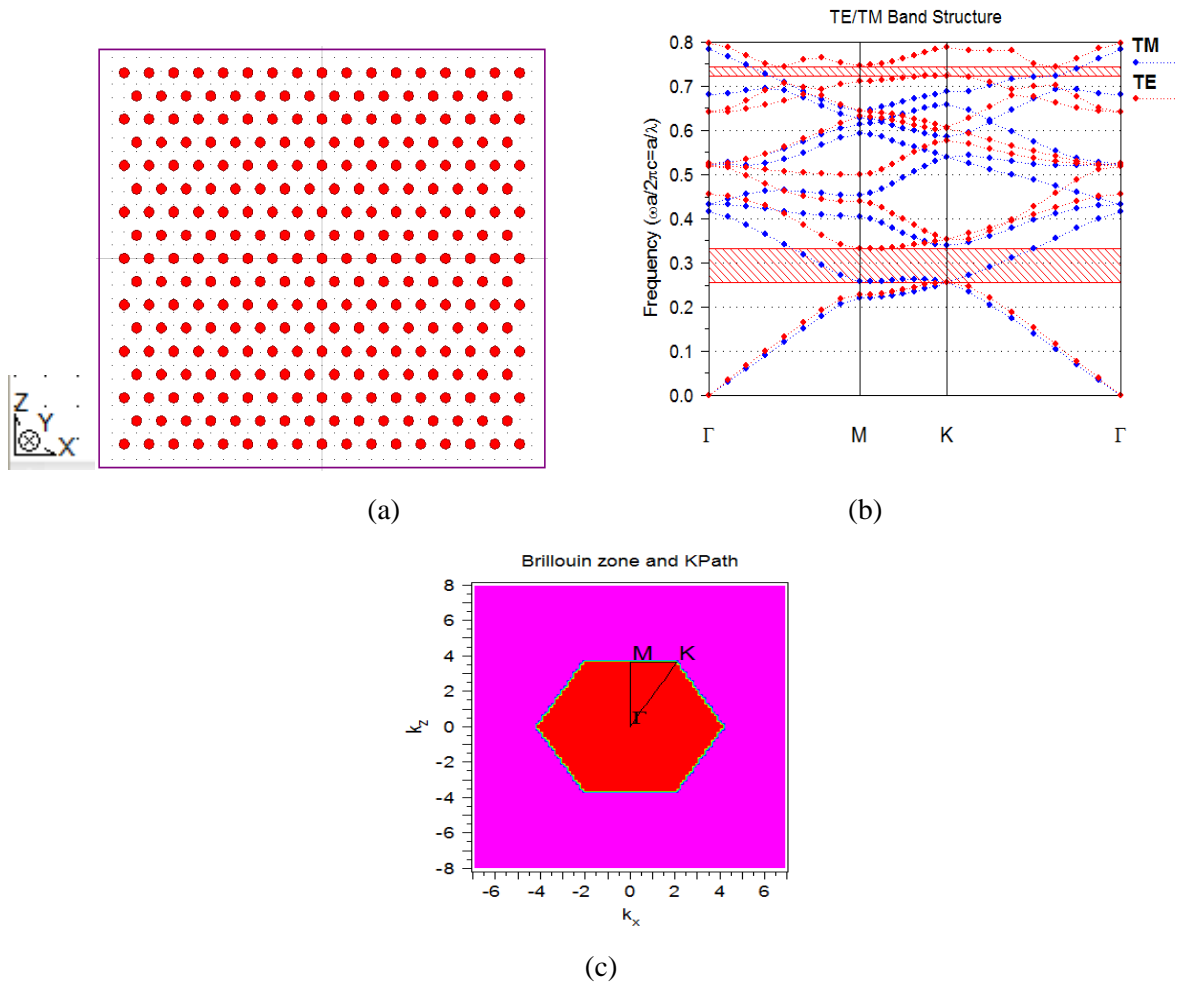


Figure IV.1 : a) Cristal photonique à réseau triangulaire de trous d’air, b) Diagramme de dispersion d’un réseau triangulaire de trous d’air, c) Réseau réciproque associé dans l’espace des vecteurs d’onde.

IV.3 Conception d’un capteur d’indice de réfraction à base des filtres à CPhs

IV.3.1 Capteur d’indice de réfraction à base d’un filtre linéaire

Il s’agit d’un capteur à base d’un cristal photonique bidimensionnel membranaire à réseau triangulaire de trous d’air gravés sur une membrane de silicium. La période du réseau et le rayon des trous d’air sont respectivement de $a = 0.42 \mu\text{m}$ et $r = 0.31a$. La structure compte 21 rangées de long et 21 rangées de large (21x21). L’indice effectif calculé pour le mode TE est de 2.8171. Avec ces paramètres on obtient deux bandes interdites photoniques (BIPs) pour la polarisation TE: la première pour a/λ variant entre 0,2565 et 0,3318 correspondant aux longueurs d’onde $1.27 \mu\text{m} < \lambda < 1.64 \mu\text{m}$ et la deuxième plus étroite pour a/λ comprise entre 0.7242 et 0.7441

correspondant aux longueurs d'onde $0.56 \mu\text{m} < \lambda < 0.58 \mu\text{m}$. Pour la polarisation TM, aucune bande interdite n'apparaît. En effet, les BIPs TM s'ouvrent généralement pour des structures déconnectées, tandis que l'ouverture de BIPs TE est favorisée pour des structures connectées.

La structure étudiée est formée de trois parties principales. La première partie est un défaut linéaire consistant en un guide d'onde d'entrée qui est formée en enlevant plusieurs motifs. La deuxième partie du filtre est la plus importante, c'est la cavité résonante qui est formée par l'omission de trois motifs. La troisième partie est un défaut linéaire (guide d'onde). Nous avons couplé ces trois parties avec un espacement entre le guide et la cavité pour obtenir le filtre (Fig. IV.2). La plupart des longueurs d'ondes guidées seront réfléchies à l'extrémité du guide, sauf quelques-unes, qui seront couplées à la cavité puis au deuxième guide.

Si nous excitions directement le mode de la cavité (par une source de courant ou une transition atomique dans la cavité), l'énergie dans la cavité pourrait s'échapper lentement [6]. Cependant, il est plus intéressant d'exciter la cavité de l'un des guides d'ondes. La lumière d'excitation (un mode du guide d'onde) se propage dans le guide 1 et se couple au guide d'onde 2 à travers la microcavité. Cette lumière peut être détectée à la sortie du guide d'onde 2.

Ce cristal est éclairé par une onde gaussienne sous incidence normale avec une polarisation TE.

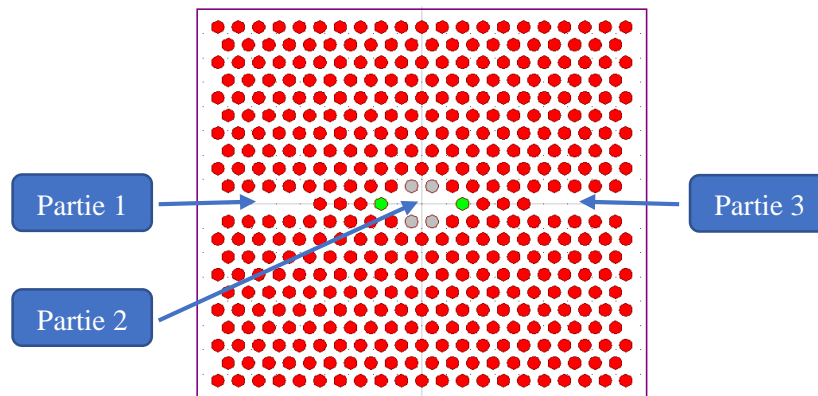


Figure IV.2 : Représentation schématique de la structure d'étude.

IV.3.1.1 Influence du nombre de trous N entre le guide et la cavité

Les évolutions du facteur de qualité (Q) de la nouvelle structure en fonction des différents paramètres structurels sont étudiés numériquement à l'aide du logiciel FullWAVE de RSoft. La

structure d'étude, qui est schématiquement montrée sur la figure IV.2 a été simulée avec différents nombre de trous d'air entre le guide et la cavité (N).

Nous avons tout d'abord étudié l'évolution du facteur de qualité de la cavité en fonction de N pour l'optimiser. Ce facteur de qualité rend compte de la capacité de la cavité à piéger la lumière et représente la mesure des pertes. À la résonance, le photon subit des réflexions multiples entre les deux miroirs définissant la cavité et ne sort de celle-ci qu'après un certain temps que l'on peut considérer comme la durée de vie du photon dans la cavité.

La simulation de ce filtre se fait avec un espacement de 3 à 5 trous entre le guide d'onde et la cavité afin d'améliorer la réflectivité des miroirs de la cavité. La figure IV.3.a présente les spectres de transmission effectués pour N allant de 3 à 5. Les pics s'affinent avec l'augmentation du nombre de trous périodiques dans le miroir ce qui correspond à l'augmentation de la réflectivité des miroirs et donc de Q .

On peut noter que le facteur de qualité croît considérablement avec l'augmentation de N car le nombre de parois de la cavité est accru [7][8]. La valeur élevée de Q est donc principalement due à l'emploi de très bons miroirs qui possèdent peu de pertes radiatives intrinsèques. La seule source de pertes présente dans la cavité se situe donc au niveau de l'interface des miroirs. Donc, nous pourrions choisir le facteur Q de 1780.1 avec (N = 4) comme résultat optimal en raison de sa relativement forte transmission et un facteur de qualité acceptable (Fig. IV.3.b).

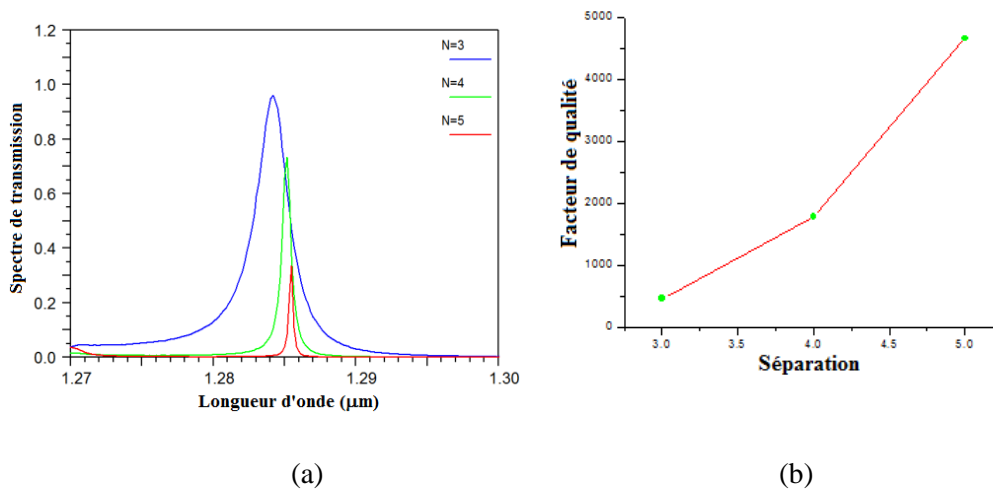


Figure IV.3 : a) Spectre de transmission du filtre avec une séparation de 3, 4 et 5, b) Facteur de qualité en fonction du nombre de trous d'air de séparation (N).

IV.3.1.2 Influence de la taille des trous qui se situent aux deux extrémités de la cavité

Considérons maintenant la même cavité que précédemment, c'est-à-dire avec trois trous manquants, le nombre des trous entre la cavité et le guide $N = 4$ et on fait varier le rayon des trous se situant aux deux extrémités de la cavité dans la gamme $0.2a - 0.3a$ avec un pas de 0.02 (trous vert dans la figure IV.2). Le choix de ces diamètres s'est fait de façon intuitive dans un premier temps et optimisé numériquement. Il n'y a pas de vrai critère de choix si ce n'est que les pertes sont minimales.

La figure IV.4.a et b montre les courbes de transmission calculées en fonction de la variation des rayons pour des différentes valeurs et la variation du facteur de qualité et la longueur d'onde en fonction de R , respectivement. Il est clair sur cette figure que lorsque le rayon " R " diminue, la valeur de la longueur d'onde de résonance et le facteur de qualité de cette cavité augmentent.

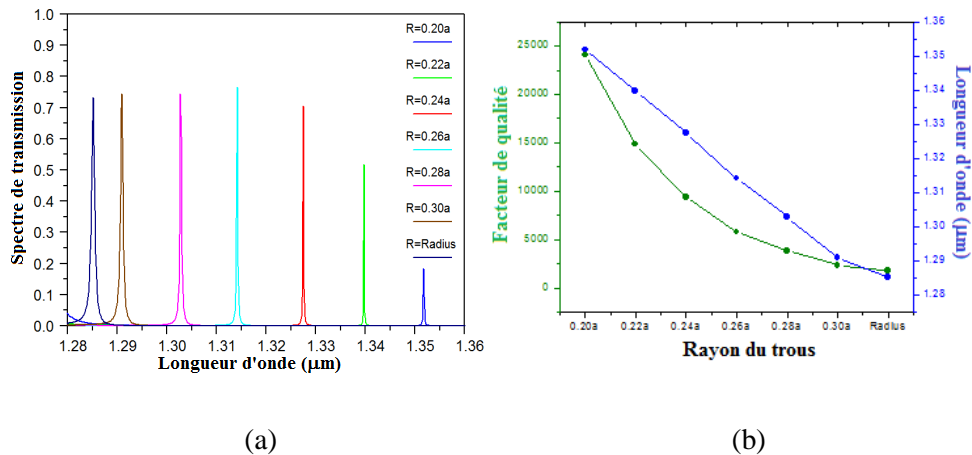


Figure IV.4 : a) Transmission à la sortie du filtre avec $N=4$ pour différentes valeurs de R , b) Facteur de qualité et la longueur d'onde de résonance en fonction de R .

IV.3.1.3 Influence de la position des trous

Pour améliorer les facteurs de qualité de ces structures, le concept présenté par Noda [9] est appliqué : la position " D " des quatre trous marqués en gris dans la figure IV.2 est variée. En effet, le déplacement de ces trous permet un changement plus graduel de la fonction enveloppe aux bords de la cavité et un meilleur confinement du mode. Ces trous sont déplacés vers l'extérieur de la cavité d'une distance comprise entre 20 et 90 nm. Nous fixons R à la valeur optimale $0.24a$, puis nous déplaçons les quatre trous.

La figure IV.5 représente les résultats obtenus sur une cavité linéique pour des différentes valeurs de déplacement. Le spectre calculé en polarisation TE permet d’observer que lorsque le déplacement augmente, la longueur d’onde est décalée vers des longueur d’onde plus élevées.

Le tableau IV.1 représente la dépendance du facteur de qualité pour des déplacements de 20 à 90 nm pour la valeur de $R = 0.24a$.

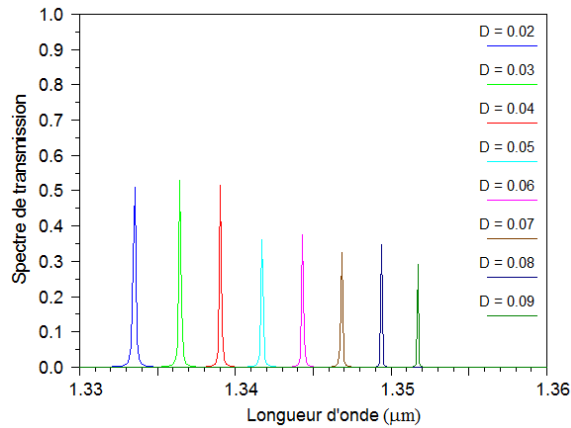


Figure IV.5 : Spectres de transmission à la sortie du filtre avec $N=4$ et $R=0.24a$ pour différentes valeurs de D .

D (μm)	λ (μm)	Q
0.02	1.3335	13310
0.03	1.3364	15898
0.04	1.3391	18586
0.05	1.3417	21673
0.06	1.3443	25105
0.07	1.3468	28659
0.08	1.3494	32648
0.09	1.3517	36904

Tableau IV.1 : Les paramètres significatifs de ce filtre avec $N=4$ et $R=0.24a$ pour différentes valeurs de D .

Le tableau IV.1 montre que le facteur de qualité augmente avec l'augmentation de D. Cette dernière s'explique par le fait que la fonction enveloppe du profil du champ électrique de la cavité se rapproche de la fonction gaussienne.

D'après les résultats indiqués dans la figure IV.5 et le tableau IV.1, on peut prendre comme résultat optimal la valeur de déplacement $D = 0.04 \mu\text{m}$ correspond à un facteur de qualité $Q = 18586$ pour un mode résonant situé à $\lambda = 1.3391 \mu\text{m}$ (compromis entre transmission et facteur de qualité).

IV.3.1.4 Influence du nombre de trous fonctionnels

Dans cette partie et en tenant compte de l'analyse de la structure définie précédemment pour des applications de détection, on calcule le spectre de transmission après remplissage des trous d'air. La présence d'espèces à détecter, à l'intérieur du trou d'air, implique le changement de l'indice de réfraction de ces trous. La modification de ce dernier a une influence sur l'indice de réfraction effectif du cristal photonique membranaire et de la bande interdite photonique de la structure, due à la variation du contraste d'indice entre le semi-conducteur et les trous. Ces deux effets conduisent à un décalage en longueur d'onde de la résonance dans la même direction spatiale.

Pour les applications de détection biologique ou chimique, la magnitude du décalage de la longueur d'onde résonante dépend de la combinaison de nombreux éléments : tels que le nombre de trous fonctionnels pour la détection et le changement effectif de l'indice de réfraction du milieu.

Dans ce contexte et afin d'étudier la sensibilité de ce capteur et d'obtenir une détection avec une limite de masse minimale pour cette architecture, nous supposons que les trous situés autour de la cavité sont complètement remplis par l'eau distillée ($n = 1.33$). Par conséquent, nous étudions la sensibilité de masse du notre dispositif en fonction du nombre de trous fonctionnels (la sensibilité de masse est définie par la relation $\Delta\lambda / N$). Pour cela, nous faisons varier le nombre de trous fonctionnels remplis avec l'eau distillée ($n = 1.33$) autour de la cavité. Nous effectuons la simulation pour les cas suivant : 6, 10, 16, 26, 34 et jusqu'à 40 trous comme montre la figure IV.6. Pour tous ces cas, nous calculons la sensibilité de masse $\Delta\lambda / N$ ($\Delta\lambda$ est le décalage de longueur d'onde de résonance lorsque IR change).

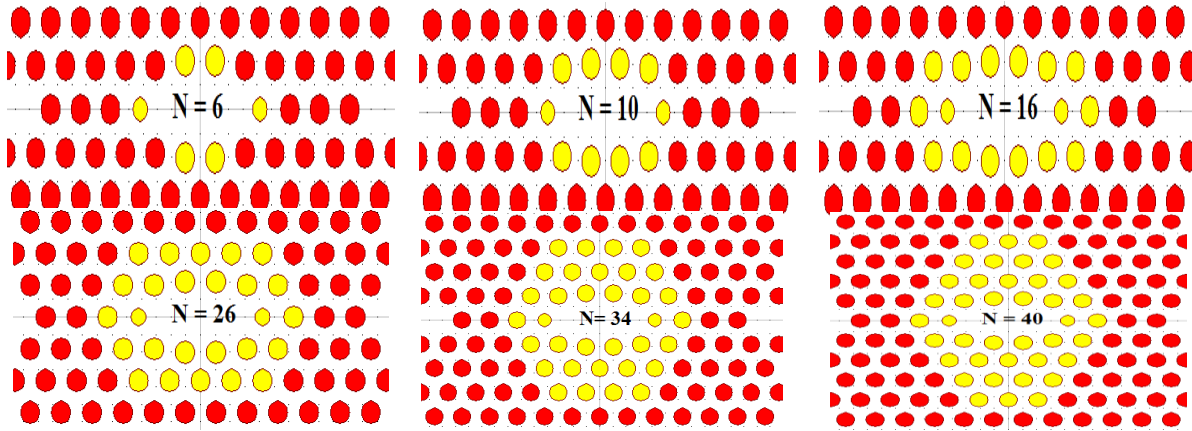


Figure IV.6 : Différentes structures proposées (nombre de trous fonctionnels $N= 6,10,16, 26, 34, 40$).

La figure IV.7 a et b illustre l'évolution de la sensibilité de masse ($\Delta\lambda / N$) en fonction du nombre de trous fonctionnels (N) et le décalage de la longueur d'onde de résonance ($\Delta\lambda$) en fonction du nombre de trous fonctionnels (N), respectivement. On peut voir que, lorsque le nombre de trous fonctionnels augmente, la sensibilité de masse du capteur diminue et la valeur la plus élevée est atteinte pour $N = 6$. Tandis que le décalage de la longueur d'onde de résonance augmente. Cela signifie que la sensibilité IR ($\Delta\lambda / \Delta IR$) augmente en fonction du nombre de trous fonctionnels. Ainsi, le décalage de la résonance croît considérablement avec l'augmentation du nombre de trous fonctionnels.

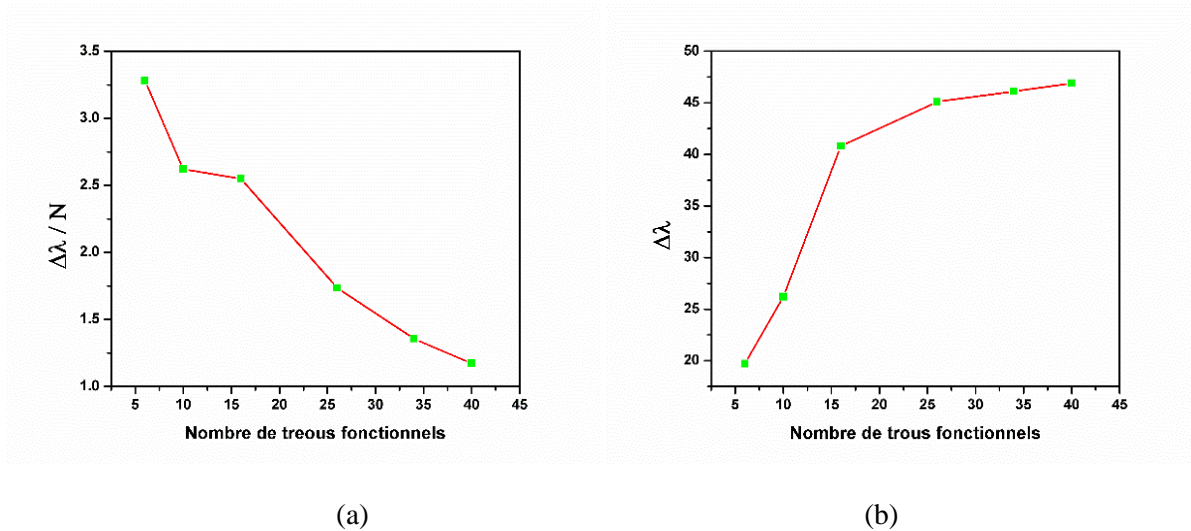


Figure IV.7 : a) Sensibilité de masse en fonction du nombre des trous fonctionnels N , b) le décalage de la longueur d'onde en fonction de N .

Les résultats de la figure IV.7 indiquent que, dans la partie inférieure à $N = 16$, l'élément sensible peut atteindre une sensibilité de masse élevée, mais la sensibilité d'indice de réfraction (IR) est faible. Tandis que, dans la zone supérieure à $N = 16$, l'élément sensible peut atteindre une plus grande sensibilité à l'indice de réfraction, mais la sensibilité de masse est plus basse. Pour cela, nous fixons le nombre de trous fonctionnels $N = 16$ comme élément sensible. Ce résultat est considéré d'après le compromis entre la sensibilité de masse et la sensibilité IR.

La structure du capteur d'indice de réfraction proposée dans cette partie est une structure bidimensionnelle de réseau triangulaire. Les paramètres optimisés de la structure sont : $R = 0.24a$, $D = 40$ nm, avec le nombre de trous fonctionnels $N = 16$ (Fig. IV.8.a).

La sensibilité S est un paramètre clé des performances du capteur. Elle est définie comme le rapport entre le décalage de la longueur d'onde de résonance $\Delta\lambda_0$ et la variation de l'indice de réfraction Δn ($S = \Delta\lambda_0/\Delta n$). Pour cette définition, on calcule le décalage de longueur d'onde de résonance λ_0 pour la plus petite variation de l'indice de réfraction possible afin d'évaluer la sensibilité et la limite de détection (LD) du capteur IR à CPhs. Pour déterminer la sensibilité de notre capteur, nous modifions l'indice de réfraction des trous fonctionnels ($N = 16$). Dans un premier temps, nous supposons que les trous sont remplis par l'eau ($n = 1,33$). Ensuite, nous faisons varier l'indice de réfraction de l'analyte de 1,33 à 1,338 avec un pas de $\Delta n = 0,002$. La figure IV.8.b représente les spectres de transmission lorsque l'indice de réfraction des trous fonctionnels est modifié. Les résultats obtenus montrent que pour une variation de l'indice de réfraction 0.002 (limite de détection $LD = 0.002$) le décalage de la longueur d'onde de résonance est de 0.4 nm. Donc notre capteur présente une sensibilité de 200 nm/RIU (RIU refractive index unit).

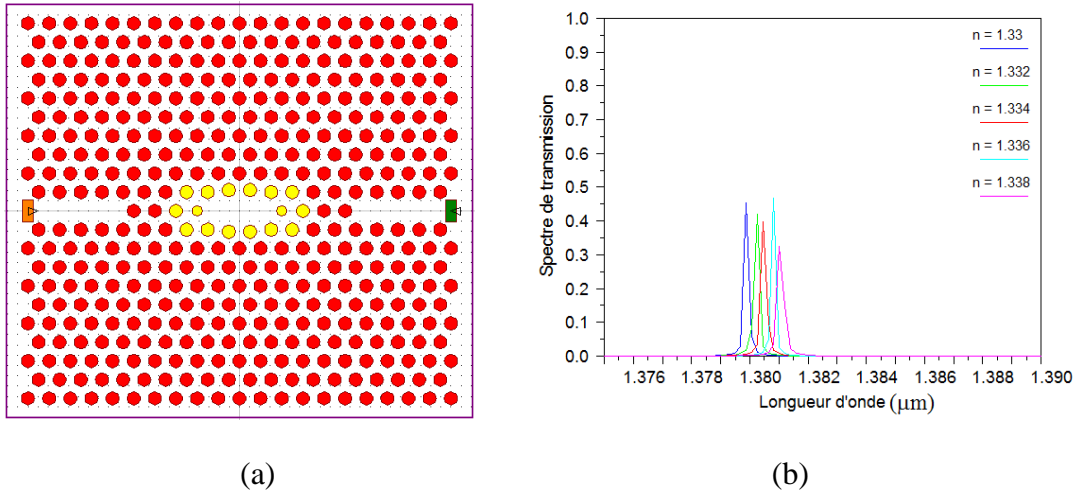


Figure IV.8 : a) Structure du capteur étudié, b) Spectre de transmission en fonction de l'indice de réfraction.

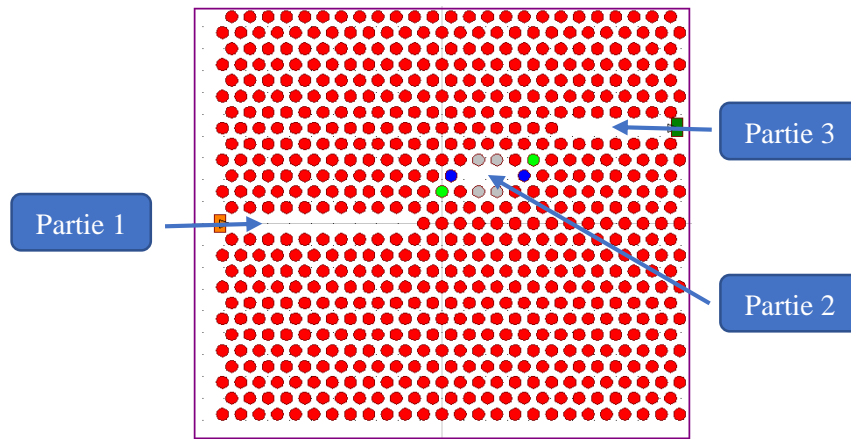
IV.3.2 Capteur d'indice de réfraction à base de filtre oblique

Nous étudions la structure des cristaux photoniques bidimensionnels à réseau triangulaire de trous d'air ($n = 1$) dans un diélectrique de silicium dont l'indice de réfraction est de 3.4. L'approximation de l'indice effectif, très utilisée pour les simulations d'optique guidée, permet de substituer la membrane en silicium d'épaisseur finie "h" d'indice n par un milieu infiniment épais d'indice n_{eff} , et ainsi de passer d'un problème 3D à un problème 2D. L'indice effectif n_{eff} pour le mode TE est de 2.83 avec des paramètres qui sont : la période ($a = 0.42 \mu\text{m}$) et le rayon ($r = 0.33a$). La structure d'étude se compose d'une matrice 26x26 de trous d'air .

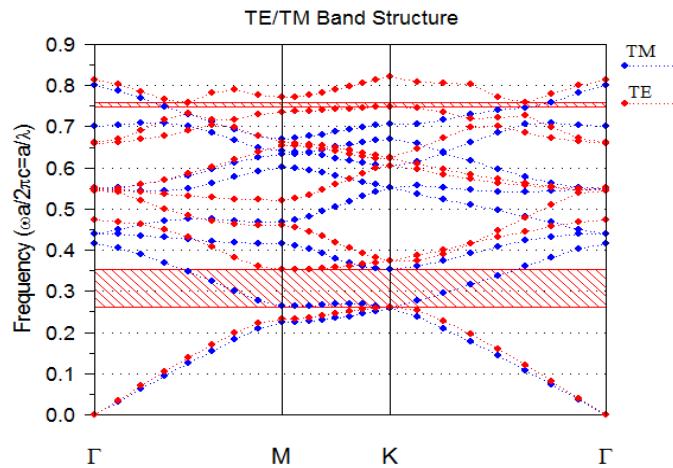
La structure étudiée est constituée de trois parties principales. La première partie est un défaut linéaire (guide d'onde d'entrée qui est formée en enlevant plusieurs motifs). La deuxième partie du filtre est la plus importante, c'est la cavité résonante qui est formée par l'omission de trois motifs. La troisième partie est un défaut linéaire (guide d'onde). Nous avons couplé ces différents éléments avec un espacement de quatre trous entre le guide et la cavité pour obtenir le filtre (Fig. IV.9.a).

Pour ce filtre, on utilise une géométrie de la cavité proche de celle du guide pour obtenir un bon couplage entre le mode de la cavité et le mode guidé. Ce type de cavité linéaire est donc très bien adapté à un couplage avec des guides de largeurs similaires.

A partir de la modélisation avec le simulateur BandsOLVE, on obtient la bande interdite de la structure (Fig. IV.9.b), la bande interdite de notre structure s'ouvre pour une gamme de fréquence de 0.26107 à 0.35038 (a/λ), ce qui correspond à l'intervalle de longueurs d'onde de 1.19 μm à 1.60 μm pour une polarisation TE, λ : est la longueur d'onde en espace libre.



(a)



(b)

Figure IV.9 : a) Filtre à cristaux photoniques, b) Diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire de trous d'air.

IV.3.2.1 Influence du nombre des trous N entre le guide et la cavité

Afin d'améliorer la réflectivité des miroirs de la cavité on simule le fonctionnement de ce filtre avec un espacement de 3 à 5 trous entre le guide d'onde et la cavité. La figure IV.10. a et b présente les spectres de transmission effectués pour N allant de 3 à 5 et le facteur de qualité en fonction de N, respectivement. A partir de ces résultats, on observe que les pics des spectres de transmission s'affinent et le facteur de qualité augmente avec l'augmentation du nombre de trous périodiques dans le miroir.

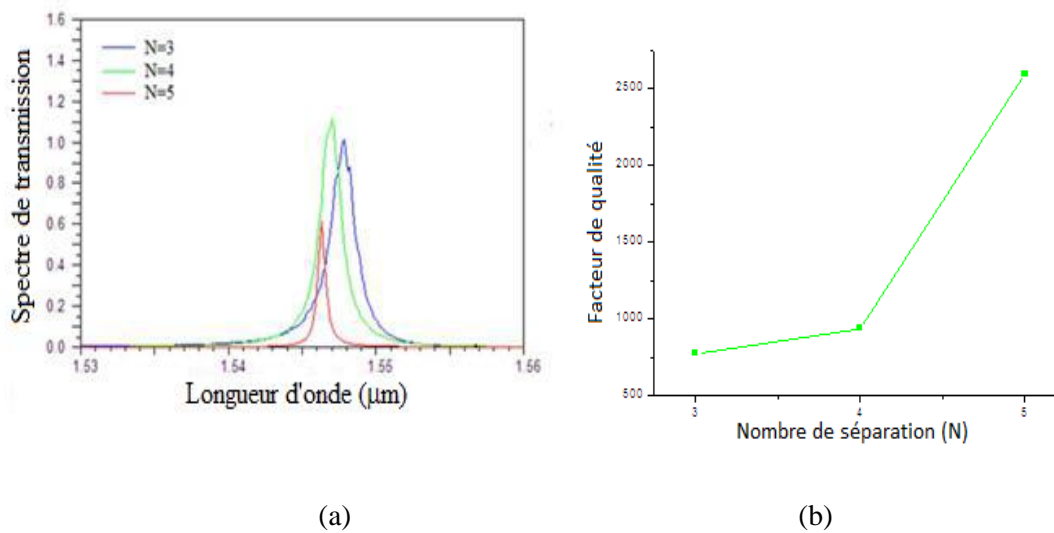


Figure IV.10 : **a)** Spectre de transmission du filtre avec une séparation entre la cavité et le guide à trois trous (ligne bleue), quatre trous (ligne verte) et cinq trous (ligne rouge), **b)** Facteur de qualité en fonction du nombre de trous d'air de séparation (N).

IV.3.2.2 Influence de la taille des trous qui se situent aux deux extrémités de la cavité

Considérons maintenant la même cavité que précédemment, c'est-à-dire avec trois trous manquants (le nombre des trous entre la cavité et le guide $N = 4$) et on fait varier les rayons des trous qui se situent aux deux extrémités de la cavité dans la gamme $0.21a - 0.33a$ (trous bleu). Le choix de ces diamètres s'est fait de façon intuitive dans un premier temps, puis optimisé numériquement. Il n'y a pas de vrai critère de choix si ce n'est que les pertes sont minimales.

La figure IV.11 montre les courbes de transmission calculées en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs du rayon R. Il est clair sur cette figure que lorsque le rayon "R" diminue, la valeur de la longueur d'onde de résonance de cette cavité augmente.

Le Tableau IV.2 donne les valeurs théoriques des longueurs d'onde de résonance et des facteurs de qualité calculés pour les différentes valeurs de R.

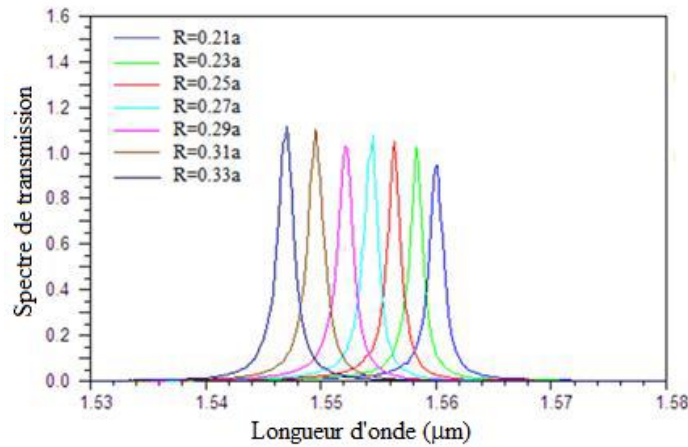


Figure IV.11 : Spectre de transmission à la sortie du filtre avec N=4 pour différentes valeurs de R.

R	λ_0 (μm)	Q
0.21a	1.5602	1103.9
0.23a	1.5583	1114.6
0.25a	1.5564	1093.1
0.27a	1.5540	1041.5
0.29a	1.5522	979.75
0.31a	1.5496	938.21
0.33a	1.5469	935.96

Tableau IV.2 : Les paramètres significatifs de ce filtre pour N=4 et pour différentes valeurs de R.

Les résultats obtenus montrent que R affecte légèrement le facteur de qualité, et on observe que lorsque R augmente, la longueur d'onde de résonance obtenue à la sortie du filtre diminue.

IV.3.2.3 Influence de la position des trous

Dans cette partie, on fait varier la position des quatre trous marqués en gris "d". Le déplacement de ces trous permet un bon confinement du mode. Ces trous sont déplacés vers l'intérieur de la cavité d'une distance comprise entre 50 et 90 nm. Nous fixons R à la valeur optimale $0.23a$, puis nous déplaçons les quatre trous.

Les spectres de transmission calculés en polarisation TE pour les différentes valeurs de "d" sont représentés sur la figure IV.12. Cette figure permet d'observer que lorsque le décalage augmente, la longueur d'onde diminue. En effet, plus le décalage est important, plus la cavité est petite. L'origine physique de ce décalage est une diminution de l'indice effectif de la cavité.

Le tableau IV.3 représente la dépendance du facteur de qualité et du déplacement de 40 à 90 nm pour la valeur de $0.23a$.

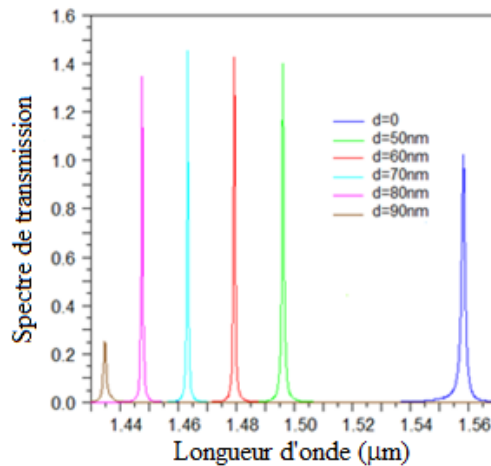


Figure IV.12 : Spectre de transmission à la sortie du filtre pour différentes valeurs de d.

d (µm)	λ ₀ (µm)	Q
0	1.5598	1114.1
0.04	1.5110	1624.1
0.05	1.4952	1919.7
0.06	1.4793	2474.1
0.07	1.4632	2778.1
0.08	1.4476	2774.5
0.09	1.4348	1395.1

Tableau IV.3 : Les différentes paramètres de ce filtre avec N=4, R=0.23a, pour différentes valeurs de d.

D'après ces résultats, on remarque que lorsqu'on augmente « d », les longueurs d'ondes à la sortie du filtre se décalent vers des longueurs d'ondes inférieures.

Le tableau IV.3 montre que le facteur de qualité le plus élevé pour $R = 0.23a$, est d'environ 2778.1 pour un mode résonant situé à $\lambda = 1.4632 \mu\text{m}$ qui est obtenu pour un déplacement de 70 nm. La raison pour laquelle le facteur Q augmente avec le déplacement des trous est le rapprochement de la fonction d'enveloppe du profil du champ électrique de la cavité et de la fonction gaussienne.

IV.3.2.4 Influence de la taille des trous séparant le guide et la cavité

Pour améliorer encore plus le facteur de qualité et la transmission de ce filtre simultanément, en réduisant les pertes de propagation, nous faisons varier le rayon du deuxième trou R_2 (trous verts) dans la gamme $0.35a-0.47a$.

Nous fixons le rayon du trou R à $0.23a$ avec le déplacement ($d = 70\text{nm}$) et nous faisons varier le rayon du trou R_2 dans la gamme $0.35a-0.47a$. Les résultats sont présentés sur la figure IV.13.a et b, où on voit que, pour la cavité avec $R_2 = 0.41a$, le facteur Q est le plus élevé $Q = 3076.7$, la transmission est atteinte au mode résonant situé à $\lambda = 1.4598\mu\text{m}$.

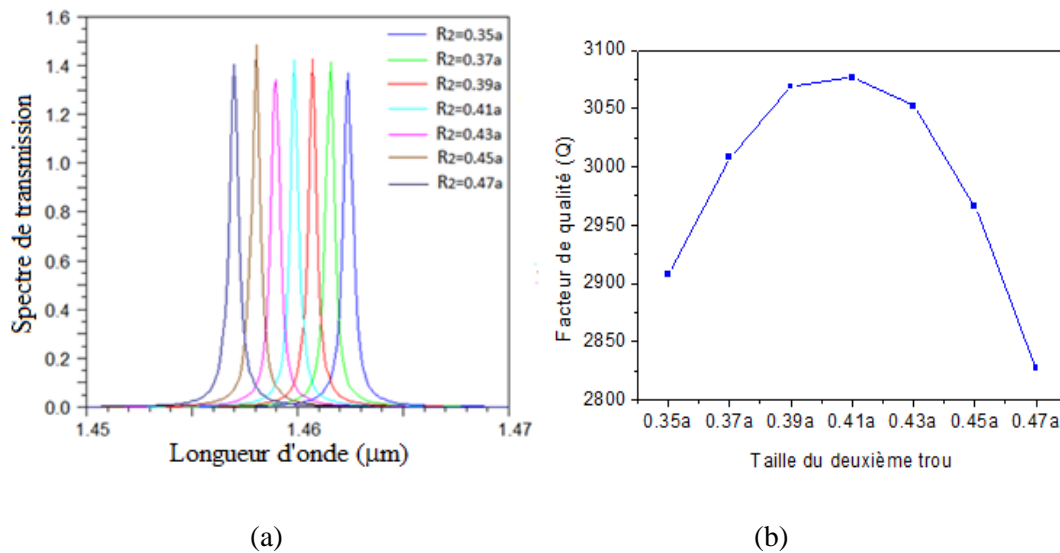


Figure IV.13 : a) Spectre de transmission à la sortie de ce filtre avec $N=4$, $R=0.23a$, $d=70 \text{ nm}$ pour différentes valeurs de R_2 , b) Facteur de qualité en fonction de la taille des trous.

IV.3.2.5 Influence du nombre de trous fonctionnels

Dans cette partie, nous supposons que les trous situés autour de la cavité sont complètement remplis par l'eau distillé ($n = 1.33$) afin d'étudier la sensibilité de masse de notre dispositif en fonction du nombre de trous fonctionnels. La sensibilité de masse est définie par la relation $\Delta\lambda / N$. Pour cela, nous faisons varier le nombre de trous fonctionnels autour de la cavité remplis avec l'eau ($n = 1.33$). Nous effectuons la simulation pour les cas suivant : 10, 16, 26, 34 et jusqu'à 40 trous comme le montre la figure IV.14. Pour tous ces cas, nous calculons la sensibilité de masse.

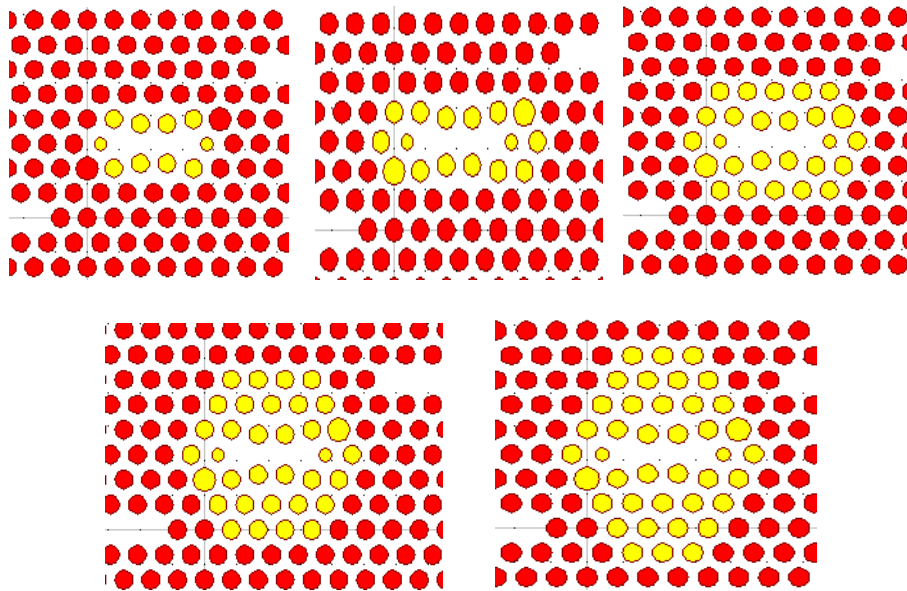


Figure IV.14 : Différentes structures proposées (nombre de trous fonctionnels $N = 10, 16, 26, 34, 40$ trous).

La figure IV. 15 a et b illustre la sensibilité de masse ($\Delta\lambda / N$) et le décalage de la longueur d'onde de résonance ($\Delta\lambda$) en fonction du nombre de trous fonctionnels (N), respectivement. On peut noter que, la sensibilité de masse du capteur diminue et le décalage de la longueur d'onde de résonance augmente lorsque le nombre de trous fonctionnels croit, et par conséquent amélioration de la sensibilité IR ($\Delta\lambda / \Delta RI$).

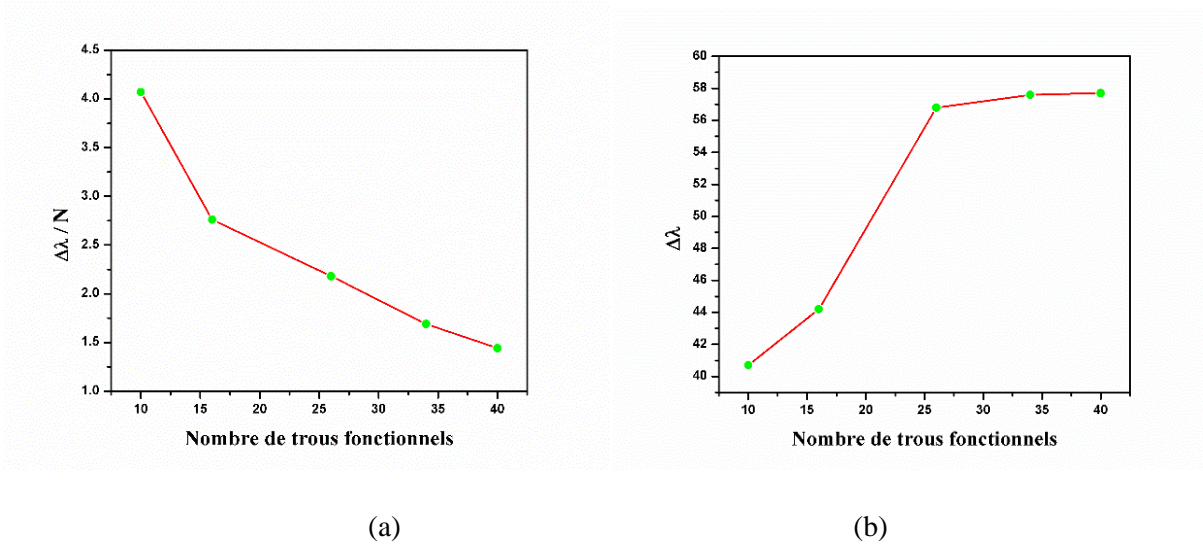


Figure IV.15 : a) Sensibilité de masse en fonction du nombre de trous fonctionnels N, b) le décalage de la longueur d'onde en fonction de N.

À partir de la figure IV.15, on observe que pour la partie gauche de $N = 26$, l'élément sensible peut atteindre une sensibilité de masse élevée, mais la sensibilité d'indice de réfraction (IR) reste faible. Tandis que, dans la zone droite de $N = 26$, l'élément sensible peut atteindre une plus grande sensibilité à l'indice de réfraction, mais la sensibilité de masse est plus basse. Par conséquent, on peut conclure que le nombre de trous fonctionnels $N = 26$ est l'élément le plus sensible. Cette constatation résulte du compromis entre la sensibilité de masse et la sensibilité IR.

Pour déterminer la sensibilité de notre capteur optimisé avec les paramètres suivants : $R = 0.23a$, $D = 70 \text{ nm}$, $R_2 = 0.41a$ avec le nombre de trous fonctionnels $N = 26$ (Fig. IV.16.a), nous modifions l'indice de réfraction des trous fonctionnels. Dans un premier temps, nous supposons que les trous sont remplis par l'eau ($n = 1,33$). Ensuite, nous faisons varier l'indice de réfraction de l'analyte de 1,33 à 1,338 avec un pas de $\Delta n = 0,002$. La figure IV.16.b représente le spectre de transmission lorsque l'indice de réfraction des trous fonctionnels varie. À partir de cette figure, nous notons que lorsque l'indice de réfraction augmente, la longueur d'onde résonnante se décale vers des longueurs d'ondes supérieures.

Lorsque la sensibilité est exprimée par le rapport $\Delta\lambda/\Delta n$ et d'après les résultats de la simulation, la sensibilité du capteur CPH proposé peut atteindre $S = 300 \text{ nm / RIU}$.

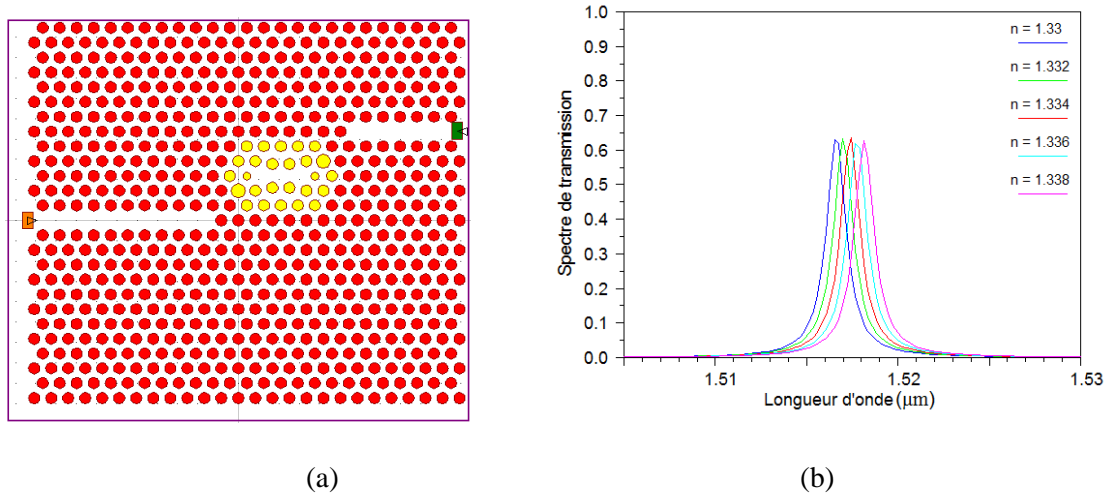


Figure IV.16 : a) Structure du capteur proposé, b) Spectre de transmission en fonction de l'indice de réfraction.

IV.4 Conception d'un capteur d'indice de réfraction à base d'un couplage latéral guide/cavité à CPhs

L'utilisation de défauts linéiques pour réaliser des fonctions de guidage a été introduite en 1994 par Meade et al. Toutefois, ces fonctions de guidage sont restées théoriques [10] jusqu'en 1997 où une première démonstration expérimentale de transmission a été faite dans le domaine des micro-ondes [11] puis en technologie macro poreux dans l'infrarouge [12]. En fait, un guide est un défaut linéique introduit au sein d'un cristal photonique.

Les cavités à cristaux photoniques, qui permettent de confiner fortement la lumière ont deux performances très importantes : le facteur de qualité (Q) qui rend compte de la finesse de la résonance et le volume modal (V) du confinement spatial du mode.

Les cavités résonantes et les guides d'ondes à CPhs sont exploités comme briques de base de circuits photoniques intégrés. En se basant sur ces composants, différents dispositifs ont été proposés et démontrés dans plusieurs domaines disciplinaires allant de l'optique, l'optoélectronique, la télécommunication jusqu'à la biodétection. Les guides à cristaux photoniques représentent une voie naturelle pour coupler ces cavités à des circuits optiques planaires. Comme nous avons vu dans le chapitre I, il existe deux voies de couplage. Dans cette

étude, nous allons étudier la voie qui consiste à juxtaposer la cavité parallèlement au guide pour aboutir à une interaction latérale des modes de cavité avec les modes du guide.

IV.4.1 Structure avec modification du rayon des trous

La figure IV.17.a présente la structure proposée qui est à base d'un cristal photonique bidimensionnel avec un réseau triangulaire des trous d'air ($n = 1$) gravés sur un substrat de silicium ($n = 3.52$). L'approximation de l'indice effectif est donnée par $n_{eff} = 2.98$ pour la période $a = 428$ nm et le rayon du trou $r = 0.35a$.

La conception de la structure consiste en une microcavité couplée latéralement avec un guide d'onde. La microcavité est obtenue par l'omission d'un seul trou. Tandis que le guide d'onde est créé par la suppression d'une rangée de trous d'air dans la direction $\Gamma-K$.

Les propriétés de dispersion de la structure ont été analysées par la méthode 2D-PWE du logiciel BandSOLVE. Le diagramme de bande du capteur proposé est représenté sur la figure IV.17.b. À partir de cette figure, nous observons un intervalle de bande de fréquence pour le mode de polarisation TE mais aucun pour le mode TM. La bande interdite photonique s'étend de $\omega_1 = 0,25611$ (a / λ) à $\omega_2 = 0,36433$ (a / λ), ce qui correspond à une gamme de longueurs d'onde de 1170-1670 nm.

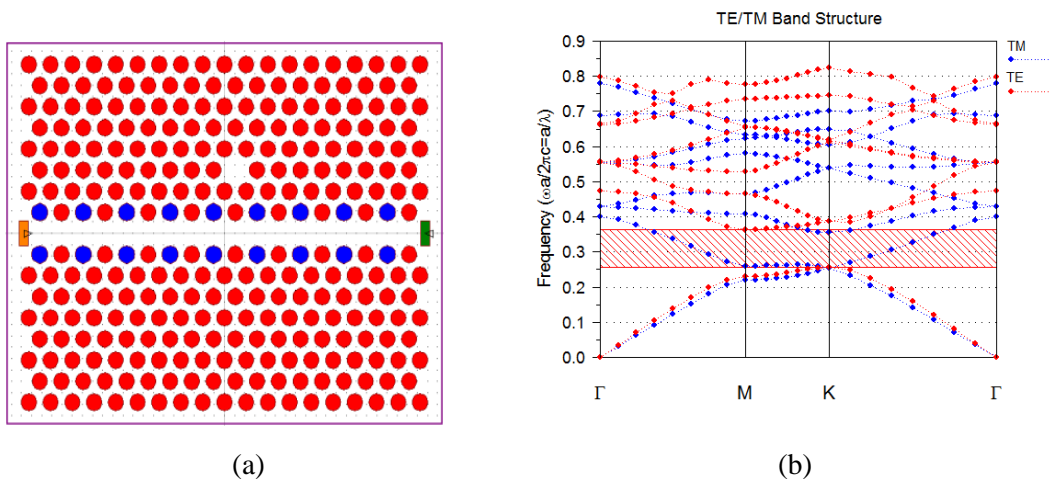


Figure IV.17 : a) Structure du capteur basé sur un couplage latéral guide/cavité, b) Diagramme de dispersion d'un réseau triangulaire de trous d'air.

Afin d'obtenir un facteur de qualité et une sensibilité élevés, nous modifions la forme du guide d'ondes. Nous agissons sur les trous situés en alternance de part et d'autre du guide (trous bleus

dans la figure.VI.17.a) pour $R = 0,36a$ jusqu'à $R = 0,40a$. le changement du rayon des trous est effectué pour permettre un meilleur couplage entre le guide d'onde et la microcavité et pour améliorer le facteur de qualité (Q). La figure IV.18. a et b présente le spectre de transmission avec les différentes valeur de R , le facteur de qualité et la longueur d'onde de résonance en fonction de la variation du rayon, respectivement. À partir de cette figure, nous pouvons choisir comme résultat optimal le rayon $R = 0,37a$, équivalent à un facteur de qualité égal à 13211.

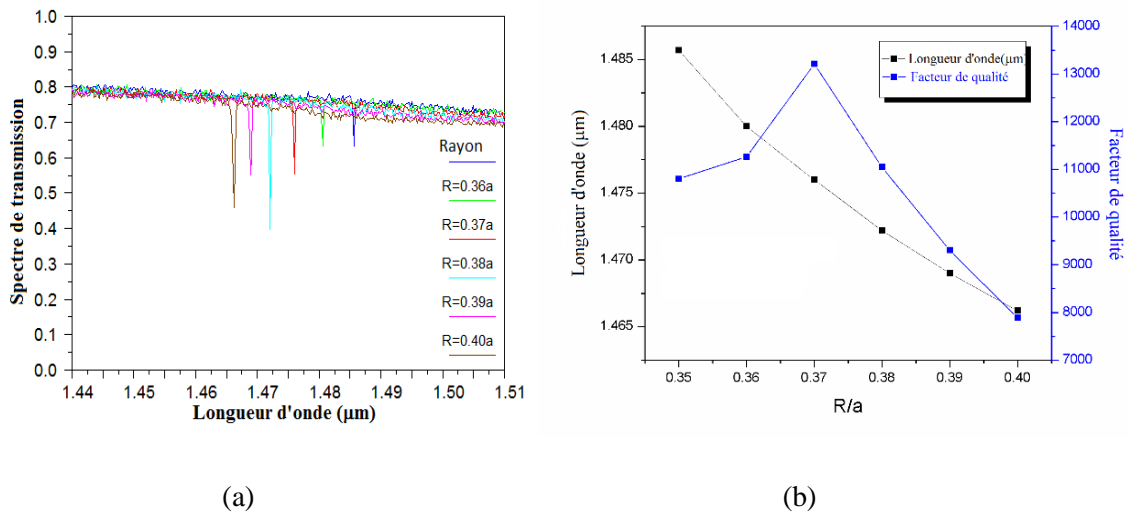


Figure IV.18 : a) Spectre de transmission pour les différentes valeurs de R , b) Facteur de qualité et longueur d'onde de résonance en fonction de R .

Pour estimer la fonctionnalité de la structure optimisée dans des applications de détection, nous mesurons le décalage en longueur d'onde de résonance en fonction du changement d'indice de réfraction afin de calculer la sensibilité. La structure optimisée est un cristal photonique bidimensionnel du réseau triangulaire avec les paramètres suivants : $a = 428$ nm, $r = 0.35a$, $R = 0,37a$.

L'analyse de la sensibilité de cette structure peut se faire en supposant que les trous du capteur était initialement remplie d'eau ionisée ($n = 1,33$). Ensuite, l'indice de réfraction a été modifié avec un incrément de 0,002 jusqu'à $n = 1,338$. La figure IV.19.a montre les spectres de transmission du couplage latéral guide / microcavité lorsque l'indice de réfraction des trous est modifié. On observe que la longueur d'onde de résonance se décale vers des longueurs d'ondes les plus élevées avec la variation de l'indice de réfraction. De même, la variation de la longueur d'onde de résonance en

fonction des variations de IR est illustrée sur la figure IV.19.b. On remarque une dépendance linéaire entre la variation de la longueur d'onde et l'indice de réfraction.

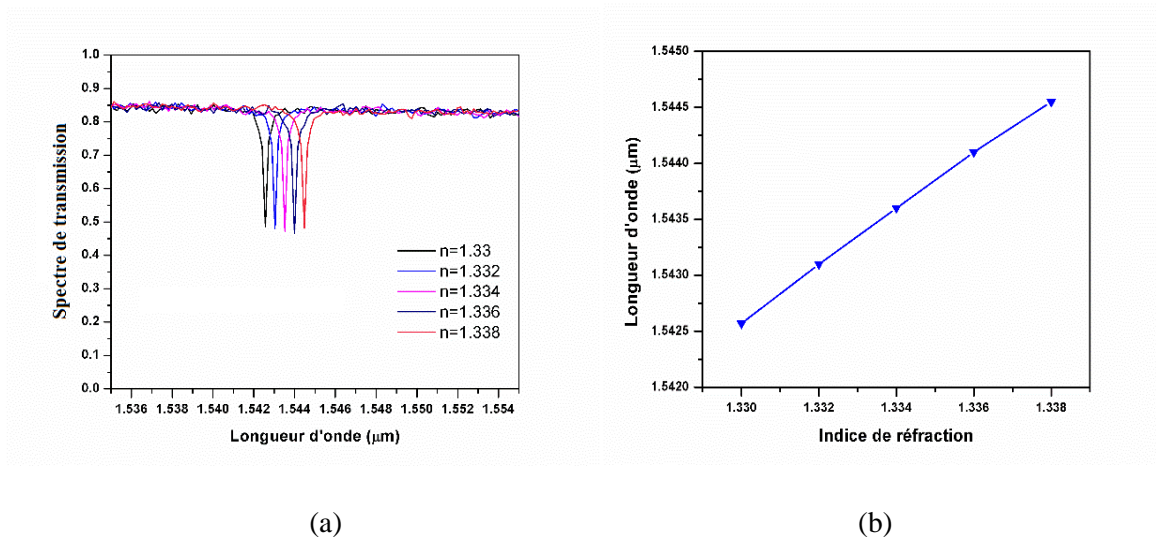


Figure IV.19 : a) Spectre de transmission pour différents indices de réfraction des trous, b) Longueur d'onde de résonance en fonction du changement de l'indice de réfraction.

À partir de la définition de la sensibilité la plus courante dans la littérature dans le domaine d'application des CPHs à la détection $S = \Delta\lambda / \Delta n$, la sensibilité du capteur proposé est $S = 250 \text{ nm} / \text{RIU}$ pour $\Delta n = 0.002$.

IV.4.2 Structure avec la forme elliptique

La structure proposée dans cette étude est présentée (Fig. IV.20.a), elle est basée sur un cristal photonique bidimensionnel avec un réseau triangulaire de trous d'air ($n = 1$) gravés sur un substrat de silicium ($n = 3.48$). La méthode de l'approximation de l'indice effectif est appliquée pour réduire le calcul 3D en 2D, l'indice effectif calculé est $n_{eff} = 2.98$. Le rayon des trous d'air et la période de la structure sont $r = 0.32a$, $a = 0.42$, respectivement.

La structure d'étude est formée d'une microcavité couplée latéralement avec un guide d'onde. La microcavité est obtenue par la suppression d'un seul trou. Tandis que le guide d'onde est créé par l'élimination d'une rangée de trous d'air dans la direction $\Gamma-K$.

Les propriétés de dispersion de la structure ont été analysées par la méthode 2D-PWE du logiciel BandSOLVE. Le diagramme de bande du capteur proposé est représenté sur la figure IV.20.b. À partir de cette figure, nous observons deux bandes de fréquence pour le mode de polarisation

TE et aucune pour le mode TM. La bande interdite photonique la plus large s'étend pour une gamme de longueurs d'onde de 1280-1710 nm. La longueur d'onde de résonance de cette structure est située à $\lambda = 1525$ nm avec un facteur de qualité $Q = 5589$.

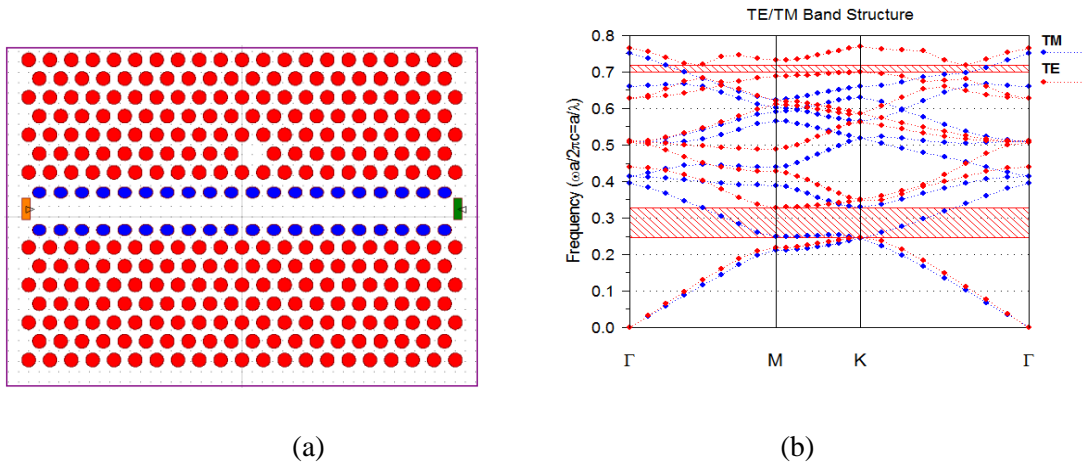


Figure IV.20 : a) Structure du capteur avec la forme elliptique, b) Diagramme de bande du capteur proposé.

Pour améliorer encore plus le facteur de qualité, nous proposons une technique qui consiste à déformer les trous situés dans la première rangée au-dessus et en-dessous du guide d'onde, de manière à obtenir une forme elliptique (trous bleus). Dans un premier temps, nous étudions l'influence de la forme elliptique du trou. Cette dernière (la forme elliptique) a deux axes semi-majeur (RX) et semi-majeur (RY). Nous fixons la valeur de RX à $0,32a$ et en faisant varier la valeur de RY de $0,24a$ jusqu'à $0,28a$ des trous situés dans la première rangée au-dessus et en-dessous du guide d'onde (ellipse bleue sur la Fig.IV.20.a). La modification de la forme du cercle en ellipse offre une grande liberté structurelle pour ajuster les propriétés optiques de la structure.

Sur la figure IV.21 la longueur d'onde de résonance et le facteur de qualité en fonction du changement de la valeur de RY sont représentés. À partir de cette figure, on peut constater que, si la valeur de RY augmente, la longueur d'onde de résonance est décalée vers des longueurs d'ondes inférieures. De même, le facteur de qualité augmente lorsque la valeur de RY augmente de $0,24a$ à $0,28a$ et atteint son maximum de 15431 à la longueur d'onde de résonance située à 1579 nm pour $RY = 0,26a$, suivi d'une forte diminution. On observe que la forme des trous influence considérablement sur la position et le facteur de qualité du mode résonant.

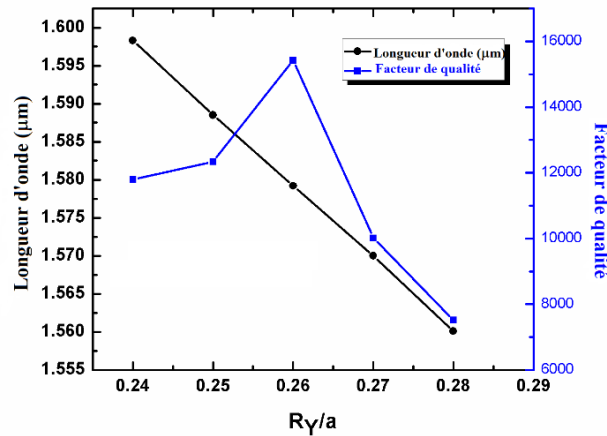


Figure IV.21 : Facteur de qualité et variation de la longueur d'onde en fonction de la variation de $R\gamma$.

IV.4.2.1 Influence du nombre de trous fonctionnels

Pour étudier la sensibilité de ce capteur et la dépendance de la sensibilité au nombre de trous fonctionnels pour cette architecture, nous modifions le nombre de trous fonctionnels (N) remplis de l'analyte (eau $n = 1.33$) autour de la cavité. Par conséquent, nous étudions la sensibilité de masse de notre dispositif en fonction du nombre de trous fonctionnels (la sensibilité de masse est définie par la relation $\Delta\lambda / N$). Nous effectuons la simulation pour les cas suivant : 6, 14, 18, 20, 24 et jusqu'à 27 trous comme le montre la figure IV.22. Pour tous ces cas, nous calculons la sensibilité de masse $\Delta\lambda / N$.

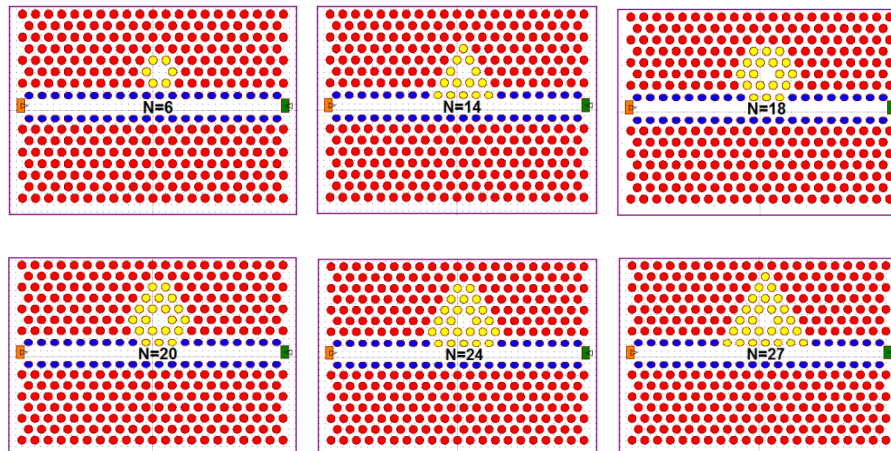
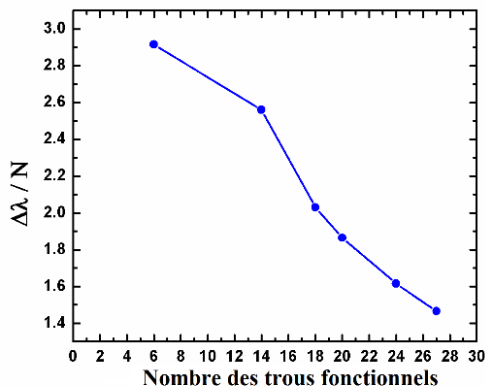


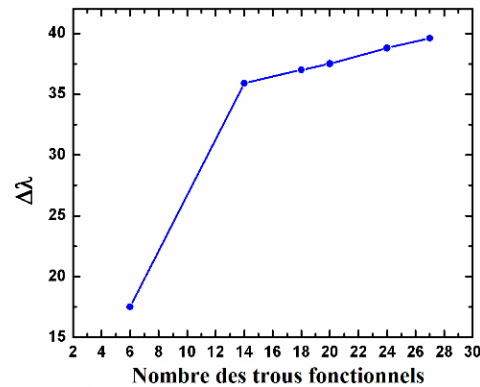
Figure IV.22 : Différentes structures proposées (nombre de trous fonctionnels $N= 6, 14, 18, 20, 24, 27$ trous).

La sensibilité de masse et le décalage de la longueur d'onde de résonance ($\Delta\lambda$) en fonction du nombre de trous fonctionnels (N) sont illustrés sur la figure IV.23 a et b, respectivement. On observe que, lorsque le nombre de trous fonctionnels augmente, la sensibilité de masse du capteur diminue et la valeur la plus élevée peut être atteinte pour $N = 6$. Tandis que le décalage de la longueur d'onde de résonance augmente. Cela signifie que la sensibilité IR ($\Delta\lambda / \Delta RI$) augmente en fonction du nombre de trous fonctionnels. Ainsi, le décalage de résonance est plus élevé pour le plus grand nombre de trous fonctionnels.

À partir du résultat de la figure IV.23, nous montrons que dans la partie gauche de $N = 14$, l'élément sensible peut atteindre une sensibilité de masse supérieure, mais la sensibilité d'indice de réfraction (IR) est plus faible. Tandis que, dans la zone droite de $N = 14$, l'élément sensible peut atteindre une plus grande sensibilité à l'indice de réfraction, mais la sensibilité de masse est plus basse. Donc, nous fixons le nombre de trous fonctionnels $N = 14$ comme élément sensible. Ce résultat est considéré en utilisant un compromis entre la sensibilité de masse et la sensibilité IR.



(a)



(b)

Figure IV.23 : a) Sensibilité de masse en fonction du nombre des trous fonctionnels N, b) le décalage de la longueur d'onde en fonction de N.

La structure optimisée du capteur à indice de réfraction proposée dans cette partie reste la même structure ($n_{eff} = 2.98$, $r = 0.32a$, $a = 0.42$) avec la forme elliptique des trous d'air situés dans la première rangée au-dessus et en-dessous du guide d'onde ($RY = 0.26a$). Le nombre de trous fonctionnels est $N = 14$.

Nous modifions l'indice de réfraction des trous fonctionnels ($N = 14$), afin de déterminer la sensibilité du capteur proposé. Premièrement, nous supposons que les trous sont remplis par l'eau ($n = 1,33$). Après, nous faisons varier l'indice de réfraction de l'analyte de 1,33 à 1,338 avec un pas de $\Delta n = 0,002$. Les spectres de transmission en fonction du changement de l'indice de réfraction des trous fonctionnels sont représentés sur la figure IV.24.a. Nous avons noté que lorsque l'indice de réfraction augmente, la longueur d'onde résonnante se décale vers les longueurs d'ondes supérieures. La figure IV.24.b montre la variation de la longueur d'onde de résonance en fonction des variations de IR. Elle montre une dépendance linéaire entre la variation de la longueur d'onde et l'indice de réfraction.

D'après les résultats de simulation et la définition de la sensibilité $\Delta\lambda/\Delta n$, la longueur d'onde de résonance est décalée de 300 nm. Pour $\Delta n = 0.002$ la sensibilité peut atteindre $S = 150 \text{ nm} / \text{RIU}$.

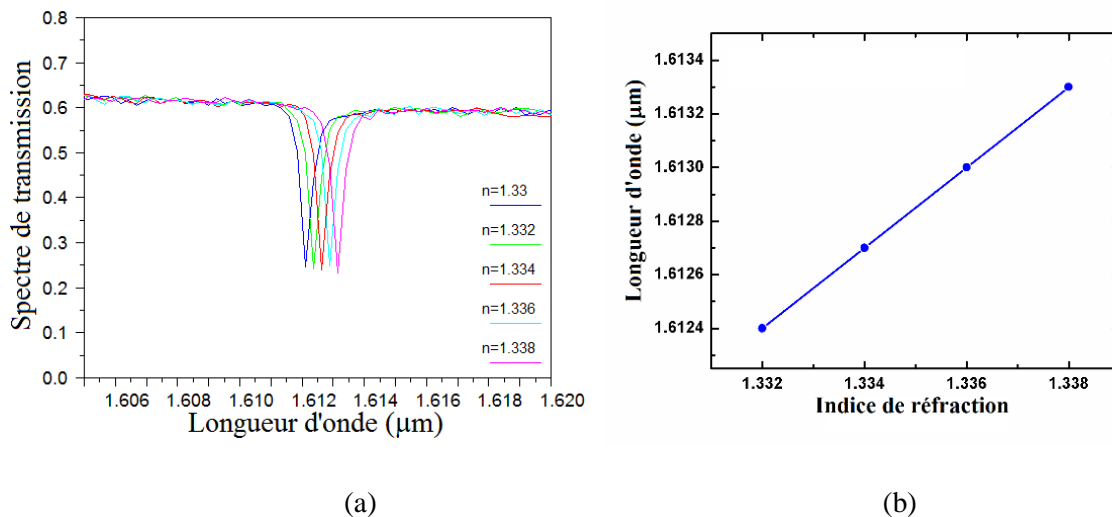


Figure IV.24 : a) Spectre de transmission pour différents indices de réfraction des trous, b) Longueur d'onde de résonance en fonction du changement de l'indice de réfraction.

IV.5 Conception d'un capteur d'indice de réfraction à base d'une cavité à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique à fente

Ces dernières années, les recherches consacrées aux capteurs photoniques à base d'indice de réfraction (IR) ont beaucoup évoluées. La plupart de ces recherches ont pour objectif de concevoir de nouvelles structures adaptées à la détection d'une large gamme de paramètres physiques, tels

que la pression ou la température. En particulier, les cavités et les structures de guides d'ondes à CPh ont suscité une attention considérable pour les applications en tant que biocapteur [13][14][15].

Dans ce contexte, une nouvelle voie vers les nanotechnologies a été explorée : les capteurs à base des cristaux photoniques à fente. Dans ce sens un nombre croissant d'œuvres ont été consacrées à des guides d'ondes à fentes à noyaux creux, dans la gamme des télécommunications, pour leurs propriétés de confinement de modes spécifiques [16][17][18]. Les fentes réfractives avec guides ont été initialement proposées par Almeida et al. en 2004 [19]. Les auteurs ont montré qu'en exploitant la condition de réflexion interne totale (TIR) dans un guide d'onde, il était possible de confiner le champ dans le matériau à faible indice dans une fente et de former un guide avec un noyau creux plan. En fonction de la largeur de l'emplacement de cette fente, il est possible de limiter jusqu'à 30% de la puissance totale du mode fondamental. La très forte intensité de champ électrique dans le noyau creux du guide présente un intérêt crucial dans le domaine des applications photoniques. Premièrement, il permet de réaliser des capteurs de haute sensibilité, contrairement à de nombreux capteurs basés sur des structures photoniques en silicium; le matériau détecté (nanoparticules, gaz, protéines ...) interagit directement avec le champ confiné et non avec sa partie évanescente.

Plusieurs géométries de cristaux photoniques à fentes ont été proposées pour la démonstration de cavités avec des facteurs de qualité élevés (Q), destinées à la détection de substances chimiques et de gaz dans les longueurs d'onde de télécom proches infrarouges $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ [20][21][22]. La première proposition de confinement du mode optique dans une microcavité avec une fente a été réalisée par Robinson et al. [23]. Les travaux des auteurs ont montré que des volumes modaux de dimensions très inférieures à la longueur d'onde pouvaient être atteints en exploitant la forte discontinuité du champ par rapport à l'interface diélectrique / air. La première étude de la cavité à cristaux photoniques à fentes a consisté à insérer une fente dans une cavité de type A1. La stratégie pour amener les maxima du champ de la cavité dans l'espace libre consiste à introduire une fente d'aération longitudinale étroite au centre des cavités à défauts de ligne modulée en largeur qui ont un facteur Q ultra-élevé supérieur à un million [21].

Le capteur étudié est une structure CPh-2D constituée d'un réseau triangulaire de trous d'air ($n = 1$) modulés perpendiculairement à un substrat de silicium ($n = 3,52$). Les paramètres de la

structure sont : la constante de réseau $a = 450$ nm et le rayon des trous $r = 0,32a$. Afin de réduire la capacité mémoire de l'ordinateur et le temps de simulation pour le calcul 3D, nous utilisons un calcul 2D-FDTD en employant la méthode d'approximation de l'indice effective ($n_{eff} = 2,98$). Dans le diagramme de bande TE, la bande interdite fondamentale est centrée près d'une fréquence normalisée de 0,29, elle s'étend entre les fréquences normalisées $\omega_1 = 0,2429$ (a / λ) et $\omega_2 = 0,32866$ (a / λ), ce qui correspond à une plage de longueur d'onde de 1,369 à 1,835 μm pour les ondes à polarisation TE. Les PBG et les modes de propagation sont déterminés à l'aide de la méthode PWE du logiciel RSoft (BandSOLVE).

La structure du capteur proposé est formée avec un défaut linéaire W_1 qui est créé en enlevant la rangée centrale de trous d'air dans la direction $\Gamma-K$. Dans un premier temps, les trous situés dans la première rangée au-dessus et en-dessous du guide d'onde sont déplacés à l'intérieur du W_1 . Ici, nous considérons différents nombres de trous d'air décalés (N) à proximité de W_1 entre $N = 4$ et $N = 8$ avec une distance (Dy) de valeur égale à 100 nm. Nous fixons $N = 6$, et nous déplaçons les trous entre $Dy = 75-115$ nm. Selon la structure optimisée ($N = 6$ et $Dy = 100$ nm), nous avons relevé simultanément une transmission très élevée et un facteur de qualité acceptable. Afin d'obtenir une sensibilité plus élevée, nous modifions le rayon du trou d'air situé dans la rangée proche du guide d'onde $R = 0,37a$. Pour améliorer davantage la sensibilité, nous introduisons une fente d'air dans la direction X au centre de la microcavité. La source de lumière est appliquée à l'entrée de W_1 et le moniteur est placé à la sortie de W_1 . La méthode de calcul utilisée est basée sur un algorithme 2D-FDTD.

IV.5.1 Création du guide d'onde

La création de défauts dans le cas des cristaux photoniques 2D est provoquée par la rupture de la périodicité diélectrique des structures à CPhs. Ces défauts permettent de générer des modes de fréquences autorisées à l'intérieur de la bande interdite photonique et contrôlent la propagation de la lumière au sein du cristal et à l'échelle de la longueur d'onde. Les défauts peuvent apparaître sous une infinité de géométries citons : la modification de la taille ou de l'indice d'un seul motif du cristal, la suppression de rangées entières de motifs (défauts linéiques). L'utilisation de ces structures rend possible la miniaturisation des composants d'optique intégrée et l'amélioration de leurs performances.

Parmi l'infinité de structures contenant des défauts linéiques réalisables, permettant l'apparition de modes guidés à une fréquence appartenant à la bande interdite du cristal parfait [24][25], nous considérons dans cette partie une seule géométrie de défaut simple et classique.

Dans cette section, nous étudions un guide d'onde à cristal photonique W_1 . Il est créé par l'omission d'une rangée de trous d'air dans la direction ΓK d'un cristal photonique du réseau triangulaire (Fig. IV.25.a). Le guide d'onde droit W_1 défini dans un réseau bidimensionnel de trous d'air circulaires dans un matériau de haut d'indice a une caractéristique générale représentée par le fort confinement latéral de la lumière et respecte la symétrie du cristal. Pour cela W_1 reste le plus simple à réaliser par lithographie du point de vue des applications.

La méthode de calcul utilisée est basée sur la méthode des différences finies temporelles (FDTD-2D) exécutée par le logiciel FullWAVE de RSoft. Le spectre de transmission simulé est rapporté sur la figure IV.25.b. On observe une large transmission du guide droit W_1 , on s'est limité à la région spectrale de la bande interdite du cristal 2D considéré précédemment (BIP entre 1369 nm et 1835 nm).

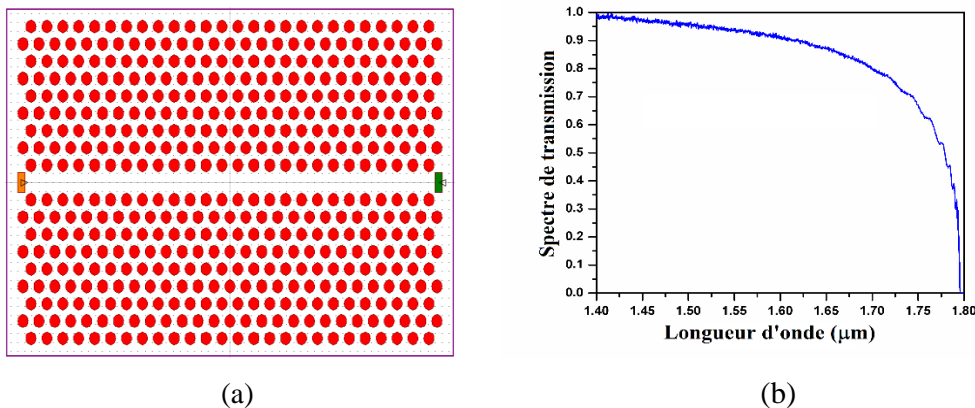


Figure IV.25 : a) Guide droit W_1 (Une rangée de trous omise) réalisé dans un cristal photonique triangulaire de trous d'air sur une membrane de Si suivant la direction ΓK , b) Spectre de transmission du guide droit W_1 en mode TE.

IV.5.2 Création de la cavité à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique

La création d'une cavité optique dans un structure à cristaux photoniques 2D nécessite une rupture localisée dans la période du réseau soit par déplacement, modification ou omission d'un ou

plusieurs trous des structures à CPhs. Ces défauts permettent de générer des modes de fréquences confinés dans la cavité, caractérisées par leur fréquence de résonance et leur facteur de qualité (Q).

Dans cette section, nous nous sommes essentiellement focalisés sur l'étude d'une géométrie de la cavité à modulation locale de la largeur du défaut linéique. Ce genre de cavité a été proposée initialement par Kuramochi en 2006 [26]. La réalisation de ce type de cavité est basé sur un défaut linéique dans une structure à cristal photonique d'un réseau triangulaire de trous d'air (guide d'onde W_1). La conception de cette cavité résulte d'un léger déplacement de certains trous entourant le guide d'onde ou en changeant le rayon de quelques trous au centre du guide. L'introduction d'un défaut au centre du guide par la modulation locale du défaut linéique permet de piéger une partie de la lumière guidée. Par la suite, nous allons étudier la cavité à modulation locale de la largeur du défaut linéique. Dans cette cavité, le défaut est réalisé par la modification locale de la position de quelques trous situés dans les deux premières rangées au-dessus et en-dessous du guide d'onde. Cette modulation de position de certains trous au centre du guide est utilisée pour améliorer la transmission et le facteur de qualité. Pour cette raison, nous optimisons la structure d'étude en ajustant le nombre de trous déplacés (N) et la distance de déplacement (Dy) des trous situés dans la première rangée au-dessus et en-dessous du guide d'onde (trous bleus indiqués dans la figure IV.26).

La simulation est effectuée par le calcul FDTD-2D avec une source optique Gaussienne placée à l'entrée du guide d'onde afin d'exciter l'ensemble des modes résonants de la structure.

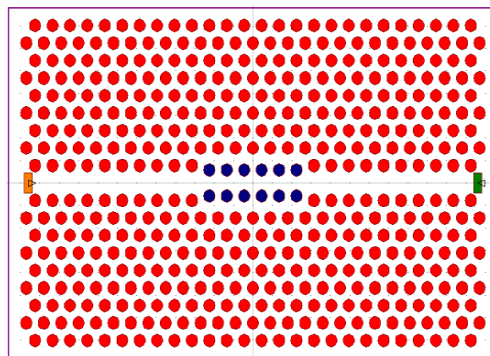


Figure IV.26 : Conception de la cavité à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique.

IV.5.2.1 Optimisation du nombre de trous déplacés

Nous commençons par l'étude de l'influence du nombre de trous déplacés (N) à l'intérieur du guide d'onde. Nous fixons la distance de déplacement $Dy = 100$ nm et nous modifions N de $N = 4$ jusqu'à $N = 8$ avec un pas.

Les spectres de transmission correspondant aux différentes valeurs de N sont illustrés dans la figure IV.27. Nous observons que la longueur d'onde de résonance se décale vers des longueurs d'ondes les plus élevées lorsque le nombre de trous déplacés croît, ce décalage du à la diminution de l'indice effectif de la cavité.

Le décalage en longueur d'onde de la résonance et le facteur de qualité pour chaque valeur de nombre de trous déplacés N sont indiqués dans le tableau IV.4. D'après les résultats de la simulation présentés dans la figure IV.27 et le tableau IV.4, nous choisissons $N = 6$ comme résultat optimal, en raison de la transmission relativement élevée et le facteur de qualité acceptable. Avec le nombre de trous déplacés $N = 6$, la longueur d'onde de résonance est localisée à $\lambda = 1.5060 \mu\text{m}$ correspondant à un facteur de qualité égale à 28465.

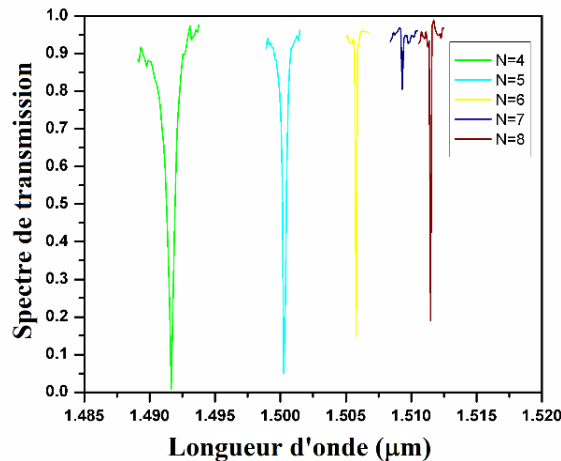


Figure IV.27 : Spectre de transmission en fonction du nombre de trous déplacés de $N = 4$ jusqu'à $N = 8$ avec $Dy = 100$ nm.

Nombre de trous déplacés (N)	Longueur d'onde (μm)	Facteur de qualité
4	1.4918	1489.5
5	1.5004	3400.6
6	1.5058	28465
7	1.5094	450000
8	1.5116	49389

Tableau IV.4 : Longueur d'onde de résonance et facteur de qualité pour différentes valeur de N.

IV.5.2.2 Optimisation de la distance des trous déplacés

Dans cette partie, nous poursuivons l'étude de l'influence de déplacement des six trous à l'intérieur du guide d'onde avec différentes valeur de Dy. Nous fixons la valeur optimale de N = 6 et on fait varier la valeur de Dy dans l'intervalle de 75-115 nm.

La figure IV. 28 montre les spectres de transmissions pour chaque valeur de Dy. Nous observons que la valeur de la longueur d'onde est décalée vers des valeur plus élevées lorsque Dy augmente. La variation de la longueur d'onde et les facteurs de qualité en fonction de Dy sont présentés sur le tableau IV.5. Nous remarquons que le facteur de qualité augmente avec l'augmentation de Dy et il peut atteindre la valeur maximale de Dy = 95 nm, suivie par une forte diminution. L'augmentation du facteur de qualité se produit lorsque les trous sont fortement déplacés, le champ électrique pénètre plus en dehors des trous déplacés. D'après ces résultats, nous ferons un compromis entre la transmission et le facteur de qualité pour choisir le résultat optimal obtenu lorsque Dy = 100 nm.

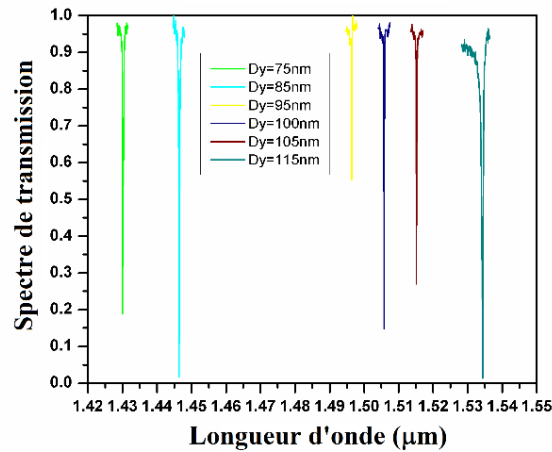


Figure IV.28 : Spectre de transmission en fonction de déplacement de $Dy = 75$ nm jusqu'à $Dy = 115$ nm avec $N = 6$.

Distance de déplacement du trous Dy (nm)	Longueur d'onde (μm)	Facteur de qualité
75	1.43	3584
85	1.4464	3696.2
95	1.4965	85199
100	1.5058	28465
105	1.5153	9642.4
115	1.5344	2122.3

Tableau IV.5 : Longueur d'onde de résonance et facteur de qualité pour différentes valeur de Dy .

IV.5.3 Analyse de la sensibilité du capteur proposé

La conception de la cavité à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique est présentée dans la figure IV.29.a. Afin d'estimer la sensibilité de cette structure, nous remplissons les trous par l'eau ionisée ($n = 1.33$). Les spectres de transmissions pour les milieux $n = 1$ et $n = 1.33$ sont décrits dans la figure IV.29.b. La longueur d'onde de résonance pour le spectre de transmission d'air est situé à $1.5060 \mu\text{m}$. Lorsque la structure est remplie d'eau ($n = 1.33$), le spectre de transmission se déplace vers une nouvelle position situé à $\lambda = 1,5894 \mu\text{m}$. Ce décalage de la longueur d'onde vers des valeur plus élevées résulte de la réduction de la différence d'indice entre les trous et le substrat. La longueur d'onde de résonance donne un décalage de $\Delta\lambda = 83,4$ nm,

équivalent à une sensibilité de 253 nm / RIU (RIU l'unité RI). La sensibilité est définie comme le rapport entre le décalage de la longueur d'onde ($\Delta\lambda$) et le changement du IR due à l'infiltration de l'analyte ($S = \Delta\lambda / \Delta n$). Donc, Le capteur est sensible au changement de IR dans les trous d'air et peut être optimisé pour atteindre une sensibilité plus élevée.

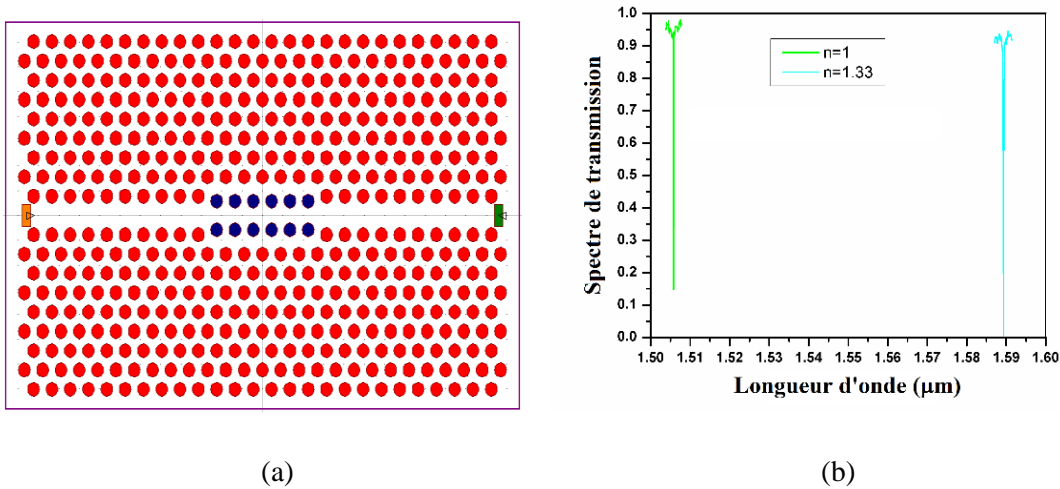


Figure IV.29 : a) Structure de la cavité à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique, b) Spectre de transmission pour $n = 1$ et $n = 1.33$.

Dans cette partie, nous analysons la sensibilité de notre structure, pour ces raisons nous proposons différentes conceptions conventionnelles (conception A jusqu'à D), toutes ces conceptions ont les mêmes paramètres ($r = 0,32a \mu\text{m}$, $a = 0,45 \mu\text{m}$). La configuration-A est appelée cavité à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique (voir Fig. IV.29.a). Le défaut de la conception-B est créé dans les deux rangées localisées de chaque côté du guide d'onde en élargissant les dimensions des trous de part et d'autre du guide à $r = 0,37a$. La structure de la conception-C est créée en agrandissant la dimension des trous alternativement avec $r = 0,37a$, ces trous sont situés dans les deux rangées localisées de chaque côté du guide d'onde sauf les trous de la microcavité. Alors que dans la conception-D, le défaut est créé en élargissant la dimension à $r = 0,37a$ des trous des deux rangées situées au-dessus et en-dessous de la cavité. Ces conceptions sont illustrées sur la figure IV.30.

Pour estimer la sensibilité de chacune de ces conceptions, nous les infiltrons avec un matériau d'indice de réfraction allant de $n = 1$ à $n = 1,33$ avec un pas de 0,1. La figure IV.31 montre la longueur d'onde des conceptions A-D en fonction du changement de IR. Les valeurs

correspondantes des sensibilités pour les modèles : A, B, C et D sont 242, 341, 240, 382 nm / RIU, respectivement. Ces résultats montrent clairement que la Conception-D, qu'est créée en agrandissant la dimension des trous des deux rangées situées au-dessus et en-dessous de la cavité, présente la plus grande sensibilité parmi les autres conceptions. Par conséquent, elle est choisie comme structure optimale pour sa sensibilité maximale (en raison de l'existence d'une forte interaction lumière-matière à l'intérieur du W_1 et de la cavité).

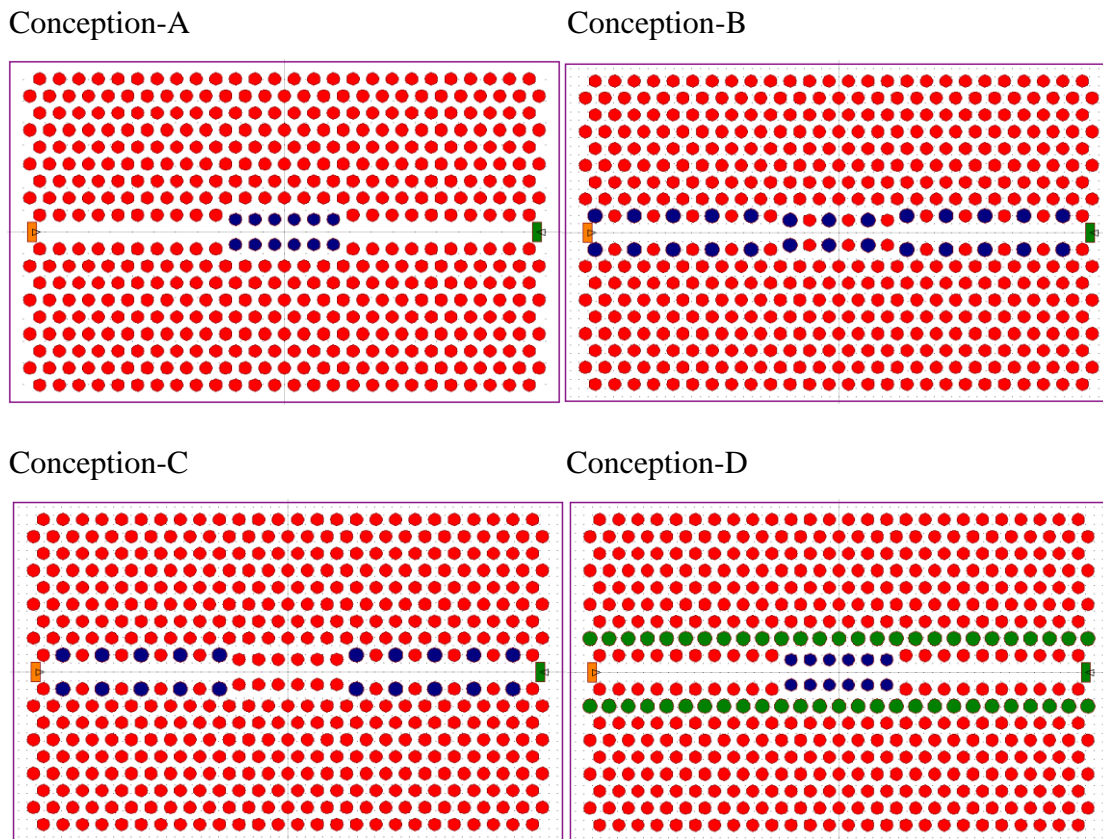


Figure IV.30 : Conceptions des différentes structures proposées.

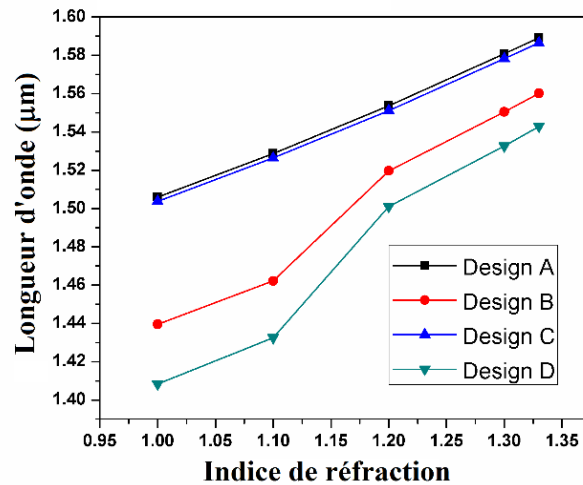


Figure IV.31 : Longueur d’onde de résonance pour chaque conception A-D en fonction de la variation de l’indice de réfraction de $n = 1$ à $n = 1,33$.

Pour étudier le fonctionnement de la Conception-D, la structure a été réalisée en infiltrant les trous avec un changement d’indice de réfraction de 1,33 à 1,34 avec un pas de 0,002. La figure IV.32 montre la variation de la longueur d’onde de résonance en fonction de différentes valeurs de l’indice de réfraction. À partir de cette figure, nous observons que le changement de l’indice de réfraction avec un pas $\Delta n = 0,002$ entraîne un décalage de 0,7 nm de la longueur d’onde de résonance.

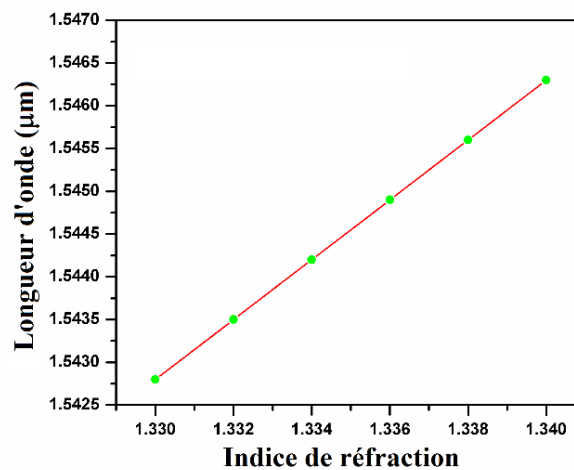


Figure IV.32 : Variation de la longueur d’onde de résonance en fonction du changement de l’indice de réfraction.

En premier lieu, nous étudions la sensibilité de notre capteur lorsque seuls les trous défectueux sont infiltrés et par la suite lorsque la totalité des trous sont infiltrés. Le tableau IV.6 et la figure IV.33 montrent la variation de la longueur d'onde de résonance et de la sensibilité, respectivement, en fonction du changement de l'indice de réfraction avec $\Delta n = 0,002$.

La sensibilité obtenue est de 250 nm / RIU pour l'infiltration des défauts et 350 nm / RIU pour l'infiltration de tous les trous. Les résultats obtenus dans le tableau IV.6 et la figure IV.33 montrent clairement que la sensibilité relative à l'infiltration des défauts est inférieure à celle de l'infiltration de tous les trous. Dans le cas de l'infiltration de défauts, seuls les trous défectueux sont infiltrés et donc le facteur de remplissage de l'analyte dans la structure est plus faible.

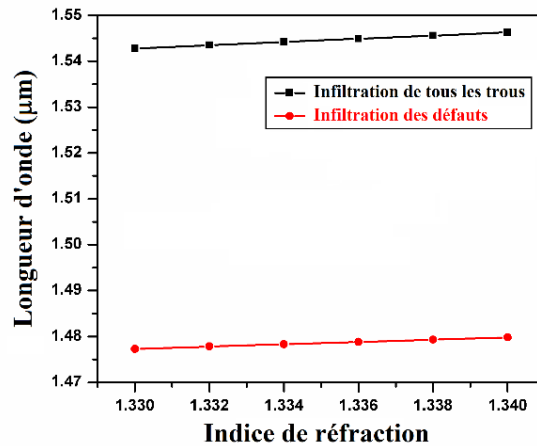


Figure IV.33 : Représentation graphique de la sensibilité pour une infiltration des défauts uniquement et pour l'infiltration de la totalité des trous.

IR	λ (μm) pour l'infiltration de trous défectueux	λ (μm) pour l'infiltration de tous les trous
1.33	1.5244	1.5428
1.332	1.5249	1.5435
1.334	1.5253	1.5442
1.336	1.5258	1.5449
1.338	1.5265	1.5456
1.34	1.527	1.5463

Tableau IV.6 : Longueur d'onde de résonance en fonction de l'indice de réfraction pour les deux cas : l'infiltration de trous défectueux et l'infiltration de la totalité des trous.

Afin d'améliorer la sensibilité du capteur proposé, nous introduisons au centre de la cavité à modulation locale de la largeur du guide d'onde une fente d'air dans la direction X. La géométrie de la fente est caractérisée par une largeur et une longueur qui sont définies comme suit : $d = 0,01 \mu\text{m}$, $l = 10 \mu\text{m}$. La figure IV.34 représente la conception de la structure avec la présence de la fente d'air. Ensuite, nous remplissons tous les trous et la fente d'air avec un liquide de $n = 1,33$ jusqu'à $n = 1,35$ avec un intervalle de 0,001 et de $n = 1,33$ à $n = 1,38$ avec $\Delta n = 0,002$.

La variation de la longueur d'onde de résonance en fonction du changement de l'indice de réfraction pour $\Delta n = 0,001$ et $\Delta n = 0,002$ est illustrée sur la figure IV.35. a et b, respectivement.

À partir de cette figure, nous observons que la longueur d'onde de résonance présente un décalage de 0,4 nm lorsque le changement de l'indice de réfraction est de 0,001 et un décalage de 0,8 nm pour $\Delta n = 0,002$.

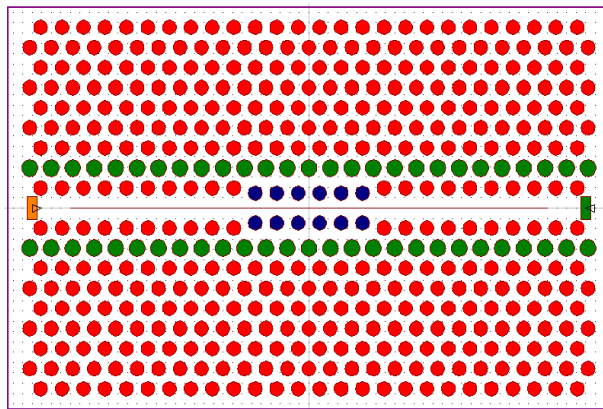


Figure IV.34 : Structure optimisée du capteur d'indice de réfraction proposé en présence de la fente d'air.

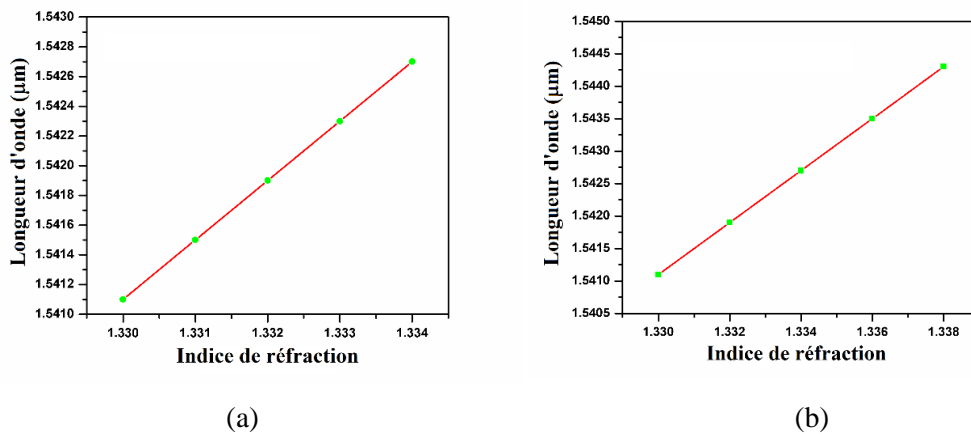


Figure IV.35 : Variation de la longueur d'onde en fonction du changement de l'indice de réfraction pour : a) $\Delta n = 0,001$, b) $\Delta n = 0,002$.

La sensibilité obtenue est donc améliorée (400 nm / RIU) lorsque la fente d'air est introduite au centre de la cavité à modulation locale de la largeur du guide d'onde. L'existence de la fente d'air améliore le confinement de la lumière dans la zone du matériau à faible indice de réfraction ce qui conduit à l'augmentation de l'interaction lumière-matière. Par conséquent, la sensibilité et le facteur de qualité sont améliorés [27].

Le tableau IV.7 présente une comparaison entre la structure du capteur proposé, basé sur la cavité à modulation locale de la largeur du guide d'onde en présence de la fente d'air et plusieurs autres conceptions des capteurs à CPh existant dans la littérature. Comme le montre ce tableau, le capteur d'indice de réfraction proposé présente une sensibilité significativement plus élevée (400 nm/RIU) par rapport aux autres modèles de capteurs, en raison de l'amélioration de l'interaction lumière-matière dans la zone de détection. La valeur de la détection limite est satisfaisante (2.98×10^{-5}).

Références	Type du capteur	Sensibilité (nm/RIU)	Détection limite (RIU)
[28]	Guide d'onde à CPhs	260	0.001
[29]	Fente d'anneau à CPhs	160	8.75×10^{-5}
[30]	Résonateur couplé à un défaut d'anneau	330	1.24×10^{-5}
[31]	Microcavité à fente à base d'un CPh	370	2.3×10^{-5}
[32]	Cavité à fente à CPhs	235	1.25×10^{-5}
[33]	Guide d'onde couplé à une microcavité	210	8.929×10^{-5}
Notre travail	Microcavité à modulation locale d'un défaut linéique à fente	400	2.98×10^{-5}

Tableau IV.7 : Comparaison du capteur proposé avec d'autres conceptions similaires à base de cristaux photoniques .

IV.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié les capteurs optiques à indice de réfraction (IR) à base de CPhs bidimensionnels utilisant un réseau de trous d'air triangulaires percés dans une membrane de silicium. Dans ce contexte nous exposons trois configurations de couplage guide/cavité.

La première voie consiste à l'étude numérique de deux types de filtre à cristaux photoniques linéaire et oblique. Ces filtres comprennent deux tronçons de guides entre lesquels a été disposée une cavité. Ce type de cavité linéique est donc très bien adapté à un couplage avec des guides de largeurs similaires. La plupart des longueurs d'ondes guidées seront réfléchies à l'extrémité du guide, sauf quelques-unes, qui seront couplées à la cavité. Dans ces filtres, nous avons modifié quelques paramètres de la géométrie pour optimiser la structure d'étude et atteindre les valeurs élevées de la transmission et du facteur de qualité simultanément et donc une meilleure sensibilité.

La deuxième conception concerne l'étude d'un couplage latéral entre un guide d'onde (W_1) et une cavité linéique. Ce type de couplage aboutit à une interaction latérale des modes de la cavité avec les modes du guide. Afin d'améliorer les caractéristiques les plus importantes dans les applications de détection, nous avons optimisé les structures du capteur proposé. La première structure étudie l'influence du changement de la taille des trous. La deuxième repose sur l'étude de l'influence de la forme elliptique, cette dernière est obtenue en changeant la forme des trous du guide d'onde de la forme circulaire à la forme elliptique. Par ailleurs, nous avons analysé les propriétés de détection de la structure proposée, en se basant pour cela sur le nombre de trous fonctionnels autour de la cavité.

La troisième conception du capteur à indice de réfraction est basée sur une cavité à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique. En premier lieu, nous avons étudié le guide d'onde à cristal photonique W_1 qui résulte de l'omission d'une rangée de trous d'air dans la direction ΓK d'un cristal photonique à réseau triangulaire. Le guide d'onde droit W_1 est défini dans un réseau bidimensionnel de trous d'air circulaires dans un matériau de haut indice. Nous avons focalisé notre étude par la suite sur une géométrie de la cavité à modulation locale de la largeur du défaut linéique. La réalisation de ce type de cavité est basée sur un défaut linéique dans une structure à cristal photonique. La conception de cette cavité est créée en déplaçant légèrement certains trous entourant le guide d'onde. L'introduction d'un défaut au centre du guide, par la modulation locale du défaut linéique, permet de piéger une partie de la lumière guidée. Nous avons optimisé la structure d'étude en ajustant le nombre de trous déplacés (N) et la distance de déplacement (Dy) des trous situés dans la première rangée au-dessus et en-dessous du guide d'onde. Dans ce concept nous avons tenté d'analyser et d'améliorer la sensibilité du capteur aux petites variations de l'indice de réfraction. Pour cela, nous avons proposé différentes conceptions conventionnelles (conception A, B, C et D). Pour estimer la sensibilité de chacune de ces conceptions, nous

infiltrons les trous avec un matériau d'indice de réfraction variant de $n = 1$ à $n = 1,33$ avec un pas de 0,1. Les résultats obtenus sont probants pour la Conception-D qui présente la plus grande sensibilité par rapport aux autres conceptions ($S = 382$ nm/RIU).

Par la suite nous proposons une structure originale en introduisant au centre de la cavité à modulation locale de la largeur du guide d'onde une fente d'air dans la direction X afin d'optimiser la sensibilité du capteur. L'existence de la fente d'air améliore le confinement de la lumière dans la zone du matériau à faible indice de réfraction et par conséquent l'augmentation de l'interaction lumière-matière. On constate une amélioration notable de la sensibilité en comparant avec les résultats de la littérature (400 nm / RIU). Ce capteur est susceptible d'être exploité en tant qu'élément de mesure en optique intégrée.

IV.7 Référence du chapitre IV

- [1] Y. Desieres, “conception et études optiques des composants micro photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bandes interdite de photon,” Thèse de Doctorat n°01-0081, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2001.
- [2] Y. Akahane, T. Asano, B. Song, and S. Noda, “Fine-tuned high-Q photonic-crystal nanocavity,” *Optics Express*, vol. 13, no. 4, pp. 1202–1214, 2005.
- [3] Z. Zhang and M. Qiu, “Small-volume waveguide-section high Q microcavities in 2D photonic crystal slabs,” *Optics Express*, vol. 12, no. 17, pp. 3988–3995, 2004.
- [4] C. L. C. Smith, U. Bog, S. Tomljenovic-Hanic, M. W. Lee, D. K. C. Wu, L. O’Faolain, C. Monat, C. Grillet, F. Thomas, C. Karnutsch, R. C. Mcphedran and B. J. Eggleton, “Reconfigurable microfluidic photonic crystal slab cavities,” *Optics Express*, vol. 16, no. 20, pp. 15887–15896, 2008.
- [5] D. Yang, H. Tian and Y. Ji, “The properties of lattice-shifted microcavity in photonic crystal slab and its applications for electro-optical sensor,” *Sensors and Actuators A : Physical*, vol. 171, no. 2, pp. 146–151, 2011.
- [6] T. Tanabe, M. Notomi, A. Shinya, S. Mitsugi and E. Kuramochi, “Fast on-chip all optical switches and memories using silicon photonic crystal with extremely low operating energy,” *Quantum Electronics and Laser Science Conference (QELS’05), QPDA5*, Baltimore, 2005.
- [7] S. Y. Lin, E. Chow, S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, “Direct measurement of the quality factor in a two-dimensional photonic-crystal microcavity,” *Optics Letters*, vol. 26, no. 23, pp. 1903–1905, 2001.
- [8] A. Benmerkhi, M. Bouchemat, T. Bouchemat and N. Paraire, “Numerical optimization of high- Q -factor photonic crystal microcavities with a graded air lattice,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 28, no. 2, pp. 336–341, 2011.
- [9] Y. Akahane, T. Asano, B. Song and S. Noda, “High- Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal,” *Nature*, vol. 425, pp. 944–947, 2003.

- [10] S. G. Johnson, P. R. Villeneuve, S. Fan and J. D. Joannopoulos, “Linear waveguides in photonic-crystal slabs,” *Physical Review B*, vol. 62, no. 12, pp. 8212–8222, 2000.
- [11] B. Temelkuran and E. Ozbay, “Experimental demonstration of photonic crystal based waveguides,” *Applied Physics Letters*, vol. 74, no. 4, pp. 486–488, 1999.
- [12] S. W. Leonard, M. H. Van Driel, A. Birner, U. Gosele and P. R. Villeneuve, “Single-mode transmission in two-dimensional macroporous silicon photonic crystal waveguides,” *Optics Letters*, vol. 25, no. 20, pp. 1550–1552, 2000.
- [13] N. Skivesen, A. Têtu, M. Kristensen, J. Kjems, L. H. Frandsen and P. I. Borel, “Photonic-crystal waveguide biosensor,” *Optics Express*, vol. 15, no. 6, pp. 3169–3176, 2007.
- [14] M. Lee and P. M. Fauchet, “Two-dimensional silicon photonic crystal based biosensing platform for protein detection,” *Optics Express*, vol. 15, no. 8, pp. 4530–4535, 2007.
- [15] H. Kurt, M. N. Erim and N. Erim, “Various photonic crystal bio-sensor configurations based on optical surface modes,” *Sensors Actuators B. Chemical*, vol. 165, no. 1, pp. 68–75, 2012.
- [16] Y. Zhang, Y. Zhao and Q. Wang, “Optimizing the slow light properties of slotted photonic crystal waveguide and its application in a high-sensitivity gas sensing system,” *Measurement Science and Technology*, vol. 24, 2013.
- [17] Y. Zou, S. Chakravarty, P. Wray and R. T. Chen, “Mid-infrared holey and slotted photonic crystal waveguides in silicon-on-sapphire for chemical warfare simulant detection,” *Sensors Actuators B. Chemical*, vol. 221, pp. 1094–1103, 2015.
- [18] A. Di Falco, L. O. Faolain and T. F. Krauss, “Photonic crystal slotted slab waveguides,” *Photonics Nanostructures – Fundamentals and Applications*, vol. 6, pp. 38–41, 2008.
- [19] V. R. Almeida, Q. Xu, C. A. Barrios and M. Lipson, “Guiding and confining light in void nanostructure,” *Optics Letters*, vol. 29, no. 11, pp. 1209–1211, 2004.
- [20] A. Di Falco, L. O. Faolain and T. F. Krauss, “Chemical sensing in slotted photonic crystal heterostructure cavities,” *Applied Physics Letters*, vol. 94, no. 2009, 2009.
- [21] T. Yamamoto, M. Notomi, H. Taniyama, E. Kuramochi, Y. Yoshikawa, Y. Torii and T. Kuga, “Design of a high-Q air-slot cavity based on a width-modulated line-defect in a

- photonic crystal slab,” *Optics Express*, vol. 16, no. 18, pp. 13809–13817, 2008.
- [22] J. Gao, J. F. Mcmillan, M. Wu, J. Zheng, S. Assefa and C. W. Wong, “Demonstration of an air-slot mode-gap confined photonic crystal slab nanocavity with ultrasmall mode volumes,” *Applied Physics Letters*, vol. 96, 2010.
- [23] J. T. Robinson, C. Manolatou, L. Chen and M. Lipson, “Ultrasmall Mode Volumes in Dielectric Optical Microcavities,” *Physical Review Letters*, vol. 95, 2005.
- [24] H. Benisty, “Modal analysis of optical guides with twodimensional photonic bandgap boundaries,” *Jornal of Applied Physics*, vol. 79, no. 10, pp. 7483–7492, 1996.
- [25] R. Coccioli, M. Boroditsky, K. W. Kim, Y. Rahmat-Samii and E. Yablonovitch, “Smallest possible electromagnetic mode volume in a dielectric cavity,” *IEE Proceedings-Optoelectronics*, vol. 145, no. 6, pp. 391–397, 1998.
- [26] E. Kuramochi, M. Notomi, S. Mitsugi, A. Shinya and T. Tanabe, “Ultrahigh-Q photonic crystal nanocavities realized by the local width modulation of a line defect,” *Applied Physics Letters*, vol. 88, pp. 041112–041113, 2006.
- [27] A. K. Goyal, H. S. Dutta and S. Pal, “Recent advances and progress in photonic crystal-based gas sensors,” *Jornal of Physics. D : Applied Physics*, pp. 1–24, 2017.
- [28] H. S. Dutta and 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.
- [29] L. Huang, H. Tian, J. Zhou, Q. Liu, P. Zhang and Y. Ji, “Label-free optical sensor by designing a high- Q photonic crystal ring – slot structure,” *Optics Communications*, vol. 335, pp. 73–77, 2015.
- [30] L. Huang, H. Tian, D. Yang, J. Zhou, Q. Liu and P. Zhang, “Optimization of figure of merit in label-free biochemical sensors by designing a ring defect coupled resonator,” *Optics Communications*, pp. 1–8, 2014.
- [31] S. Hamed Mirsadeghi, E. Schelew and J. F. Young, “Photonic crystal slot-microcavity circuit implemented in silicon-on-insulator : High Q operation in solvent without

- undercutting,” *Applied Physics Letters*, vol. 102, pp. 1–5, 2013.
- [32] C. Caër, S. F. Serna-otálvaro, W. Zhang, X. Le Roux and E. Cassan, “Liquid sensor based on high- Q slot photonic crystal cavity in silicon-on-insulator configuration,” *Optics Letters*, vol. 39, no. 20, pp. 5792–5794, 2014.
- [33] D. Benelarbi, T. Bouchemat and M. Bouchemat, “Study of photonic crystal microcavities coupled with waveguide for biosensing applications,” *Optical and Quantum Electronics*, vol. 49, no. 11, pp. 1–16, 2017.

Conclusion générale

Conclusion générale

Ce travail de thèse est consacré à l'étude de dispositifs à base de cristaux photoniques (CPhs) et destinés à la détection optique. Ces derniers suscitent un grand intérêt dans le domaine des sciences des matériaux grâce à leurs propriétés originales qui résident dans la variation périodique de leur indice de réfraction, ces CPhs peuvent être classés en : unidimensionnel (1D), bidimensionnel (2D) et tridimensionnel (3D). La propriété de la périodicité des CPhs leur confère l'aptitude d'interdire la propagation de la lumière pour certaines longueurs d'ondes créant ainsi une bande interdite photonique (BIP). L'existence de cette BIP permet la réalisation d'innombrables dispositifs à base de CPhs en introduisant des défauts au niveau de la bande interdite.

Les applications des cristaux photoniques suscitent un grand intérêt dans le domaine de la détection grâce aux vides naturels inhérents à leur structure et qui permettent l'infiltration de divers analytes. Ces dernières années, les recherches se sont focalisées sur les capteurs à indice de réfraction exploitables dans les domaines divers et variés et notamment dans les télécommunications optiques, la biodétection etc.

L'ensemble des travaux présentés dans ce manuscrit sont dédiés à la conception de nouvelles structures à cristaux photoniques bidimensionnels destinées à la détection. Dans ce contexte, nous proposons plusieurs structures originales à base de couplage entre un guide d'onde et une cavité à base de CPhs, un couplage linéaire et un couplage latéral, une autre configuration consiste en une cavité à modulation locale d'un guide d'onde à fente. Nous avons agit sur les paramètres clés de ces structures afin de les optimiser (un facteur de qualité élevé et une grande sensibilité à l'indice optique).

La simulation de ces capteurs a été effectuée à l'aide de méthodes parfaitement adaptées aux structures à base de cristaux photoniques : la méthode des différences finies dans le domaine temporel à deux dimensions (FDTD-2D) et la méthode des ondes planes (PWE).

Dans un premier temps, nous avons étudié le couplage linéaire et le couplage oblique entre une cavité résonante et un guide d'onde. En premier lieu, nous avons optimisé les structures proposées afin d'obtenir des transmissions et des facteurs de qualité élevés. Pour cela, on agit sur la géométrie de la structure telle que le nombre de trous entre le guide et la cavité, la taille (R) et la position (D) des trous. Dans l'objectif d'améliorer les performances de détection c'est-à-dire la sensibilité (S)

et le facteur de qualité (Q) et la limite de détection (LD), nous avons évalué l'influence du nombre des trous fonctionnels (N). Pour le filtre linéaire les paramètres de la structure optimisée sont : $R = 0.24a$, $D = 40$ nm, avec un nombre de trous fonctionnels $N = 16$ qui correspond à $Q = 18586$, $S = 200$ nm/RIU, $LD = 0.002$. Pour le filtre oblique, la structure optimisée correspond aux les paramètres suivants : $R = 0.23a$, $D = 70$ nm, $R_2 = 0.41a$ avec le nombre de trous fonctionnels $N = 26$ correspond à une sensibilité $S = 300$ nm / RIU.

Par la suite, nous avons analysé le couplage latéral entre une cavité et un guide d'onde. Cette structure consiste à juxtaposer la cavité parallèlement au guide d'onde pour aboutir à une interaction latérale des modes de cavité avec les modes du guide. La microcavité est obtenue par l'omission d'un seul trou. Tandis que le guide d'onde est créé par l'enlèvement d'une rangée de trous d'air dans la direction Γ -K. Deux structures du capteur à indice de réfraction ont été étudiées, la première basée sur le changement du rayon des trous et la deuxième étudie l'influence de la forme elliptique. La conception de la première structure est formée d'une microcavité couplée latéralement avec un guide d'onde. Afin d'obtenir un facteur de qualité et une sensibilité élevés, nous effectuons des modifications au niveau du guide d'ondes, dont nous agissons sur la taille des trous du guide d'onde. L'analyse de la sensibilité de cette structure avec les paramètres optimisés qui sont : $a = 428$ nm, $r = 0.35a$, $R = 0.37a$, permet d'obtenir une sensibilité $S = 250$ nm / RIU avec la limite de détection $LD = 0.002$. Tandis que, la deuxième structure consiste à déformer les trous situés dans la première rangée au-dessus et en-dessous du guide d'onde, de manière à obtenir une forme elliptique. Dans un premier temps, nous étudions l'influence de la forme elliptique des trous. Cette dernière a deux axes semi-majeur (RX) et semi-majeur (RY). La modification de la forme du cercle en ellipse offre une grande liberté structurelle pour ajuster les propriétés optiques de la structure. Par la suite, nous analysons la sensibilité de cette structure par la modification du nombre de trous fonctionnels. Pour $RY = 0.26a$ et $N = 14$, la sensibilité peut atteindre $S = 150$ nm / RIU avec $LD = 0.002$.

Dans la dernière partie, nous tentons d'améliorer les performances de détection d'un capteur à indice de réfraction pour qu'il puisse détecter une variation minimale de l'indice de réfraction de l'analyte (amélioration de la sensibilité). Pour cela, nous avons proposé une nouvelle structure d'un capteur à indice de réfraction à CPh basé sur une cavité à modulation locale de la largeur d'un défaut linéique (guide d'onde) à fente. La structure consiste en un guide d'onde (W_1), dont les trous

situés dans la première rangée au-dessus et en-dessous du guide d'onde sont déplacés à l'intérieur de W_1 afin de former la cavité. Dans un premier lieu, nous étudions le nombre de trous décalés (N) de $N = 4$ à $N = 8$ avec une distance ($D_y = 100$ nm). Après, nous déplaçons les trous dont $N = 6$ dans une gamme entre $D_y = 75-115$ nm. Par la suite, nous analysons la sensibilité de la structure optimale avec $N = 6$ et $D_y = 100$ nm, nous modifions le rayon des trous d'air situés dans les deux rangées proches du guide d'onde $R = 0,37a$ et on introduit une fente d'air au centre de la cavité à modulation locale de la largeur du guide d'onde. L'intérêt de la fente d'air est d'améliorer le confinement de la lumière dans la zone du matériau à faible indice de réfraction ce qui conduit à augmentation de les interactions lumière-matière. La sensibilité est optimisée à la valeur 400 nm / RIU (amélioration notable par rapport aux résultats de la littérature). Cette structure est un candidat potentiel quant à la détection d'indice de réfraction.

Publications et communications

Publications et communications

Publication

- CH. Mosbah, M. Bouchemat, A. Benmerkhi, T. Bouchemat, “Design of refractive index sensing based on 2D PhC air-slot width-modulated line-defect microcavity”, *Optical and Quantum Electronics*, Vol. 51, No. 159, 2019. Doi : 10.1007/s11082-019-1871-3.

Communications

- Mosbah CHAYMA, Bouchemat MOUHAMED, Benmerkhi AHLEM, “Refractive Index Sensor Based on 2D Photonic Crystal Demultiplexer”, *International Conference on Electronics and New Technologies (ICENT’2017)*, 14 - 15 November 2017, M’sila Algeria.
- Mosbah CHAYMA, Benmerkhi AHLEM, Bouchemat MOUHAMED, Bouchemat TOURAYA, “Two-Dimensional Photonic Crystal Pressure Sensor”, the 2nd International Conference OPAL (Optics and Photonics Algeria) (OPAL’2018), 5 – 7 May 2018, Oran Algeria.
- CH. Mosbah, A. Benmerkhi, M. Bouchemat, T. Bouchemat, “Design of photonic crystal ring-shaped microcavity for RI-based biosensing applications”, *The International Conference on industrials Metrology and Maintenance (ICIMM’2018)*, Sétif, Algeria, 28-29 October 2018.
- CH. Mosbah, M. Bouchemat, A. Benmerkhi, T. Bouchemat, “Design of photonic crystal microcavity side-coupler to a waveguide based pressure sensor”, 8th International Conference on Research in Engineering, Science and Technology Paris, France, 2-4 November 2018.
ISBN : 978-609-96043-8-1 Pub.
DOI: <https://www.doi.org/10.33422/8rest.2018.11.58>
- CH. Mosbah, A. Benmerkhi, M. Bouchemat, T. Bouchemat, “Photonic Crystal Sensor Arrays Based on Side-Coupled Resonant Cavity Arrays”, *International Conference on Electronics, Energy and Measurement (IC2EM’2018)*, 27-29 November 2018, Algiers, Algeria,
ISBN : 978 9931 9548 04.

Résumé

Dans cette thèse on envisage l'étude et la conception de nouvelles structures de capteurs à indice de réfraction en cristaux photoniques à deux dimensions, et notamment leur exploitation dans le domaine de la détection. Les structures proposées sont destinées particulièrement à la détection de la variation de l'indice de réfraction. Elles consistent en un couplage guide/cavité suivant deux configurations. La première configuration consiste à un couplage linéaire (filtre). La seconde configuration est basée sur un couplage latéral qui consiste à une cavité linéique juxtaposée parallèle au guide d'onde. Une autre structure originale proposée consiste en une microcavité à modulation locale de la largeur du guide d'onde à fente. Les simulations sont effectuées à l'aide des logiciels de simulation BandSOLVE et FullWAVE développés par RSoft, basés sur la méthode des ondes planes (PWE) et la méthode temporelle des différences finies (FDTD), respectivement. Dans un premier lieu, nous avons optimisé le facteur de qualité et la transmission, en modifiant les paramètres clés physiques et géométriques de la structure tels que : la taille, la position et la forme du trou, etc... Nous avons étudié la sensibilité en optimisant les performances de détection (la sensibilité et la limite de détection). Pour cela, nous avons introduit au centre de la cavité une fente d'air. Cette configuration permet d'augmenter considérablement l'interaction lumière matière et induit un fort confinement de la lumière au sein de la cavité. Les résultats obtenus concernant la sensibilité sont probants : $S = 400 \text{ nm} / \text{RIU}$: cette structure est exploitable en tant que capteur de variation d'indice.

Mots clés : Cristaux photoniques, Microcavités, Capteurs à indice de réfraction, facteur de qualité, Sensibilité, FDTD.

Abstract

In this thesis we consider the study and the design of new structures of refractive index sensors based on two-dimensional photonic crystals, and in particular their exploitation in detection domain. The proposed structures are focalized particularly for detecting the refractive index variation. They consist of a guide / cavity coupling according to two configurations. The first configuration consists of a linear coupling (filter). The second configuration is based on a lateral coupling which consists of a juxtaposed linear cavity parallel to the waveguide. Another original structure proposed consists of an air-slot width-modulated line-defect microcavity. Simulations are performed using the BandSOLVE and FullWAVE simulation software developed by RSoft, based on the Plane Wave Method (PWE) and the Finite Difference Time Domain method (FDTD), respectively. Firstly, we are optimized the quality factor and the transmission, modifying the physical and geometric key parameters of the structure such as: size, position and shape of holes. We studied the sensitivity by optimizing the detection performance (sensitivity and detection limit). To do this, we introduced an air slot in the cavity center. This configuration makes it possible to considerably increase the light-matter interaction and induces a strong confinement of the light within the cavity. Obtained results concerning the sensitivity are convincing: $S = 400$ nm / RIU: this structure can be used as an index variation sensor.

Keywords : photonic crystal, microcavity, refractive index sensors, quality factor, sensitivity, FDTD.

المخلص

في هذه الرسالة، نأخذ في الاعتبار دراسة وتصميم هياكل جديدة لأجهزة استشعار معامل الانكسار في البلورات الضوئية ثنائية الأبعاد، وعلى وجه الخصوص استخدامها في مجال الاستشعار. تم تصميم الهياكل المقترحة بشكل خاص للاستشعار عن تغيرات معامل الانكسار. حيث تتكون من اقتران موجة الموجة / فجوة وفقاً لطريقتين اقتران خطي واقتران جانبي. تصميم آخر أصلي مقترح يتكون تجويف ناتج عن التعديل المحلي لموجة الموجة مع وجود فتحة .

في هذا العمل عملية المحاكاة تمت باستخدام برنامج محاكاة BandSOLVE و FullWAVE المطور من طرف RSoft، الذي يعتمد على طريقة الموجة المستوية (PWE) وطريقة الفروق الزمنية المحدودة (FDTD) ، على التوالي. في البداية قمنا بتحسين معامل الجودة و الارسال من خلال احداث تغييرات على مستوى الخصائص الفيزيائية و الهندسية الخاصة بالتصميم مثل : حجم و موقع الثقوب, شكل الثقوب...إلخ. ثم قمنا بدراسة الحساسية من خلال تحسين أداء الاستشعار (الحساسية والحد الأدنى للكشف). من أجل هذا قمنا بإدخال فتحة وسط التجويف. تكوين هذا التصميم بوجود الفتحة يسمح بزيادة التفاعل بين الضوء و المادة وبالتالي حدوث تجمع كثيف للضوء داخل التجويف. النتائج المحصل عليها فيما يتعلق بالحساسية:

$S = 400$ RIU حيث يمكن استخدام هذا التصميم كمستشعر لتغير المؤشر.

الكلمات المفتاحية : البلورات الضوئية، فجوة، استشعار معامل الانكسار، الحساسية، FDTD.