



République Algérienne Démocratique et Populaire  
Ministère de l'Enseignement Supérieur  
et de la Recherche Scientifique



UNIVERSITE DJILLALI LIABBES DE SIDI  
BEL ABBES  
FACULTÉ DES SCIENCES EXACTES  
DÉPARTEMENT MATÉRIAUX ET DÉVELOPPEMENT  
DURABLE

THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique

Option : Matériaux Photoniques

Présentée par Mr :

Fethi METEHRI

Contribution à l'étude de composants optiques pour  
des applications en optique intégrée

Soutenue le 27/08/2020 devant le jury composé de :

Mr. KADOUN Abd Ed Daïm	Professeur, U. Sidi Bel Abbes	Président
Mr. LASRI Boumediene	Professeur, U. Saïda	Examineur
Mr. CHIKH BLED Mohammed	Professeur, U. Tlemcen	Examineur
Mme. RAHMOUN Khadidja	Professeur, U. Tlemcen	Examinatrice
Mahmoud Youcef MAHMOUD	Professeur, U. Sidi Bel Abbes	Co-Directeur de thèse
Mr. Gahaouti BASSOU	Professeur, U. Sidi Bel Abbes	Directeur de thèse

Année Universitaire 2019 - 2020

# Remerciements

Le travail présenté dans ce manuscrite à été effectué au sein du Laboratoire de "Microscopie et Microanalyse de la matière et Spectroscopie Moléculaire" de l'université Djilali Liabes de Sidi Bel abbes. A ce titre ;

j'adresse mes profonds remerciements à Mr BASSOU Ghaouti, directeur de thèse, pour sa confiance et de m'avoir ainsi offert l'opportunité d'effectuer cette thèse au sein du laboratoire. Je le remercie d'avoir suivi mes travaux.

Je tiens également à remercier MAHMOUD Youcef Mahmoud qui a co-dirigé cette thèse, pour sa disponibilité et ses conseils qui ont été nombreux et importants. J'ai beaucoup appris à ses côtés et je lui adresse toute ma reconnaissance. Je tiens ensuite à exprimer ma gratitude à Mr KADOUN Abd-Ed-Daïm, d'avoir accepté de présider le jury.

Je présent aussi mes remerciements à Mr LASRI Boumediene Professeur à l'Université Saïda, pour l'intérêt qu'elle a porté à ce travail et pour avoir accepté d'examiner mon travail en participant au jury de thèse.

Mes remerciements vont également à Mr CHIKH BLED Mohamed Professeur à l'Université de Tlemcen, pour l'intérêt qu'elle a porté à ce travail et pour avoir accepté d'examiner mon travail en participant au jury de thèse.

Mes remerciements vont également à Mme RAHMOUN Khadidja Professeur à l'Université de Tlemcen, pour l'intérêt qu'elle a porté à ce travail et pour avoir accepté d'examiner mon travail en participant au jury de thèse.

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>2</b>
<b>Table des matières</b>	<b>3</b>
<b>Table des figures</b>	<b>6</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>9</b>
<b>Introduction Générale</b>	<b>16</b>
<b>1 Généralités sur les Micro-résonateurs</b>	<b>16</b>
1.1 Introduction	16
1.2 Définition et propriétés fondamentales des résonateurs optiques	17
1.3 Micro-résonateurs optiques stables et instables	18
1.4 Modes de Micro-résonateurs	18
1.5 Les principales caractéristiques des résonateurs et les performances associées	19
1.5.1 Les longueurs d'ondes et les modes de résonances	19
1.5.2 Largeur de trait ou largeur totale à mi-hauteur (FWHM)	20
1.5.3 Intervalle spectrale libre (FSR)	20
1.5.4 Facteur de qualité	20
1.5.5 Finesse (F)	21
1.5.6 Contraste (C)	21
1.5.7 Visibilité des franges (V)	21
1.6 Les mécanismes de perte dans les micro-résonateurs	22
1.6.1 Les pertes de diffusion	22
1.6.2 Les pertes de courbure - pertes radiatives	23
1.6.3 Les pertes par réflexion	24
1.6.4 Les pertes d'absorption	24
1.6.5 Les pertes d'insertion - pertes de couplage	24
1.6.6 Les pertes de diffraction	25
1.6.7 Les pertes dépendante de la polarisation (PDL)	25
1.7 Architectures des résonateurs optiques	25
1.7.1 Le résonateur Fabry-Perot	26
1.7.2 Modèle analytique	27
1.7.3 Résonateurs à base de cristaux photoniques (CP)	30
1.7.4 Résonateurs à base de réseau de Bragg à fibre (FBG)	35
1.7.5 Micr-résonateur à Anneau (Microring)	37
1.7.6 Micro-résonateur a base de micro-disque et micro-sphères - Micro-résonateurs a mode de Galerie	42

---

1.7.7	Modèle analytique pour le résonateur WGM . . . . .	44
1.8	Conclusion . . . . .	46
<b>2</b>	<b>État de l'art sur les capteurs optiques</b>	<b>47</b>
2.1	Introduction . . . . .	47
2.2	Techniques de détection optiques actuelles . . . . .	48
2.3	Principales caractéristiques des capteurs . . . . .	48
2.3.1	La sensibilité (s) . . . . .	49
2.3.2	Précision . . . . .	49
2.3.3	Résolution (Rm) . . . . .	49
2.3.4	La limite de détection (LD) . . . . .	49
2.4	Techniques de détections optiques sans marquages . . . . .	50
2.4.1	Détection à champs évanescent optique . . . . .	50
2.4.2	Réfractomètres . . . . .	52
2.4.3	Le principe des capteurs à ondes évanescentes . . . . .	53
2.5	Les différents capteurs optiques : état de l'art . . . . .	54
2.5.1	Méthode de Résonance plasmonique de surface SPR . . . . .	54
2.5.2	Capteurs optiques à base de guide d'onde . . . . .	55
2.5.3	Capteurs à base d'Interféromètres . . . . .	56
2.5.4	Capteurs à base des cristaux photoniques . . . . .	57
2.5.5	Capteurs à base des micro-résonateurs optiques . . . . .	58
2.6	Conclusion . . . . .	65
<b>3</b>	<b>Le principe de la Méthode FDTD</b>	<b>66</b>
3.1	Introduction . . . . .	66
3.2	les méthodes numériques de calcul . . . . .	67
3.2.1	La méthode des matrices de transfert . . . . .	67
3.2.2	Méthode des éléments finis FEM . . . . .	68
3.2.3	La méthode des ondes planes . . . . .	68
3.2.4	La méthode FDTD (Finite Difference Time Domain) . . . . .	70
3.2.5	Le choix de la méthode . . . . .	71
3.2.6	Modélisation de la FDTD . . . . .	72
3.3	Conclusion . . . . .	77
<b>4</b>	<b>Résultats et discussions</b>	<b>79</b>
4.1	Introduction . . . . .	79
4.2	Capteur a base d'un Micro-résonateurs Fabry-Pérot . . . . .	80
4.2.1	Micro-résonateurs Fabry-Pérot avec des miroirs incurvées . . . . .	80
4.2.2	Détermination des paramètres géométriques . . . . .	80
4.2.3	Étude de stabilité . . . . .	82
4.2.4	Réfractométrie des liquides . . . . .	89
4.3	Capteur a base des cristaux photonique . . . . .	92
4.3.1	Diagramme de bandes . . . . .	93
4.3.2	Géométrie du filtre optique . . . . .	95
4.3.3	Calcul du spectre de transmission du filtre optique . . . . .	96
4.3.4	Cartographie de l'intensité lumineuse en champ lointain . . . . .	97

---

---

4.3.5	Étude de capteurs à base de cristaux photoniques pour des applications environnementales . . . . .	98
4.3.6	Effet des paramètres sur la sensibilité . . . . .	100
4.3.7	Conclusion . . . . .	105
<b>5</b>	<b>Conclusion générale et perspectives</b>	<b>107</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>109</b>
A	Annexe 1 . . . . .	123
A.1	Discrétisation par la méthode des différences finies centrées .	123
A.2	Equation de Maxwell et algorithme . . . . .	125
<b>A</b>	<b>Publications et conférences</b>	<b>129</b>
A	Publications et conférences . . . . .	129
A.1	Les publications internationales . . . . .	129
A.2	Les communications internationales . . . . .	129
	<b>Publications et conférences</b>	<b>129</b>
	<b>Résumé</b>	<b>130</b>
	<b>Abstract</b>	<b>131</b>

# Table des figures

1.1	Réponse de transmission typique obtenue par la cavité et FP et les modes de résonance associés . . . . .	20
1.2	Photos MEB montrant la rugosité des bords du guide d'onde et du résonateur à micro-disque . . . . .	22
1.3	Schéma des pertes radiatives dans un guide d'onde courbe . . . . .	23
1.4	Différentes architectures pour les résonateurs optiques classés en résonateurs à onde stationnaires et à onde progressive . . . . .	26
1.5	Le Résonateur Fabry-Perot . . . . .	27
1.6	Cavité optique de Fabry-Pérot avec un rayonnement pour dériver les réponses de transmission et réflexion . . . . .	28
1.7	L'architecture 1D, 2D et 3D des cristaux photoniques . . . . .	31
1.8	Diagramme $w-k$ pour un crystal photonique 1-D . . . . .	32
1.9	Crystal photonique consiste 20 couches périodiques haute et basse(b), La repense de réflexion (a), Diagramme $\omega - k$ de la structure périodique(c) . . . . .	33
1.10	Simulation d'un CP-2D pour une fréquence au-dessus de la bande supérieure . . . . .	33
1.11	simulation d'un CP-2D pour une fréquence au-dessus de la bande inférieur . . . . .	34
1.12	Les différentes architectures de résonateur a base des cristaux photoniques 1D, 2D et 3D . . . . .	34
1.13	Reflection (a) et transmission (b) . . . . .	34
1.14	Structure d'une fibre à réseau de Bragg uniforme, avec le profil d'indice de réfraction et les réponses spectrales. . . . .	36
1.15	Configurations utilisées pour la fabrication du réseau de Bragg sur fibre (a) en utilisant un motif d'interférence et (b) en utilisant un masque de phase . . . . .	36
1.16	Filtre optique aà base d'un micro-résonateur en anneau . . . . .	37
1.17	Micro-résonateur en anneau à deux ports. . . . .	38
1.18	Dessin schématique d'un résonateur à microring à 4 ports (à gauche) et d'une image SEM (à droite) avec des guides d'ondes à ports d'entrée et de sortie . . . . .	39
1.19	Le Modèle matriciel de diffusion d'un micro-résonateur Microring . . . . .	40
1.20	Un anneau en 3D couplé latéralement (à gauche) et verticalement (à droite) aux guide d'ondes droits . . . . .	42
1.21	Illustration schématique d'une microsphère (a) et d'un résonateur à Disque (b) couplé à une fibre optique. . . . .	43
1.22	La propagation de la lumière dans le microsphère. . . . .	45
2.1	Réflexion interne totale (TIR) d'une onde incidente à une interface . . . . .	51

---

2.2	Principe de la détection homogène à ondes évanescentes . . . . .	53
2.3	Principe de la détection de surface à ondes évanescentes. . . . .	54
2.4	le principe de détection avec la méthode SPR. . . . .	55
2.5	le principe de détection avec la méthode interferometrie. . . . .	56
2.6	Principe d'un capteur à base d'un cristal photonique à deux dimensions. . . . .	57
2.7	Principe de détection par un Micro-résonateur en forme d'hippodrome. . . . .	59
2.8	Exemples de micro-résonateurs à modes de galerie pour des applications capteurs. (a) Micro-sphère, (b) Micro-tore, (c) Micro-disque. . . . .	60
2.9	Capteur a base d'une fibre optique . . . . .	62
2.10	Capteur à base d'une cavité Fabry pérot. . . . .	62
2.11	a) capteur a base d'une cavité FP et guide d'onde. . . . .	63
2.12	Fabry perot microresonateur plate spherique cylindrique. . . . .	64
3.1	:Algorithme de calcul des champs. . . . .	74
3.2	exemple simulation FDTD . . . . .	76
4.1	Cavité Fabry-Pérot a Miroirs Plane et cylindrique. . . . .	81
4.2	Représentation schématique de la cavité Fabry-Pérot cylindrique combinée avec un micro tube capillaire à l'intérieur. . . . .	81
4.3	Schéma de principe de la coupe transversale horizontale de la cavité cylindrique de Fabry -Pérot. . . . .	82
4.4	Schéma de principe de la coupe transversale verticale de la cavité cylindrique de Fabry-Pérot. . . . .	84
4.5	Représentation schématique de la stabilité de la cavité Fabry-Pérot . . . . .	86
4.6	Réponses spectrales de la cavité Fabry-Pérot pour le cas stable et instables. . . . .	87
4.7	Instantanés de champ électrique du résonateur FP basés sur des miroirs cylindriques à micro-tube capillaire remplis d'eau dé-ionisée. . . . .	88
4.8	Illustration des spectres optiques obtenus en faisant varier l'indice de réfraction à l'intérieur de la cavité résonante (gaz de test). . . . .	89
4.9	La sensibilité des gaz. . . . .	90
4.10	Illustration des spectres optiques obtenus en faisant varier l'indice de réfraction à l'intérieur de la cavité résonante (gaz de test). . . . .	91
4.11	Le décalage de longueur d'onde de résonance (en ce qui concerne l'air ambiant) par rapport à l'indice de réfraction du gaz d'essai. . . . .	91
4.12	:(a) CP à réseau triangulaire (2D), (b) Vue en coupe d'un CP de Silicium (2D). . . . .	93
4.13	:(a) Réseau triangulaire avec défaut W1 (b) Diagramme de bandes d'un cristal photonique triangulaire de tiges infinis (calcul 2D) avec défaut par la méthode des ondes planes pour $\epsilon_1 = 12$ et $r=0.2a$ . . . . .	94
4.14	:Géométrie du filtre optique. . . . .	96
4.15	:Réponse spectrale de la structure proposée . . . . .	97
4.16	:Cartographie du champ électrique : (a) à la résonance ( $\lambda_D = 1550nm$ ), (b) hors résonance. . . . .	97
4.17	:Réponses spectrales pour différents indices de réfraction du milieu environnant et pour un facteur de remplissage $r/a=0.2$ . . . . .	98

---

---

4.18	:Résonance en fonction de l'indice de réfraction du milieu environnant pour un facteur de remplissage $r/a = 0.2$ . . . . .	99
4.19	:Résonance en fonction de l'indice de réfraction du milieu environnant pour un facteur de remplissage $r/a = 0.19$ . . . . .	100
4.20	:Réponses spectrales pour différents indices de réfraction du milieu environnant et pour un facteur de remplissage $r/a=0,21$ . . . . .	101
4.21	:Résonance en fonction de l'indice de réfraction du milieu environnant pour différents facteurs de remplissage $r/a=0.19$ et $0.21$ respectivement. . . . .	101
4.22	:Réponse spectrale de la structure proposée pour un facteur de remplissage ( $r/a=0.2$ ) et une constante diélectrique ( $\epsilon=13$ ). . . . .	103
4.23	:Réponses spectrales pour différents indices de réfraction du milieu environnant et pour un facteur de remplissage $r/a=0,2$ . . . . .	104
4.24	:Résonance en fonction de l'indice de réfraction du milieu environnant pour un facteur de remplissage $r/a=0,2$ . . . . .	105
.1	:Algorithme de calcul des champs. . . . .	124
.2	:Algorithme de calcul des champs. . . . .	124

# Liste des tableaux

2.1	Différents Capteurs à base des micro-résonateurs . . . . .	64
4.1	Différents IR gas réfractométrie . . . . .	92

# Liste des acronymes

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

$\lambda$  : Longueur d'onde.

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

$a$  : Période du cristal photonique.

$r$  : Rayon du cristal photonique.

$r/a$  : Facteur de remplissage.

$n$  : Indice de réfraction.

$n_{eff}$  : Indice de réfraction effectif  $\omega$  : la pulsation.

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

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

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

$\epsilon$  : Permittivité diélectrique.

BIP : Bande Interdite Photonique.

CP : Cristal Photonique.

ZB : Zone de Brillouin (ZB).

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

PML : Perfectly Matched Layer.

PWE : Plane Wave Expansion.

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

TE : Transverse Electric.

TM : Transverse Magnetic.

WGM : Whispering-gallery Mode SPR : Résonance par Plasmon de Surface.

LD : Limite de détection.

Q : Facteur de qualité.

S : Sensibilité du capteur.

MEMS : Micro-Electro-Mechanical System.

FP : Fabry-Pérot.

TIR : Total Internal Reflexion.

CMOS : Short for Complementary.

Metal-Oxide-Semiconductor.

VLSI : Very Large-Scale Integration.



# Introduction Générale

Les capteurs jouent un rôle très important dans le développement de plusieurs secteurs industriels notamment l'automobile, l'aéronautique, le spatial, l'agroalimentaire, le biomédical et l'environnement (détection des gaz toxiques) [1-4]. Ces secteurs sont toujours à la recherche de développement des capteurs sensibles, rapide, précis et polyvalent. Les capteurs sont des dispositifs permettant de mesurer instantanément une quantité physique dans un environnement donné et de la convertir en une grandeur utilisable. Au vue du marché et de la diversité des domaines d'application, il existe aujourd'hui un très grand nombre de type de capteurs. On les classifiés généralement, selon la nature de leur sortie, analogique ou numérique. L'élément responsable de la transformation de la grandeur physique à mesurer en une grandeur utilisable est le transducteur. Ce dernier conditionne le type de phénomène à mesurer et le type de sortie. On distingue différents types de capteurs utilisés actuellement tels que les capteurs MEMS, Chimiques/Biocapteurs et optiques.

Le premier type (*MEMS*), sont développé à l'aide des éléments microsystemes électromécaniques en se basant sur les procédés de la technologie microélectronique. Ils sont largement utilisés dans le secteur de l'automobile, l'aéronautique, le spatial et la robotique.

Le second type de capteur (chimiques/biocapteurs), permet de transformer une grandeur biochimique en une grandeur électrique, et sont donc principalement utilisés dans le domaine biomédicale, agroalimentaire, ou encore pour l'environnement. Le premier biocapteur a été étudié dans les années 1960 par Clark et Lyons afin de mesurer la concentration en Oxygène dans le Sang [5]. Il consistait à piéger l'enzyme Glucose Oxydase sur une membrane à dialyse à la surface d'une électrode de platine sensible à l'oxygène. Il existe aussi les capteurs chimiques à l'état solide qui sont utilisés pour la détection des gaz en mesurant le changement des propriétés physiques due à la réaction chimique produite à la surface du composant avec le gaz à détecter. Ce type de capteur utilise une grande variété de dispositif à base de semi-conducteur tels que ; ChmFET (Chemical Field Effect Transistor), ISFET (Ion sensitive Field Effect Transistor), EOS-FET (Electrolyte Oxide Semiconductor Field Effect Transistor) [6]. Ce type de

capteur à base du carbure de silicium a été utilisé par la NASA pour la détection des fuites d'hydrogène dans les réservoirs des navettes spatiales [7].

Les capteurs optiques présentent un autre type de composants qui ont fait l'objet de recherches et de développements intensifs ces dernières années. Ils permettent généralement la conversion d'une information sur la lumière environnante en un signal électrique. Ce type de capteurs sont intéressants du fait de leur grande sensibilité et une large gamme de détection et une grande échelle d'intégration [8]. Les capteurs optiques, utilisent principalement deux techniques de détection, avec et sans marqueur. La première technique utilise généralement des schémas de détection avec marqueur, dans lesquels les unités de reconnaissance des espèces à détecter sont porteuses d'un marqueur (en anglais « Label ») ayant des propriétés faciles à détecter et qui dépendent de la présence de l'analyte : fluorescence, magnétisme, radioactive, résonance plasmon. Ces techniques sont sensibles et peuvent permettre de détecter des molécules individuelles. Cependant, ce procédé nécessite des délais de mesures assez longues, qui augmentent le prix du capteur du fait de la synthèse et des étapes d'accrochage des marqueurs. Pour ces raisons, les recherches sur des méthodes de détections sans marquage ont été entreprises à grande échelle, utilisant des éléments intrinsèquement et directement sensible à l'action de l'analyte, ce qui permet d'éviter des étapes de synthèse parfois longues et coûteuses. Les différents capteurs optiques sans marquage peuvent se distinguer en deux catégories distinctes : des capteurs à base de fibres optiques et des capteurs intégrés à base de guides d'onde réalisés sur un substrat plan. Ces derniers ont fait l'objet de plusieurs recherches et développements. La plupart de ces capteurs optiques mesurent les variations des propriétés optiques à la suite d'une modification de l'indice de réfraction d'un gaz ou d'un liquide. L'avantage de détection par la mesure de l'indice de réfraction par rapport à d'autres techniques, c'est que le changement se fait avec interaction (concentration/molécules) de l'échantillon plutôt qu'avec (volume/masse) [9]. L'indice de réfraction indique le nombre total d'analytes présents dans le volume de détection ou sur la surface de détection, quelle que soit la quantité de liquide. Ainsi, la technique basée sur la mesure de l'indice de réfraction est utile même lorsque le volume est plus faible et impliqué [10]. De nombreux autres paramètres importants peuvent être extraits de l'indice de réfraction qui peut être appliqué dans le domaine de la biologie, de la chimie et de l'environnement.

La mesure de l'indice de réfraction d'un liquide ou d'un gaz comporte deux étapes principales : (1) la détection de biomolécule/liquide et (2) la transduction en signal favorable. Le signal détecté peut être transformé en une forme commode par des moyens électriques, mécaniques ou optiques. La technique de

transduction la plus largement utilisée est les moyens optiques tels que la résonance plasmonique de surface (SPR) [11-16], la spectroscopie Raman [17-22], capteurs d'indice de réfraction à base de réseau [23, 24], technologie à base des résonateurs optiques [25-35]. ces techniques optiques offrent l'avantages quelles sont de petite taille, moins lourd, donne une information précise en ignorant l'effet des interférences électromagnétiques et des perturbations mécaniques, la capacité de détection à distance et la détection multiplexée au sein d'un seul appareil.

L'objectif de ce travail de thèse

Le travail effectué, est une contribution dans ce contexte. Nous allons proposer la conception et la simulation d'un capteur optique, miniaturisé, sensible, performant et capable de détecter de très faibles concentration des espèces (Bio)chimiques pour des applications dans le domaine de l'environnement et biomédicale. Dans cette étude, nous allons proposer deux architectures pour des applications de capteurs. La première est basée sur une cavité Fabry-pérot déjà proposé par l'équipe de Pr Bourouina pour la détection des liquides seulement. Le nouveau composant permettra de détecter les liquides et les gaz avec une grande sensibilité et une faible limite de détection. Dans le même cadre, nous allons proposer une nouvelle architecture à base de cristaux photoniques construite par des piliers en silicium sous forme triangulaire.

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

Tout d'abord, dans le chapitre I, nous donnerons une vue synthétique sur les notions de base, le principe de fonctionnement et les caractéristiques des différentes micro-résonateurs optiques, pour une meilleure compréhension de la suite de la thèse.

Ensuite, dans le chapitre 2, nous ferons un rappel sur le principe de fonctionnement et les principales grandeurs et caractéristiques des capteurs. Nous rappellerons les notions de base d'optique guidée et nous présenterons l'état de l'art sur les performances et les limites des techniques de détection optiques actuelles. Nous mettrons l'accent sur les capteurs à base des micro-résonateurs que nous utiliserons dans la suite de thèse.

Dans le troisième chapitre, nous présenterons les méthodes utilisées pour la simulation des composants optiques, tels que la Méthode des Eléments Finis (MEF ou FEM pour Finit Element Method en anglais), la méthode des ondes planes PWE (Plane Wave Expansion), et la méthode du domaine temporel de différence finie FDTD (Finite Difference Time Domain). Cette dernière, permet de résoudre les

équations de Maxwell et simuler la propagation de la lumière dans les structures tridimensionnelles. Elle permet notamment d'obtenir les coefficients de réflexion et de transmission des structures à géométries complexes.

Le quatrième chapitre, est consacré à l'analyse et la discussion des résultats obtenues. Dans un premier temps, nous nous intéresserons à la conception et l'étude de deux capteurs à indice de réfraction et exploitant l'amplification d'une cavité Fabry-Pérot courbée combinée d'un Micro-tube a travers le liquide(ou gaz). Ensuite, nous analyserons le deuxième capteur réalisé à base de cristaux photoniques. Nous montrons que les performances de ce type de capteurs sont très intéressants et compétitifs par rapport à certains capteurs de la littératures. Enfin, nous terminerons notre travail par une conclusion générale et des perspectives.

# 1. Généralités sur les Micro-résonateurs

## 1.1. Introduction

Les micro-résonateurs optiques sont des structures permettant un confinement important de la lumière dans un petit volume à une certaines longueurs d'onde. Il se sont révélés très prometteurs en tant qu'éléments fondamentaux de fabrication pour divers composants optiques, tels que les capteurs, les lasers, les interféromètres, les filtres, multiplexeurs [36]. Il en existe de nombreuses configurations, le résonateur le plus connu, Fabry-Pérot [37], représente la forme la plus simple de résonateur optique. Il est constitué de deux miroirs parallèles semi-réfléchissants positionnés face à face. La lumière effectue des allers-retours entre les deux miroirs, interférant à chaque passage. En plus, d'autres types de Micro-résonateurs existent qui peuvent prendre des formes variés tels que des anneaux, hippodromes et disques, ou encore des microsphères basant sur le mode de galerie. L'effet Galerie a été analysé dès l'année 1910 par Lord Rayleigh pour des ondes acoustiques [38]. A Londres, des méthodes similaires ont été produites pour l'électromagnétisme par Paul's. Depuis, des résonateurs en forme d'anneau et de disques en été implémenté pour des ondes électromagnétiques dès l'années 1960. Dans le domaine optique, les résonateurs on anneau intégrés ont été proposés en 1969 par Marcatili au Bell Labs [39]. Le premier résonateur à anneau optique guidé a été démontré par Weber et Ulrich en 1971 [40-42]. Le dispositif de Weber et Ulrich consistait en une tige de verre de diamètre de 5 mm et indice de réfraction de ( $n=1,47$ ) revêtue par Rhodamine-6G dopé de Polyuréthane ( $n=1,55$ ), pour une circonférence de résonateur de 31,4 mm. La lumière était couplée à l'intérieur et à l'extérieur du résonateur avec un prisme. En pompant le polymère avec la lumière d'un laser  $N_2$  ( $\lambda=337,1$  nm), ils ont obtenu un fonctionnement au laser. Ensuite, Haavisto et Pajer en 1980 [42], étaient les premiers à incorporer des guides d'ondes intégrés réalisés avec un film de polyméthacrylate de méthyle (*PMMA*) dopé sur un substrat de quartz. Une ca-

ractéristique importante de leur travail est que le dispositif a été fabriqué sans lithographie en utilisant une écriture directe avec un laser He-Cd 325 nm. Bien qu'ils aient proposé des guides d'ondes et des anneaux à faible perte, l'anneau était assez large (circonférence 28,3 cm). Les microsphères dans lesquels l'onde optique circule en utilisant les modes de galerie sont généralement constituées de la silice fondue, chalcogénides et des polymères tels que le polystyrène. Malgré, leur fort coefficient de qualité optique, ces micro-sphères restent délicats dans leur mise en œuvre et souffrent de problèmes liés à la reproductibilité et l'intégration. En contrepartie, les structures planaires permettent une intégration monolithique sur une puce, une bonne reproductibilité et une contrôlabilité du processus de fabrication, par conséquent, les micro-résonateurs FP, anneaux, hippodromes et disques sont appropriés aux applications liées à la détection en milieu liquide [43]. Ce chapitre vise à présenter un aperçu général, ainsi que les fondements de base sur les résonateurs optiques, leurs caractéristiques principales, et leurs différentes architectures afin de faciliter la compréhension des parties qui suivent.

## 1.2. Définition et propriétés fondamentales des résonateurs optiques

Un résonateur optique (ou cavité optique résonante) est un agencement de composants optiques discrets ou répartis, permettant à un faisceau de lumière de circuler dans un trajet fermé menant à des interférences constructif confinées dans un espace limité et à des profils d'intensité accrue associés à certaines longueurs d'onde : ce sont les modes de résonance et les longueurs d'onde de résonance associées, respectivement. En plus de ces caractéristiques génériques, peuvent être fabriqués sous des formes très différentes et des propriétés différentes, que nous allons présenter dans ce qui suit.

Un résonateur optique à composants discrets peut être constitué de composants optiques discrets (volumineux ou miniaturisés). En revanche, dans le cas des résonateurs à guide d'ondes, la lumière est guidée par la structure physique plutôt que de voyager dans un espace libre. Les lasers à l'état solide utilisent des résonateurs optiques, dans cette configuration, les propriétés du mode transversal dépendent de la disposition et la taille de la configuration générale, aussi la taille des modes peuvent varier considérablement le long du trajet. Dans les résonateurs à guide d'ondes, la structure de guidage peut être soit des fibres optiques, comme dans les lasers à fibres ou les guides d'ondes intégrés déposés de maté-

riaux différents et construits sur des substrats. Dans ce type de micro-résonateurs, les propriétés du mode transversal sont déterminées par les propriétés locales du guide d'ondes. Il existe également des types mixtes de micro-résonateurs qui combinent des composants optiques discrets ainsi que des structures de guides d'ondes.

### **1.3. Micro-résonateurs optiques stables et instables**

En ce qui concerne les résonateurs optiques, la stabilité signifie que les rayons de la lumière injectés dans le système avec une position et un angle de décalage transversal initiaux resteront dans le système pendant de nombreux aller-retours. Pour les résonateurs instables, certains de ces rayons avec une augmentation illimitée du décalage transversal quitteront le système optique. La stabilité d'un résonateur dépend des propriétés et de la disposition des composants optiques. Par conséquent, des facteurs tels que la courbure des surfaces réfléchissantes, les effets de focalisation et les distances entre les composants peuvent affecter la stabilité.

### **1.4. Modes de Micro-résonateurs**

Les modes des micro-résonateurs sont définis comme étant des distributions de champ de lumière autocohérentes, c'est-à-dire qu'il s'agit d'une distribution de champ électrique qui peut se reproduire à chaque aller et retour à l'intérieur du micro-résonateur (sauf une perte de puissance associée). Les propriétés des modes micro-résonateurs dépendent de plusieurs paramètres :

Pour les micro-résonateurs à base de guide d'ondes, les propriétés du guide d'ondes déterminent le mode transverse. Il est inchangé dans tout le micro-résonateur tant que les propriétés du guide d'ondes sont constantes. Un seul mode transversal existe uniquement dans le cas où des fibres monomodes sont utilisées.

Pour les micro-résonateurs optiques discrets, la stabilité du résonateur est le problème qui détermine le mode approprié. Par exemple, les fonctions Hermite-Gaussiennes sont les modes caractéristiques dans les micro-résonateurs FP. Dans ces micro-résonateurs, le mode d'ordre le plus bas (mode axial, mode fondamental) possède un profil simple ; Les modes d'ordre supérieur ont plutôt des formes

complexes. Le formalisme matriciel ABCD est utilisé pour calculer les propriétés modales. Dans le cas des résonateurs instables, les structures de mode sont beaucoup plus complexes et ils sont calculés numériquement. En général, la taille du mode varie le long de l'axe du résonateur pour les résonateurs instables. A chaque motif de mode transverse et pour certaines fréquences optiques uniquement, la phase optique est auto reproduit après chaque aller-retour (dans lequel le déphasage aller-retour est un multiple entier de  $2\pi$  ). Si les conditions sont remplies, les fréquences de mode également appelées fréquences de résonance sont obtenues. Elles sont presque équidistante (pas exactement équidistante en raison de la dispersion chromatique). Les modes de fréquence sont espacés d'une distance appelée distance spectrale libre (FSR) qui est l'inverse du trajet aller-retour délai de groupe. Nous pouvons en conclure que le FSR diminue lorsque la longueur du résonateur augmente. Une autre définition importante, appelée Finesse, concerne la relation entre l'espacement de fréquence et la largeur de 3dB des résonances. Elle est déterminée par les pertes de puissance par aller-retour du résonateur. Une autre quantité associée qui est le facteur de qualité Q, représente le rapport entre la fréquence de résonance et la largeur de bande (la bande passante).

## 1.5. Les principales caractéristiques des résonateurs et les performances associées

### 1.5.1. Les longueurs d'ondes et les modes de résonances

Les longueurs d'ondes de résonances sont l'ensemble des valeurs particulières de la longueur d'onde pour lesquelles la cavité présente un comportement de résonance. Ces longueurs d'onde correspondent aux valeurs maximales (pics) du spectre de transmittance. Pour chaque résonance d'une longueur d'onde, il existe un mode de résonance et un ordre de mode correspondants. La Figure 1.1. donne la transmittance typique d'un résonateur (de type Fabry-Pérot) illustrant les trois premiers pics de résonance, ainsi que les modes et les ordres de mode correspondants. Pour chaque mode, il existe une distribution différente du champ électromagnétique confiné à l'intérieur du résonateur.

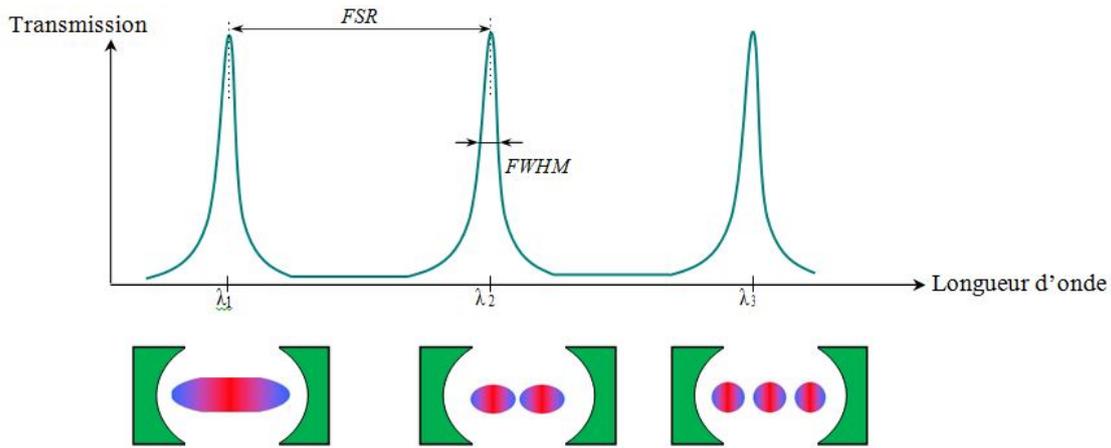


FIGURE 1.1. – Réponse spectrale en transmission typique obtenue par la cavité FP et les modes de résonance associés [44].

### 1.5.2. Largeur de trait ou largeur totale à mi-hauteur (FWHM)

C'est la largeur de bande de 3 dB de la bande passante du résonateur. Il est principalement lié à la réflectance du miroir dans la cavité FP.

### 1.5.3. Intervalle spectral libre (FSR)

L'intervalle spectral libre représente la période de transmission ou la réponse de réflexion du résonateur optique. C'est la distance entre les pics successifs de la réponse en longueur d'onde. Il peut être exprimé dans le domaine des fréquences ou la longueur d'onde.

### 1.5.4. Facteur de qualité

Le facteur de qualité (Q) est la capacité du résonateur à stocker de l'énergie. Il est également défini comme une mesure de la netteté ou de la sélectivité du résonance dans la cavité. Théoriquement, le facteur de qualité est donné par :

$$Q = \frac{2\pi(\text{L'énergie stockée dans le résonateur})}{(\text{L'énergie perdu dans le cycle de permutation})} \quad (1.1)$$

Une définition équivalente utilisée dans les travaux expérimentaux est :

$$Q = \frac{(\omega_0)}{(\Delta\omega_{1/2})} = \frac{f_0}{FWHM} = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda_{1/2}} \quad (1.2)$$

### 1.5.5. Finesse (F)

Aux fréquences optiques, les valeurs du facteur Q sont grandes en raison de la petite taille de la longueur d'onde optique. Pour éviter de tels larges nombres et fournir une mesure des propriétés de filtrage, on utilise un autre terme qui est défini par le rapport entre l'intervalle spectral libre (FSR) et la largeur à mi-hauteur de résonance (FWHM).

la finesse. Elle est donnée par :

$$F = \frac{(FSR)}{(FWHM)} \quad (1.3)$$

### 1.5.6. Contraste (C)

Le contraste de transmission est défini comme le rapport entre le facteur d'intensité de transmission maximale et minimale. Ce facteur détermine l'atténuation de diaphonie pouvant être obtenue lorsque la cavité est utilisée pour sélectionner un canal de longueur d'onde parmi un ensemble de canaux. Il est également connu sous le nom de taux d'extinction.

$$C = \frac{(I_{Max})}{(I_{Min})}, \text{Taux d'extinction} = 10\log_{10}(C) \quad (1.4)$$

Un bon contraste est nécessaire pour bien visualiser les résonances hors du bruit du signal.

### 1.5.7. Visibilité des franges (V)

Il est défini comme le rapport entre la différence des intensités maximale et minimale à la somme des intensités maximale et minimale. Il s'agit d'une mesure de la capacité à distinguer entre les franges transmises et réfléchies. La valeur de V varie entre 0 et 1 et le plus élevé représente la meilleure (sera la réponse du résonateur).

$$V = \frac{(I_{max} - I_{min})}{(I_{max} + I_{min})} \quad (1.5)$$

Dans la section suivante, nous mettons en évidence les phénomènes physiques qui affectent la finesse de la cavité et le facteur de qualité.

## 1.6. Les mécanismes de perte dans les micro-résonateurs

La perte optique dans les structures résonantes conduit à un élargissement spectral du pic de résonance et à une réduction de l'amélioration du champ de résonance. C'est pour cette raison que le facteur de perte ne peut être négligé. L'action du résonateur implique divers mécanismes de perte. On peut citer les pertes d'absorption, de diffusion, de réflexion, d'insertion dues au couplage lumineux, de dépendance de polarisation, les pertes de diffraction dues à la dilatation du faisceau hors du domaine de la cavité et les pertes de courbure (flexion). Il est à noter que tous ces types ne peuvent pas se produire simultanément dans une certaine architecture de résonateur. Par exemple, les pertes de réflexion ne peuvent pas se produire dans le Micro-résonateur type Microring et les pertes de courbure ne se produites pas dans les résonateurs Fabry-Pérot. Dans ce qui suit, nous décrirons ces différentes source de pertes en détail afin d'avoir une meilleure compréhension du fonctionnement de micro-résonateur.

### 1.6.1. Les pertes de diffusion

Pour les micro-résonateurs construits par la technologie de fabrication planaire, le mécanisme de perte dominant est la diffusion qui est due à la rugosité des bords. La rugosité des parois latérales de la structure directrice perturbe le champ qui se propage et dégrade le facteur de qualité  $Q$  et la finesse du résonateur. Il convient de mentionner que des pertes de diffusion existent également dans les résonateurs Fabry-Perot en raison de la rugosité des parois latérales des miroirs réfléchissants. Ce phénomène est illustré dans la Figure 1.2 pour un guide d'onde optique et un micro-résonateur à micro-disques.

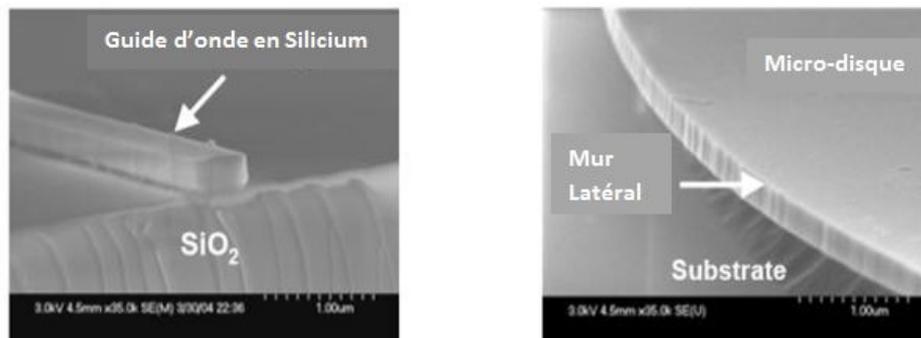


FIGURE 1.2. – Photos MEB montre la rugosité des bords du guide d'onde et du résonateur à micro-disque [45].

### 1.6.2. Les pertes de courbure - pertes radiatives

La fabrication du résonateur en anneau est primordiale car elle contrôle les pertes. Dans les dispositifs anneaux (Micro-ring) et les guides d'ondes sur piédestal (pedestal waveguides), les pertes sont principalement dominées par divers mécanismes, notamment des pertes dues aux fuites vers le substrat, et les pertes de diffusion dû à la rugosité des parois et à la flexion. Une conception appropriée du guide d'ondes aide à réduire les pertes vers le substrat. L'amélioration des procédés de fabrication traduite par l'application de la lithographie à haute résolution, une résine photosensible verticale et des masques durs peut également aider à réduire la rugosité de la surface des bords. Les pertes de courbure sont toutefois régies par le contraste de l'indice de réfraction pour les matériaux choisis. En revanche, pour un matériau donné, le contraste de l'indice impose une limite à la taille minimale du résonateur en anneau, car il détermine le rayon de courbure minimal dans la direction du plan. Dans la plupart des cas, le matériau de revêtement de l'anneau et le support du guide d'ondes est l'air. Les pertes par courbure constituent le mécanisme par lequel la lumière ne peut pas être maintenue confinée dans le guide d'onde courbé figure 1.3. Ce mécanisme est associé au rayonnement se produisant sous la forme de composants cylindriques sortant de la structure. Ils sont associés à des composants azimutaux entraînant des contours de phase en spirale. Les pertes de flexion peuvent être calculées avec précision pour les géométries cylindriques dans des limites inférieures du facteur de qualité  $Q$ . D'autres techniques sont utilisées dans les limites supérieures du facteur de qualité  $Q$ . Les radiations hors plan (out-of-plane) ne peuvent pas être ignorées dans les géométries 2D finies.

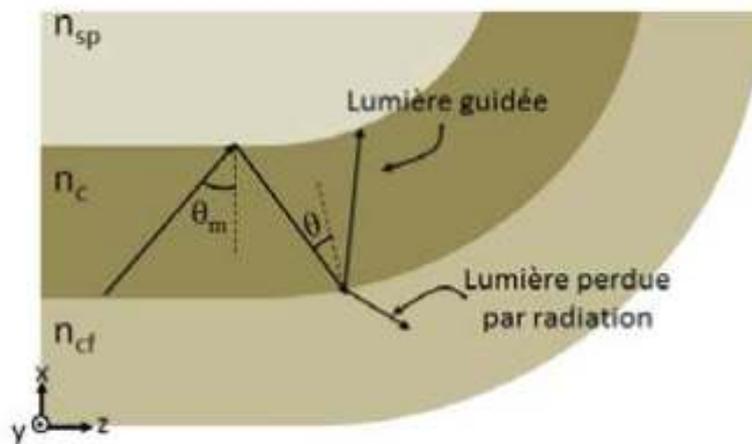


FIGURE 1.3. – Schéma des pertes radiatives dans un guide d'onde courbé [43].

### 1.6.3. Les pertes par réflexion

Ce type de perte se produit principalement dans les résonateurs de Fabry-Perot. C'est dû au reflet du miroir qui est différent de l'unité. Il est indépendant de la longueur de la cavité. Il est à noter que les pertes de réflexion impliquent toutes les non-idéalités du miroir qui impliquent en plus de la réflectance de non-unité, la diffusion aux interfaces des miroirs. Ce type de perte n'existe pas dans les structures à anneau (Micro-ring), mais il existe une composante analogique appelée pertes de couplage. Il est lié aux coefficients de couplage dans les coupleurs directionnels entre le guide d'ondes droit et le guide d'ondes en anneau (Micro-ring).

### 1.6.4. Les pertes d'absorption

La perte interne du résonateur est définie comme la perte d'absorption. Il provient de l'absorption "dispersion" de la lumière par le matériau de la cavité. C'est une sorte de perte distribuée directement proportionnelle à la longueur de la cavité, et par conséquent, elle augmente au fur et à mesure que la longueur de l'interaction augmente. Les applications chimiques et biologiques impliquent l'interaction de molécules et d'espèces biologiques avec la lumière se propageant à l'intérieur de la cavité, de sorte que les différentes espèces puissent être reconnues par analyse tel que la spectroscopie. Ceci entraîne en outre des pertes d'absorption même si le matériau de la cavité est non absorbant.

### 1.6.5. Les pertes d'insertion - pertes de couplage

La perte d'insertion est la perte de puissance du signal résultant de l'insertion d'un dispositif dans une ligne de transmission ou une fibre optique et généralement exprimée en décibels (dB). Si la puissance transmise au périphérique avant l'insertion est de type  $P_T$  et la puissance reçue par le dispositif après insertion  $P_R$ , la perte d'insertion en dB est donnée par :

$$IL = 10 \log_{10} \left( \frac{P_R}{P_T} \right) \quad (1.6)$$

Une des sources de cette perte est le décalage entre le champ injecté à partir des modes fibres optiques d'entrée et le micro-résonateur. Il est aussi appelé pertes de couplage

### 1.6.6. Les pertes de diffraction

Le faisceau gaussien se propageant dans des structures non guidées est soumis à la diffraction du faisceau, ce qui est le cas dans les résonateurs à propagation d'espace libre. Après plusieurs allers-retours, la diffraction du faisceau devient plus importante et la lumière s'échappe des limites du résonateur, ce qui entraîne une réduction de la puissance émise et un facteur de qualité dégradé. En fait, le faisceau gaussien s'étend sur une distance considérable de l'axe et ne peut toucher une surface réfléchissante. On appelle la fraction de la puissance incidente non interceptée par les miroirs pertes de diffraction. La perte de diffraction est l'une des raisons de l'instabilité du résonateur Fabry-Perot basée sur des miroirs plans où il n'existe aucune focalisation.

### 1.6.7. Les pertes dépendante de la polarisation (PDL)

Dans les composants optiques passifs, PDL est défini comme la perte qui varie lorsque l'état de polarisation de l'onde qui se propage change. Elle est exprimée par la différence entre les pertes maximale et minimale en décibels mentionnées dans l'équation 1.7. La perte dépendante de la polarisation est une mesure de la différence de transmission entre pics d'un composant optique ou d'un système par rapport à tous les états de polarisation possibles. C'est le rapport entre la transmission maximale et minimale d'un dispositif optique par rapport à tous les états de polarisation. La dépendance à la polarisation des propriétés de transmission des composants optiques a de nombreuses sources. L'une de ces sources est la biréfringence du matériau où l'indice de réfraction se comporte différemment pour les polarisations TE et TM. Cette perte est plus prononcée dans les structures anneau ( Micro-ring).

$$PDL = 10 \log_{10} \left( \frac{P_{max}}{P_{min}} \right) \quad (1.7)$$

## 1.7. Architectures des résonateurs optiques

Dans ce qui suit, quelques architectures principales des résonateurs sont présentées avec leurs principes de fonctionnement et leurs performances. Sont classés en deux principales classes : (i) Résonateurs à ondes stationnaires où la lumière forme une onde stationnaire à l'intérieur de la cavité. Des exemples de tels résonateurs sont les cavités à cristaux photoniques 1D-CP, 2D-CP et FP) et (ii) les résonateurs à ondes progressives où la lumière circule à l'intérieur de la cavité

de résonance. A titre d'exemple, les micro-résonateurs à micro-anneaux (Micro-ring), les micro-résonateurs à disque et les sphères. Les différentes architectures sont illustrées sur la Figure 1.4

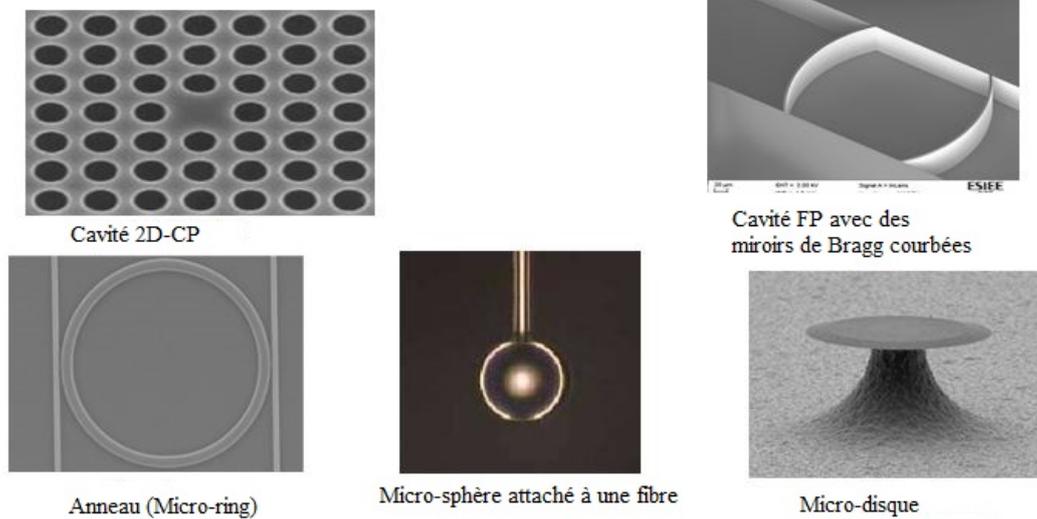


FIGURE 1.4. – Différentes architectures de micro-résonateurs optiques classés en résonateurs à onde stationnaires et à onde progressive [44].

## 1.7.1. Le résonateur Fabry-Perot

### 1.7.1.1. Principe de fonctionnement

Le principe de cette architecture a été inventée en 1899 par les physiciens français Charles Fabry et Alfred Perot [46]. Le principe de fonctionnement repose sur de multiples réflexions entre interfaces réfléchissantes. Une cavité optique Fabry-Pérot est composée de deux surfaces réfléchissantes placées l'une en face de l'autre telle que illustrée sur la figure 1.5. Lorsqu'une onde lumineuse pénètre dans la cavité, elle est réfléchi par les parois et interfère avec elle-même. Si cette onde n'est pas en phase après avoir fait un aller-retour dans la cavité, l'interférence totale sera destructive et fera en sorte que l'intensité résultante de cette onde sera pratiquement nulle. Cependant, si une onde revient à sa phase initiale après un aller-retour dans la cavité, il y aura interférence constructive et l'intensité à la sortie sera considérable.

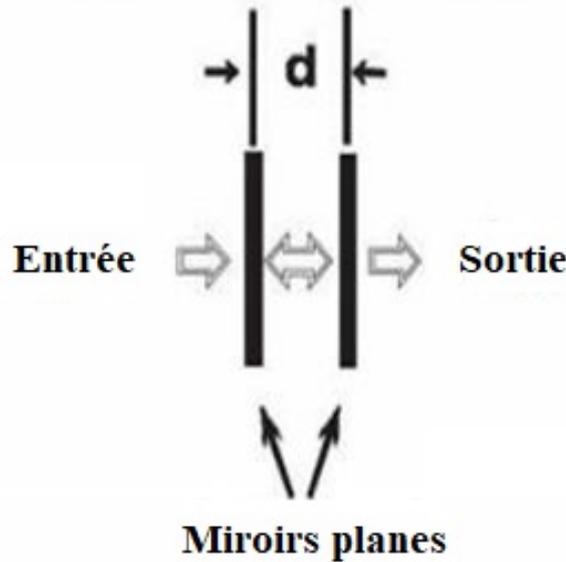


FIGURE 1.5. – Le Résonateur Fabry-Perot [47].

### 1.7.2. Modèle analytique

Pour rendre le problème aussi familier que possible, nous considérons l'excitation de la cavité représentée sur la figure 1.6 par une source externe, un Laser accordable ou un oscillateur à fréquence variable. Pour minimiser les calculs, nous considérons toutes les ondes incidentes sur la cavité depuis la gauche, à l'intérieur de la cavité vers l droite, comme des ondes planes uniformes d'étendue spatiale limitée, transversale à la direction de propagation. Notre tâche consiste à associer les champs, l'intensité des ondes et l'énergie stockée à l'intérieur de la cavité aux quantités mesurables à l'extérieur. Suivons une onde qui va-et-vient entre les deux miroirs. Considérons le champ initial situé juste à droite de  $M_1$  dans le plan, identifié par  $E_0$ . Il se propage vers  $M_2$  et retour au plan de départ et subit un changement d'amplitude de  $\Gamma_1\Gamma_2$  et un facteur de phase  $\exp[-jk2d]$ , lorsqu'il effectue ce va-et-vient et génère ainsi le champ appelé  $E_0^+$ , qui subit les mêmes épreuves et tribulations que  $E_0$  et génère à son tour  $E_2^+$ , etc. À chaque point du trajet de  $M_1$  à  $M_2$ , les champs  $E_1^+$ ,  $E_2^+$ , et ainsi de suite doivent être ajoutés à  $E_0$ , auxquels nous affectons la phase de référence de  $0^0$ . Il y a un angle de phase retardé supposé  $\varphi$ , nous avons également supposé que le déphasage aller-retour (RTPS),  $\theta = 2kd$ , est presque mais pas tout à fait un multiple entier de  $2\pi$  rad. La déficience marquée par  $\varphi$  est liée à  $kd$  par :

$$2\theta = 2kd = q2\pi - \varphi \quad (1.8)$$

où  $q$  est un entier. Notez que si l'angle  $\varphi$  est significatif, le champ total se propageant vers la droite à l'intérieur de la cavité n'est que la différence entre l'origine et la spirale des phaseurs, assez similaire à la distance en ligne droite entre le début et la fin d'un câble enroulé.

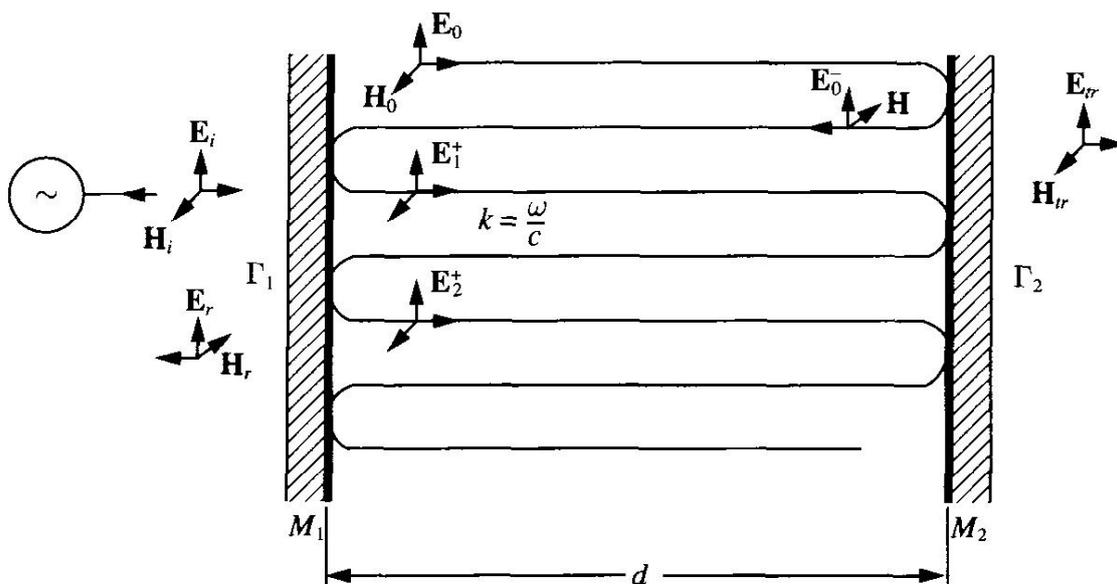


FIGURE 1.6. – Cavité optique Fabry-Pérot pour dériver les spectres en transmission et réflexion[44].

Le champ électrique total sur le côté droit de  $M_1$  et le déplacement vers la droite (indiqué par l'indice "+") est donné par le champ  $E_0$ , qui est celui transmis par le miroir à partir de la source, plus les champs qui ont fait 1 jusqu'à  $N$ ) allers-retours à  $M_2$ , retour à  $M_1$  et début du voyage ( $2 + N + 1$ ). Les amplitudes de ces champs sont simplement liées à  $E_0$  par le coefficient de réflexion de champ de chaque miroir.

La phase de la  $N^{ieme}$  composante,  $E_N$ , est retardée par rapport à  $E_0$  de  $N$  fois le déphasage aller-retour de  $2kd = 2\theta$  et  $N$  fois la phase fournie par chaque miroir. Bien que cette dernière contribution puisse être importante, laissons-la de côté pour le moment, dans l'intérêt de la simplicité.

$$\begin{aligned} E_T^+ &= \sum E_N^+ = E_0 \{1 + \Gamma_1 \Gamma_2 e^{-jk2d} + (\Gamma_1 \Gamma_2 e^{-jk2d})^2 + \dots\} N(Aller - Retour) \\ &= E_0 \left[ \frac{1}{1 - \Gamma_1 \Gamma_2 e^{-jk2\theta}} \right] \end{aligned} \quad (1.9)$$

où  $\theta$  est la longueur électrique (ou optique) de la cavité qui est égal à  $\omega nd/c$ . Le champ total revenant de  $M_2$ , se déplaçant vers la gauche (indiqué par le signe "-") et incident sur  $M_1$  ne représente que  $\Gamma_2$  multiplier  $E_T^+$  multiplier par le facteur de phase d'aller-retour.

$$E_T^- = \Gamma_2 e^{-j2\theta} E_T^+ = E_0 \left[ \frac{\Gamma_2 e^{-j2\theta}}{1 - \Gamma_1 \Gamma_2 e^{-j2\theta}} \right] \quad (1.10)$$

Les intensités d'onde courante  $I^+$  et  $I^-$  sont simplement liées à  $E^{(+,-)}$  par  $I = E \cdot E^* / 2\eta$ , où l'astérisque indique une conjugaison complexe. Pour l'onde allant vers la droite, on obtient :

$$\begin{aligned} I^+(z = 0^+) &= \frac{|E_0|^2}{2\eta} \left\{ \frac{1}{1 - \Gamma_1 \Gamma_2 e^{-j2\theta} - (\Gamma_1 \Gamma_2 e^{-j2\theta})^* + |\Gamma_1 \Gamma_2|^2} \right\} \\ &= I_0 \frac{1}{1 - 2|\Gamma_1 \Gamma_2| \cos 2\theta + |\Gamma_1 \Gamma_2|^2} \\ &= I_0 \frac{1}{1 - 2|\Gamma_1 \Gamma_2| [1 - \sin^2 \theta] + |\Gamma_1 \Gamma_2|^2} \end{aligned} \quad (1.11)$$

$$I^+(z = 0^+) = \frac{|E_0|^2}{2\eta} \left\{ \frac{1}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2 + 4\sqrt{R_1 R_2} \sin^2 \theta} \right\} \quad (1.12)$$

où nous avons supposé que les coefficients de réflexion de champ étaient des nombres réels et avons substitué les coefficients de réflexion de puissance  $R_{1,2} = |\Gamma_{1,2}|^2$ . Le plan  $z = 0^+$  est juste à droite de la surface de  $M_1$ .

La quantité  $\frac{E_0^2}{2\eta}$  est une intensité qui est simplement le coefficient de transmission (puissance) de  $M_1$  multiplier par l'intensité incidente  $T_1 \cdot [\frac{E_{inc}^2}{2\eta}]$ , où  $T_1 = 1 - R_1$  pour les miroirs sans perte. De manière similaire, l'intensité transmise par  $M_2$  est le coefficient de transmission de la puissance  $T_2 = 1 - R_2$  multiplier par l'intensité donné par 1.12, puisque tout ce qui commence à droite de  $z = 0^+$  touche  $M_2$  à  $z = d$ . Après conversion en réflectivités et en intensité incidente, nous obtenons une expression pour l'intensité ou le coefficient de transmission de la puissance à travers les deux miroirs.

$$I_t = \left\{ \frac{|E_0|^2}{2\eta} = T_1 I_{inc} = (1 - R_1) I_{inc} \right\} \left\{ \frac{T_2}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2 + 4\sqrt{R_1 R_2} \sin^2 \theta} \right\} \quad (1.13)$$

Où

$$T(\theta) = \frac{I_{trans}}{I_{inc}} = \left\{ \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2 + 4\sqrt{R_1 R_2} \sin^2 \theta} \right\} \quad (1.14)$$

nous terminons par la détermination des paramètres de la cavité tel que ( $f_0$ ,

$FSR_f$ ,  $FWHM$ , et  $Q$ ), plus de détails peuvent être trouvés dans [48] et [49].

$$f_0 = \frac{qc}{2nd} \quad (1.15)$$

$$FSR_f = \frac{c}{2nd}, FSR_\lambda = \frac{\lambda^2}{2nd}, \quad (1.16)$$

$$FWHM_f = \frac{c}{2nd} \left\{ \frac{1 - (R_1 R_2)^{1/2}}{\pi (R_1 R_2)^{1/4}} \right\} \quad (1.17)$$

$$Q = \frac{f_0}{\Delta f_{1/2}} = \frac{2\pi nd}{\lambda_0} \left\{ \frac{(R_1 R_2)^{1/4}}{1 - (R_1 R_2)^{1/2}} \right\} \quad (1.18)$$

$$F = \frac{FSR}{FWHM} = \frac{\pi (R_1 R_2)^{1/4}}{1 - (R_1 R_2)^{1/2}} \quad (1.19)$$

### 1.7.3. Résonateurs à base de cristaux photoniques (CP)

Un cristal photonique 1D peut être représenté par des miroirs de Bragg diélectriques [50], dans lequel des couches d'indices de réfraction différents, représentant un quart de l'épaisseur de longueur d'onde incidente souhaitée, sont empilées pour fournir une réflectivité maximale à la lumière réfléchie de manière cohérente par toutes les interfaces. Dans la plupart des cas, la lumière incidente est perpendiculaire aux couches de miroir, et des réflectivités supérieures à 99,9999% peuvent être obtenues dans des réflecteurs de Bragg déposés par faisceau ionique soigneusement préparés. Lorsqu'une couche d'épaisseur différente d'un quart de la longueur d'onde (généralement une demi-longueur d'onde est choisie) est introduite entre deux miroirs de Bragg, il en résulte une cavité de Fabry-Perot dans laquelle la lumière est localisée et concentrée dans cette couche. Le cristal photonique (CP) est l'une des plateformes pouvant permettre la miniaturisation des dispositifs photoniques et leur intégration à grande échelle. Ces nanostructures périodiques microfabriquées peuvent être conçues pour former des bandes de fréquences (bandes interdites photoniques) dans lesquelles la propagation des ondes électromagnétiques est interdite quelle que soit la direction de propagation [51]. En fonction de la dimensionnalité de la périodicité spatiale, nous distinguons plusieurs classes de cristaux photoniques. Les cristaux photoniques unidimensionnels sont des empilements diélectriques bien connus. Si la périodicité est bidimensionnelle (2D), on parle de cristaux photoniques 2D. Ces

structures sont supposées être infiniment longues dans la direction perpendiculaire au plan dans lequel la périodicité 2D existe. L'une des applications les plus intéressantes des CP 2D est la fibre à cristal photonique. Dans une telle structure, la lumière est confinée au coeur par la bande interdite photonique (PBG) et se propage dans la fibre, le long des trous CP. En introduisant une périodicité spatiale dans les trois dimensions, il est possible de réaliser des cristaux photoniques tridimensionnels (3D). Les cristaux photoniques 3D peuvent avoir une bande interdite complète et peuvent donc contrôler la propagation de la lumière dans toutes les directions. Ces structures peuvent être réalisées à l'aide de techniques de gravure standard top-down, des techniques de dépôt des couches minces multiples, d'auto-assemblage, et la micromanipulation.

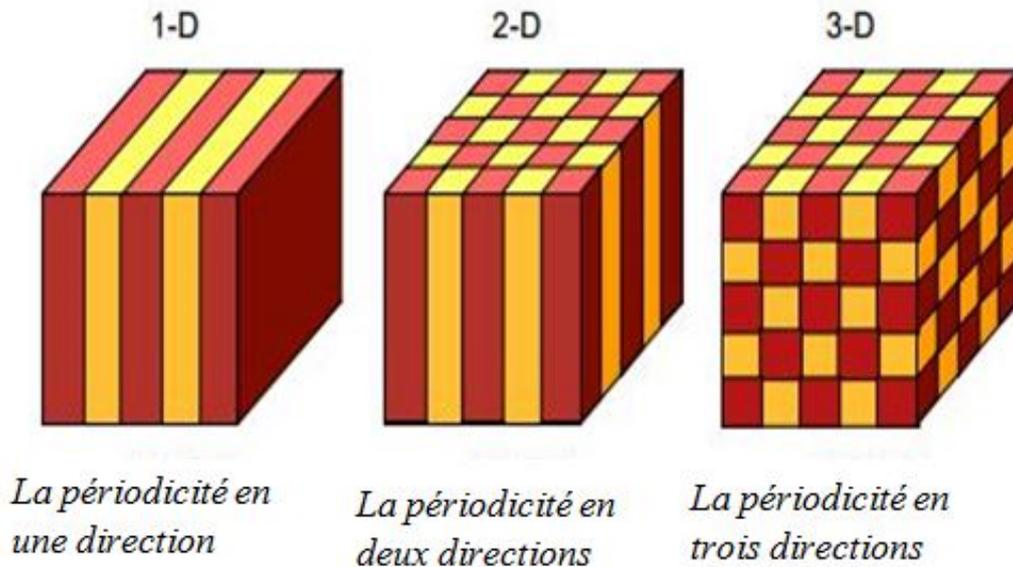


FIGURE 1.7. – L'architecture de 1D, 2D et 3D des cristaux photoniques[52].

Dans le paragraphe suivant, nous illustrons le fonctionnement des cristaux photoniques 1D et 2D en utilisant des résultats de simulation. Pour CP-1D, la perturbation périodique de l'indice de réfraction soulève la dégénérescence de la fréquence : les états concentrés dans la région à indice élevé ont une fréquence inférieure, comme illustré sur la Figure 1.8 et 1.9. Le diagramme de dispersion  $\omega - k$  montre une bande interdite où la lumière injectée avec des fréquences comprises dans la bande interdite photonique ne peut pas se propager dans le cristal photonique. Il présente une réflexion totale. Ainsi, les CP 1D ont toujours une bande interdite.

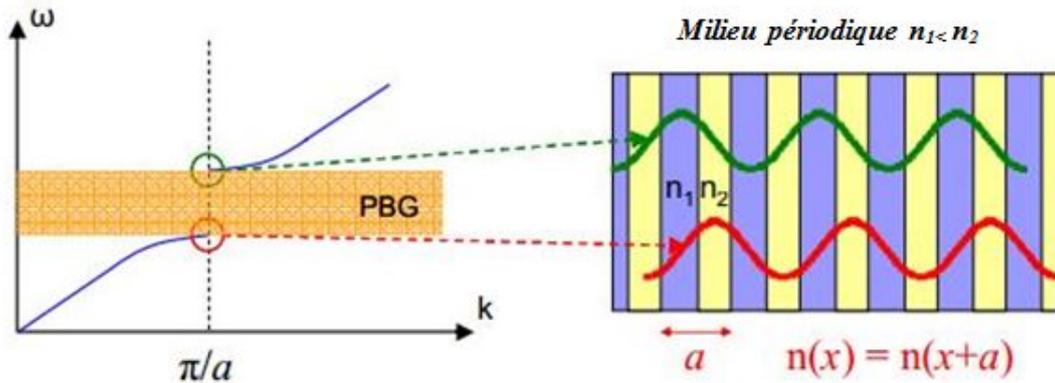


FIGURE 1.8. – Diagramme  $w$ - $k$  pour un crystal photonique 1-D [53].

Considérons un réflecteur de Bragg distribué 1D-CP constitué d'une alternance de couches caractérisées par un indice de réfraction élevé  $n_2$  et un faible index  $n_1$ . Des simulations pour une structure de 20 périodes d'une longueur "a", montrent qu'il existe une bande interdite. La réponse de réflexion du 1D-CP est semblable à celle du miroir multicouche, raide et plate dans une plage de longueurs d'onde limitée.

Un autre point que nous souhaitons illustrer est la simulation de la structure 2D-CP, illustrée sur Figures 1.10 et figure 1.11. A notez que différentes points de directions  $k$  correspondent à différentes fréquences de bande interdite.

Trois architectures différentes sont illustrées à la Figure 1.12. La première montre une cavité de FP basée sur  $CP - 1D$ . Le second illustre  $CP - 2D$  dans lequel un défaut a été introduit afin de perturber la périodicité du l'arrangement  $2D$  et crée une cavité. La troisième architecture montre un  $CP - 3D$  avec un défaut introduit. Il est à noter que la cavité CP enferme la lumière dans un petit volume dont la dimension est  $\sim \lambda^3$ .

Les simulations de la structure 1D montrent qu'il existe des fréquences interdites, comme le montre le graphique de la réponse en réflexion figure 1.13a. La simulation pour la structure 2D présente un comportement similaire à celui illustré sur la figure 1.13b.

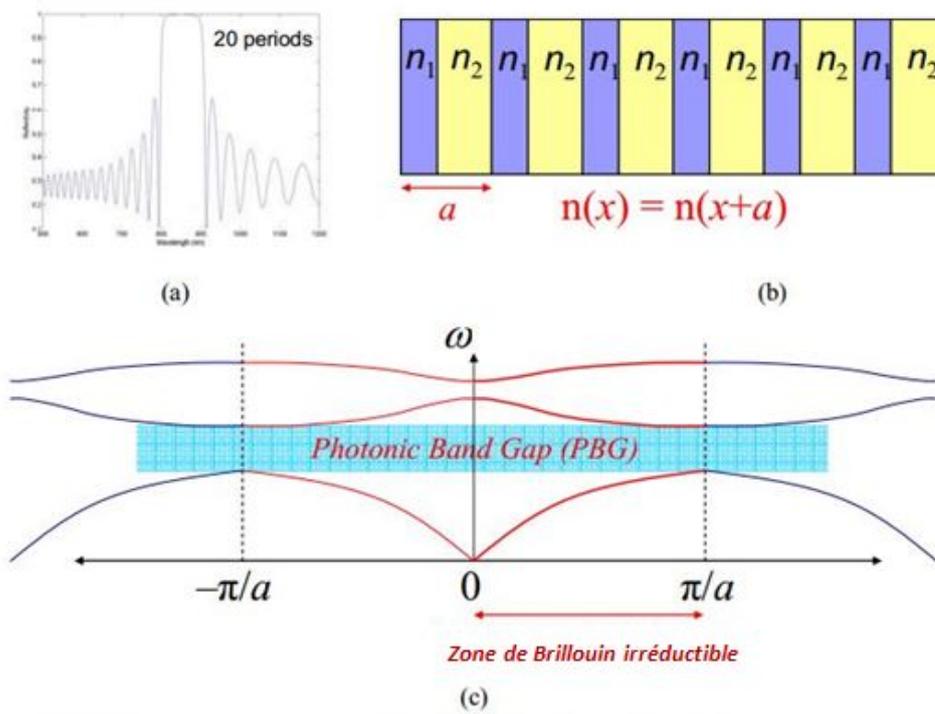


FIGURE 1.9. – Crystal photonique consiste 20 couches périodiques (b), La réponse de réflexion (a), Diagramme  $\omega - k$  de la structure périodique(c)[53].

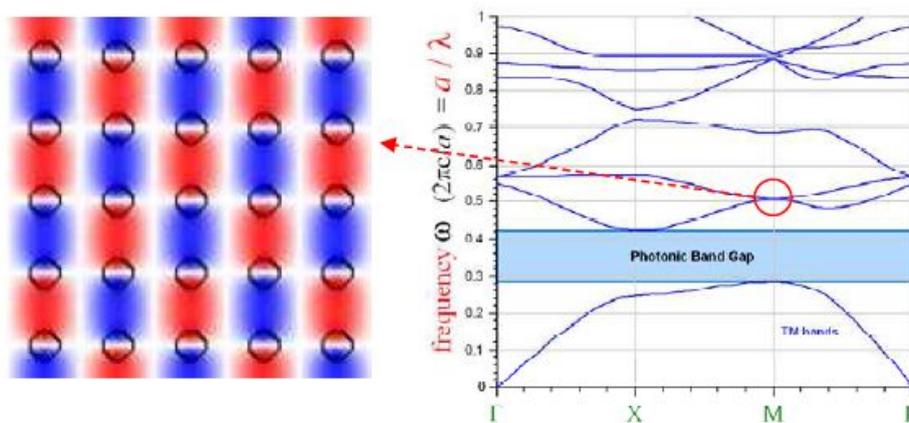


FIGURE 1.10. – Simulation d'un CP-2D pour une fréquence au-dessus de la bande supérieure [53].

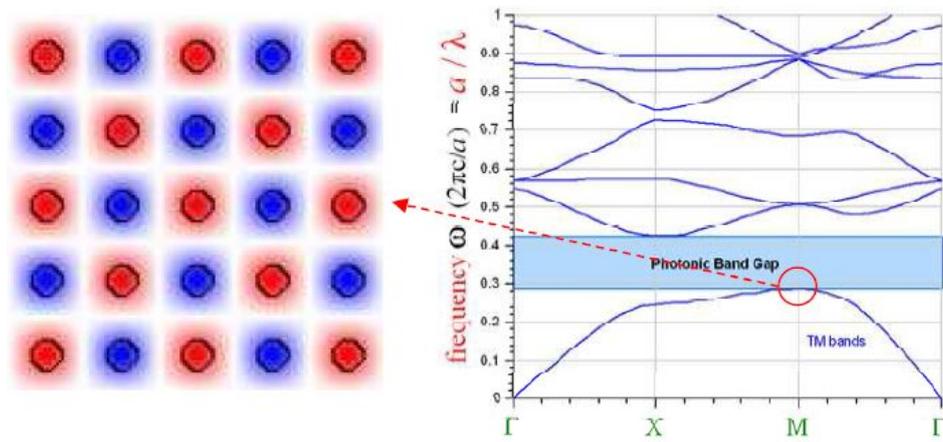


FIGURE 1.11. – Simulation d'un CP-2D pour une fréquence au-dessus de la bande inférieure [53].

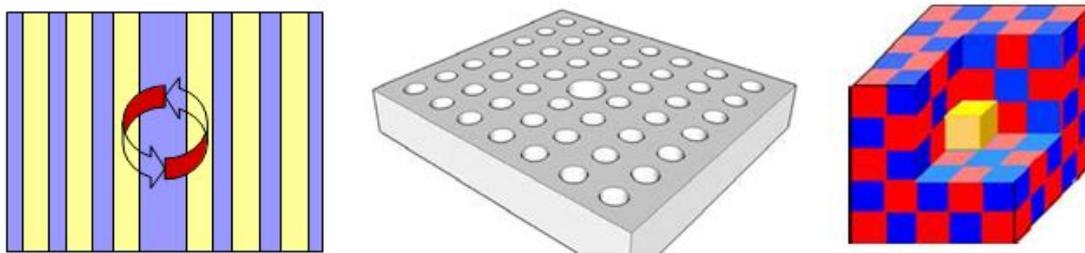


FIGURE 1.12. – Les différentes architectures de résonateur à base des cristaux photoniques 1D, 2D et 3D [53].

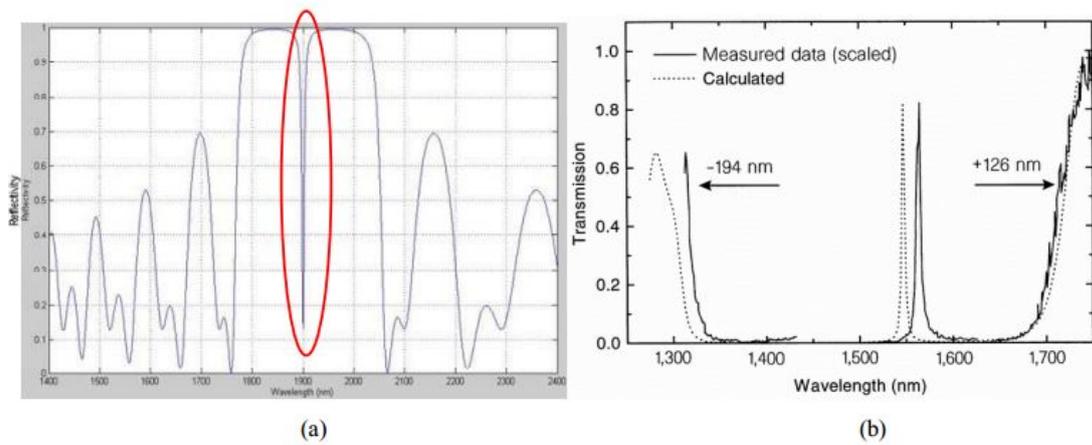


FIGURE 1.13. – Reflection (a) et transmission (b) [53].

## 1.7.4. Résonateurs à base de réseau de Bragg à fibre (FBG)

### 1.7.4.1. Principe de fonctionnement

Les distributions périodiques d'indice de réfraction dans les réseaux de Bragg à fibres les rendent typiquement similaires aux structures à cristaux photoniques 1D. Ils sont plutôt modélisés par la théorie des modes couplés, mais présentent, dans un certain sens, des caractéristiques similaires. Un réseau de Bragg sur fibre consiste en une modulation périodique de l'indice de réfraction dans le cœur d'une fibre optique monomode, comme illustré sur la Figure 1.14. Ces types de réseaux de fibres uniformes, où les fronts de phase sont perpendiculaires à l'axe longitudinal de la fibre et dont les plans ont une période constante, sont considérés comme les éléments fondamentaux de la plupart des structures à réseau de Bragg [48]. La lumière guidée le long du cœur d'une fibre optique sera diffusée par chaque plan de réseau. Si la condition de Bragg n'est pas satisfaite, la lumière réfléchi par chacun des plans suivants devienne progressivement déphasée et finira par s'annuler. De plus, la lumière qui ne coïncide pas avec la résonance de la longueur d'onde de Bragg subira une réflexion très faible sur chacun des plans de réseau en raison de la désadaptation des indices ; cette réflexion s'accumule sur la longueur du réseau. Lorsque la condition de Bragg est satisfaite, les contributions de la lumière réfléchi de chaque plan de réseau s'ajoutent de manière constructive dans la direction arrière pour former un pic rétro-réfléchi avec une longueur d'onde centrale définie par les paramètres de réseau. Contrairement à l'interféromètre de Fabry-Perot, il en résulte de multiples ondes réfléchies et transmises. Pour une longueur d'onde spécifique, les ondes réfléchies s'additionnent toutes en phase et à cette longueur d'onde, le réseau semble hautement réfléchissant, tout en transmettant toutes les autres.

La condition de Bragg est lorsque la période de réseau correspond à la moitié de la longueur d'onde de la lumière d'entrée ; ce signal de longueur d'onde sera réfléchi de manière cohérente pour faire une grande réflexion. Exprimé mathématiquement comme :

$$\lambda = 2n_{eff}\Lambda \quad (1.20)$$

Ces types de résonateurs consistent en une région dans laquelle l'indice de la fibre varie périodiquement entre haut et bas, et ils sont formés dans des fines op-

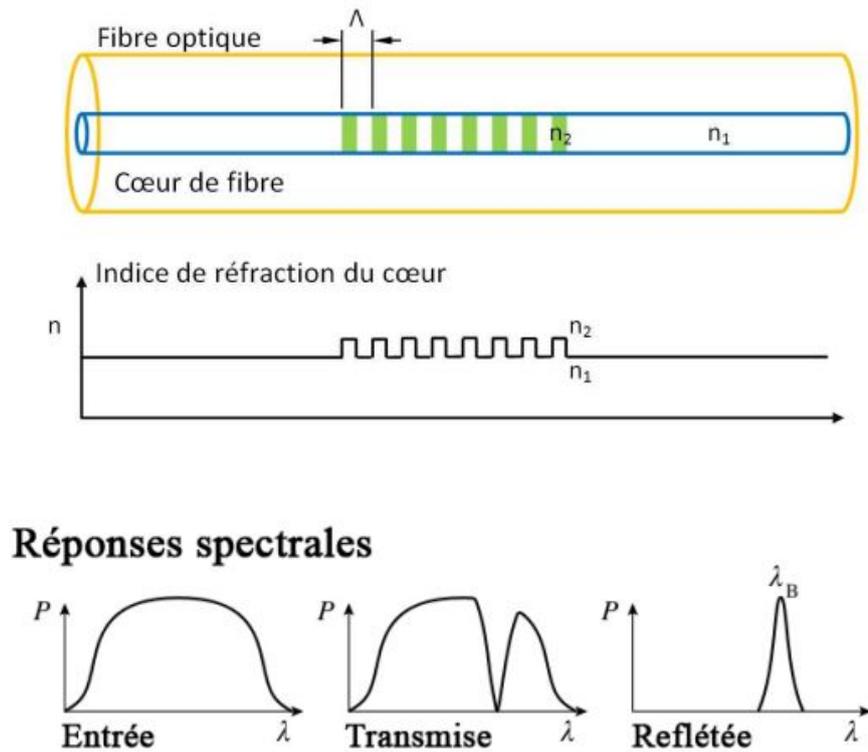


FIGURE 1.14. – Structure d’une fibre à réseau de Bragg uniforme, avec le profil d’indice de réfraction et les réponses spectrales[54].

tiques en exposant la fibre à des motifs interférométriques provenant d’un laser à ultraviolets (UV), comme illustré sur la Figure 1.15a ou en utilisant un masque de phase comme indiqué sur la Figure 1.15b

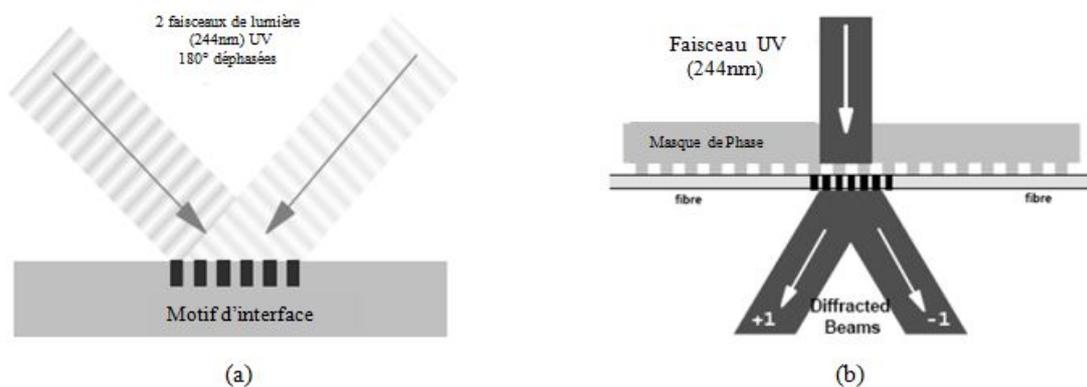


FIGURE 1.15. – Configurations utilisées pour la fabrication du réseau de Bragg sur fibre (a) en utilisant un motif d’interférence et (b) en utilisant un masque de phase.[55].

### 1.7.5. Micr-résonateur à Anneau (Microring)

#### 1.7.5.1. Principe de fonctionnement

Le Micro-résonateur à base d'un anneau (Micro-ring) comme un filtre optique passe-bande à été proposé pour la première fois en 1969 par Marcatili [56, 57]. La géométrie du filtre optique est illustrée sur la Figure 1.16.

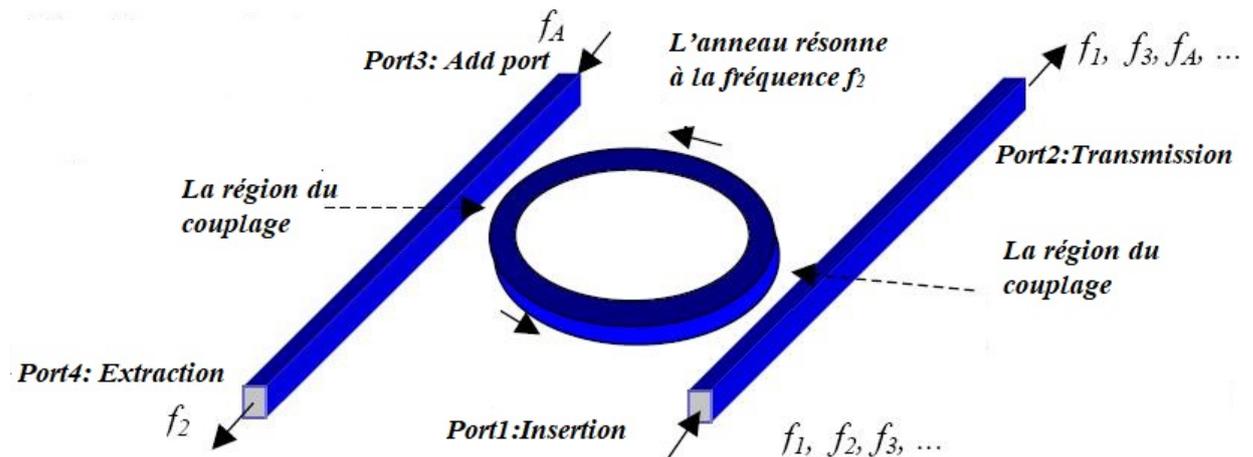


FIGURE 1.16. – Filtre optique à base d'un micro-résonateur en anneau [47].

Les résonateurs en anneau (en Anglais Micro-ring) représentent une classe des filtres dont les caractéristiques sont très proches de celles des filtres FP. Cependant, ils offrent l'avantage que les signaux injectés et réfléchis sont séparés dans des guides d'ondes individuels, aussi leur conception est simple. Les MR ont évolué à partir des domaines des résonateurs en anneau à fibres optiques et des (droplet) à l'échelle du micron. Leur taille intrinsèquement petite (avec des diamètres typiques compris entre plusieurs dizaines de micromètres), leurs caractéristiques de filtre et leur potentiel d'utilisation dans des configurations complexes et flexibles, rendent ces dispositifs particulièrement attractifs pour des applications d'optique intégrée.

Les éléments fondamentaux constituant les dispositifs à base de (Micro-ring) sont un anneau combiné à un ou deux guides d'ondes figure. Dans le premier cas, cela conduit à des dispositifs à deux ports qui agissent comme des filtres passe-tout et introduisent uniquement un déphasage dépendant de la longueur d'onde (cas sans perte). Cette propriété est exploitée pour la réalisation de compensateurs de dispersion 1.17.



FIGURE 1.17. – Micro-résonateur en anneau à deux ports.

le deuxième cas consiste un anneau de rayon  $R$  et deux guides d'ondes couplés de manière évanescente et la fraction  $k_1$  du champ entrant est transférée à l'anneau. Lorsque la longueur du chemin optique d'un aller-retour est un multiple de la longueur d'onde effective  $\lambda$ , cela produira une interférence constructive avec l'accumulation de lumière à l'intérieur de l'anneau : dans ce cas l'anneau est en résonance. En conséquence, des franges périodiques apparaissent dans la réponse des longueurs aux ports de sortie, comme indiqué à la Figure 1.18. À la résonance, le port de  $I_{drop}$  indique la transmission maximale, dès lorsqu'une fraction  $k_2$  du champ créé à l'intérieur de l'anneau est couplée à ce port. Dans le port  $I_{through}$ , l'anneau présente un minimum de résonance. Dans le cas idéal avec des constantes de couplage égales à la résonance, toute la puissance est dirigée vers le port  $I_{drop}$ . La lumière est de nouveau couplée au port de passage après une l'aller-retour subit un décalage de phase supplémentaire de  $180$  par rapport à la lumière provenant directement du port d'entrée et, par conséquent, aucune lumière ne sort du port  $I_{through}$  à la résonance.

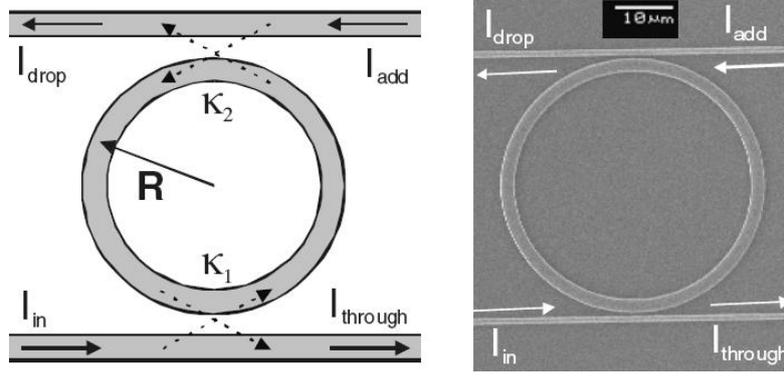


FIGURE 1.18. – Illustration schématique d'un résonateur à microring à 4 ports (à gauche) et d'une image SEM (à droite) avec des guides d'ondes à ports d'entrée et de sortie[48].

### 1.7.5.2. Paramètres du résonateur en anneau

Par analogie avec le résonateur FP [46], les paramètres de fréquence présentent une forte analogie avec les paramètres FP. Le FSR est donné par :

$$FSR_{\lambda} \approx \frac{\lambda^2}{n2\pi R}, FSR_f = \frac{c}{n2\pi R} \quad (1.21)$$

L'indice  $\lambda$  et  $f$  indiquent les paramètres de longueur d'onde ou du domaine fréquentiel. Nous remarquons que la longueur de trajet aller-retour  $2L$  a été remplacée par le périmètre circulaire  $2\pi R$ .

La finesse  $F$  du micro-ring qui est le rapport entre le  $FSR$  et la largeur de bande à 3dB est donnée par :

$$F = \frac{FSR}{FWHM} = \frac{\pi(X_1 X_2)^{1/4}}{1 - (X_1 X_2)^{1/2}} \quad (1.22)$$

où  $X_i$  est le coefficient de couplage direct donné par :

$$X_i = \sqrt{(1 - k_i^2)} \exp L_r \alpha \quad (1.23)$$

avec  $\alpha$  étant les pertes par longueur à l'intérieur de l'anneau et  $L_r$  la longueur du chemin optique dans l'anneau.

La  $FWHM$  est déterminée par les constantes de couplage et la perte à l'intérieur de l'anneau selon :

$$FWHM_f = \frac{c}{2\pi R n} \left( \frac{\sqrt{X_1 X_2}}{\pi^4 \sqrt{X_1 X_2}} \right) \quad (1.24)$$

Une méthode fréquemment utilisée pour modéliser la réponse d'un seul MR en utilisant un modèle matriciel à diffusion. Cette approche n'inclut pas les effets de polarisation, mais elle suffit dans de nombreux cas pour dériver des paramètres de conception fondamentaux pour différents systèmes de matériaux. Dans le modèle matriciel de diffusion, le MR est modélisé sous la forme de deux coupleurs qui couplent une fraction  $k_1$  ou  $k_2$  au port croisé, et deux retards  $\phi_1$  et  $\phi_2$  entre les deux, comme illustré sur la Figure 1.19. Les champs optiques dans les entrées et les sorties de l'anneau sont liés comme suit :

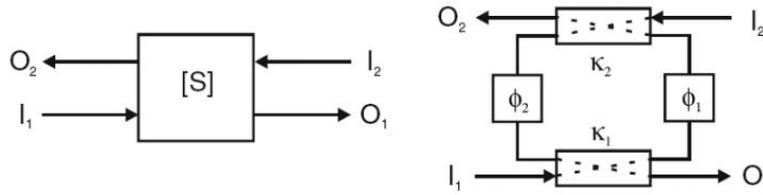


FIGURE 1.19. – Le Modèle matriciel de diffusion d'un micro-résonateur Microring [58].

$$\begin{bmatrix} Q_1 \\ Q_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix}$$

$$S_{11} = \frac{\mu_1 - \mu_2 \alpha_r^2 e^{-j\Delta\omega}}{1 - \mu_1 \mu_2 \alpha_r^2 e^{-j\Delta\omega}} \quad (1.25)$$

$$S_{11} = -S_{12} = \frac{k_1 k_1 \alpha_r e^{-j\Delta\omega/2}}{1 - \mu_1 \mu_2 \alpha_r^2 e^{-j\Delta\omega}} \quad (1.26)$$

$$S_{22} = \frac{\mu_2 - \mu_1 \alpha_r^2 e^{-j\Delta\omega}}{1 - \mu_1 \mu_2 \alpha_r^2 e^{-j\Delta\omega}} \quad (1.27)$$

Ou  $\mu_{1,2} = \sqrt{1 - k_{1,2}^2}$ ,  $\alpha_r$  est la perte aller-retour,  $\Delta\omega = \omega_0 - \omega$ , avec  $\omega_0 = \frac{mc}{(n2\pi R)}$  étant la fréquence de résonance, alors que m est le nombre de résonance. Les retards  $\phi_1$  et  $\phi_2$  sont liés à la fréquence et aux longueurs de chemin optique

$L_{opt1,2}$  par  $\phi_{1,2} = \omega L_{opt1,2}/c$ , et ils ne sont pas nécessairement identiques les uns aux autres. L'emplacement des coupleurs n'a pas d'importance tant que la phase aller-retour est la même. En utilisant ce modèle, il est possible d'extraire des valeurs pour les constantes de couplage du comportement fonctionnel souhaité et d'une perte et d'un rayon donnés.

Avec le modèle de matrice de diffusion, l'influence du paramètre de perte sur la réponse du micro-ring peut également être déterminée.

Un autre point abordé dans cette section concerne la géométrie du résonateur en anneau et les problèmes de fabrication. Les micro-rings peuvent être conçus et fabriqués selon deux configurations de couplage génériques, illustrées sur la Figure 1.20. Lorsque l'anneau et le guide d'onde sont structurés dans la même couche de guidage d'onde, la configuration est la suivante : appelé « couplé latéralement ». Lorsque l'anneau et les guides d'ondes se trouvent dans des couches différentes, la configuration est appelée « couplage vertical ». La configuration de couplage vertical présente l'avantage que le couplage dépend principalement de l'épaisseur de la couche intermédiaire qui peut être contrôlée très précisément pendant le procédé de dépôt, au détriment d'une étape de traitement supplémentaire pour la couche de l'anneau. La configuration latérale utilise une seule couche, mais nécessite des processus de lithographie et de gravure très précis pour ouvrir l'espace entre les parties droites du guide d'onde et l'anneau " le gap" avec une grande précision. Un autre avantage de la configuration verticale est que les couches de l'anneau et le guide d'onde ne doivent pas nécessairement avoir la même épaisseur, ce qui améliore la liberté de conception.

La fabrication de résonateurs à micro-ring est limitée par les tolérances de la lithographie et des processus de gravure. Pour réaliser l'écart entre l'anneau et le guide d'onde rectiligne dans une configuration latérale et en utilisant un contraste d'indice élevé, une précision nanométrique est requise, laquelle ne peut être obtenue par écriture directe par faisceau d'électrons, gravure par faisceau d'ions focalisé ou steppers de haute précision. Dans la configuration verticale, ce problème est résolu car le couplage est maintenant déterminé par le procédé de dépôt où la précision nanométrique peut être obtenue plus facilement. Dans ce cas, cependant, l'alignement pose un problème car l'anneau et le port du guides d'ondes sont structurés en deux étapes de lithographiques distinctes. Ceci est particulièrement important dans le cas de dispositifs couplés symétriquement.

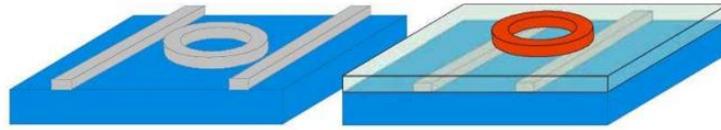


FIGURE 1.20. – Un anneau en 3D couplé latéralement (à gauche) et verticalement (à droite) aux guide d'ondes droits[48].

### 1.7.6. Micro-résonateur a base de micro-disque et micro-sphères - Micro-résonateurs a mode de Galerie

#### 1.7.6.1. Principe de fonctionnement

Les résonateurs basés sur l'effet Galerie "Whispering Gallery Modes" sont des structures diélectriques dans lesquelles les ondes lumineuses sont confinées par réflexion interne totale continue et focalisées par la surface [58]. Les WGM peuvent être observés dans les gouttelettes et des sphères de verre par exemple. La lumière dans les résonateurs WGM est concentrée près de la circonférence du dispositif et se voit attribuer un numéro de mode et un ordre de mode. Le numéro de mode  $m_n$ , indique le nombre de longueurs d'onde autour de la circonférence, et l'ordre de mode,  $m_o$ , indique le nombre de maxima dans la dépendance radiale du champ électromagnétique dans le résonateur. Ces modes peuvent avoir des facteurs Q très élevés si les pertes dues à la réflexion à la surface du résonateur sont faibles. En plus des valeurs Q élevées, une grande finesse est également obtenue. Le facteur Q élevé rend ces résonateurs très attractifs pour être utilisés dans différents domaines tels que : microlasers, filtres étroits, commutation optique, détection ultra-fine, mesures de déplacement, spectroscopie à haute résolution, sources Raman et études non linéaires effets optiques.

#### 1.7.6.2. Comparaison entre les pertes dans les micro-résonateurs WGM et les micro-résonateurs à micro-ring

Au cours de la dernière décennie, les WGM ont de plus en plus attiré l'attention sur leur capacité à maintenir des facteurs Q très élevés et de faibles volumes de mode. Les micro-disques et les micro-rings construits en utilisant les techniques de micro-fabrication et la nano-fabrication peuvent toutefois être facilement construites de manière reproductible pour des dimensions de fabrication à

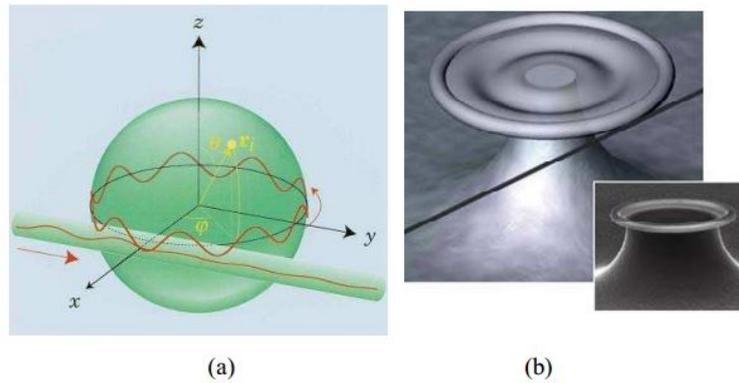


FIGURE 1.21. – Illustration schématique d'une microsphère (a) et d'un résonateur à Disque (b) couplé à une fibre optique [59].

1  $\mu\text{m}$ . L'inconvénient principal de la fabrication planaire des micro-résonateurs est la rugosité de surface sur les bords en raison des procédés de gravure résultant des facteurs de qualité beaucoup plus faibles. L'anneau possède deux bords qui peuvent être utilisés pour bien concevoir un guide mono-dimensionnel. Le disque n'a qu'un seul bord ; l'autre limite est efficace et provenant d'un caustique interne. En conséquence, un disque peut posséder moins de perte de diffusion que celle de la géométrie de l'anneau correspondant, mais il est multimodale. Si le FSR est élevé et/ou les guides de couplage latéraux se couplent préférentiellement à l'un des modes radiaux du disque, alors les disques sont préférables. Si non, la géométrie de l'anneau est meilleure et les pertes supplémentaire doit être prise en compte. Un mode peut être considéré comme un « Mode de whispering galley » si le confinement le long de certaines dimensions est assuré par une seule interface réfléchissante. Pour une différence donnée d'indice de réfraction cœur-gaine, la perte à une courbure donnée le rayon diminue avec l'augmentation de la largeur du guide jusqu'à atteindre une limite où seule l'interface du noyau externe est importante pour le guidage. Un mode de guide d'onde courbé (formant un anneau) défini par deux interfaces est considérées comme un mode de galerie si le rayon interne caustique (défini par l'indice azimutal  $m$  et la longueur d'onde) se trouvait entre les interfaces interne et externe. Dans ce régime, la lumière ne peut pas pénétrer (vers l'origine) au-delà de la caustique interne, et donc, l'interface intérieure joue un rôle négligeable dans le guidage. Ainsi, un guide d'onde courbé aura une perte de flexion similaire par unité de radian comme un disque avec le même rayon extérieur. Il est intéressant de souligner les avantages et les inconvénients de disques et de l'anneau. Un micro-disque peut posséder des modes radiaux d'ordre supérieur principalement en fonction de l'emplacement du caustique interne. Ces modes radiaux possèdent des lon-

guez d'onde de résonance différentes et pourraient donc être discriminé en choisissant correctement la longueur d'onde d'excitation.

En fonction des facteurs de qualité associés aux modes, la longueur d'onde de résonance d'un mode particulier d'un micro-disque (défini par un nombre radial et azimutal) pourrait chevaucher avec un autre. Cela peut poser problème si vous ne souhaitez utiliser qu'un seul mode. Un anneau correctement conçu peut être utilisé à la place pour forcer le fonctionnement en mode mono-radial. Cependant, la présence d'une paroi latérale supplémentaire contribue à des pertes de diffusion supplémentaires.

### 1.7.7. Modèle analytique pour le résonateur WGM

Les résonances en mode Whispering-Gallery correspondent à la lumière emprisonnée dans des orbites circulaires juste à la surface de la structure. Les modes sont les plus fortement couplés le long du plan équatorial et on peut penser qu'ils se propagent le long de chemins en zigzag autour de la sphère.

En optique des rayons, la lumière est piégée à l'intérieur de la sphère diélectrique par des réflexions internes totales continues à la limite incurvée de la surface. Les modes de Whispering-Gallery se produisent à des fréquences discrètes qui dépendent de l'indice de réfraction  $n_s$  et du rayon  $r_0$  de la sphère. Chaque mode a une constante de propagation  $\beta_l$  parallèle à la surface et dans la direction du trajet en zigzag. La propagation constante a une valeur :

$$\beta_l = \sqrt{\frac{l(l+1)}{R_0}} \quad (1.28)$$

La projection de la constante de propagation est  $\beta_m$  et sa valeur est :

$$\beta_m = \frac{m}{R_0} \quad (1.29)$$

Les modes de galerie Whispering sont caractérisés par deux polarisations (modes TE électrique transversal et modes TM magnétique transversal) et trois nombres de mode  $n$ ,  $l$  et  $m$  qui sont respectivement les nombres de mode radial, angulaire et azimutal.

La valeur de  $l$  est proche du nombre de longueurs d'onde qui entrent dans la longueur optique de l'équateur. La valeur  $l - m + 1$  est égale au nombre de maxima de champ dans la direction polaire, c'est-à-dire perpendiculaire au plan

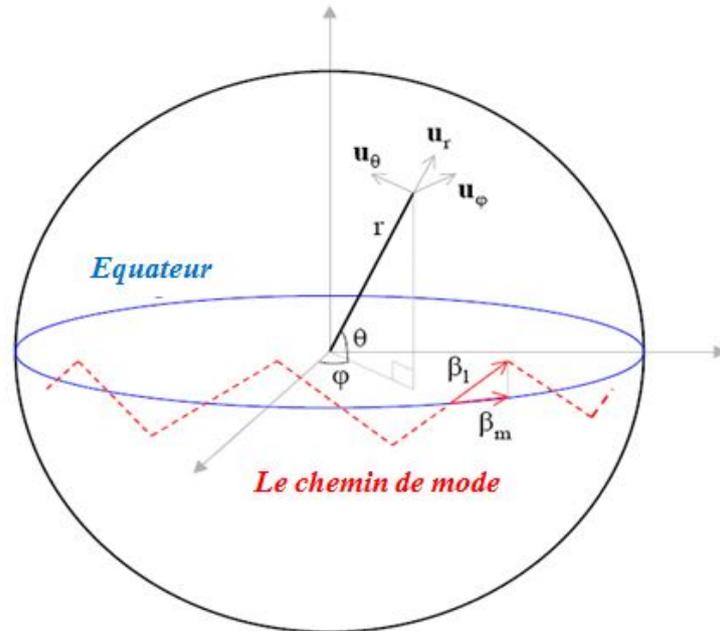


FIGURE 1.22. – La propagation de la lumière dans le microsphère [60].

équatorial. Le numéro de mode  $n$  est égal au nombre de maxima de champ dans la direction le long du rayon de la sphère et  $2l$  est le nombre de maxima de la variation azimutale du champ résonant autour de l'équateur. La longueur d'onde de résonance est déterminée par les valeurs de  $n$  et  $l$ .

Dans ce cas, les problèmes de champs électromagnétiques sont résolus en coordonnées sphériques 3D. Lors de la résolution de problèmes dynamiques en coordonnées sphériques, les fonctions sphériques de Bessel  $j_n(x)$  et  $n_n(x)$ , les fonctions de Hankel sphériques correspondantes  $h_n^{(1)}(x)$  et  $h_n^{(2)}(x)$ , les fonctions de Legendre associées  $P_n^m(x)$  et  $Q_n^m(x)$  et les fonctions exponentielles  $e^{\pm jm\phi}$  sont nécessaires. Les fonctions sphériques de Bessel décrivent les ondes stationnaires dans la direction radiale des coordonnées sphériques. Les fonctions sphériques de Bessel sont en relation étroite avec les fonctions de Bessel ordinaires de coordonnées cylindriques. Les fonctions sphériques de Bessel ( et Hankel)  $b_l(x) = j_l(x), n_l(x), h_l^{(1)}(x)$  et  $h_l^{(2)}(x)$  peuvent être calculés comme :

$$b_l(kr) = \sqrt{\frac{\pi}{2kr}} B_{l+1/2}(kr) \quad (1.30)$$

où  $B_{l+1/2}$  est la fonction de Bessel correspondante en coordonnées cylindriques.

La fonction de Hankel sphérique  $h_l^{(2)}(kr) = j_l(kr) - j_{nl}(kr)$  est essentielle car elle décrit les ondes sphériques se propageant à l'extérieur de la sphère diélectrique et dans la direction radiale qui s'éloigne du centre de la sphère.

## **1.8. Conclusion**

A travers de ce premier chapitre, nous avons commencé par montrer les concepts de base liés aux Micro-résonateurs. Les caractéristiques et les performances du micro-résonateur que sont l'intervalle spectral libre FSR, le facteur de qualité Q, le contraste C et le finesse F, la visibilité des franges, et aussi les différents mécanismes de pertes dans les résonateurs ont été définies. Dans un second temps, les différentes architectures, ainsi le principe de fonctionnement associé à chaque micro-résonateur a été présenté. Par la suite, et dans le chapitre suivant, nous allons voir l'utilisation de ces micro-résonateur en tant que capteur optique dans différentes domaine d'application.

## 2. État de l'art sur les capteurs optiques

### 2.1. Introduction

Depuis quelques années, les capteurs optiques ont connu un réel développement en raison de leurs caractéristiques intéressantes, tels que l'intégration, la précision, la rapidité, la robustesse, la polyvalence, la capacité de multiplexage et la rentabilité. L'opto-fluidique, comme l'indique son nom, décrit un domaine émergent intégrant l'optique à la fluidique, plus spécifiquement, l'intégration et l'association des composants optiques de la photonique et de la micro-fluidique. Les travaux de miniaturisation et d'intégration dans le domaine des semi conducteurs, ont contribué à l'apparition du domaine de la micro-fluidique avec le concept de laboratoire sur puce « lab on a chip » au début des années 90 [61, 62]. Les premières étapes réussies vers le développement de dispositifs intégrés ont impliqué l'incorporation d'éléments optiques tels que les guides d'ondes [63] et les surfaces plasmoniques accordés à des canaux micro-fluidiques [64]. Ainsi, au début des années 2000 des travaux d'intégration des éléments micro-fluidiques comme des éléments fondamentaux de composants photoniques et le développement de technologies telles que le commutateur à bulles [65], les réseaux commutables à cristaux liquides et les fibres à cristaux photoniques accordables micro-fluidiquement [66]. Ces axes de recherche ont commencé à se fondre dans le nouveau domaine de l'opto-fluidique à la fin des années 2000. L'opto-fluidique permet la manipulation de petits volumes d'échantillons et même permet d'intégrer la préparation et la distribution des échantillons dans un seul mécanisme analytique. Ces capacités analytiques améliorées reposent sur les propriétés optiques singulières de fluides, telles que l'indice de réfraction (IR), la fluorescence, la diffusion Raman, l'absorption ou la polarisation, exploitées individuellement ou en combinaison, pouvant être utilisées pour générer le signal de détection. Dans la suite de ce chapitre nous présentons un état de l'art sur les capteurs optiques. Dans un premier temps, nous décrivons les différentes techniques de

détection optiques et les différents paramètres caractérisant un capteur optique. Puis, dans un second temps, nous décrirons les principales méthodes utilisées pour la détection optiques des liquides et gaz.

## **2.2. Techniques de détection optiques actuelles**

Les deux principales technique de détection optiques les plus utilisées sont : détection avec marquage et sans marquage. la première, consiste à accrocher un marqueur fluorescent, comme par exemple le fluorophore, sur la molécule à détecter. Ce marqueur absorbe l'onde excitatrice provenant de la source et la restitue, à une autre longueur d'onde (onde émise). la deuxième, est basé sur la détection des molécules cibles dans leur forme naturelle. Cette technique permet donc d'analyser un échantillon de façon non destructive. De plus, elle fournit des informations quantitatives et cinétiques de l'interaction moléculaire étudiée [67]. La détection sans marquage offre l'avantage de pouvoir permettre une détection rapide puisque, contrairement à la détection avec marquage, il n'y a pas nécessité de marqueur la molécule cible. Elle permet donc de réaliser des mesures en temps réel, rapide et in-situ. Différentes méthodes de détection sans marqueurs fluorescents sont déjà développées et industrialisées comme la résonance de plasmon de surface (SPR et SPRI). aussi, l'utilisation de micro-résonateurs optiques comme transducteurs dans les capteurs optiques sans marquage fluorescent a été très bien développée. Avant de présenter les différentes techniques de détection optique sans marquage il est nécessaire de rappeler quelques propriétés caractérisant les capteurs optiques, afin qu'on puisse faire l'évaluation et la comparaison entres les différentes techniques de détection optiques.

## **2.3. Principales caractéristiques des capteurs**

Le choix d'un capteur se fait à partir des paramètres défini préalablement tels que le type et la nature de l'élément a détecté et l'enivrement ou la mesure sera effectuée. En métrologie, la détermination des performances d'un capteur se fait à travers des caractéristiques utiles tels que : l'étendue de mesure, la résolution, la fonction de transfert, la linéarité, les caractéristiques statistiques, le temps de réponse, la sensibilité, la limite de détection. Nous allons définir les paramètres qui nous semblent les plus important pour caractérisé un capteur. Ces derniers vont être utilisés pour comparer et évaluer les différents capteurs.

### 2.3.1. La sensibilité (s)

La sensibilité caractérise l'aptitude du capteur à détecter la plus petite variation de la grandeur à mesurer. C'est une caractéristique importante pour l'exploitation et l'interprétation des mesures. Elle est définie comme étant la variation du signal de sortie ( $S_{sortie}$ ) par rapport à celle du mesurande (m) (pente de la portion linéaire de la courbe d'étalonnage), et s'écrit [6] :

$$S = \frac{\Delta S_{sortie}}{\Delta m} \quad (2.1)$$

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

### 2.3.2. Précision

La définition du terme « précision » varie d'un auteur à un autre et inclut soit uniquement la reproductibilité ou la fidélité, soit également la notion de « justesse ». Elle définit l'écart en pourcentage que l'on peut obtenir entre la valeur réelle et la valeur obtenue en sortie du capteur. La précision peut être spécifiée en tant qu'écart type du signal d'erreur, c'est-à-dire la différence entre les valeurs réelles et les valeurs mesurées. Cependant, dans le but de construire un système universel pour la spécification des performances de détection, les recommandations générales consistent à utiliser l'exactitude comme un terme quantitatif et l'incertitude pour quantifier l'exactitude.

### 2.3.3. Résolution (Rm)

C'est le plus petit incrément de la valeur mesurée qui puisse être significativement mesurée par le capteur.

### 2.3.4. La limite de détection (LD)

Elle est définie comme la plus petite variation de mesurande pouvant être détectée par le capteur. Avec la considération que cette variation ne soit de bruit. La limite de détection dépend à la fois de la sensibilité S et de la résolution Rm du l'ensemble de l'instrument de mesure. Elle est représentée par le rapport de résolution de mesure Rm et la sensibilité S [6] :

$$LD = \frac{R_m}{S} \quad (2.2)$$

La limite de détection LD représente un paramètre important pour l'évaluation des performances des capteurs.

## **2.4. Techniques de détections optiques sans marquages**

Les techniques optiques sans marquage utilisées dans la détection des liquides et gaz, sont très nombreuses. Dans cette partie nous allons présenter un aperçu général sur les différents capteurs optiques sans marquage basant sur la mesure des variations d'indice de réfraction pour des applications de détection, ainsi qu'un bref état de l'art de leurs performances. Parmi les configurations les plus rencontrées, on distingue notamment les capteurs à résonance plasmonique de surface (SPR), les capteurs interférométriques à base d'interféromètre Mach Zehnder et Young, les capteurs à cristaux photoniques, les capteurs optiques à base des Micro-résonateurs optiques. Les techniques de détection associées à ces capteurs sont basées sur la variation d'une information caractérisant l'onde lumineuse comme :

1. La variation de l'onde lumineuse : Elle est basée sur la comparaison entre la lumière injectée dans le dispositif par rapport à celle de sortie. L'amplitude de l'onde étant modifiée relativement à l'action d'une perturbation du milieu dans lequel le capteur se trouve [68-70].
2. La variation de phase : l'exploitation de décalage induit par la réflexion totale interne afin d'utiliser pour une application capteur [70-74].
3. La variation de cohérence temporelle : La variation de cohérence temporelle : cette technique repose sur le principe d'interférométrie qui consiste à mettre en place une différence de chemin optique, donc un retard, entre les deux bras de l'interféromètre inférieure à la longueur de cohérence de la source utilisée [75].

### **2.4.1. Détection à champs évanescent optique**

Une onde évanescente se forme lorsqu'une onde incidente se propageant dans un milieu primaire d'indice  $n_1$  subit une réflexion interne totale (TIR) à son

interface avec un milieu secondaire d'indice  $n_2$ . Pour que le TIR se produise, et l'onde évanescente soit créée, la vitesse de phase de l'onde dans le milieu primaire  $v_{\phi_1}$  doit être inférieure à celle dans le milieu secondaire  $v_{\phi_2}$ . De plus, l'angle d'incidence, c'est-à-dire l'angle entre le vecteur d'onde de l'onde incidente et la normale à l'interface, doit être supérieur à un angle critique  $\theta_C$ , dont le sinus est égal au rapport des vitesses de phase du secondaire. et média primaire :

$$\sin(\theta_c) = \frac{v_{\phi,2}}{v_{\phi,1}} \quad (2.3)$$

La raison physique de l'existence d'ondes évanescentes réside dans la continuité nécessaire de champs scalaires ou vectoriels spécifiques associés aux ondes aux interfaces lors de l'apparition du TIR.

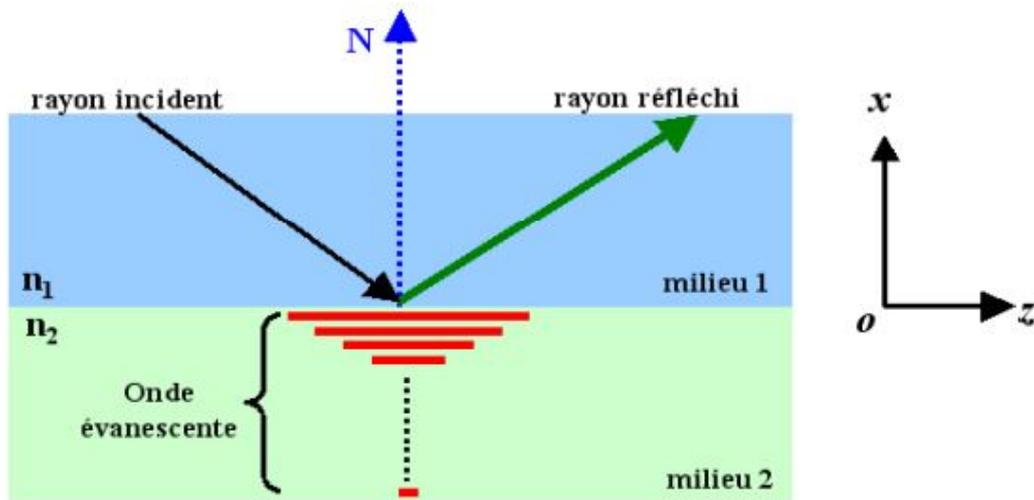


FIGURE 2.1. – Réflexion interne totale (TIR) d'une onde incidente à une interface [76].

#### 2.4.1.1. Déphasages induits par la réflexion totale interne TIR

La réflexion d'une onde électromagnétique à l'interface entre deux milieux, produit un décalage de phase entre l'ondes réfléchies et incidente. L'expression de ce déphasage peut être déterminée à la fois pour les ondes TE et TM polarisées linéairement à l'aide d'équations de Fresnel et montre que les valeurs du déphasage dépendent de la polarisation de l'onde, de l'angle d'incidence et des indices de réfraction complexes des deux milieux. Cela signifie que l'onde réfléchi, porte des informations sur l'indice de réfraction de ce milieu. A titre d'exemple, la réflexion d'une onde électromagnétique plane à l'interface plane

entre deux milieux diélectriques caractérisés par leurs indices de réfraction  $n_1$  et  $n_2$  respectivement. L'onde incidente est polarisée perpendiculairement au plan incident (onde TE). Le vecteur d'onde de l'onde incidente forme un angle  $\theta > \theta_C$  (cf. équation 2.4) avec l'interface plane afin qu'elle subisse une réflexion interne totale (TIR). L'expression du coefficient de réflexion en amplitude  $r_{TE}$  peut être écrite comme suite [77] :

$$r_{TE} = \frac{n_1 \sin \theta + j \sqrt{n_1^2 (\cos^2 \theta) - n_2^2}}{n_1 \sin \theta - j \sqrt{n_1^2 (\cos^2 \theta) - n_2^2}} \quad (2.4)$$

En raison de la réflexion interne totale,  $|r_{TE}| = 1$ , la puissance moyenne de l'onde transmise dans le milieu  $n_2$  est nulle, le coefficient de réflexion complexe  $r_{TE}$  peut être exprimé sous la forme  $r_{TE} = \exp(-j\phi)$ . Le déphasage  $\phi_{r_{TE}}$  induit par la réflexion de l'onde peut alors être écrit comme [77] :

$$\phi = -2 \arctan \left[ \frac{\sqrt{n_1^2 (\cos^2 \theta) - n_2^2}}{n_1 \sin \theta} \right] \quad (2.5)$$

Dans un guide d'onde optique, et après réflexion totale interne, le décalage de phase et donc la vitesse de phase du mode. Sa constante de propagation et son indice effectif dépendent également de l'indice  $n_2$  du milieu environnant. Une expression similaire mais non identique du décalage de phase  $\phi_{r_{TE}}$  peut être dérivée pour une onde TM.

## 2.4.2. Réfractomètres

L'application la plus évidente d'un capteur à ondes évanescentes consiste simplement à mesurer les indices de réfraction. Le principe de cette mesure est de comparer le signal obtenu avec le milieu à mesurer à un milieu de référence d'indice de réfraction connu. Ceci peut être utilisé, par exemple, pour mesurer de petites variations de la réfraction de solutions aqueuses avec des concentrations variables d'un composé chimique donné.

### 2.4.2.1. Détection homogènes

concernant la détection homogène, le transducteur est placé dans une solution contient l'élément à détecté. Comme illustrer sur la figure 2.2, le système construit d'un guide d'onde optique, où la présence des molécules dans la solution modifie l'indice de réfraction de la couche du confinement supérieur du

transducteur. Donc, ce changement d'indice modifié l'indice effectif du mode guidé lié à l'indice de la couche supérieur, et modifier les caractéristiques du signal du transducteur à la sortie du guide d'onde. A titre d'exemple, la phase ou l'intensité du signal. La mesure précise de cette modification, nous permet de connaître la quantité de molécule cibles dans la solution via une courbe d'étalonnage du capteur.

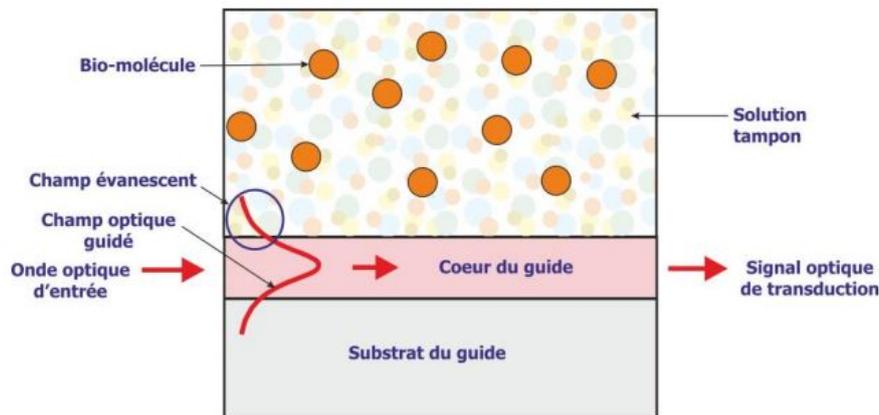


FIGURE 2.2. – Principe de la détection homogène à ondes évanescentes [6].

#### 2.4.2.2. Détection surfacique

Dans le cas de la détection surfacique, un récepteur spécifique à la molécule cible est ajouté sur la surface du transducteur comme illustrer sur la figure 2.3. Une fois le transducteur est placé dans une solution, la molécule cible s'attache sur le récepteur a travers une réaction chimique spécifique. Dans ce cas on obtient une modification de l'indice effectif du mode guidé pour les molécules détectés en surface et homogène. Après un rinçage, on élimine l'effet de la détection homogène. Cependant, les molécules détachées sur le récepteur à travers des liaisons fortes restes fixées sur le transducteur et produisent un décalage des valeurs des paramètres caractéristiques dans la phase et l'intensité du signal de transduction à la sortie du guide d'onde optique.

#### 2.4.3. Le principe des capteurs à ondes évanescentes

Dans la plupart des capteurs optiques à ondes évanescentes, le signal d'excitation, qui est une onde électromagnétique polarisée linéairement couplée à la

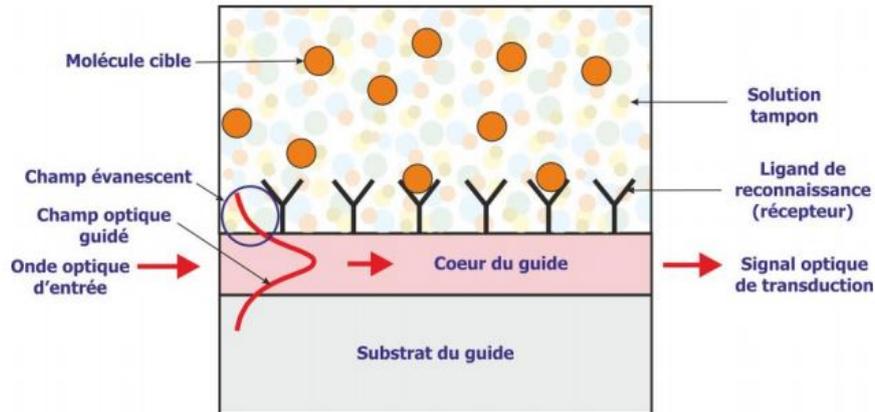


FIGURE 2.3. – Principe de la détection de surface à ondes évanescentes [6].

couche guidante « *coeur* », caractérisée par un indice de réfraction élevé entouré par deux couches d'indice de réfraction faible. La couche supérieure du guide optique est en contact avec le mesurande. En raison des déphasages induits par le TIR, les informations sur le mesurande sont converties en vitesse de phase de l'onde guidée. Pour lire cette vitesse de phase, l'onde porteuse est directement convertie en un signal électrique « tension », via un photodétecteur. Le principal avantage de ces capteurs, par rapport aux autres, est la grande précision obtenue lors de mesures RI. La résolution des capteurs à ondes évanescentes en indice de réfraction, allée jusqu'à  $10^{-7}$  RIU (Refractive Index Unit) [77], permet de mesurer de très petites variations des mesurandes.

## 2.5. Les différents capteurs optiques : état de l'art

### 2.5.1. Méthode de Résonance plasmonique de surface SPR

Le phénomène de résonance des plasmons de surface a été étudié pour des applications de détection dans les années 1980 [78]. Actuellement, plusieurs capteurs optiques basés sur le SPR sont commercialisés par des entreprises internationales, comme, Biosensing Instrument[79], Bionavis [80], reichert technologies [81], GE Health Care [82]. La figure 2.4 présente le principe de détection par la SPR. Les plasmons de surface sont des oscillations de la densité de charge qui existe à l'interface entre deux couches de matériaux possédant des constantes diélectriques différentes, généralement, un métal et un diélectrique. Le couplage de cette interface métal-diélectrique avec un prisme de la lumière génère une

onde évanescente qui pénètre dans la couche métallique. Le couplage peut se faire avec d'autres éléments comme, une fibre optique, un réseau de diffraction [83]. Le phénomène de résonance de plasmons de surface ce produira à travers le couplage de la constante de propagation du champ évanescent des plasmons de la surface et les photons avec les électrons de la bande de conduction de la couche métallique a une angle d'incidence précis  $\theta$ . La résonance des plasmons de surface fait alors chuter le coefficient de réflexion du métal dû au pic d'absorption d'énergie du faisceau incident près de l'angle de résonance. Il Existe une autre méthode pour mesurer la chute de coefficient de réflexion par résonance de plasmons de surface, qui consiste à fixer l'angle d'incidence  $\theta$  et varier la longueur d'onde[43]. L'onde électromagnétique dans le milieu, qui présente un caractère d'onde évanescente, va être modifiée lors de la fixation de molécules sur la surface. L'interrogation angulaire qui consiste à faire varier  $\phi$  pour une longueur d'onde fixée, ou l'interrogation spectrale qui consiste à faire varier la longueur d'onde pour un angle  $\theta$  fixé, permettant d'identifier cette résonance, va déterminer la présence des molécules fixées en surface du capteur.

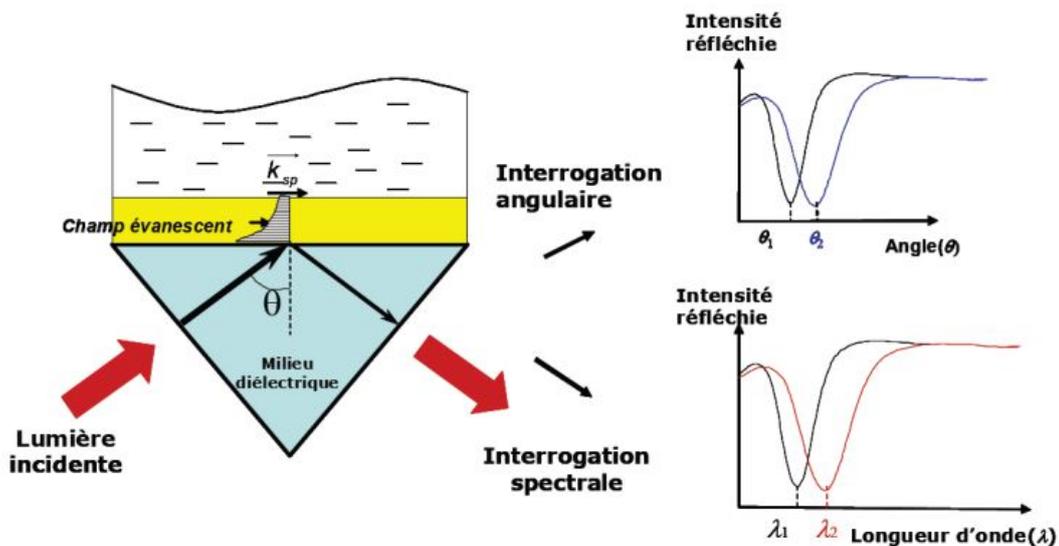


FIGURE 2.4. – le principe de détection avec la méthode SPR [76].

### 2.5.2. Capteurs optiques à base de guide d'onde

Le principe de détection des capteurs à base d'un guide d'onde, est basé sur le phénomène de confinement de la lumière entre des couche sandwich caractérisés par des indices de réfraction différents, généralement, de celle de milieu le plus élevé comme illustré sur la figure 2.2. Le confinement de la lumière est

dû à un fort contraste d'indice qui engendre une réflexion importante aux interfaces de la couche propagatrice. Malgré le confinement de la lumière, une onde évanescente, va s'étendre notamment sur une profondeur de pénétration de quelques nm dans les couches d'indices faibles. La présence de molécules sur la couche supérieure modifier le couplage de l'onde lumineuse au sein du guide d'onde. Donc, le principe de détection est basé sur la mesure de l'intensité lumineuse qui se propage. Ce type de détection est très sensible, cependant, il présente des inconvénients similaires à celle SPR, c'est que la détection n'est sensible que dans la zone proche de la surface.

### 2.5.3. Capteurs à base d'Interféromètres

Les deux configurations les plus utilisées pour des fonctions de détection sont les interféromètres de Young et de Mach-Zehnder, dont la différence est illustrée sur la Figure 2.5. Ces deux structures possèdent une configuration différente, mais, ont le même principe de détection qui est basé sur la variation de l'indice de réfraction qui induit une modification de phase de la longueur d'onde incidente due à la présence de l'analyte.

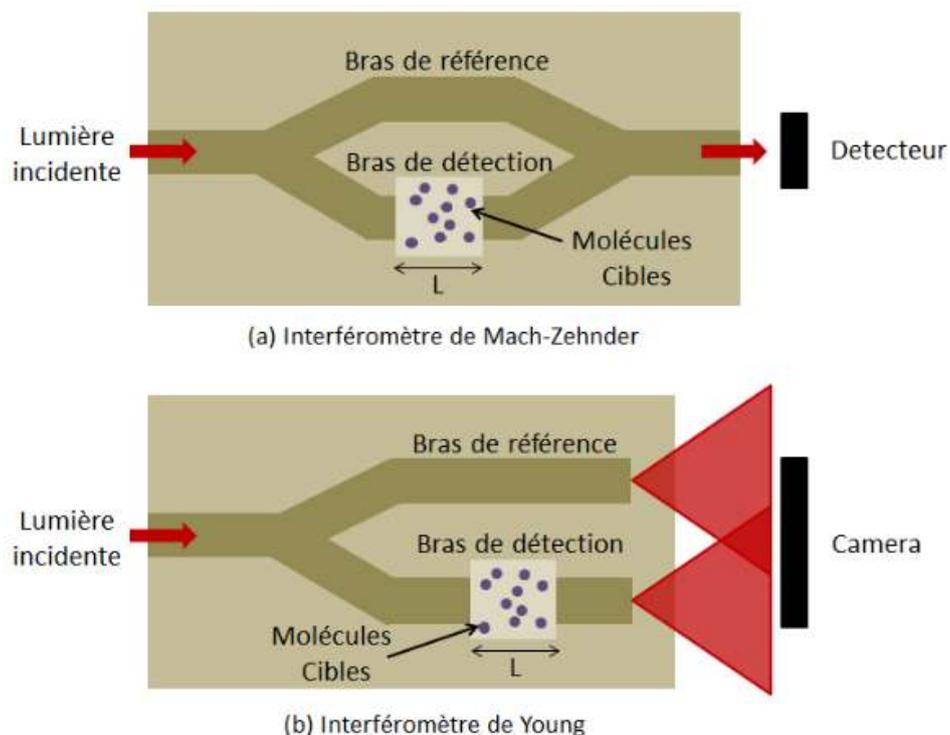


FIGURE 2.5. – (a) Schéma d'un interféromètre de Mach-Zehnder. (b) Schéma d'un interféromètre de [43].

Pour les deux interféromètres, la lumière dans le guide d'ondes est d'abord divisée en deux faisceaux à travers une jonction de forme Y vers deux autres guides d'ondes, le bras du capteur et le bras de référence. Dans le cas de l'interféromètre de Mach-Zehnder, les deux faisceaux sont recombinaés en un seul guide d'onde, comme illustré à la figure 2.5 (a), L'intensité lumineuse transmise mesurée permet de remonter à la différence de phase liée à la variation d'indice. Dans le cas d'un interféromètre de Young, les deux intensités transmises sont récoltées sur une caméra CCD où se produira une image d'interférences figure 2.5(b). Le changement des franges, induit par les molécules, est analysé par une transformée de Fourier rapide [84-86]. Les capteurs basés sur l'interféromètre de Young sont caractérisés par des limites de détection les plus faibles par rapport aux autres capteurs optiques qui est de l'ordre  $10^{-8}$  à  $10^{-9} RIU$  [87]

#### 2.5.4. Capteurs à base des cristaux photoniques

Dans le chapitre I, nous avons illustré les caractéristiques périodiques des cristaux photoniques. La présence d'un défaut dans ces structures engendre la création d'un pic de résonance dans la bande interdite. La position spectrale de ce pic de résonance dépend de l'environnement du défaut. Cette position est modifiée avec la présence d'un élément cible que l'on souhaite détecter autour du défaut. Comme montré sur la figure 2.6. les cristaux photoniques 1D, 2D, et 3D ont été étudiés pour des applications capteurs [52].

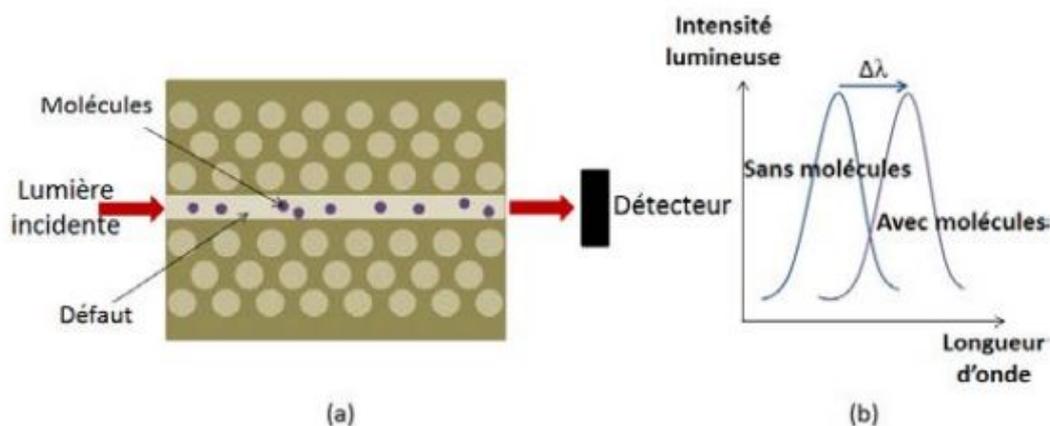


FIGURE 2.6. – Principe d'un capteur à base d'un cristal photonique à deux dimensions [43].

En 2003, les premiers capteurs en cristal photoniques 1D ont été proposés par Cunningham et al [88]. Ces biocapteurs consistent en une fine couche structurée pé-

riodiquement d'un matériau diélectrique possède un indice de réfraction élevé déposer sur un substrat plastique. Le dispositif a été conçu de telle sorte qu'une bande de longueur d'onde de 2 nm soit réfléchi lorsque celui-ci est éclairé sous incidence normale par une lumière blanche. Le décalage selon les plus grandes longueurs d'onde (décalage dans le rouge) signifie qu'un matériau est absorbé en surface. Un décalage de 2.5 nm a été mesuré lors de la reconnaissance d'ADN à la surface du CP.

En 2004, le groupe Chow et al, basant sur une micro-cavité en cristal photonique 2D ont démontré la détection de changement d'indice de réfraction de 0.002 (solution commerciale de silicone évaporée en surface) avec un facteur de qualité de l'ordre 400 [89]. Ensuite, Loncar et al [90] ont pu améliorer la limite de détection à 0.001 RIU en utilisant une microcavité à CP 2D optimisée. En 2012, Lin et al ont réussi à détecter un nombre fini de molécules dans une solution complexe grâce à des capteurs à CP destinés à la détection de molécules uniques [91]. A partir de 2009, des architectures de cavités à CP à tranchée commencent à montrer de bonnes performances, des sensibilités dépassant les 1000 nm/RIU pouvant être atteintes [92]. Ces capteurs ne possèdent pas encore d'aussi bonnes limites de détection que les capteurs interférométriques, ou les capteurs SPR mais des études sont menées pour améliorer cette limite de détection notamment par le biais de l'augmentation du facteur de qualité des structures, permettant d'obtenir un pic de résonance plus fin, d'un ordre de grandeur, jusqu'à  $10^5$  dans l'eau glucosée, permettant d'obtenir une limite de détection de  $8,6 \cdot 10^{-6}$  RIU [93].

## **2.5.5. Capteurs à base des micro-résonateurs optiques**

### **2.5.5.1. Introduction**

Au chapitre 1, nous avons présenté les différentes configurations des micro-résonateurs optiques et leurs caractéristiques. Afin d'exploiter le caractère résonant des micro-résonateurs dans des applications de détection comme capteur, plusieurs recherches ont été menées sur ces derniers. Les micro-résonateurs utilisent le principe de détection par évanescente qui permet de déterminer l'indice de réfraction une fois l'analyte est sur la surface du micro-résonateur. Les micro-résonateurs sont caractérisés par le facteur de qualité Q qui représente le nombre de tours parcourus par la lumière, qui détermine la longueur d'interaction entre la lumière et l'élément à détecter. Les micro-résonateurs sont caractérisés aussi par des facteurs de qualité important s'étalent de  $10^3$  jusqu'à  $10^9$  pour les micro-résonateurs sphériques, ce qui donne l'avantage à ces structures pour détecter

une faible concentration de l'analyte, et permet aussi d'avoir une limite de détection la plus faible [94]. Donc, par rapport aux autres techniques présentés précédemment, les micro-résonateurs permettent d'offrir l'avantage d'avoir des capteurs avec des dimensions réduites, sensibles et possédant de faible limite de détection LD [6].

### 2.5.5.2. Capteurs à base de micro-résonateurs Anneau (Micro-ring)

Plusieurs capteurs optiques à base des micro-résonateurs ont été étudiées et développées pour la détection des contraintes dans les matériaux [95], des capteurs gyroscopes miniaturisés pour des applications aérospatiales [2]. Des bio-capteurs pour la détection de Glucose. [96]. La figure 2.7 représente le principe de détection d'un capteur à base d'un micro-résonateur d'une forme anneau, ce principe reste valable pour toutes les autres formes des micro-résonateurs. La présence de l'élément a détecté sur le micro-résonateur engendre le décalage de la position de raies de résonance due à la variation d'indice de réfraction. Figure b 2.7b.

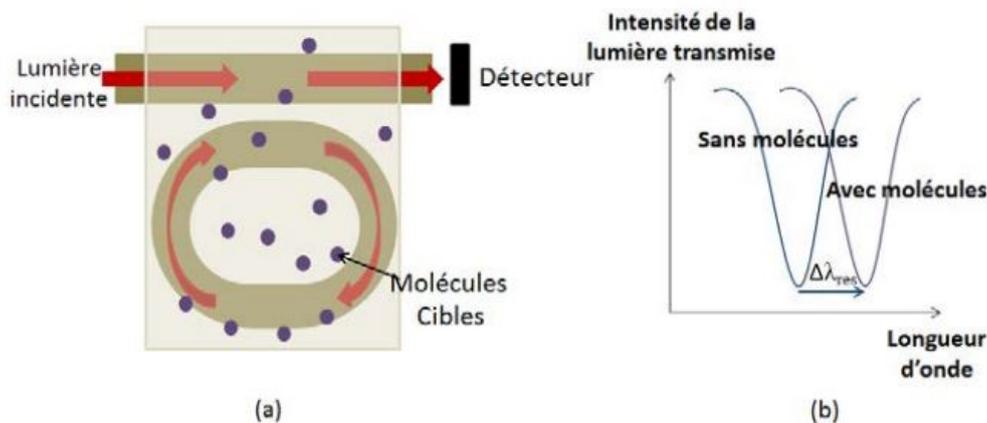


FIGURE 2.7. – Schéma d'un micro-résonateur en forme d'hippodrome [43].

### 2.5.5.3. capteurs à base de micro-résonateurs à mode de galerie

Parmi les micro-résonateurs basant sur le mode de Galerie les plus étudiés est la Micro-sphère. Cette dernière est fabriqué généralement en Silicium, Germanium ou polymère [8]. Pour des applications capteurs, des limite de détection de l'ordre de  $10^{-7}$  RIU obtenue par une sphère de silice de diamètre égal à  $55\mu\text{m}$  et une sensibilité de  $30\text{ nm/RIU}$  [97]. Il est à noter que, la forme sphère est difficile a intégrée dans un dispositif micro-fluidique avec d'autres composants optiques

[98]. D'autres formes ont été étudiés tel que les Micro-disque et les Micro-tors. Les Micro-tors possèdent une cavité résonante de forme toroïdale figure 2.8b. sont caractérisés par un très grand facteur de qualité qui est de l'ordre  $10^8$  [99] [100]. Des travaux sur un Micro-tors de diamètre de  $80\mu\text{m}$  ont montré la possibilité de détection de la molécule unique d'interleukine 2 [99]. Les micro-résonateurs à base d'une cavité sous forme disque, présentés dans la figure 2.8c sont réalisables d'une manière planaire [101]. Pour la détection de *LiCl*, un micro-disque de diamètre de  $20\mu\text{m}$  possède une sensibilité de  $230\text{nm}/\text{RIU}$ , et une limite de détection de l'ordre  $10^{-7}$  RIU. La figure 2.8 montre les différentes formes de micro-résonateur à mode de Galerie.

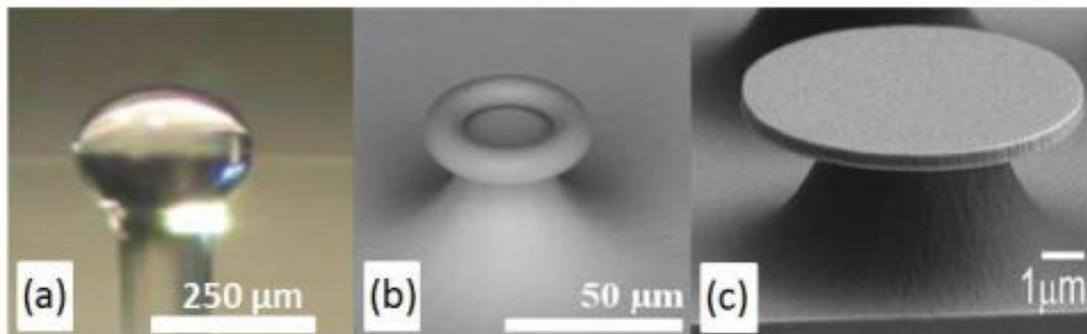


FIGURE 2.8. – Exemples de micro-résonateurs à modes de galerie pour des applications capteurs. (a) Micro-sphère, (b) Micro-tore, (c) Micro-disque [43].

Les capteurs à base de Micro-résonateur Fabry-Pérot constituent une autre configuration émergente et qui a fait l'objet d'étude de cette thèse, seront abordés dans la section suivante.

#### 2.5.5.4. Capteurs à base de micro-résonateur Fabry-pérot

Les capteurs à base des Micro-résonateurs Fabry-Pérot font parties des techniques de réfractométries en volume permettant de mesurer l'indice de réfraction IR de l'analyte (liquide, gaz). Sont des cavités de longueur ( $d$ ) enfermées entre deux miroirs qui provoquent la lumière de se refléter successivement entre ces miroirs. La longueur ( $d$ ) est conçue pour fournir des interférences constructives à certaines longueurs d'onde ( $\lambda$ ), car elle est égale à des multiples de  $\lambda/2$ , conduisant à un signal maximal à la sortie du résonateur. Pour les autres longueurs d'onde, il se produit une interférence destructive à divers degrés, donnant différents niveaux de signal avec moins de valeurs ; par conséquent, un spectre d'interférence est obtenu pour différentes longueurs d'onde incidentes. En in-

introduisant l'échantillon (liquide ou le gaz) à l'intérieur de la cavité, les pics du spectre se décalent en fonction de l'indice de réfraction ( $n$ ) de cet élément et de la longueur de cavité effective correspondante ( $n.d$ ), permettant la détection du IR. Plusieurs capteurs à base des micro-résonateurs FP ont été développés pour des applications de mesure de la température, en analyse chimique/biocapteurs [9, 102], la détection de l'humidité [103], et de pression. [104].

#### **2.5.5.5. Capteurs à base de micro-résonateur Fabry-pérot utilisant des fibres optiques**

La plupart des capteurs FP sont basés sur des cavités à fibres optiques, dans lesquelles les miroirs sont déposés ou collés sur les faces d'extrémité des fibres optiques [105]. Où des interférences sont dues à la réflexion de la lumière entre deux surfaces d'une fente à coupe fine dans une fibre. La réflectance à l'interface fibre/air étant relativement faible (quelques pour cent seulement), la sensibilité de ces dispositifs n'était pas satisfaisante, peuvent conduire à un facteur de qualité  $Q$  faible [106-109]. De plus, les FP à base de fibres ne peuvent pas être facilement intégrés sur puces micro-fluidiques. Les capteurs à fibre optique basés sur l'interférométrie FP ont fait leur apparition pendant plusieurs décennies. L'un des premiers travaux publiés sur le sujet a été réalisé par Yoshino et al. [110], en 1982. L'interféromètre proposé consistait en une fibre monomode (SMF) à faces d'extrémité à haut pouvoir réflecteur revêtues de diélectrique. Les propriétés de base de l'interféromètre à fibre ont été étudiées, parmi lesquelles la finesse, la polarisation et la réponse thermique. Cette configuration a été proposée comme capteur de température, de vibrations mécaniques, d'ondes acoustiques, de tension alternative et de tension alternative et continue. En 1988, un simple capteur de pression a été proposé [111]. La tête de détection était composée d'un SMF et une cavité était formée par l'utilisation de deux miroirs. L'un des miroirs était fixe, tandis que l'autre pouvait bouger à cause des variations de pression. Une nouvelle configuration de FP a été proposée en 1993 par Sirkis et al. [112]. Le capteur était constitué d'une fusion de fibres à noyau creux épissée en deux SMF. La fibre à noyau creux avait le même diamètre extérieur que la fibre optique. Ce capteur a été testé en contrainte dynamique en utilisant un brancard piézoélectrique pour induire des variations de contrainte. Le capteur proposé est illustré sur la Figure 2.9. Cette conception de capteur innovante a été la base du développement de plusieurs capteurs basés sur une fibre à noyau creux.

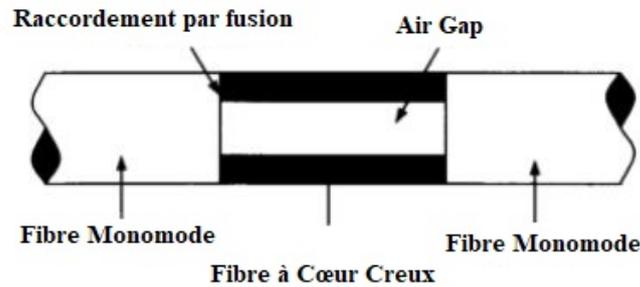


FIGURE 2.9. – capteur a base de fibre optique [112].

#### 2.5.5.6. Capteurs à base de micro-résonateur Fabry-pérot utilise des miroirs plats

En 2011, un simple capteur optique à base d'une cavité Fabry-Pérot et des miroirs de Bragg plats a été développé par R-st-Gelais. Une fibre optique placée à côté des miroirs de Bragg pour injecter la lumière dans la cavité, comme présenté dans la figure 2.10. La sensibilité obtenue pour la mesure de l'indice de réfraction est de l'ordre de 900 nm/RIU. La sensibilité en indice de réfraction de  $1.0710^{-5}$  RIU [113].

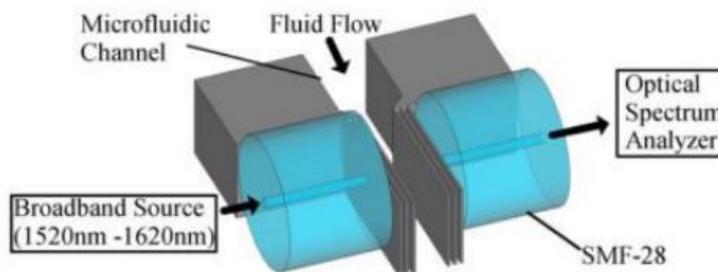


FIGURE 2.10. – Capteur à base d'une cavité Fabry-pérot [113].

En 2012, Antoin leblanc et al [114], a proposé un capteur de détection des cellules, contient une partie micro-fluidique et un système de détection optique basé sur un réfractomètre Fabry Pérot basé sur les miroirs de Bragg plats, la lumière est injectée dans la cavité à travers le guide. Le composant contient aussi un canal micro-fluidique qui permet le passage de la cellule dans la cavité du capteur 2.11 a.

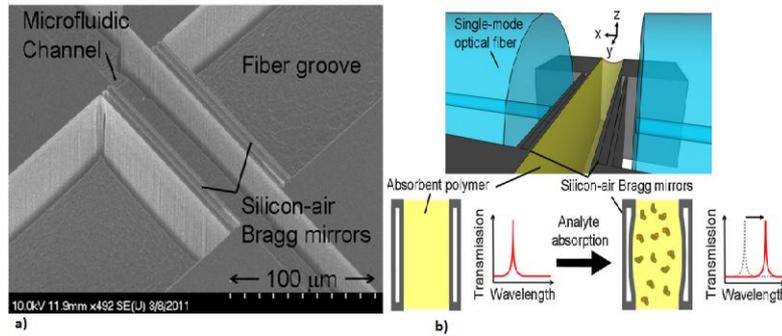


FIGURE 2.11. – a) capteur a base d'une cavité FP et guide d'onde [114], b) capteur a base d'une cavité Fabry-Pérot connectée à fibre optique [115].

Ensuite, Le même groupe ont développés une série de capteurs optiques utilisant une cavité résonante Fabry-Pérot constituée de miroirs de Bragg plats. Ces capteurs intégrés sur puce de silicium peuvent être utilisés afin de mesurer l'accélération avec grande précision [116] ou comme des capteurs de gaz [117]. La structure de base est représenté sur la figure 2.11b. En 2015, Dr Jubinville Philippe basant sur la même structure de capteur de gaz a pu améliorer les performances et augmenté la réponse a plusieurs gaz. Le dispositif a été testé pour les gaz suivants ; Toluène, Butanol, Acide valérique et le Limonène. Les sensibilités obtenues sont de l'ordre de  $1,07.10^{-3}$  ,  $1,53.10^{-4}$  ,  $3,15.10^{-3}$  ,  $107.10^{-2}$  nm/ppm respectivement [118].

#### 2.5.5.7. Capteurs à base de micro-résonateur Fabry-pérot utilise des miroirs courbés

Les résonateurs FP à base des miroirs plats comme illustré sur la Figure 2.12(a) possèdent des valeurs de facteur de qualité Q limitées en raison d'échappement rapide de la lumière divergente de la cavité après quelques allers-retours ce qui induit des pertes. En 2013, inspirant de la cavité à base des miroirs sphériques illustrés sur la Figure 2.12(b) Le groupe de recherche de Pr Bouruina ont proposés une architecture pour surmonter ces limitations. Où ils ont développés une structure similaire avec l'utilisation des miroirs de Bragg courbés de forme cylindrique figure (2.12(c)), combinés avec un tube capillaire à travers lequel passe un fluide homogène (figure 2.12(d)). Cette structure a permet de réduire les pertes et d'assurer la stabilité de la cavité [44].

Les structures réalisées montrent des performances supérieures en termes de facteur de qualité par rapport aux cavités conventionnelles à miroirs plats. Ainsi, ils présentent un fort potentiel pour les applications opto-fluidique et pourraient

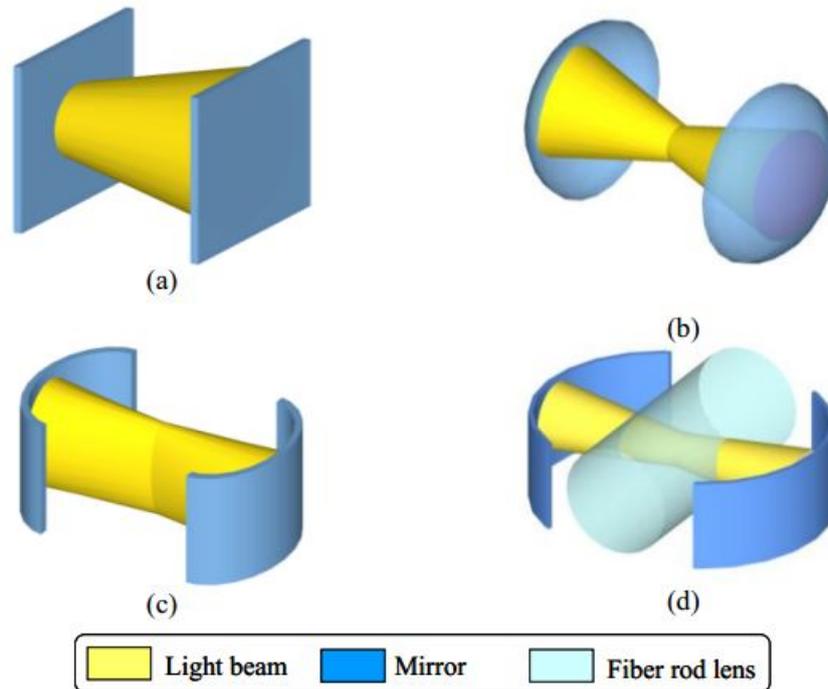


FIGURE 2.12. – Fabry perot microresonateur a) plate b) sphérique c) cylindrique d) avec Tube capillaire [44].

être utilisés dans les microsystèmes d'analyse de type Lab-on-Chip. Cette structure a été testé pour réfractométrie colloïdale [119-121], Une sensibilité élevée de l'ordre de  $1125 \text{ nm} / \text{RIU}$  avec une limite de détection (DL) de  $5.10^{-4}$  peut être atteinte.

Tableau 2.1 : Caractéristiques de quelques capteurs optiques.

Structure	Molécule	Q	LD(UIR)	Référe
SPR	-	-	$10^{-8}$	[122]
Cristaux photoniques	-	-	$8, 6.10^{-6}$	[93]
grating coupler	-	-	$10^{-7}$	[123]
Interféromètre de Mach-Zehnder	-	-	$2, 10.10^{-8}$	[124]
Interféromètre de Young	-	-	$9.10^{-9}$	[125]
Sphère	Ethanol	$5.10^6$	$10^{-7}$	[97]
Tore	InterleuKine2	$1, 83.10^8$	molécule unique	[99]
Disque	Température	$10^4$	$10^{-7}$	[126]
Fabry-Pérot	colloïdal	$2, 8.10^3$	$5.10^{-4}$	[121]

TABLE 2.1. – Différents Capteurs optiques.

## **2.6. Conclusion**

Nous avons donc vu, dans ce chapitre, les principales grandeurs caractérisants un capteur, afin qu'on puisse faire la comparaisons entre les différentes technique de détection optique. Nous avons aussi présenté quelques définitions de base notamment l'onde évanescente, le déphasage, la mesure de l'indice de réfraction, etc. Par la suite, nous avons pu récapituler et faire une comparaison en terme de performance en sensibilité et limite de détection LD entre les techniques de détection basant sur le principe de la mesure de l'indice de réfraction. nous avons vu les avantages et les performances qui offrent les capteurs intégrés a base des Micro-résonateurs optiques. Le chapitre suivant sera entièrement dédié à la présentation générale des méthodes numérique et l'outil FDTD utilisé dans cette étude.

# 3. Le principe de la Méthode FDTD

## 3.1. Introduction

Avec l'évolution des méthodes de calcul et les moyens informatiques, la simulation numérique est devenue très cruciale, car elle permet d'obtenir une bonne compréhension des phénomènes physiques, et réduire le temps et le coût de fabrication des composants optiques. La propagation des ondes électromagnétiques est décrite par les équations de Maxwell. Ces dernières peuvent être résolues en utilisant soit la méthode du domaine temporel, ou du domaine fréquentiel. Les solveurs d'équations de Maxwell les plus couramment utilisés dans le domaine fréquentiel sont la méthode des éléments finis (FEM) [127] et la méthode des moments (MoM) [128]. La MoM ne peut calculer les courants de surface que sur des matériaux conducteurs, de sorte qu'il n'est pas utile pour simuler la propagation d'une onde dans un milieu non conducteur. La FEM peut simuler la propagation des ondes dans n'importe quel support, mais c'est la méthode du domaine fréquentiel [129] qui ne peut gérer qu'une seule fréquence dans un seul cycle de calcul. Certaines techniques d'amélioration sont introduites dans la méthode FEM, telles que la méthode des éléments finis dans le domaine temporel (TDFEM) [130], mais la mise en œuvre des méthodes FEM et TDFEM est compliquée par rapport à la méthode FDTD [131]. La méthode FDTD est une méthode temporelle capable de gérer toutes les composantes de fréquence dans un signal multifréquence lors du calcul de la propagation des ondes électromagnétiques. La méthode FDTD a été décrite pour la première fois par Yee en 1966 [132]. Cette méthode est explicite, facile à comprendre et à implémenter dans les programmes de simulation. Par conséquent, la méthode FDTD est la méthode numérique la plus répandue pour la résolution de problèmes électromagnétiques [133]. D'autre part, le calcul de la méthode FDTD nécessite une énorme quantité de moyens de calcul. La condition de stabilité du Courant Friedrichs Lewy (CFL) limite le pas de temps pour le calcul de la méthode FDTD [134]. Si la discrétisation

sation spatiale du calcul doit être petite pour obtenir des résultats très précis, la taille de la discrétisation temporelle doit satisfaire à la condition de stabilité de la LFC. Ainsi, un pas de temps inutilement petit est imposé pour le calcul, et le temps CPU total augmente avec une augmentation du nombre de pas de temps.

La méthode FDTD présente un grand nombre d'avantages :

Tout d'abord, c'est une méthode simple : elle met en jeu, en effet, des concepts et des outils de résolutions élémentaires (équationse de Maxwell, différences finies).

Ensuite, elle permet l'obtention en une seule simulation des informations temporelles et spectrales sur une structure. Elle apporte aussi des éléments de compréhension sur l'établissement du champ électromagnétique dans la structure en offrant la possibilité d'obtenir la distribution du champ à différents temps.

Enfin, cette méthode permet l'évaluation en fonction de temps de nombreuses autres grandeurs comme le vecteur de Poynting ou l'énergie électromagnétique stockée. En revanche, elle requière des moyens de calcul et des capacités mémoires informatiques importantes, dépendant de la taille de l'espace de travail. Pour diminuer les temps d'exécution, les espaces de travail doivent être choisis assez réduits.

En particulier, nous allons tout d'abord examiner dans ce chapitre, les principaux points clés de la méthode FDTD : la discrétisation des équations de Maxwell aux sens des différences finies centrées, le critère de stabilité, les conditions aux limites et le plan de travail utilisé par la simulation FDTD.

## **3.2. les méthodes numériques de calcul**

Avant entamer la méthode FDTD, nous allons illustrer un bref description des méthodes de calcul les plus utilisées dans le domaine d'optiques, a titre d'exemple, la méthode des matrices de transfer, la méthode des élément finis (FEM), la méthode des ondes planes.

### **3.2.1. La méthode des matrices de transfert**

Elle est souvent utilisée pour déterminer les coefficients de réflexion et de transmission des empilements unidimensionnels [135], mais a été adaptée au cas bidimensionnel par Pendry [136, 137]. La structure est divisée en une succession de couches et une matrice de transfert permet de relier les champs dans une couche à ceux de la couche précédente [138]. La fréquence est ici une variable, et non plus une inconnue comme dans le cas des ondes planes. Ainsi, il est

aussi possible, par cette méthode, de remonter à la structure de bande puisque l'on calcule les éventuels vecteurs d'onde de propagation en fonction de la fréquence. De plus, l'éventuelle dépendance en fréquence du constant diélectrique sera plus facilement prise en compte. Pour ceux qui s'intéressent à cette méthode, Le fichier source d'un programme développé dans le laboratoire de Pendry [139] est disponible sur Internet à l'adresse citée dans la référence [140]. Un exécutable Windows basé sur ce programme et écrit par Reynolds, de l'Université de Glasgow, est également en libre accès [141].

### 3.2.2. Méthode des éléments finis FEM

Une des premières étapes dans les méthodes FEM consiste au maillage de la structure ; c'est-à-dire à la division de l'espace de travail en petits éléments. La taille des éléments ainsi découpés est fonction du détail de la géométrie de la structure. Pour chaque élément fini, une simple loi de variation de champ est exprimée. Le but de l'analyse consiste à calculer le champ aux différents nœuds (coins de chaque élément découpé). La plupart des méthodes d'éléments finis utilisent des techniques variationnelles formulées à partir des équations de Maxwell [142, 143]. Ces techniques consistent à minimiser ou maximiser une expression qui est connue pour être stationnaire autour de la solution. Généralement, les méthodes d'éléments finis recherchent l'expression des champs électriques en minimisant la fonction d'énergie. Les champs magnétiques pourront être obtenus à partir des champs électriques ainsi calculés. Un du grand avantage de cette technique par rapport aux autres techniques numériques est que les propriétés électriques et géométriques de chaque élément peuvent être définies indépendamment les unes des autres. Cela peut se traduire par un maillage différent entre une partie du système où la géométrie est plus complexe et le reste de l'espace à analyser.

### 3.2.3. La méthode des ondes planes

La méthode des ondes planes est très bien adaptée pour des structures périodiques supposées de dimensions infinies pour la détermination des modes propres et du diagramme de dispersion de la structure. Comme  $\epsilon_r(\vec{r})$  est périodique,  $\vec{E}(\vec{r})$ ,  $\vec{H}(\vec{r})$  satisfont le théorème de Bloch et peuvent être décomposées sous la forme :  $\vec{E}(\vec{r}) = u_{(\vec{k})}(\vec{r}) \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}}$  et  $\vec{H}(\vec{r}) = v_{(\vec{k})}(\vec{r}) \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}}$ , 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  $\epsilon_r(\vec{r})$ ,  $u_{(\vec{k})}(\vec{r})$   $v_{(\vec{k})}(\vec{r})$  en séries de Fourier [144]

$$\epsilon_r(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \epsilon_r(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G}\vec{r}} \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{r}) = u_{\vec{r}}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}} &= \left[ \sum_{\vec{G}} u_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G}\vec{r}} \right] e^{i\vec{k}\vec{r}} = \\ &= \left[ \sum_{\vec{G}} u_{\vec{k}}(\vec{G}) e^{i(\vec{G}+\vec{k})\vec{r}} \right] \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} \vec{H}(\vec{r}) = v_{\vec{r}}(\vec{r}) \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}} &= \left[ \sum_{\vec{G}} v_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G}\vec{r}} \right] \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}} = \\ &= \left[ \sum_{\vec{G}} v_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{i(\vec{G}+\vec{k})\vec{r}} \right] \end{aligned} \quad (3.3)$$

Où :  $\vec{G}$  est un vecteur du réseau réciproque et où  $\epsilon_r(\vec{G})$ ,  $u_{\vec{k}}(\vec{G})$  et  $v_{\vec{k}}(\vec{G})$  sont les composantes dans l'espace réciproque ( que l'on peut déterminer par une intégrale de Fourier). alors, par exemple, pour le champ électrique, et d'après [144] on obtient :

$$-(\vec{G} + \vec{k})_x [(\vec{G} + \vec{k})_x u_{\vec{k}}(\vec{G})] = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\vec{G}} \epsilon_r(\vec{G} + \vec{G}') u_{\vec{k}}(\vec{G}') \quad (3.4)$$

Ceci est un système linéaire. Il est de dimension infinie car il y a une infinité de vecteurs  $\vec{G}$  du réseau réciproque. Cependant, les vecteurs de grande amplitude ont un poids faible dans le calcul des bandes de faible ordre. Les développements en séries peuvent être limités à N ondes planes. Alors, en considérant les trois dimensions de l'espace, le système en séries peuvent être limités à N ondes planes. Alors, en considérant les trois dimensions de l'espace, le système est de dimension 3N. La diagonalisation, qui doit être effectuée pour chaque valeur de  $\vec{k}$ , permet alors de déterminer les valeurs propres  $w_n(\vec{k})$  (n servant à numéroter les valeurs propres). En pratique, les valeurs de  $\vec{k}$  sont limitées à certaines directions de symétrie de la première zone de Brillouin. Les courbes de dispersion du cristal photonique sont alors obtenues, et c'est le diagramme de bande du cristal. De manière générale, quand les vecteurs  $\vec{k}$  décrivent la première zone de Brillouin, les fréquences  $w_n(\vec{k})$  recouvrent continûment le spectre d'énergie. Cependant, il existe les bandes interdites photoniques ou à vrai dire les domaines d'énergie dans lesquels aucun mode  $w_n(\vec{k})$  n'est accessible. La méthode des ondes planes nous permet aussi de calculer la distribution des champs électriques et magnétiques de chacun des modes dans la

structure et la densité d'états. En pratique, la structure est définie par une cellule et par un réseau périodique selon lequel cette cellule est reproduite pour couvrir entièrement l'espace. La cellule peut être uniquement le motif du cristal photonique pour un cristal sans défauts, mais peut aussi être de dimension plus grande (on parle alors de « supercellule ») pour tenir compte d'un défaut ponctuel ou linéaire dans le cristal (cas des cavités ou guides d'onde). Un des codes de calcul utilisés, écrit par des chercheurs du Massachusetts Institut de la technologie [145], est en libre accès sur l'adresse Internet de la référence [146].

### **3.2.4. La méthode FDTD (Finite Difference Time Domain)**

Comme déjà mentionné, Elle a été proposée pour la première fois par Yee en 1966 [131]. Cette méthode ne nécessite aucune hypothèse de départ sur la forme possible des solutions ou des ondes se propageant dans la structure, ce qui la rend indépendante de la géométrie du système à simuler. Un autre avantage réside dans sa faculté à couvrir un large spectre de fréquences avec une seule simulation en ayant recours à la transformée de Fourier. C'est une méthode numérique populaire et très répandue pour la résolution des problèmes de l'électromagnétisme, pouvant être appliquée aux milieux conducteurs comme elle peut être appliquées aux milieux diélectriques. Cette méthode est particulièrement intéressante pour connaître la réponse spectrale d'un système non nécessairement périodique et pour calculer les distributions de champ dans des structures de dimensions finies [146, 147]. L'inconvénient majeur de cette méthode, qui tend cependant à s'estomper avec les évolutions des capacités informatiques, est qu'elle exige des ressources de calculs importantes. Nous nous sommes donc limités à une utilisation purement bidimensionnelle de cette méthode. La méthode FDTD, est fondée sur la résolution directe des équations de Maxwell dans le domaine temporel, ces dernières sont ensuite discrétisées et appliquées sous forme d'un logiciel. Si on remarque les équations de Maxwell, on trouve que la dérivé en fonction du temps du champ électrique  $E$  dépend de la courbure du champ magnétique  $H$ . cela veut dire que la variation du champ  $E$  par rapport au temps (la dérivé) dépend de la variation du champ  $H$  dans l'espace (la courbure). D'ici on peut inspirer l'équation de base de la FDTD, d'où la nouvelle valeur du champ  $E$  dépend de l'ancienne valeur de  $E$  (la différence dans le temps) et la différence entre les anciennes valeurs de  $H$ , et de la même manière on raisonne pour le champ  $H$ . Naturellement c'est une description simplifiée qui a omis des constantes, mais c'est l'effet global de la technique. Afin d'employer cette technique un domaine informatique doit rentrer en jeu, et c'est l'espace

où la simulation sera effectuée. Ensuite on indique le matériau avec lequel on travail, ce dernier peut être l'air, un conducteur ou un diélectrique, sachant que n'importe quel matériau peut être employé, aussi longtemps que la perméabilité, la constante diélectrique et la conductivité peuvent être indiquées. Une fois l'espace et le matériau sont indiqués, on définit la source.

### **3.2.5. Le choix de la méthode**

La méthode FDTD a été retenue en raison de sa simplicité d'utilisation et d'implémentation d'une part et de son adéquation à la simulation des structures d'étude d'autre part. De plus, elle opère directement dans le domaine temporel. La simulation FDTD, initialement prévue pour des applications hyper-fréquences où les longueurs d'ondes sont de l'ordre du millimètre (ou centimètre), doit être adaptée pour des applications optiques où la longueur d'onde est de l'ordre du micromètre. Un des principaux inconvénients de cette méthode, outre les problèmes de résolution spatiale (problèmes rencontrés dans toute méthode FEM), provient de la grande différence entre les fréquences optiques (typiquement 10<sup>14</sup> Hz) et le débit de transfert des données (de l'ordre du gigabit par seconde, soit 10<sup>9</sup> Hz). Il est ainsi évidemment inconcevable de réaliser des simulations transitoires, au niveau systèmes, de transfert de données, mais également de respecter le temps de montée du signal optique (nécessitant environ un millier de périodes optiques) alors que le pas d'échantillonnage temporel doit être de l'ordre de cette période optique [148]. Ces points seront détaillés ci-dessous (stabilité numérique de la méthode FDTD). On peut citer un inconvénient majeur de la méthode FDTD, qui tend cependant à s'estomper avec les évolutions des capacités informatiques, est qu'elle exige des ressources de calculs importantes. Cependant, cette méthode de calcul est très lente, car les champs sont calculés en tous points de la structure, et pour tous les incréments de temps. De plus, la durée T du calcul peut être longue pour des structures résonantes. A ce moment, nous nous sommes limités à une utilisation purement bidimensionnelle de cette méthode. Dans la suite de ce travail, les calculs bidimensionnels de la FDTD sont réalisés avec un code écrit par A.F. Oskooi et al [149]. Meep. Un fichier source d'un code FDTD développé en C++ peut aussi être téléchargé à l'adresse internet citée dans la référence [150].

### 3.2.6. Modélisation de la FDTD

#### 3.2.6.1. Les principes de base

Comme on l'a cité auparavant, la FDTD est une méthode de résolution directe des équations de Maxwell dans le domaine temporel; elle utilise l'outil numérique des différences finies. Pour des matériaux non dispersifs, non conducteurs, non magnétiques et supposés homogènes les équations de Maxwell projetées sur un repère cartésien s'écrivent [151] :

$$\begin{cases} \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \end{cases} \quad (3.5)$$

Dans le cas bidimensionnel où chaque composante est invariante suivant z, ces 6 équations couplées se réduisent à deux systèmes d'équations découplées. Le premier système se réfère au mode TM, défini comme sui :

$$\begin{cases} \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( -\frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \end{cases} \quad (3.6)$$

Le deuxième système, le mode TE, se défini par :

$$\begin{cases} \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left( \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left( -\frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \end{cases} \quad (3.7)$$

On peut traiter de manière indépendante la propagation de ces deux types de champ électromagnétiques, donnant ainsi les résultats suivants :

$$H_x|_{i,j,k}^{n+1/2} = H_x|_{i,j,k}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_{i,j,k}} \left( \frac{E_y|_{i,j,k+1/2}^n - E_y|_{i,j,k-1/2}^n}{\Delta t} - \frac{E_z|_{i,j+1/2,k}^n - E_z|_{i,j-1/2,k}^n}{\Delta y} \right) \quad (3.8)$$

$$H_y|_{i,j,k}^{n+1/2} = H_y|_{i,j,k}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_{i,j,k}} \left( \frac{E_z|_{i,j,k+1/2}^n - E_z|_{i,j,k-1/2}^n}{\Delta x} - \frac{E_x|_{i,j+1/2,k}^n - E_x|_{i,j-1/2,k}^n}{\Delta z} \right) \quad (3.9)$$

$$H_z|_{i,j,k}^{n+1/2} = H_z|_{i,j,k}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_{i,j,k}} \left( \frac{E_x|_{i,j,k+1/2}^n - E_x|_{i,j,k-1/2}^n}{\Delta y} - \frac{E_y|_{i,j+1/2,k}^n - E_y|_{i,j-1/2,k}^n}{\Delta x} \right) \quad (3.10)$$

$$E_x|_{i,j,k}^{n+1/2} = E_x|_{i,j,k}^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_{i,j,k}} \left( \frac{H_z|_{i,j+1,k}^{n+1/2} - H_z|_{i,j-1/2,k}^{n+1/2}}{\Delta y} - \frac{H_y|_{i,j+1/2,k}^n - H_y|_{i,j,k-1/2}^{n+1/2}}{\Delta z} \right) \quad (3.11)$$

$$E_y|_{i,j,k}^{n+1} = E_y|_{i,j,k}^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_{i,j,k}} \left( \frac{H_x|_{i,j,k+1/2}^{n+1/2} - H_x|_{i,j,k-1/2}^{n+1/2}}{\Delta z} - \frac{H_z|_{i+1/2,j,k}^{n+1/2} - H_z|_{i-1/2,j,k}^{n+1/2}}{\Delta x} \right) \quad (3.12)$$

$$E_z|_{i,j,k}^{n+1} = E_z|_{i,j,k}^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_{i,j,k}} \left( \frac{H_y|_{i+1/2,j,k}^{n+1/2} - H_y|_{i,j,k-1/2}^{n+1/2}}{\Delta x} - \frac{H_x|_{i-1/2,j,k}^{n+1/2} - H_x|_{i,j+1/2,k}^{n+1/2}}{\Delta y} \right) \quad (3.13)$$

Pour obtenir des compléments d'information sur le développement des équations de cette méthode, on se reportera à l'annexe.

### 3.2.6.2. Stabilité numérique

L'algorithme numérique présenté par la figure 3.1 impose une borne supérieure concernant le pas de discrétisation temporel en fonction des pas de discrétisation spatiale. Cette limite est nécessaire pour éviter toute instabilité numérique.

$$\Delta t \leq \sqrt{c \left( \left( \frac{1}{\Delta x} \right)^2 + \left( \frac{1}{\Delta y} \right)^2 \right)} \quad (3.14)$$

L'étude de la stabilité numérique a montré que le pas de discrétisation temporel devait satisfaire une certaine condition pour assurer la stabilité de l'algorithme. En outre, les pas de discrétisation spatiales doivent aussi vérifier certaines conditions pour représenter suffisamment bien la structure à simuler. Et avec une résolution spatiale  $\Delta x = \Delta y \leq \frac{\lambda}{10\sqrt{\epsilon_r}}$ , il est possible de donner l'algorithme de calcul FDTD-2D qui se présente sous la forme indiquée à la figure 3.1

permettant d'avoir l'évolution temporelle des champs électriques et magnétiques [152] :

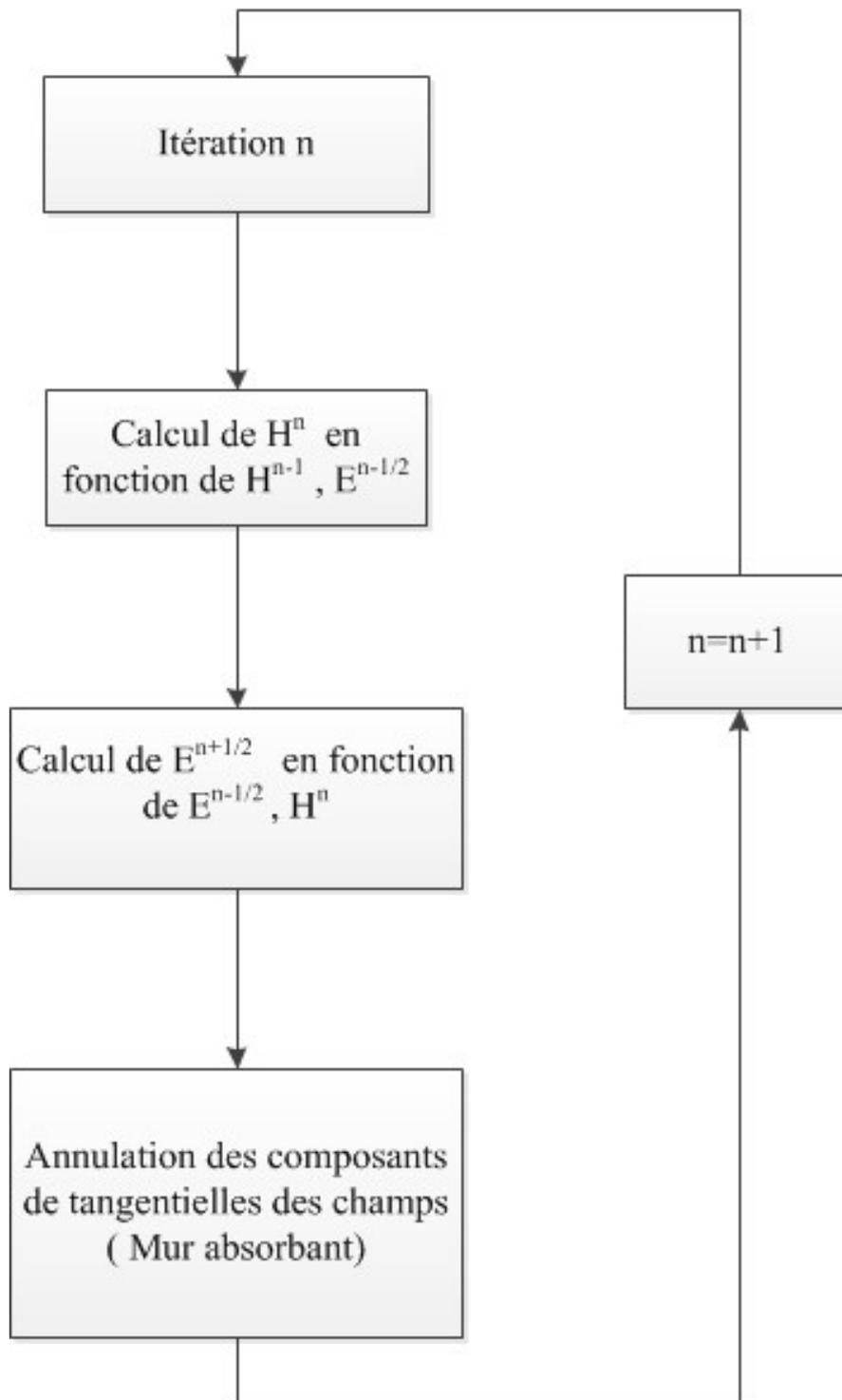


FIGURE 3.1. – :Algorithme de calcul des champs [152].

Des problèmes apparaissent ainsi sur la frontière de l'espace de travail puisque

la valeur des champs à l'extérieur de l'espace de travail n'est connue à aucun instant. Malheureusement, l'espace de travail est limité, on ne connaît à aucun instant cette valeur. Le bord de l'espace de travail doit donc être traité de façon différente en prenant garde de ne pas introduire des réflexions n'ayant aucune origine physique

### 3.2.6.3. Conditions aux limites

Pour des raisons évidentes de volume de calcul et par conséquent de temps et de quantité de mémoire utilisé, il est contraint de limiter le volume de simulation. Pour reproduire "l'illusion" d'un domaine ouvert. Les conditions aux limites constituent un point très important dans cette méthode du fait du traitement presque exclusif de structures finies. Les conditions aux limites généralement utilisées sont les conditions absorbantes (Absorbing Boundary Conditions ABC). Parmi les techniques ABC les plus fréquemment employées, on peut citer les PMLs (Perfectly Matched Layer) de Bérenger [153], leur formulation anisotrope de Gedney [154], cette dernière méthode est basée sur le placement d'un absorbant artificiel sur le bord de la cellule, et elle est définie pour avoir une adaptation d'impédance avec le vide et pour éliminer toute réflexion. Encore une autre condition, celle qu'on a utilisé dans l'ensemble des campagnes FDTD, est la condition de MUR [155] (basés sur les équations d'Engquist-Majda [156]). Il est possible d'utiliser à la fois des conditions périodiques et des conditions absorbantes sur une même structure. Ceci est intéressant, par exemple, pour la simulation d'un guide à cristal photonique. La condition périodique est une condition de Bloch de la forme  $\vec{E}(\vec{r} + \vec{a}, t) = \vec{E}(\vec{r}, t) \cdot \exp^{i\vec{k}\vec{a}}$  où  $\vec{a}$  est la période du réseau.

### 3.2.6.4. Conditions d'injections et de détections

L'ensemble des relations qui viennent d'être établie nous permet à priori de calculer n'importe quel champ électrique ou magnétique, en tout point de l'espace de travail et à l'instant désiré. Il nous reste à définir les conditions d'injections. Le code FDTD disponible au laboratoire est pourvu de deux méthodes d'injections, et de deux méthodes de détections complémentaires. Ces deux méthodes sont ; la détection et l'injection par un dipôle, en se limitant à la l'incidence normale à la structure. Ou bien la détection et l'injection à travers la surface de « Huygens », si on cherche à exciter la structure latéralement.

### 3.2.6.5. Approche guidée

Cette approche fait appel à la formulation champ total/champ réfléchi. Elle est fondée sur la linéarité des équations de Maxwell. On peut décomposer le champ électromagnétique total en :

$$E_{tot} = E_{inc} + E_{ref} \quad (3.15)$$

$$H_{tot} = H_{inc} + H_{ref} \quad (3.16)$$

ou  $E_{inc}$  et  $H_{inc}$  représentent les champs incidents supposés connus en tout point de surface de travail.  $E_{ref}$  et  $H_{ref}$  sont les valeurs des champs réfléchis.

Pour illustrer la simulation, prenons l'exemple de la structure représentée dans la figure 3.2. Il s'agit d'un guide d'onde plan d'insertion communiquant avec un dispositif quelconque, qui est lui-même relié à un guide d'onde plan de sortie.

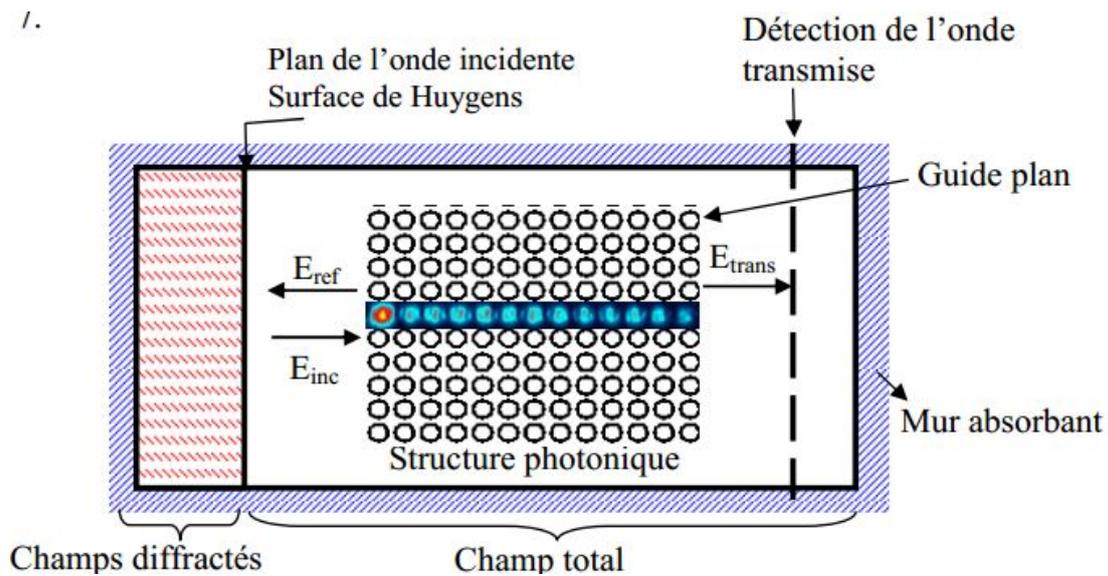


FIGURE 3.2. – exemple simulation FDTD [152].

Le guide est inclus dans une surface de travail (grand cadre en noir) à l'intérieur de laquelle l'échantillonnage des différentes composantes des champs est réalisé. Nous séparons alors notre surface de travail en deux régions distinctes. La première correspond à la région où les champs totaux sont présents, la seconde (région hachurée en rouge) comprend uniquement les champs réfléchis par la structure. L'interface entre les deux régions est communément appelé surface de Huygens. La source est ainsi transparente vis-à-vis des ondes réfléchies. L'autre point important de l'approche "guidée" réside dans l'insertion de la lu-

mière qui s'effectue, comme son nom l'indique, par l'intermédiaire des modes propres d'un guide d'onde planaire. La procédure est la suivante :

L'utilisateur choisit le guide d'onde (réel ou fictif), support de la lumière injectée, et le programme calcule la constante de propagation et le profil des modes du guide. Les champs E et H incidents seront définis par ces modes propres. La réponse de notre système à une excitation donnée sera enregistrée grâce encore une fois à l'utilisation d'un guide d'onde. La détection se fait par l'intermédiaire d'un "filtre" correspondant au profil du mode guidé injecté. Les profils des champs, associés au signal transmis (réfléchis) après interaction avec le dispositif étudié, sont projetés sur les profils des modes propres du guide. Le calcul du recouvrement, soumis à une transformée de Fourier (TF), nous fournira les coefficients de transmission (réflexion).

#### **3.2.6.6. Approche source ponctuelle**

Cette approche consiste simplement à réaliser une excitation et une détection ponctuelles. Elle simule une source de type dipôle particulièrement adaptée à une étude des fréquences de résonance d'une cavité quelconque (extraction des fréquences propres). Pour les deux approches, la dépendance temporelle est à fixer par l'utilisateur, et peut prendre l'aspect d'un pulse Gaussien, permettant une étude en fréquence, ou d'une onde à fréquence fixe, pour visualiser par exemple l'évolution temporelle des cartes de champs d'un mode donné.

### **3.3. Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons présenté brièvement les principales méthodes de simulation, qui permet l'étude des dispositifs optiques. Ensuite, nous avons donné les principes de base de la méthode de simulation FDTD-2D, choisi pour l'étude de nos structures. Cette modélisation, basée sur la résolution directe des équations de Maxwell permet en outre d'obtenir, en tenant compte des conditions aux limites la réponse rigoureuse de la structure étudiée. Cette méthode présente un outil extrêmement puissant et versatile, parfaitement adapté à l'étude de structures optiques en 2D.

Dans ce chapitre nous avons présenté un outil puissant et versatile, parfaitement adapté à la conception des circuits photoniques 2D afin de déterminer les paramètres permettant de réaliser les fonctions optiques désirées. Cette modélisation, basée sur la résolution directe des équations de Maxwell permet en outre d'obtenir, en tenant compte des conditions de validité de la méthode 2D,

la réponse rigoureuse de la structure étudiée. Nous avons détaillé le principe des différences finies centrées et vu comment effectuer la discrétisation spatiale et temporelle des équations de Maxwell selon la cellule de Yee. Nous avons présenté également le critère de stabilité numérique et les conditions aux limites pour implémenter l'algorithme de la FDTD-2D. Le calcul de toutes les composantes des champs à tous les instants et sur tout le domaine de calcul permet d'obtenir de nombreuses informations précises, notamment grâce à l'utilisation de la transformée de Fourier. On peut ainsi, à partir de la propagation d'un seul pulse temporel, obtenir des spectres en fréquence en divers points de la structure ainsi que la cartographie des champs.

## 4. Résultats et discussions

### 4.1. Introduction

Les progrès croissants dans le domaine de l'optique intégrée, à la fois sur la compréhension des phénomènes physiques en jeu, sur les procédés de fabrication et sur les outils de mesure associés, ont favorisé le développement et l'amélioration d'une grande variété de capteurs optiques intégrés sans marquage. Les capteurs optiques intégrés basés sur la réfractométrie sont les plus largement étudiés [83]. La plupart de ces capteurs optiques utilisant la détection par évanescente pour sonder un changement d'indice de réfraction. Ces dernières années, de nombreuses applications à base de micro-résonateurs ont été étudiées et développées, notamment, dans les télécommunications, pour la réalisation de filtres accordables, de modulateurs optiques ou encore de source laser [36]. Les micro-résonateurs sont aussi utilisés comme capteurs optiques pour détecter des déformations, (étirement, compression) [157] ou des positions angulaires, pour réaliser des gyroscopes pour des applications aérospatiales [158], et aussi la détection de molécules cibles [159].

Comme nous l'avons vu au chapitre 2, il existe plusieurs types Micro-résonateur, cependant, notre étude sera limitée à des capteurs IR basé seulement sur deux types : La première proposition, basée sur un capteur optique basé sur micro-résonateur constitué de miroirs de Bragg cylindriques centrés par un micro-tube en silice, formant une cavité de Fabry-Pérot stable de facteur de qualité élevé. Dans un premier temps, nous étudierons, la stabilité de la cavité afin de déterminer les paramètres de la structure. ensuite, on présente l'utilisation du dispositif en tant réfractomètre. Des simulations numériques ont été réalisées pour démontrer sa possible utilisation en réfractométrie de liquides et de gaz. La deuxième proposition, est un capteur a base des cristaux photoniques CP-2D. Dans une première approche, nous allons utiliser la méthode des ondes plane [145] dans le but de décrire le phénomène de propagation au niveau d'une structure périodique afin d'optimiser la réponse spectrale des filtres optiques à base de cristaux photoniques sous forme de réseau triangulaire. Ensuite, nous analyserons

notre structure en tant qu'un capteur IR. Ensuite l'étude de l'effet des paramètres comme l'indice de réfraction et le taux de remplissage sur la sensibilisé du dispositif sera discuté.

## 4.2. Capteur a base d'un Micro-résonateurs Fabry-Pérot

### 4.2.1. Micro-résonateurs Fabry-Pérot avec des miroirs incurvées

Comme, nous avons mentionné auparavant, les résonateurs Fabry-Pérot (FP) sont utilisés dans divers application optiques. Malak et al [44] ont proposés pour la première fois une cavité (FP) avec des miroirs incurvées, afin de résoudre le problème d'élargissement et l'échappement de faisceau gaussien dans le cas de la cavité avec des miroirs planes. Afin d'utiliser ce dispositif pour des applications de détection, ont ajouté un micro-tube qui permet l'insertion d'un fluide et de microparticules à l'intérieur de la cavité pour l'analyser optiquement, comme illustré sur la Fig. 4.1. il faut souligner que cette structure a été étudié seulement pour la détection des liquides. Notre contribution sera de proposé un dispositif a base d'une cavité Fabry-Pérot avec des miroirs currvées, offrant l'avantage être polyvalent, capable de détecter les Gaz/liquides avec l'amélioration des performances tels que la sensibilité et la limite de détection.

### 4.2.2. Détermination des paramètres géométriques

Le dispositif proposé est constitué de miroirs de Bragg cylindriques à base de silicium d'épaisseur  $e = 0.1114\mu m$  qui permettent de concentrer la lumière dans le plan horizontal. Cette épaisseur correspond à un multiple impair du quart de la longueur d'onde de transmission (à  $\lambda = 1550nm$ ) dans le silicium. La longueur de la cavité est prise  $L = 35\mu m$  et le rayon de courbure  $r = 17.5\mu m$ . Le micro tube capillaire en silice placé entre les miroirs, permet l'insertion des fluides tout en permettant de réaliser le confinement de la lumière dans le plan vertical, le long d'un tube circulaire de diamètre extérieur de  $20.0125\mu m$  et intérieur de  $14.4125\mu m$ . Cela assure le confinement dans le plan réalisé grâce aux miroirs cylindriques, en focalisant le faisceau dans les deux plans transversaux. Notons que le présent dispositif est simple et compatible avec les techniques avancées de microfabrication.



FIGURE 4.1. – (a) Cavité Fabry-Pérot à Miroirs Plane, (b) Cavité à Miroirs cylindrique avec un tube capillaire. [44]

La figure 4.2 montre le diagramme schématique du résonateur opto-fluidique FP proposé, qui consiste en une seule couche de silicium par miroir et un tube capillaire central avec le fluide à l'intérieur.

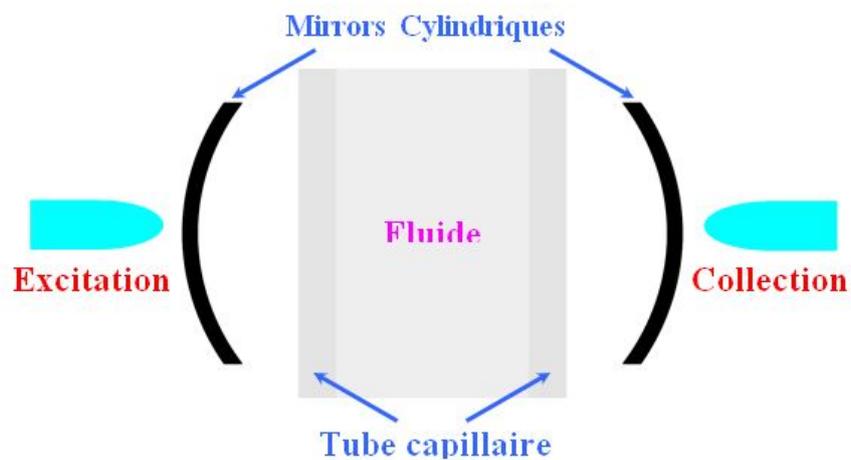


FIGURE 4.2. – Représentation schématique de la cavité Fabry-Pérot cylindrique combinée à un micro-tube capillaire à l'intérieur.

### 4.2.3. Étude de stabilité

Afin d'obtenir une cavité Fabry-Pérot stable optiquement tout en préservant le fort confinement dans les deux plans, plusieurs conditions sont à tenir en compte.

La stabilité du résonateur FP avec des miroirs de Bragg cylindriques doit être examinée par l'approche à matrice de rayons [36], tout en prenant en compte le comportement du faisceau lumineux découplé successivement dans les plans horizontal (X-Z) et vertical (X-Y). D'autre part, la vue de dessus (c'est-à-dire la coupe (X-Z)) et la vue de côté (c'est-à-dire la coupe (X-Y)) sont traitées séparément comme un problème 1D unidimensionnel. Ainsi, pour assurer une stabilité totale dans les deux plans, deux conditions doivent être satisfaites simultanément. avec les schémas illustrés sur les figures 4.3 et 4.4.

#### 4.2.3.1. Pour la section transversale XY

La Fig.4.3 présente le schéma de principe de la coupe transversale horizontale de la cavité cylindrique Fabry-Pérot, le micro-tube à l'intérieur indiquant les paramètres de conception et de la géométrie.

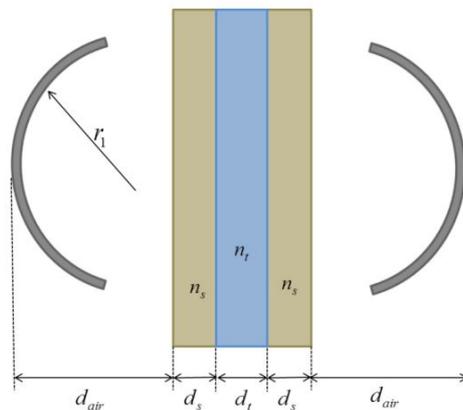


FIGURE 4.3. – Schéma de principe de la coupe transversale horizontale de la cavité cylindrique de Fabry-Pérot [121].

Les matrices équivalentes au problème 1D indiqué à la Fig. 4.3 sont les suivantes :

La matrice de réflexion d'un miroir concave est donnée par :

$$K_1 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{r_1} & 1 \end{bmatrix} \quad (4.1)$$

La matrice de la région de propagation en espace libre est donnée par :

$$K_2 = \begin{bmatrix} 1 & d_{air} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4.2)$$

La matrice pour la réfraction de l'air au microtube en silice :

$$K_3 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{1}{n_s} \end{bmatrix} \quad (4.3)$$

La matrice pour la propagation à l'intérieur du paroi en silice du micro-tube :

$$K_4 = \begin{bmatrix} 1 & d_s \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4.4)$$

La matrice pour la réfraction des parois de silice du micro-tube au liquide à tester à l'intérieur du tube :

$$K_5 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_s}{n_t} \end{bmatrix} \quad (4.5)$$

La matrice pour la propagation à l'intérieur du liquide de test à l'intérieur du tube :

$$K_6 = \begin{bmatrix} 1 & d_t \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4.6)$$

La matrice pour la réfraction du liquide de test à l'intérieur du tube aux parois de silice du micro-tube :

$$K_7 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_t}{n_s} \end{bmatrix} \quad (4.7)$$

La matrice pour la réfraction des parois de silice à l'air :

$$K_8 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n_s \end{bmatrix} \quad (4.8)$$

La matrice équivalente aller-retour est :

$$K_{eq} = K_2 K_8 K_4 K_7 K_6 K_5 K_4 K_3 K_2 K_1 K_2 K_8 K_4 K_7 K_6 K_5 K_4 K_3 K_2 K_1 = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \quad (4.9)$$

La matrice équivalente est obtenue en multipliant les matrices indiquées, symboliquement ou numériquement, par Matlab. Supposons que les composantes de matrice équivalentes soient A, B, C et D, puis que la condition de stabilité, à savoir le paramètre de stabilité  $(A + D)/2$ , soit inférieure ou égale à 1 :

$$\left| \frac{A + D}{2} \right| \leq 1 \quad (4.10)$$

on obtient la condition symboliquement :

$$0 \leq \frac{2}{r_1} \left( 2d_{air} + \frac{2d_s}{n_s} + \frac{d_t}{n_t} \right) - \frac{4d_{air}}{r_1^2} \left( d_{air} + \frac{2d_s}{n_s} + \frac{d_t}{n_t} \right) - \frac{1}{r_1^2} \left( \left( \frac{d_t}{n_t} \right)^2 + 4 \frac{d_s}{n_s} \left( \frac{d_s}{n_s} + \frac{d_t}{n_t} \right) \right) \leq 1 \quad (4.11)$$

#### 4.2.3.2. Pour la section transversale YZ

La Fig. 4.4 présente le schéma principale de la coupe transversale verticale de la cavité cylindrique de Fabry-Pérot, le micro-tube à l'intérieur indiquant les paramètres de conception et la géométrie.

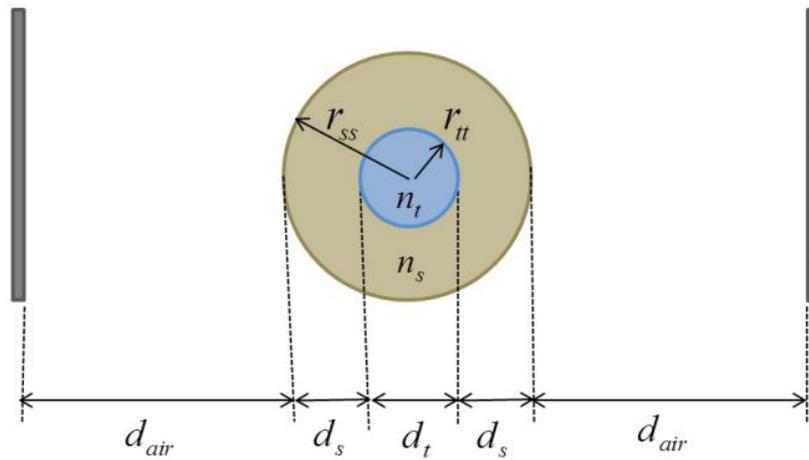


FIGURE 4.4. – Schéma de principe de la coupe transversale verticale de la cavité cylindrique de Fabry-Pérot [121].

il faut noter :

$$\begin{aligned}d_s &= r_{ss} - r_{tt} \\d_t &= 2r_{tt}\end{aligned}\tag{4.12}$$

Les procédures et les matrices sont les mêmes que précédemment, sauf les suivantes :

La matrice pour la réflexion du miroir de silicium, car elle est droite dans ce cas, elle est donc donnée par :

$$K_1 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}\tag{4.13}$$

La matrice pour la réfraction de l'air dans le plan incurvé du micro-tube en silice :

$$K_3 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1-n_s}{n_s r_{ss}} & \frac{1}{n_s} \end{bmatrix}\tag{4.14}$$

La matrice pour la réfraction des parois courbes en silice du micro-tube au liquide à tester à l'intérieur du tube :

$$K_5 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_s-n_t}{n_t r_{tt}} & \frac{n_s}{n_t} \end{bmatrix}\tag{4.15}$$

La matrice pour la réfraction du fluide de test à l'intérieur du tube aux parois courbes en silice du micro-tube :

$$K_7 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_s-n_t}{n_s r_{tt}} & \frac{n_t}{n_s} \end{bmatrix}\tag{4.16}$$

La matrice pour la réfraction a partir de la surface de la silice courbée à l'air :

$$K_8 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1-n_s}{r_{ss}} & n_s \end{bmatrix}\tag{4.17}$$

Pour ce plan, la condition de stabilité symbolique est comme suite :

$$\begin{aligned}0 \leq & 4 \frac{d_{air}^2}{r_s^2} \left( \frac{n_s - n_t}{r_{tt} n_t} + \frac{1 - n_s}{r_{ss}} \right)^2 + \frac{4}{r_{tt}} \frac{(n_s - n_t)}{n_s^2 n_t} (4d_{air} + 2r_{ss} - n_s(3d_{air} + r_{ss})) + \\ & 4 \frac{d_{air}}{r_{ss}} \left( \frac{2}{n_s^2} - \frac{3}{n_s} + 1 \right) + 4 \frac{r_{ss}}{r_{tt}^2} \left( \frac{n_s - n_t}{n_s^2 n_t} \right)^2 (2d_{air} + r_{ss}) + 4 \frac{1 - n_s}{n_s^2} + 1 \leq 1\end{aligned}\tag{4.18}$$

Appliquons maintenant ces conditions à notre composant réel avec les paramètres de conception trouvés :

$$L=17.5\mu m$$

Le tube capillaire utilisé a :

$$\text{Diamètre Extérieur du tube} = 20.0125\mu m$$

$$\text{Diamètre Intérieur du tube} = 14.4125\mu m$$

Nous avons calculé la stabilité de la cavité pour une plage d'indices de réfraction allant de 1 à 2 afin de couvrir l'état de l'air et la majorité des fluides/gas pouvant être introduits à l'intérieur du tube, comme indiqué sur la Fig. 4.5, pour des indices de réfraction de fluides (c'est-à-dire pouvant être injectés dans le tube capillaire) allant de 1 à 2, la stabilité est assurée à la fois horizontalement (X-Z) (grâce à la courbure des miroirs) et vertical (X-Y) (où le tube capillaire permet la focalisation du faisceau).

Comme indiqué sur la figure 4.5, la stabilité couvre une large gamme des fluides à savoir les gaz dont l'indice de réfraction est proche de 1 et les liquides dont l'indice de réfraction commence à partir de 1.26. À noter qu'un choix non judicieux des paramètres géométriques pourra empêcher l'utilisation des gaz uniquement ou des liquides uniquement mais pas les deux, ce qui limite les applications de la présente structure.

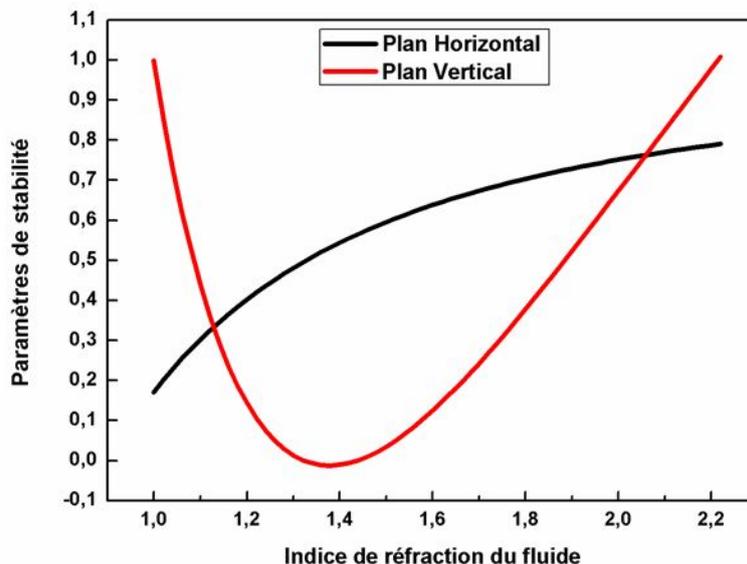


FIGURE 4.5. – Représentation schématique de la stabilité de la cavité Fabry-Pérot.

Les propriétés spectrales de la cavité Fabry-Pérot stable à miroirs cylindriques

combinée au micro-tube capillaire qui permet la circulation de fluides ont été calculées par la méthode FDTD avec utilisation des couches PML (Perfect Matched Layer) [150]. Cette méthode de calcul effectuée dans le domaine temporel permet de visualiser la propagation de l'onde dans des milieux structurés tels que les résonateurs Fabry-Pérot. Cette méthode permet à l'utilisateur de développer une compréhension plus intuitive des processus de propagation. Elle permet aussi d'obtenir de nombreuses informations sur la propagation de l'onde dans la structure. Toutefois, le principal inconvénient de cette méthode réside dans le temps de calcul. En effet, le calcul direct du champ en tous points de la structure nécessite un micro-ordinateur beaucoup plus sophistiqué en terme de processeur et de mémoire. Plus le domaine de simulation est important, plus le temps de calcul est long, cela limite généralement l'utilisation de cette méthode à des structures 2D. Aujourd'hui, avec l'évolution de la capacité de mémoire et de la puissance de calcul des ordinateurs, le calcul 3D devient de plus en plus accessible. Une impulsion incidente couvrant une large gamme de fréquences est injectée dans le port d'excitation. Le port parallèle joue le rôle de détecteur d'intensité, de cette façon on pourra recueillir la densité spectrale de puissance transmise après une transformation de Fourier de cette dernière. Toute la densité spectrale a été normalisée à la densité spectrale de la lumière incidente à l'entrée du port d'excitation.

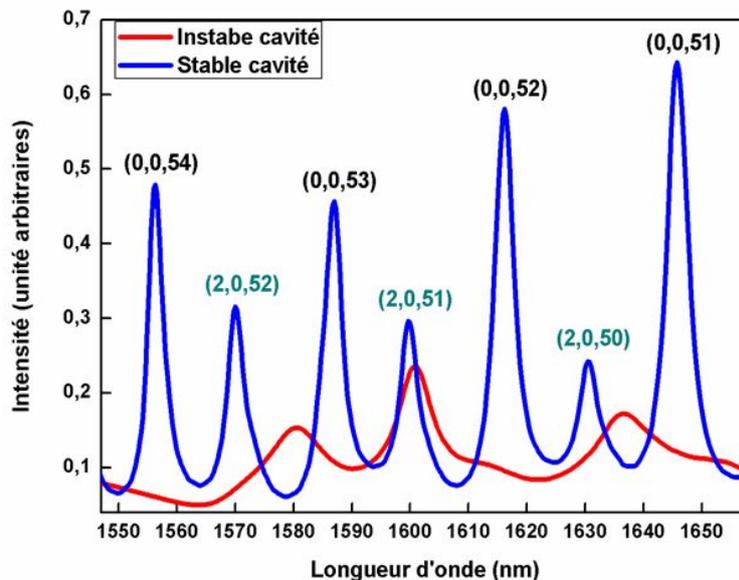


FIGURE 4.6. – Réponses spectrales de la cavité Fabry-Pérot pour le cas stable et instables.

Les réponses spectrales relatives aux cavités stable et instable, sont superpo-

sées comme le montre la figure 4.6. La courbe dans le cas instable est pratiquement détruite tandis que le cas stable permet une meilleure amplification du signal et une parfaite clarification des résonances. L'observation des réponses spectrales révèle une sorte de périodicité : la forme obtenue se répète incluant non seulement les pics principaux des modes longitudinaux, notés dans la figure 4.6 comme modes fondamentaux de type  $(0, 0, q)$ , mais aussi d'autres pics de résonance correspondant aux modes transverses de type  $(2, 0, q)$ . Ces modes ont été identifiés en calculant les longueurs d'onde de résonance de la cavité aux différents modes. De ces calculs, nous avons conclu que les pics supplémentaires se rapportent à l'excitation des modes transverses (TEM<sub>20</sub>), qui sont typiques des résonateurs fabriqués à partir de miroirs incurvés, aussi appelés modes Hermite-Gaussien.

La Figure 4.7 (a) et (b) montre la répartition du champ électrique à la longueur d'onde de résonance du mode fondamental TEM $(0,0,53)$  et mode d'ordre supérieur TEM $(2,0,52)$  lorsque le micro-tube est rempli d'un liquide d'essai avec un indice de réfraction  $n_t = 1,32$ .

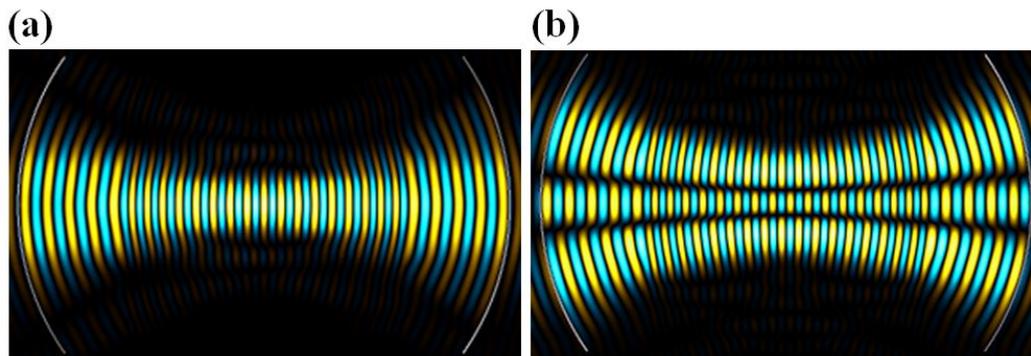


FIGURE 4.7. – La distribution de champ électrique du résonateur FP basés sur des miroirs cylindriques à micro-tube capillaire remplis d'eau dé-ionisée, (a) le mode fondamental ( $m=0, n=0, q=53$ ) à 1586.96 nm, (b) le mode d'ordre supérieur ( $m=2, n=0, q=52$ ) à 1570.00 nm

En regardant le profil d'intensité du mode TEM<sub>00</sub> et TEM<sub>20</sub> à la résonance, nous confirmons la préservation du confinement élevé de la lumière à l'intérieur du tube. En effet, le mode fondamental TEM<sub>00</sub> possède une intensité avec un maximum au centre, le mode TEM<sub>20</sub> possède une intensité comportant deux maxima de part et d'autre du centre du signal.

#### 4.2.4. Réfractométrie des liquides

Pour utiliser la configuration proposée comme réfractomètre des liquide, ainsi caractériser les propriétés optiques de notre dispositif, nous avons injecté et varié l'indice de réfraction du liquide à l'intérieur de la cavité résonante. Nous avons utilisé des huiles d'indices de réfraction de 1.4, 1.402, 1.404, 1.406 et 1.408 comme illustré sur la figure 4.8

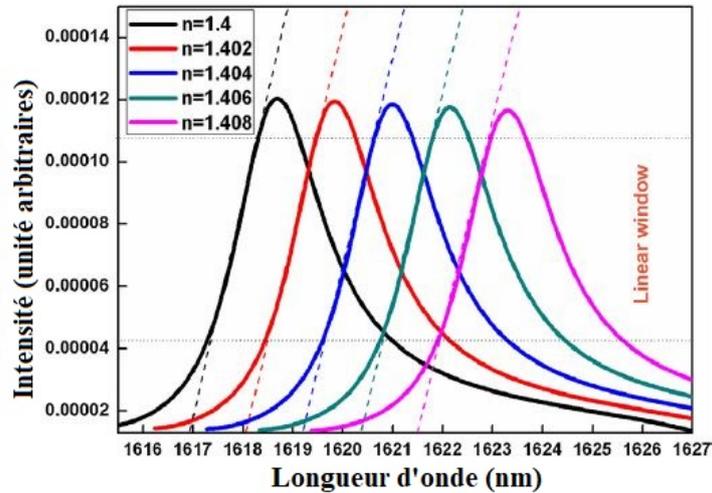


FIGURE 4.8. – Illustration des spectres optiques obtenus en faisant varier l'indice de réfraction des liquides à l'intérieur de la cavité résonante.

Nous observons qu'un changement d'indice de réfraction du liquide entraîne une variation de la position des pics de résonance sur le spectre optique. En effet, en faisant varier l'indice de réfraction à l'intérieur de la cavité, la longueur d'onde de résonance change aussi.

Afin de déterminer la sensibilité de notre dispositif, nous utilisons des huiles ayant des indices de réfraction certifiés. De cette manière, nous pouvons relier le déplacement d'un pic à un changement d'indice connu. En divisant le déplacement spectral de nos pics de résonance avec le changement d'indice de réfraction, nous obtenons une sensibilité de 592 nm/RIU et une limite de détection DL moins de  $10^{-3}$  pour notre dispositif. Le résultat est reporté sur la figure 4.9.

Notre dispositif peut détecter des variations de  $n = 2.10^{-3}$ . Cette sensibilité est inférieure à celle obtenue par Chin et al, pour son dispositif opto-fluidique Fabry-pèrot résonateur basé sur des micro-lentille liquide ( $S = 981nm/RIU$ ) [160], mais supérieure que celle obtenue par Zhou et al ( $S = 349,5nm/RIU$ ) [161]. A noter que la sensibilité obtenue qui est acceptable pour notre application peut être améliorée par un processus d'optimisation supplémentaire tel que l'augmentation/la diminution du rayon des miroirs, de la longueur de la cavité,

des diamètres extérieur/intérieur du tube capillaire et du RI des miroirs.

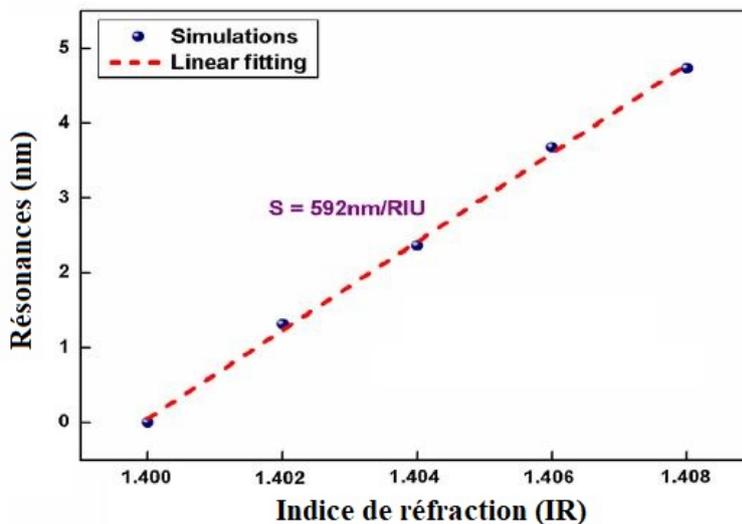


FIGURE 4.9. – La variation de longueur d’onde de résonance par rapport à l’indice de réfraction à l’intérieur de la cavité (Les liquides).

#### 4.2.4.1. Réfractométrie des gaz

En se basant sur les résultats présentés ci-dessus et dans le but de démontrer la capacité de notre dispositif utilisé comme un réfractomètre de gaz, différents indices de réfraction de gaz sont introduits dans la cavité à travers le micro-tube. L’air ambiant qui a un indice de réfraction de 1.000292 est injecté dans la cavité comme référence, pour établir la ligne de base du réfractomètre lors de la résonance, ainsi que le décalage de longueur d’onde provoqué par la variation des indices de réfraction des gaz. Comme illustré sur la figure 4.10, la longueur d’onde maximale est décalée vers des longueurs d’onde plus grandes lorsque l’indice de réfraction des gaz augmente de 1.000292 à 1.0022.

La relation entre les variations de longueur d’onde de résonance et ce qui concerne l’air ambiant et l’indice de réfraction des gaz est illustrée à la Fig. 4.11.

Nous observons un décalage constant de 0,526 nm pour chaque augmentation de 0,0005 du IR, de sorte qu’une dépendance linéaire des changements du RI du gaz est obtenue. Une sensibilité de  $1053\text{nm}$  par unité d’indice de réfraction (RIU) avec une DL de  $5 \cdot 10^{-4}\text{RIU}$  est obtenue. En supposant expérimentalement que la résolution du capteur R est d’environ  $1\text{pm}$ , la DL est estimée à  $1 \cdot 10^{-6}\text{RIU}$ .

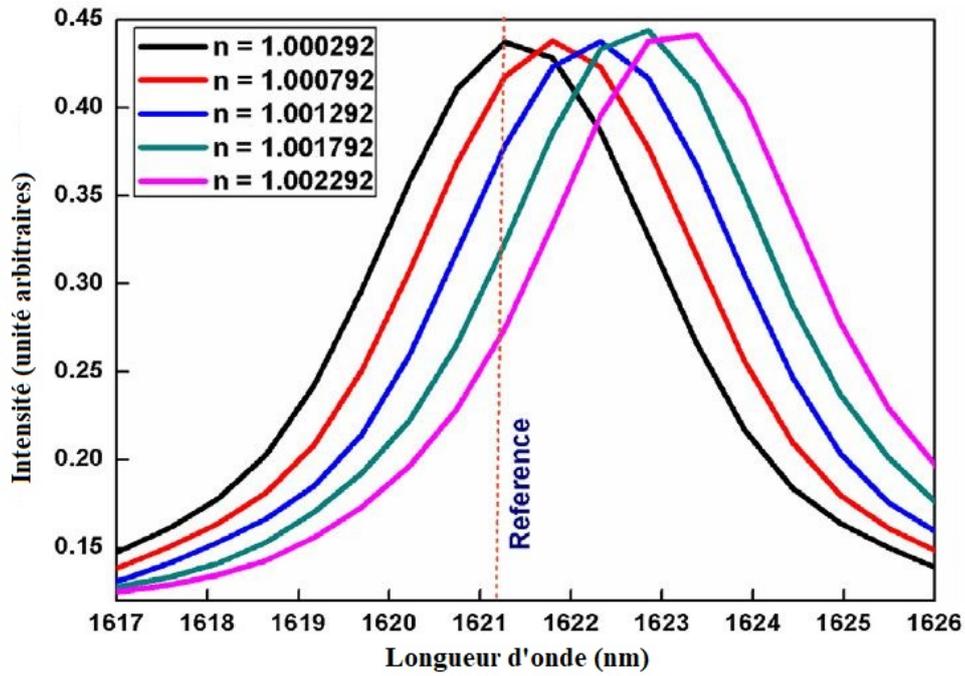


FIGURE 4.10. – Illustration des spectres optiques obtenus en faisant varier l'indice de réfraction à l'intérieur de la cavité résonante (les Gaz).

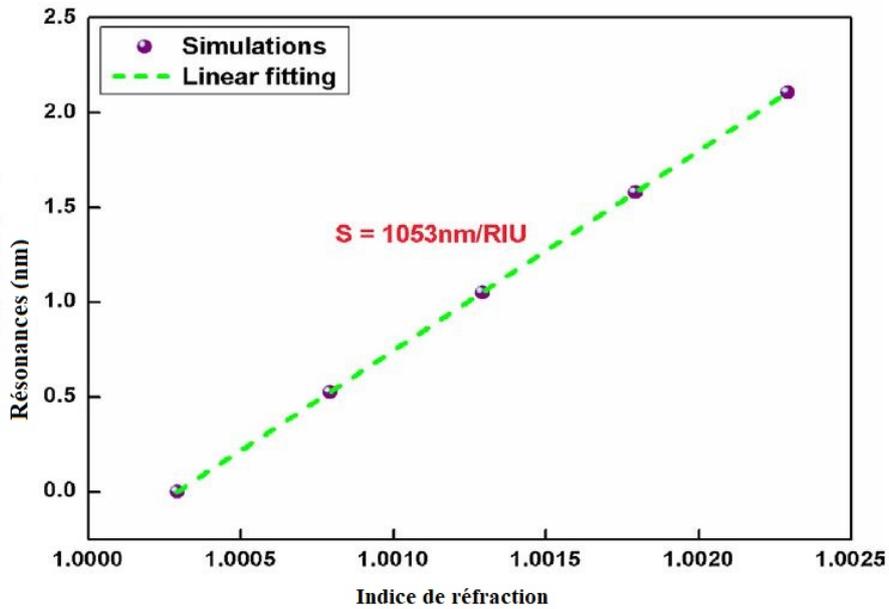


FIGURE 4.11. – La variation de la longueur d'onde de résonance (en ce qui concerne l'air ambiant) par rapport à l'indice de réfraction du gaz de référence.

Avec une telle DL, nous pensons qu'il est possible de détecter des concentrations ultra-faibles d'analyte gazeux. Par rapport aux capteurs de gaz rapportés précédemment [162-166], cette sensibilité est, à notre connaissance, la plus élevée pour un résonateur FP à réfractomètre à gaz RI avec miroirs cylindriques. Le tableau 1 compare le réfractomètre à gaz IR rapporté avec notre structure proposé.

Tableau 4.1 : Résumé des différents IR réfractomètres de gaz IR.

$N^0$	Le type de la structure	sensibilité( $nm/RIU$ )	Référence
1	Cavité Hétérostructure	80	[162]
2	Micro-cavité Pch (Ln Slot)	421	[163]
3	Micro-cavité Pch	433	[164]
4	Pch forme Ring	513	[165]
5	Fabry-Pèrot	812.5	[166]
6	Fabry-Pèrot	1053	notre travail

TABLE 4.1. – Différents IR gaz réfractometrie

### 4.3. Capteur a base des cristaux photonique

#### 4.3.0.1. Étude de Filtre optique à base de cristaux photoniques en Silicium

Dans le but d'optimiser la réponse spectrale de filtre optique à base de cristaux photoniques en silicium, l'objectif visé consiste à considérer un réseau à maille triangulaire de piliers de semi-conducteurs en Silicium suspendus dans l'air figure 4.12, ce choix nous a permis de faire la conception et la caractérisation de nanomatériaux et dispositifs à base de cristaux photoniques permettant de réaliser des fonctions optiques et offrant la possibilité d'être intégrée dans les futures applications environnementales en utilisant la méthode des différences finie FDTD et la méthode des ondes planes.

Cela nous a amené à développer un nouveau filtre basé sur le transfert résonant d'une longueur d'onde incidente entre deux guides parallèles via un milieu résonateur. Il faut noter que cette structure est originale car il n'existe pas une configuration de résonateur de ce type [167].

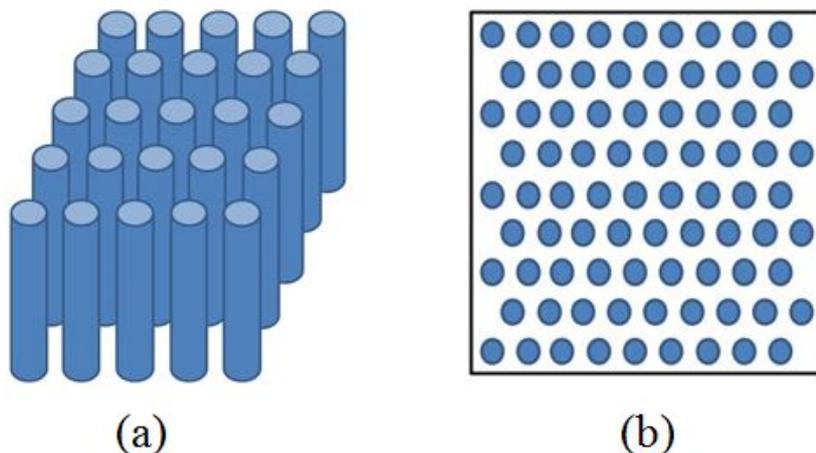


FIGURE 4.12. – : (a) CP à réseau triangulaire (2D), (b) Vue en coupe d'un CP de Silicium (2D).

### 4.3.1. Diagramme de bandes

D'un point de vue général, nous nous intéressons aux modifications qu'induit un milieu de constant diélectrique périodique sur la propagation de l'onde électromagnétique. Pour étudier la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu quelconque, nous devons résoudre les équations de Maxwell. De la même manière que pour le champ électrique, l'équation d'onde pour le champ magnétique s'écrit :

$$\vec{\nabla} * \left( \frac{1}{\epsilon(r)} \vec{\nabla} * H(r) \right) = \frac{\omega^2}{C^2} H(r) \quad (4.19)$$

Du fait de la périodicité de  $\epsilon(r)$  telle que  $\epsilon(r) = \epsilon(r + R)$  où  $R$  est un vecteur du réseau réel, le champ  $H(r)$  peut s'écrire sous la forme d'onde de Bloch :

$$H_K(r) = e^{i(kr)} u_k(r) \quad (4.20)$$

Où  $u_k(r)$  est une fonction périodique, de même période que la structure, et qui vérifie  $u_k(r) = u_k(r + R)$ . Ceci nous permet de réduire l'équation faisant apparaître  $H(r)$  à une équation aux valeurs propres, qui peut être résolue numériquement par les algorithmes utilisés en physique du solide. La résolution d'une telle équation pour un vecteur d'onde donné conduit à un ensemble discret de valeurs propres  $\omega_n(k)$ , fonctions de vecteur d'onde et distinguées par un indice de bande entier  $n$ . les couples  $\omega_n(k)$  correspondent aux modes propres du

système et leur représentation dans la première zone de Brillouin permet de définir les courbes de dispersion de la structure. Cet ensemble de courbes constitue le diagramme de bandes du cristal photonique. Pour une structure périodique 2D, la définition du diagramme de bandes consistera à reporter les courbes de dispersion  $\omega_n(k)$  représentant la variation de la fréquence des modes en fonction du module du vecteur d'onde le long des directions de haute symétrie  $\Gamma M$ ,  $\Gamma K$  et  $\Gamma M$  pour un réseau triangulaire. Afin de connaître les propriétés d'une onde dans le cristal, il suffit d'étudier les caractéristiques de l'onde dans les directions de plus hautes symétries selon les polarisations transverse électrique TE et transverse magnétique TM. Dans le cas du cristal à maille triangulaire de tiges circulaires, ces directions sont les deux directions  $\Gamma M$  et  $\Gamma K$ . Les champs électromagnétiques optiques selon les polarisations TE et TM sont respectivement contenus dans le plan et perpendiculairement au plan d'incidence. On peut ainsi déterminer l'évolution de la fréquence réduite des modes propres du cristal en fonction de leur vecteur d'onde selon les principales directions de symétrie du cristal dans la première zone de Brillouin.

La figure 4.13 représente les diagrammes de dispersion obtenus selon la polarisation TM dans le cas où  $r/a = 0.2$  et  $\epsilon_1 = 12$  ( $r$  : rayon des tiges,  $a$  : paramètre de maille du cristal et  $\epsilon_1$  : constante diélectrique de la matrice de haut indice (Silicium)). Le calcul est fait le long des axes de haute symétrie de la première zone de Brillouin, sur le circuit  $\Gamma - M - K - \Gamma$  en utilisant la méthode des ondes planes. L'énergie des bandes est exprimée en fonction du facteur sans dimension  $u = a/\lambda$ .

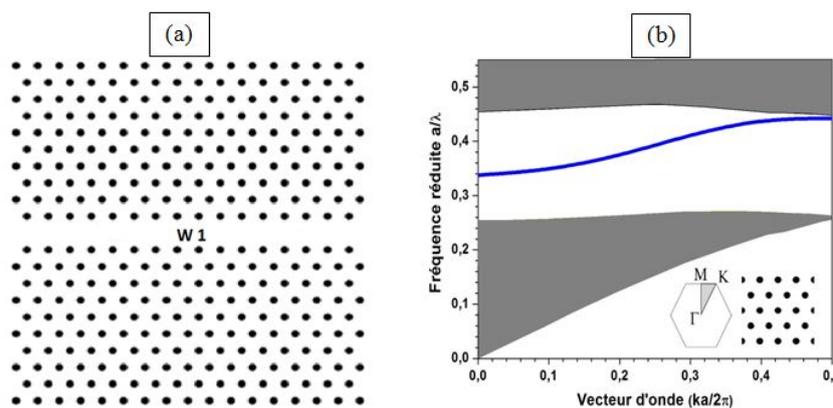


FIGURE 4.13. – : (a) Réseau triangulaire avec défaut W1 (b) Diagramme de bandes d'un cristal photonique triangulaire de tiges infinies (calcul 2D) avec défaut par la méthode des ondes planes pour  $\epsilon_1 = 12$  et  $r=0.2a$ .

Le diagramme de dispersion d'un guide W1 calculé par la méthode des ondes

planes pour des vecteurs décrivant la première zone de Brillouin et en se limitant à la direction du guide est reporté sur la figure 4.13b. Les deux zones grises sont les continums des modes étendus à toute la membrane. En blanc entre ces deux zones apparaît la bande interdite photonique du cristal sans défauts. A noter que ces courbes de dispersion sont des diagrammes « nettoyés », autrement dit des diagrammes où n'apparaît qu'un seul mode guidé (en bleu). Cela veut dire que le guide est monomode et pour pouvoir fonctionner aux longueurs d'ondes télécommunication ( $\lambda = 1550nm$ ), le paramètre de maille doit être égal à  $644.97nm$ . Autrement dit, notre guide d'onde est à large bande avec une plage de longueur d'onde dans l'intervalle [1394 nm - 1828 nm].

### 4.3.2. Géométrie du filtre optique

La géométrie du filtre à étudié est représentée dans la figure 4.14, où A : est le port d'injection de la lumière, B : le port direct, C : le port d'extraction avant et D : le port d'extraction arrière. Les guides d'ondes d'insertion et d'extraction sont obtenus par omission d'une rangée de piliers de Silicium (couramment appelés guides W1) tandis que le milieu résonateur est formé par la suppression de plusieurs piliers. Le choix du silicium comme matériau pour ce type de filtre ne repose pas seulement du fait qu'il est à l'abondant dans la nature ou pour sa réputation dans l'utilisation en micro-électronique, mais aussi parce qu'il est un matériau transparent à faible pertes. On peut aussi réaliser des structures à base d'autre matériau passif comme l'InP ou le GaAs, en faisant attention au contraste de ces matériaux et bien sûr d'après la longueur d'onde visée.

Afin d'obtenir une meilleur extraction de la lumière donc une bonne réponse optique, un choix judicieux des paramètres géométriques (intrinsèques) a été adapté pour assurer un bon couplage entre les guides et le résonateur. Les propriétés spectrales du filtre ont été calculées par la méthode FDTD-2D avec utilisation des couches PML (Perfect Matched Layer).

Une impulsion incidente couvrant une large gamme de fréquences est injecté dans le port A. Les ports B, C et D jouent le rôle de détecteur d'intensité, de cette façon on pourra recueillir la densité spectrale de puissance transmise après une transformation de Fourier de cette dernière. Toute les densités spectrales ont été normalisée à la densité spectrale de la lumière incidente à l'entrée du port A.

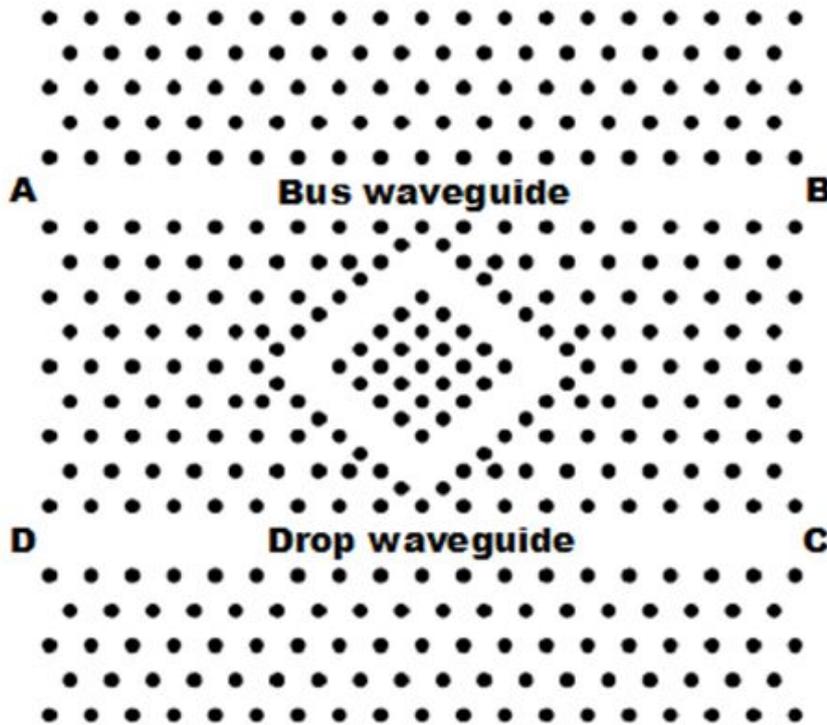


FIGURE 4.14. – :Géométrie du filtre optique.

### 4.3.3. Calcul du spectre de transmission du filtre optique

Le spectre en transmission figure 4.15 montre clairement que la résonance obtenue à  $\lambda_D = 1550nm$  donne lieu à une transmission de 100%, avec une largeur à mi-hauteur  $\delta\lambda = 8$  ce qui correspond à un facteur de qualité calculé  $Q \approx 1385$ . La puissance de transmission de l’anneau dans cette cavité est en opposition de phase avec le signal d’entrée, ce qui engendre l’annulation de transfert de la puissance dans le port B et faisant le transfert de puissance complet de l’entrée du guide vers le port D. Aucun transfert n’est possible au port C, ce qui justifie sur la courbe l’annulation du signal sur toute la fenêtre spectrale.

Notons que plusieurs paramètres peuvent entrer en jeu pour modifier la longueur d’onde de sortie dans le dispositif, ainsi à la modification de l’intensité transmise comme il est démontré dans [168]. Les résultats obtenus par les simulations numériques sont très encourageants à l’utilisation du présent dispositif dans les futures applications environnementales.

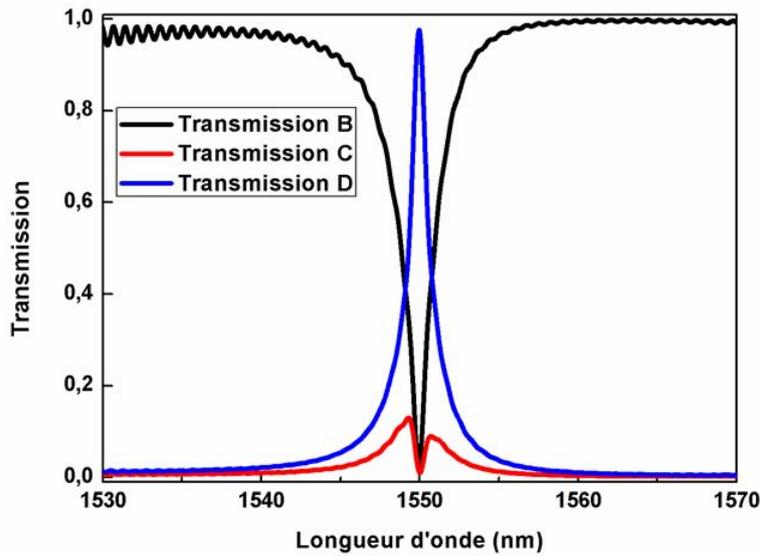


FIGURE 4.15. – :Réponse spectrale de la structure proposée

#### 4.3.4. Cartographie de l'intensité lumineuse en champ lointain

On visualise le comportement du champ à l'intérieur du filtre par la cartographie de l'intensité du champ électrique à la résonance ( $\lambda_D = 1550nm$ ). La puissance de transmission de l'anneau dans cette cavité est en opposition de phase avec le signal d'entrée, ce qui engendre l'annulation de transfert de la puissance dans le port B et faisant le transfert de puissance complet de l'entrée du guide vers le port D.

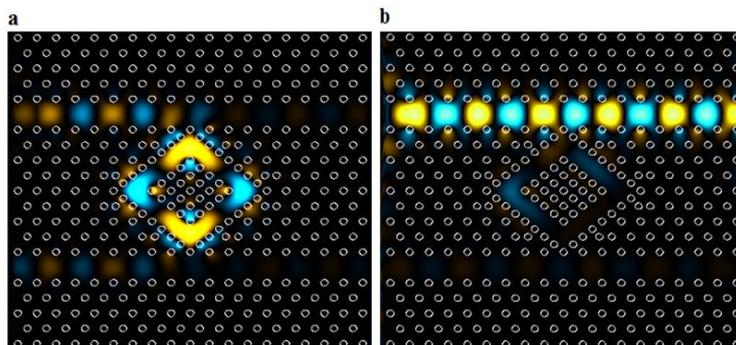


FIGURE 4.16. – :Cartographie du champ électrique : (a) à la résonance ( $\lambda_D = 1550nm$ ), (b) hors résonance.

#### 4.3.5. Étude de capteurs à base de cristaux photoniques pour des applications environnementales

Des capteurs à base de cristaux photoniques à micro-cavité bidimensionnelles [169-171] ont depuis peu démontré leur aptitude à la fois théorique et expérimentale dans la détection et l'identification d'éléments biochimiques. Cette détection se fait par la mesure du décalage de la longueur d'onde de résonance dans le spectre de transmission en fonction de l'indice de réfraction.

Les cavités nanométriques optiques formées par l'introduction de défauts dans un cristal photonique à 2D sont particulièrement intéressantes car elles prennent généralement en charge des modes de cavité très localisés. Afin d'utiliser le dispositif proposé comme capteurs dédié aux applications environnementales (détection des polluants, gaz toxiques, . . . etc), tous les paramètres géométriques décrites précédemment restent inchangés à l'exception de la variation de l'indice du milieu de bas indice (le milieu environnant).

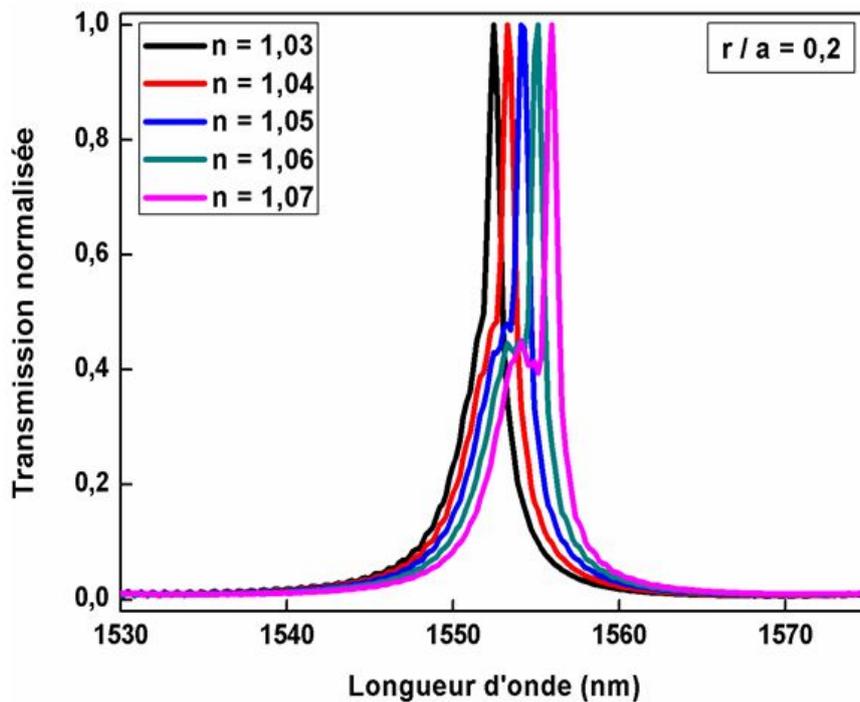


FIGURE 4.17. – : Réponses spectrales pour différents indices de réfraction du milieu environnant et pour un facteur de remplissage  $r/a=0.2$ .

Nous avons varié l'indice de réfraction du milieu qui entoure les piliers du silicium de 1,03 à 1,07 avec un pas de 0,1. Cette gamme couvre la présence des polluants dans l'atmosphère. Les résultats sont reportés sur la figure 4.17. En constate clairement qu'une perturbation de l'indice de réfraction du milieu

environnant entraîne un décalage de la résonance vers les grandes longueurs d'ondes. En d'autres termes, la longueur d'onde de résonance augmente au fur et à mesure que l'indice de réfraction augmente. Modifier l'indice de réfraction du milieu qui entoure les piliers, revient à modifier les conditions de résonances. Cela s'explique par le fait que le présent dispositif est sensible à la variation du milieu environnant, ce qui permet notamment de détecter la présence des polluants dans l'atmosphère avec une résolution de  $10^{-2}$ . La relation entre la longueur d'onde de résonance et l'indice de réfraction de milieu environnant est illustré sur la figure 4.18 Cette dépendance permet d'établir la sensibilité  $S(\frac{\delta\lambda}{\delta n})$  du capteur. Autrement dit, la capacité du dispositif de détecter la présence des polluants potentiels dans l'atmosphère.

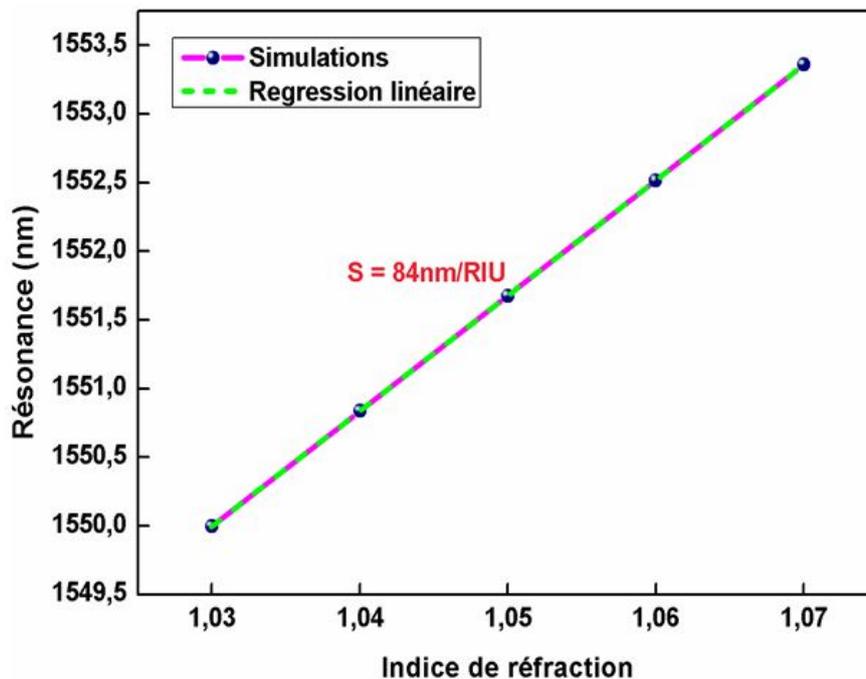


FIGURE 4.18. – :Résonance en fonction de l'indice de réfraction du milieu environnant pour un facteur de remplissage  $r/a = 0.2$ .

La sensibilité obtenue est estimée à  $84nm/RIU$  avec une très bonne concordance entre les simulations numériques faites par la FDTD-2D et la régression linéaire. Notons que cette sensibilité qui reste acceptable pour les applications environnementales, pourra être améliorée par d'autres processus d'optimisation à savoir modification de la géométrie, du matériau, de l'arrangement...etc. Augmenter la sensibilité revient à détecter de très faibles concentrations dans un temps très court (détection en temps réel). Dans ce qui suit, nous entamons l'effet de quelques paramètres sur la sensibilité du capteur.

### 4.3.6. Effet des paramètres sur la sensibilité

#### 4.3.6.1. Effet du facteur de remplissage ( $r/a$ )

Dans cette section, nous nous intéressons à la transmission à travers un cristal photonique formé de tiges semi-conductrices plongés dans l'air. Ces tiges sont disposées selon un réseau triangulaire. Les rayons des tiges pourront être différents. L'objectif est de définir une structure qui devra être fortement sensible à la variation de l'indice de réfraction. Dans le but de mieux décrire le comportement du capteur en fonction d'une perturbation locale au niveau du facteur de remplissage ( $r/a$ ) qui représente tout simplement la variation du rayon des piliers semi-conducteurs, nous avons tracé les réponses spectrales ainsi que la sensibilité pour deux facteurs de remplissage différents ( $r/a = 0.19$  et  $0.21$ ). Les résultats sont reportés sur la figure 4.20 respectivement. En comparant les réponses spectrales obtenues avec ceux vues précédemment ( $r/a = 0.2$ ), même phénomène est observé pour les deux facteurs de remplissage proposés ( $r/a = 0.19$  et  $0.21$ ).

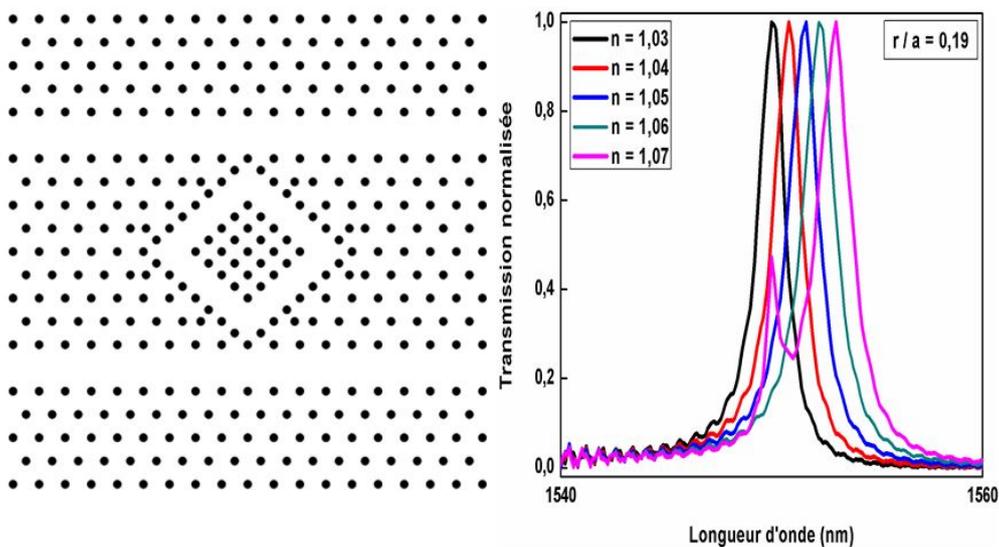


FIGURE 4.19. – : Résonance en fonction de l'indice de réfraction du milieu environnant pour un facteur de remplissage  $r/a = 0.19$ .

La longueur d'onde de résonance augmente au fur et à mesure que l'indice de réfraction augmente ce qui traduit un décalage vers le rouge (red-shift), ou proprement dit vers les grandes longueurs d'onde. Cela montre encore une fois que le caractère de détection est conservé par le dispositif pour différents rayons de piliers à base de silicium.

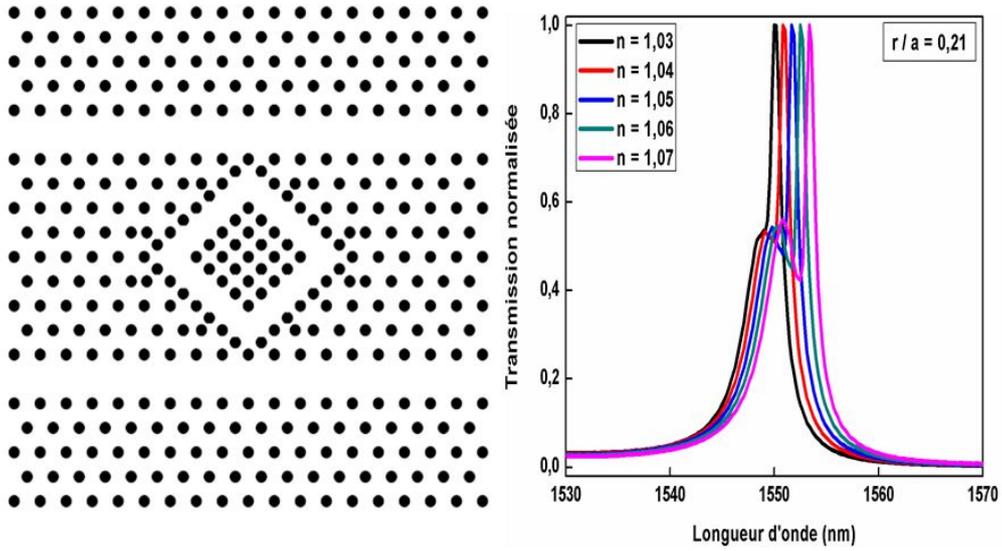


FIGURE 4.20. – :Réponses spectrales pour différents indices de réfraction du milieu environnant et pour un facteur de remplissage  $r/a=0,21$ .

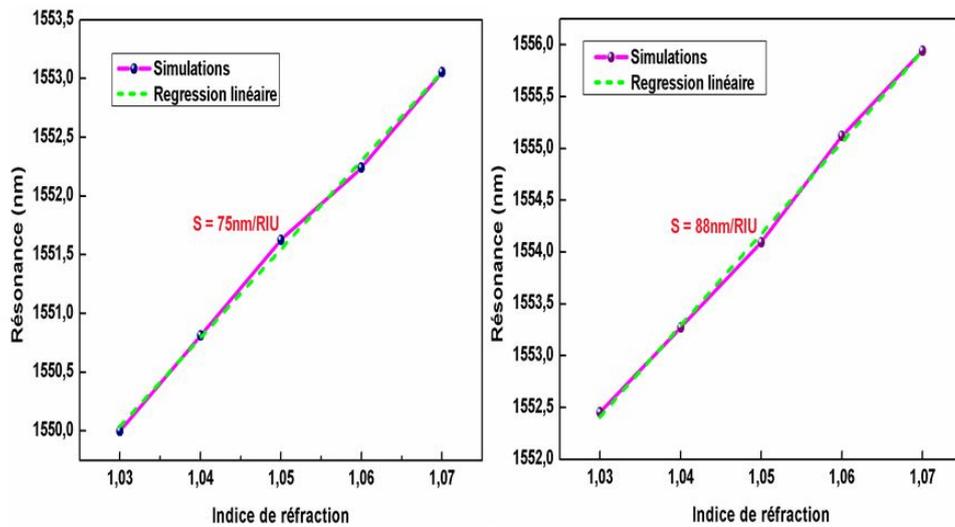


FIGURE 4.21. – :Résonance en fonction de l'indice de réfraction du milieu environnant pour différents facteurs de remplissage  $r/a=0,19$  et  $0,21$  respectivement.

En ce qui concerne les sensibilités obtenues, nous avons tracé la sensibilité pour les deux facteurs de remplissage ( $r/a = 0,19$  et  $0,21$ ) respectivement. Les résultats sont reportés sur la figure 4.21. Une différence significative est clairement visible. La sensibilité du capteur montre une dépendance linéaire en fonction d'une perturbation de paramètres géométriques. On obtient une sensibilité  $S = 75nm/RIU$  pour un facteur de remplissage  $r/a = 0,19$ , tandis que pour un facteur de remplissage de  $r/a = 0,21$ , la sensibilité est estimée à  $S = 88nm/RIU$ . Plus le rayon des piliers augmentent, plus la sensibilité n'est améliorée. Cela peut être interprété par l'augmentation de l'indice effectif du matériau de haut indice (Silicium de notre cas) par rapport à celui du bas indice (l'air). Pour des applications de détection visées, un choix judicieux des paramètres doit être pris en charge afin d'atteindre les sensibilités souhaitées.

#### 4.3.6.2. Effet de l'indice de réfraction des tiges

De nombreuses configurations de filtres peuvent être trouvées dans la littérature. Les plus classiques utilisent des micro-disques comme résonateurs. Les exemples sont nombreux et nous ne nous attarderons pas dessus. En revanche, quelques filtres exploitent également des modes résonants dans des cavités à cristaux photoniques. Dans tous les cas (à notre connaissance), les guides d'onde sont diffractifs. Cela requiert généralement de lourdes et complexes simulations (conception de la cavité à cristal photonique, par modification de sa géométrie, de ses contours, du facteur de remplissage, indice de réfraction.). Néanmoins quelques résultats satisfaisant, généralement de simulations et tous dans une configuration planaire, montrent la faisabilité d'un filtre optique dont le résonateur serait un cristal photonique [172-174], c'est exactement ce que nous avons fait pour obtenir des résultats satisfaisant avec la géométrie dans la figure 4.22. Une réalisation expérimentale, par l'équipe de Notomi et al. a montré près de 80% de puissance transférée vers l'avant dans le guide d'onde de droppage [175]. Nos filtres dont la conception sont compatibles pour un fonctionnement de type capteur à cristal photonique et plus précisément à base de tiges de silicium. Afin d'étudier l'effet de l'indice de réfraction des tiges sur la réponse spectrale du capteur ainsi que ses performances, nous avons réajusté les paramètres de la fonction diélectrique des tiges semi-conductrice ( $\epsilon = 13$ ) au lieu de ( $\epsilon = 12$ ) tout en gardant le facteur de remplissage ( $r/a = 0.2$ ).

En comparant la figure 4.22 qui correspond à un facteur de remplissage ( $r/a = 0.2$ ) et une constante diélectrique ( $\epsilon = 13$ ) avec la figure 4.14 pour un même

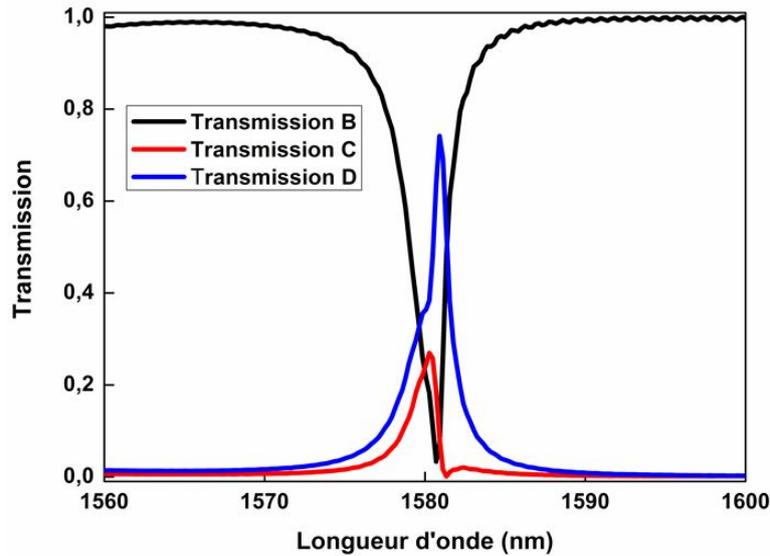


FIGURE 4.22. – : Réponse spectrale de la structure proposée pour un facteur de remplissage ( $r/a=0.2$ ) et une constante diélectrique ( $\epsilon=13$ ).

facteur de remplissage mais pour une constante diélectrique différente, des différences significatives sont clairement visibles. Les transmissions aux niveaux des ports B et C sont identiques tandis que celles au port D sont différentes. En remarque une diminution du signal dans le cas de ( $\epsilon = 13$ ) qui peut être interpréter par le changement induit aux conditions de résonances. Nous rajoutons ainsi un décalage de la longueur d'onde de résonance ( $\lambda_D = 1580, 2nm$ ) pour ( $\epsilon = 13$ ) par rapport à une longueur d'onde de résonance ( $\lambda_D = 1550nm$ ) pour ( $\epsilon = 12$ ). Ce décalage vers les grandes longueurs d'ondes ou bien encore vers le rouge est due à l'augmentation de l'indice de réfraction des tiges qui empêche la résonance de se décaler vers le rouge ou le bleu à savoir une augmentation ou diminution de la constante diélectrique du matériaux de fort indice à comparer avec le matériaux environnant (le milieu de bas indice).

Nous reportons sur la figure 4.23 la réponse spectrale du dispositif proposé pour un intervalle d'indice de réfraction du milieu environnant allant de 1.03 à 1.07 et pour un facteur de remplissage ( $r/a = 0.2$ ). Nous rappelons que la fonction diélectrique des tiges est de ( $\epsilon = 13$ ). La réponse spectrale de la structure proposée montre une dépendance en fonction du changement d'environnement. Un décalage vers les hautes longueurs d'onde est clairement visible.

L'amplitude du signal est toujours maximale à la résonance, tandis qu'elle s'étend à s'annuler en dehors de celle-ci avec une décroissance linéaire. Un deuxième pic est observé qui peut être du à une excitation d'un mode secondaire qui est autre qu'un mode caractéristique d'un couplage entre le guide et

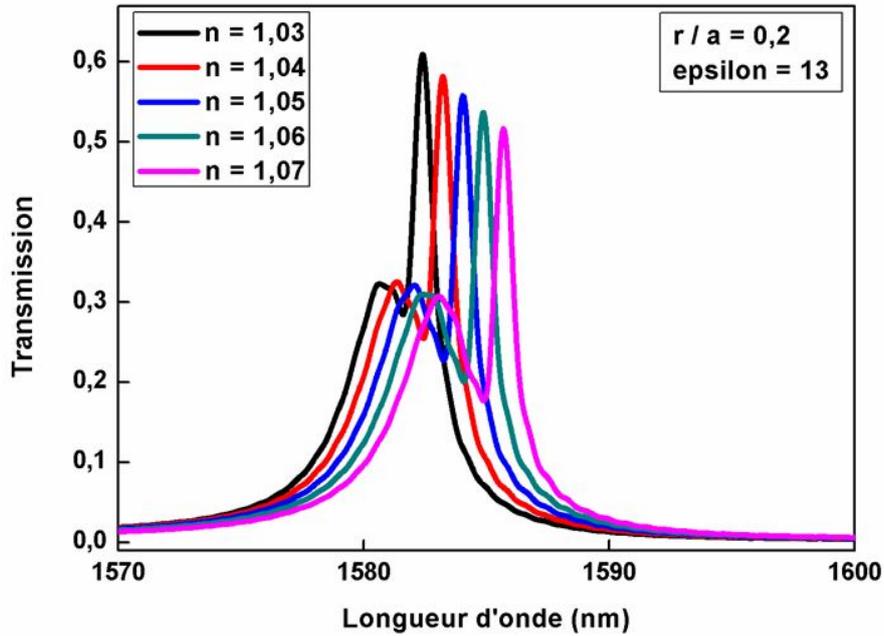


FIGURE 4.23. – :Réponses spectrales pour différents indices de réfraction du milieu environnant et pour un facteur de remplissage  $r/a=0,2$ .

le résonateur. Une cartographie en champ proche pourra nous fournir plus d'informations sur la nature du mode. Le présent résultat montre encore une fois qu'une augmentation de la fonction diélectrique du milieu environnant entraîne un décalage vers les grandes longueurs d'ondes. Nous attendons en contre partie d'une diminution de la fonction diélectrique du milieu environnant entraîne dans ce cas un décalage vers les courtes longueurs d'ondes (blue shift) quelque soit la valeur de la constante diélectrique des tiges semi-conductrices. La relation entre la longueur d'onde de résonance et l'indice de réfraction de milieu environnant est illustré sur la figure 4.24. Cette dépendance permet d'établir la sensibilité  $S(\frac{\delta\lambda}{\delta n})$  du capteur. Autrement dit, la capacité du dispositif de détecter la présence des polluants potentiels dans l'atmosphère.

La sensibilité du capteur montre une dépendance linéaire en fonction d'une perturbation de la fonction diélectrique du milieu environnant. On obtient une sensibilité  $S=79\text{nm}/\text{RIU}$  pour un facteur de remplissage  $r/a = 0.2$  et une constante diélectrique des tiges semi-conductrices ( $\epsilon = 13$ ). La sensibilité obtenue est inférieure à celle obtenue pour une constante diélectrique ( $\epsilon = 12$ ) estimée à  $S = 84\text{nm}/\text{RIU}$ . Le résultat n'est pas surprenant du moment que l'optimisation du milieu de référence qui est l'air à été faite pour un facteur de remplissage ( $r/a = 0.2$ ) et une constante diélectrique des piliers ( $\epsilon = 12$ ). Cela montre une fois qu'un choix judicieux des paramètres doit être pris en comptes afin d'obtenir

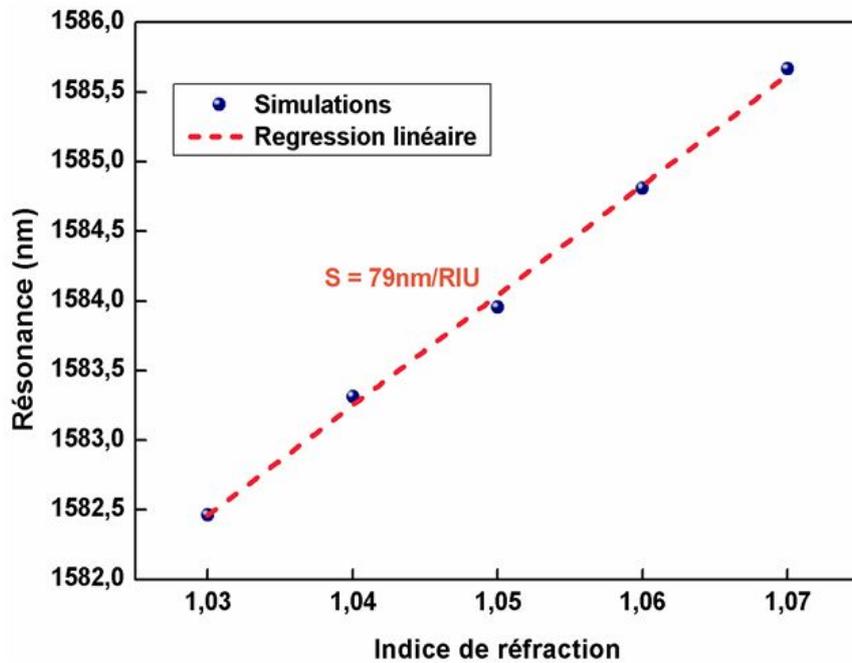


FIGURE 4.24. – :Résonance en fonction de l'indice de réfraction du milieu environnant pour un facteur de remplissage  $r/a=0,2$ .

des sensibilisées acceptables pour une application visée.

#### 4.3.7. Conclusion

Dans ce travail, deux composants à base des résonateurs optiques pour des applications en détection ont été étudiés. le premier capteur basé sur des cavités Fabry-Pérot avec des miroirs de Bragg courbées et un micro-tube entre les deux miroirs pour permettre l'insertion du fluide de mesure, qui peut être un liquide ou un gaz pour les caractériser optiquement. Les simulations numériques ont démontré la capacité de ce dispositif à être utilisé comme réfractomètre, ainsi que sa capacité à détecter la présence des fluides qui ont un indice de réfraction variant entre 1.4 et 1.408. La caractérisation du dispositif nous a informés de sa capacité à détecter des liquides/gaz d'indice de réfraction avec une sensibilité de 592 nm/RIU avec une limite de détection de  $10^{-3}$  RIU. En tant que réfractomètre à gaz, une sensibilité de 1053 nm/RIU avec une limite de détection de  $5 \cdot 10^{-4}$ . Notre dispositif présente des caractéristiques importantes par rapport à d'autres travaux réalisés a base d'une cavité F-P avec des miroirs cylindriques. Le dispositif proposé présente les avantages de simplicité pour l'intégration, de compatibilité avec la technologie CMOS et de sensibilité élevée, qui pourraient être utilisés dans les futures applications de détection.

Le deuxième composant, consiste à concevoir un capteur à base des cristaux photoniques pour détecter la présence des polluants dans l'environnement. Au premier lieu, nous avons choisi de développer des filtres de référence à base de cristaux photoniques bidimensionnels à fort contraste d'indice en silicium. Ceux-ci permettent un contrôle de la lumière dans des volumes restreints. Notre étude en champ proche nous a permis de visualiser la distribution du champ électrique au voisinage de notre échantillon à la résonance d'une part, et en dehors de la résonance d'autre part. Nous avons constaté que le réseau triangulaire est celui qui nous offre en 2D des propriétés intéressantes notamment pour le filtrage et la détection. Un taux de transmission de 100% est obtenu avec un facteur de qualité  $Q=1385$ , ces résultats sont nettement améliorés par rapport à d'autres travaux réalisés par différents laboratoires de recherche. Nous avons ainsi étudié la réponse spectrale d'un capteur à base de cristaux photoniques lorsqu'on change l'indice de réfraction du milieu environnant. Un décalage vers les grandes longueurs d'ondes de la résonance au fur et à mesure que l'indice de réfraction du matériau du bas indice augmente. Ceci permet au capteur de détecter la présence des polluants potentiels dans l'atmosphère. Des sensibilités allant de 79nm/RIU à 88nm/RIU ont été obtenues pour différents facteurs de remplissage. Ces sensibilités qui restent acceptables pour des phénomènes de détection pourront être améliorées par d'autres processus d'optimisation. Ces résultats nous permettent de mieux comprendre le comportement de la lumière dans les cristaux photoniques bidimensionnels. Ces structures pourraient être utilisées dans les circuits intégrés photoniques et pour la réalisation des futurs capteurs environnementaux.

## 5. Conclusion générale et perspectives

Dans ce manuscrit, nous avons présenté la conception et la modélisation de deux différentes architectures de micro-résonateurs optiques, pour des applications de réfractométrie. L'une, basée sur une nouvelle génération de cavités de FP à base de miroirs de Bragg courbés et d'un micro-tube entre les deux miroirs pour permettre l'insertion de l'élément que l'on souhaite analyser qui peut être un liquide homogène ou un Gaz. Et la deuxième micro-cavité à base de cristaux photoniques construite avec des tiges semi-conductrices plongées dans l'air.

Dans un premier temps nous avons rappelé des notions de base, le principe de fonctionnement et les caractéristiques générales des différents Micro-résonateurs optiques. Ensuite, un état de l'art sur les performances et les limites actuelles de différents capteurs optiques. Nous avons présenté les avantages des capteurs à base de micro-résonateurs optiques, et introduit les problématiques liées à ces capteurs. Nous avons vu qu'il existe différentes formes de résonateurs Fabry-Pérot à savoir les cavités à miroirs planes, cylindriques et sphériques. Les cavités cylindriques offrent un bon confinement de la lumière dans les deux directions du plan d'une part et d'autre part sont compatibles avec les techniques avancées de la micro-fabrication. Les cavités sphériques fournissent le meilleur confinement de la lumière, mais par contre, très difficiles à fabriquer. L'alternative est d'utiliser des cavités cylindriques combinées avec des tubes capillaires permettant le passage des fluides homogènes telles que les huiles, les fluides non-homogènes et les fluides contenant des particules solides. Nous avons vu le concept des capteurs à base de micro-résonateurs optiques notamment pour des applications de détection.

Nous avons ensuite détaillé les méthodes numériques utilisées pour simuler la réponse optique d'une telle structure photonique sans et avec défauts. La méthode des ondes planes repose généralement sur une méthode supercellule type onde plane. Cette méthode, de type fréquentiel, et compte tenu de la périodicité de  $\epsilon(r)$ , consiste à développer  $\epsilon(r)$  et le champ électromagnétique sur une base finie de N ondes planes (décomposition en série de Fourier). Elle donne accès

aux modes propres d'une structure "infinie", mais n'est pas adaptée pour évaluer la réponse optique à une excitation d'une structure finie. Un autre outil de modélisation est susceptible de fournir ce genre d'informations : la FDTD pour Finite Difference Time Domain. La méthode FDTD, fondée sur la résolution directe des équations de Maxwell dans le domaine temporel, ne nécessite aucune hypothèse de départ sur la forme possible des solutions ou des ondes se propageant dans la structure, ce qui la rend indépendante de la géométrie du système à modéliser. Un autre avantage réside dans sa faculté à couvrir un large spectre de fréquences avec une seule simulation en ayant recours à la transformée de Fourier.

Nous avons pu déterminer la réponse spectrale de la cavité Fabry-Pérot à miroirs cylindrique combinée avec un tube capillaire afin de définir le domaine de travail propre au dispositif. Il s'est avéré qu'une large gamme d'indices de réfraction couvrant les gaz et les liquides est obtenue. L'insertion des huiles ayant différents indices de réfraction ont montré la capacité du dispositif de détecter la présence des liquide avec une sensibilité de  $569nm/RIU$  et une résolution de  $2.10^{-3}$ . Autrement dit, le dispositif permet de détecter une variation d'indice  $\delta n$  de l'ordre de  $10^{-3}$ .

Nous avons pu déterminer les propriétés de la transmission des cristaux photoniques en fonction de la longueur d'onde pour une maille triangulaire. De façon générale, les simulations numériques qui ont été menées en deux dimensions, utilisant les techniques des ondes planes et FDTD, se sont montrées très utiles. Pour cela, nous nous sommes focalisés sur l'étude théorique des matériaux à bande interdite photonique en exploitant l'analogie formelle qui existe entre les équations de Maxwell régissant la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu diélectrique et l'équation de Schrödinger qui découle de la périodicité géométrique du cristal atomique. Nous avons présenté les fondements théoriques de la méthode des différences finis dans le domaine temporel (FDTD) qui nous a permis d'avoir la réponse spectrale de la structure proposée notamment pour des applications optique telle que le guidage et le filtrage de la lumière, et des applications environnementales telle que la détection de toute sorte de polluants potentiels présents dans l'atmosphère. Les sensibilités obtenues s'avèrent encourageantes par rapport à d'autres travaux et des efforts supplémentaires sont à fournir dans le but d'améliorer les performances du capteur. Nous envisageons à la suite de ce travail, d'élargir nos études à la conception et la réalisation de nouveaux dispositifs à base de micro-résonateurs optiques pour des applications biochimiques et industrielles.

# Bibliographie

- [1] Jiri MAREK. « Automotive MEMS Sensors Trends and applications ». In : *proceeding of 211 international Symposium on VLSI Technology stem and application* (2011) (cf. p. [12](#)).
- [2] Kazem ZANDI. « Design and Demonstration of an In-Plane Silicon-on-Insulator Optical MEMS Fabry–Pérot-Based Accelerometer Integrated With Channel Waveguides ». In : *JOURNAL OF MICROELECTROMECHANICAL SYSTEMS* 21.6 (2012), p. 1464-1470 (cf. p. [12](#), [59](#)).
- [3] T. WEI. « Temperature-insensitive miniaturized fiber inline Fabry-Perot interferometer for highly sensitive refractive index measurement ». In : *Optics Express* 16.4 (2008), p. 5764-5769 (cf. p. [12](#)).
- [4] Zainab YUNUSA. « Gas Sensors : A Review ». In : *Sensors and Transducers* 168.4 (2014), p. 61-75 (cf. p. [12](#)).
- [5] L. C. Clark et C. LYONS. « Electrode systems for continuous monitoring in cardiovascular surgery ». In : *Annals New York Academy of Sciences* 102 (1962), p. 29 (cf. p. [12](#)).
- [6] David CHAUVIN. « Réalisation d’un capteur optofluidique à champ évanescent à base de microrésonateurs polymères pour la détection ultrasensible d’espèces bio-chimiques à haute toxicité ». Thèse de doct. 2016 (cf. p. [12](#), [49](#), [53](#), [54](#), [59](#)).
- [7] G. W. HUNTER et al. « Silicon Carbide Gas Sensors For Propulsion Emissions And Safety Applications ». In : *Proceedings of the 54th Joint Propulsion Meeting* (2007) (cf. p. [13](#)).
- [8] C. CIMINELLI, F. DELL’OLIO et C. E. Campanella et M. N. ARMENISE. « Labelfree optical resonant sensors for biochemical applications ». In : *Progress in Quantum electronics* 37 (2013), p. 51 (cf. p. [13](#), [59](#)).
- [9] Nezam UDDIN. « Microfluidic Enhanced Fabry-Perot Etalon Based Optical Biosensor for the Detection of Biological Substances in Liquid with Refractive Index Measurement ». Thèse de doct. 2017 (cf. p. [13](#), [61](#)).

- [10] Deng M et al. « Refractive index measurement using photonic crystal fiber-based Fabry-Perot interferometer ». In : *Applied optics* 49.9 (2010), p. 1593-1598 (cf. p. 13).
- [11] J. HOMOLA. « Surface plasmon resonance sensors for detection of chemical and biological species ». In : *Chemical reviews* 108.2 (2008), p. 462-493 (cf. p. 14).
- [12] J. HOMOLA. « Present and future of surface plasmon resonance biosensors ». In : *Analytical and bioanalytical chemistry* 377.3 (2003), p. 528-539 (cf. p. 14).
- [13] Homola J., Yee S.S. et Gauglitz G. « Surface plasmon resonance sensors :Review ». In : *Sensors and Actuators B* 54.1 (1999), p. 3-15 (cf. p. 14).
- [14] Hoa X., Kirk A. et Tabrizian M. « Towards integrated and sensitive surface plasmon resonance biosensors : a review of recent progress ». In : *Biosensors and Bioelectronics* 23.2 (2007), p. 151-160 (cf. p. 14).
- [15] Rothenhäusler B. et Knoll W. « Surface plasmon microscopy ». In : (1988) (cf. p. 14).
- [16] Monzón-Hernández D. et Villatoro J. « High-resolution refractive index sensing by means of a multiple-peak surface plasmon resonance optical fiber sensor ». In : *Sensors and Actuators B : Chemical* 115.1 (2006), p. 227-231 (cf. p. 14).
- [17] T. Vo DINH, F. YAN et M.B. WABUYELE. « Surface enhanced Raman scattering for medical diagnostics and biological imaging ». In : *Journal of Raman Spectroscopy* 36.6-7 (2005), p. 640-647 (cf. p. 14).
- [18] Tanahashi I., Yamazaki F. et Hamada K. « Localized surface plasmon resonance sensing properties of Ag/TiO<sub>2</sub> films ». In : *Chemistry Letters* 35.4 (2006), p. 454-455 (cf. p. 14).
- [19] Yu F. et al. « Simultaneous excitation of propagating and localized surface plasmon resonance in nanoporous gold membranes ». In : *Analytical Chemistry* 78.20 (2006), p. 7346-7350 (cf. p. 14).
- [20] Mayer K.M. et Hafner J.H. « Localized surface plasmon resonance sensors ». In : *Chemical reviews* 111.6 (2011), p. 3828-3857 (cf. p. 14).
- [21] Sai V.V.R, Kundu T. et Mukherji S. « Novel U-bent fiber optic probe for localized surface plasmon resonance based biosensor ». In : *Biosensors and Bioelectronics* 24.9 (2009), p. 2804-2809 (cf. p. 14).
- [22] Bhatia V. et Vengsarkar A.M. « Optical fiber long-period grating sensors ». In : *Optics Letters* 21.9 (1996), p. 692-694 (cf. p. 14).

- [23] Patrick H.J., Kersey A.D. et Bucholtz F. « Analysis of the response of long period fiber gratings to external index of refraction ». In : *Journal of lightwave technology* 16.9 (1998), p. 1606 (cf. p. 14).
- [24] White I.M., Oveys H. et Fan X. « Liquid-core optical ring-resonator sensors ». In : *Optics letters* 31.9 (2006), p. 1319-1321 (cf. p. 14).
- [25] Sumetsky M. et al. « Optical liquid ring resonator sensor ». In : *Optics Express* 15.22 (2007), p. 14376-14381 (cf. p. 14).
- [26] Fan X. et al. « Book Overview of novel integrated optical ring resonator bio-chemical sensors ». In : *International Society for Optics and Photonics* (), p. 64520M-64520M (cf. p. 14).
- [27] Jágerská J. et al. « Refractive index sensing with an air-slot photonic crystal nanocavity ». In : *Optics letters*, 35.15 (2010), p. 2523-2525 (cf. p. 14).
- [28] Wu D.K.C., Kuhlmeiy B.T. et Eggleton B.J. « Ultrasensitive photonic crystal fiber refractive index sensor ». In : *Optics letters* 34.3 (2009), p. 322-324 (cf. p. 14).
- [29] Chow E. et al. « Ultracompact biochemical sensor built with two-dimensional photonic crystal microcavity ». In : *Optics letters* 29.10 (2004), p. 1093-1095 (cf. p. 14).
- [30] Jiang L. et al. « Fiber Mach–Zehnder interferometer based on microcavities for high-temperature sensing with high sensitivity ». In : *Optics letters* 36.19 (2011), p. 3753-3755 (cf. p. 14).
- [31] Ymeti A. « Fast ultrasensitive virus detection using a Young interferometer sensor ». In : *Nano letters* 7.2 (2007), p. 394-397 (cf. p. 14).
- [32] Bernini R. et al. « ARROW optical ,waveguides based sensors ». In : *Sensors and Actuators B* 100.1 (2004), p. 143-146 (cf. p. 14).
- [33] Barrios C.A. « Optical slot-waveguide based biochemical sensors ». In : *Sensors* 9.6 (2009), p. 4751-4765 (cf. p. 14).
- [34] Zhang T. et al. « A nanostructured Fabry-Perot interferometer ». In : *Optics express* 18.19 (2010), p. 20282-20288 (cf. p. 14).
- [35] Majchrowicz D. et al. « Application of Thin ZnO ALD Layers in Fiber-Optic Fabry-Pérot Sensing Interferometers ». In : *Sensors* 16.3 (2016), p. 416 (cf. p. 14).
- [36] B. E. A. SALEH et M. C. TEICH. *Fundamentals of Photonics*. 2007 (cf. p. 16, 79, 82).

- [37] Antoine RAMIER. « Integration de guide d'onde et Micro-résonateur en modes de Galerie par assemblage à puce retournée ». Mém. de mast. 2014 (cf. p. 16).
- [38] Lord RAYLEIGH. « The problem of the whispering gallery ». In : *Philosophical Magazine* (1910), 1001–1004 (cf. p. 16).
- [39] H. P. WEBER et R. ULRICH. « A thin-film ring laser ». In : *Applied Physics Letters* 19 (1971), 38–40 (cf. p. 16).
- [40] R. ULRICH et H. P. WEBER. « Unidirectional thin-film ring laser ». In : *Applied Physics Letters* 20 (1972), 38–40 (cf. p. 16).
- [41] R. ULRICH et H. P. WEBER. « Solution-deposited thin films as passive and active light-guides ». In : *Applied Optics* 11 (1972), 428–434 (cf. p. 16).
- [42] J. HAAVISTO et G. A. PAJER. « Resonance effects in low-loss ring waveguides ». In : *Optics Letters* 5 (1980), 510–512 (cf. p. 16).
- [43] Pauline GIRAULT. « Micro-résonateurs intégrés pour des applications capteurs ». Thèse de doct. 2016 (cf. p. 17, 23, 55-57, 59, 60).
- [44] Maurine Malak KARAM. « A contribution to photonic MEMS : study of optical resonators and interferometers based on all-silicon Bragg reflectors ». Thèse de doct. 2013 (cf. p. 20, 26, 28, 63, 64, 80, 81).
- [45] D. G. RABUS. *Integrated Ring Resonator*. 4. 2007 (cf. p. 22).
- [46] C. FABRY et A. PEROT. « A Multipass Interferometer ». In : *Annales de Chimie et de Physique* 16 (1899), p. 115 (cf. p. 26, 39).
- [47] Dominik G. RABUS. « Realization of Optical Filters using Ring Resonators with integrated semiconductor optical Amplifier in GaInAsP/InP ». Thèse de doct. 2002 (cf. p. 27, 37).
- [48] Herbert VENGHAUS. *Wavelength Filters in Fibre Optics*. 2006 (cf. p. 30, 35, 39, 42).
- [49] J.T. VERDEYEN. *Laser Electronic*. 1995 (cf. p. 30).
- [50] A. LIPSON et E. M. YEATMAN. « Low-loss one-dimensional photonic bandgap filter in (110) silicon ». In : *Optics Letters* 31 (2006), p. 395-397 (cf. p. 30).
- [51] John D. JOANNOPOULOS. « Photonic crystals : Molding the flow of light ». In : *Princeton University Press* 2nd edition. New Jersey (2008) (cf. p. 30).
- [52] Candice BLIN. « Développement de cristaux photoniques en diamant modélisation, technologie et application à la biodétection ». Thèse de doct. 2015 (cf. p. 31, 57).

- [53] <http://web.mit.edu/hujuejun/www/Teaching/3.46/20Photonic/20Materials/20and/20Devices/FIBER/20OPTICS/20/20PHOTONIC/20CRYSTALS.PPT> (cf. p. 32-34).
- [54] Xunqi WU. « Etude de cavités optiques formées de miroirs de Bragg à réseaux à pas variable : application aux filtres et lasers ». Thèse de doct. 2012 (cf. p. 36).
- [55] <http://www.faculty.iubremen.de/dknipp/c320352/PROJECTS/PRESENTATIONS/202005/DP/20FIBER/20BRAGG/20GRATING.PDF> (cf. p. 36).
- [56] E. A. J. MARCATILI. « Bends in Optical Dielectric Guides ». In : *The Bell System Technical Journal* 48 (1969), p. 2103-2132 (cf. p. 37).
- [57] Farida MEZIANE. « Etude de micro-résonateurs optiques polymères en anneaux en vue de leur intégration sur une plateforme de micro-fluidique digitale : application a la détection d'ions métalliques de Cr (VI) dans l'eau ». Thèse de doct. 2016 (cf. p. 37).
- [58] Kerry VAHALA. *Optical Microcavities : Advanced series in applied physics*. T. 5. 2004 (cf. p. 40, 42).
- [59] (Cf. p. 43).
- [60] (Cf. p. 45).
- [61] Manz A., Graber N. et Widmer H. « Miniaturized total chemical analysis systems A novel concept for chemical sensing ». In : *Sensors Actuators B Chem* 1 (1990), 244–248 (cf. p. 47).
- [62] D. et al HARRISON. « Micromachining a miniaturized capillary electrophoresis based chemical analysis system on a chip ». In : *Science* 261 (1993), 895–897 (cf. p. 47).
- [63] M. et al PAWLAK. « Zeptosens protein microarrays : A novel high performance microarray platform for low abundance protein analysis ». In : *PROTEOMICS* 2 (2002), 383–393 (cf. p. 47).
- [64] Jin-Lee H., Goodrich T. T. et Corn R. M. « SPR imaging measurements of 1-D and 2-D DNA microarrays created from microfluidic channels on gold thin films ». In : *Anal. Chem* 73 (2001), 5525–5531 (cf. p. 47).
- [65] Uebbing J. J. et AL. « Heat and Fluid Flow in an Optical Switch Bubble ». In : *Mems* 15 (2006), 1528–1539 (cf. p. 47).
- [66] Wang X. et AL. « Liquid-Crystal Blazed-Grating Beam Deflector ». In : *Appl Opt* 39 (2000), p. 6545 (cf. p. 47).

- [67] R. L. RICHN et al. « Kinetic analysis of estrogen receptor ligand interactions ». In : *Proceedings of the National Academy of Sciences* 99.13 (2002), p. 8562 (cf. p. 48).
- [68] N. LAGAKOS, J. H. COLE et J. A. BUCARO. « Microbend fiber-optic sensor ». In : *Appl. Opt* 26.11 (1987), p. 2171-2180 (cf. p. 50).
- [69] Y. ZHOU et P. K. RASTOGI. « Furrier decomposition method for mode characterization in metal-clad fiber with complex index Profil ». In : *Opt. Commun.* 237 (2004), p. 325-332 (cf. p. 50).
- [70] Yunming W. et al. « Theoretical and experimental study on multimode optical fiber grating ». In : *Opt. Commun* 250 (2005), p. 54-62 (cf. p. 50).
- [71] R. SUARDET. *Physique Ondulatoire*. 1998 (cf. p. 50).
- [72] V. V. IVANOV et al. « Differential low-coherence interferometry for in-situ diagnostics of transparent structures ». In : *Tech. Phys. Lett* 30.5 (2004), p. 389-391 (cf. p. 50).
- [73] S.Y. WU et al. « Highly sensitive differential phase-sensitive surface plasmon resonance biosensor based on the Mach-Zehnder configuration ». In : *Opt. Lett* 29.20 (2004), p. 2378-2380 (cf. p. 50).
- [74] A. F OBATON et J DUBARD. « Interrogation microresonator based biosensor with a Phase Sensitive-Optical Low Coherence Interferometer ». In : *New optical reference standard in the field of biology* 8073 (2011) (cf. p. 50).
- [75] INAUDI, S. VURPILOT et S. LLORET. « In-line coherence multiplexing of displacement sensors : a fiber optic extensometer ». In : *Proceedings of SPIE 'Smart Structures and Materials', San Diego* (1996) (cf. p. 50).
- [76] Yacouba SANOGO. « Conception et fabrication de capteurs et de leur technique d'interrogation pour des applications dans les domaines de la santé et de l'environnement ». Thèse de doct. (cf. p. 51, 55).
- [77] K. OKAMOTO. « Fundamentals of optical waveguides ». In : *Academic Press* (2005) (cf. p. 52, 54).
- [78] B. Liedberg C. Nylander I. LUNDSTROM. « Surface plasmon resonance for gas detection and biosensing ». In : *Sensors and Actuators* 4 (1983), p. 299 (cf. p. 54).
- [79] [HTTP://BIOSENSINGUSA.COM](http://biosensingusa.com) (cf. p. 54).
- [80] [HTTP://WWW.BIONAVIS.COM](http://www.bionavis.com) (cf. p. 54).
- [81] [HTTP://WWW.REICHERT.COM](http://www.reichert.com) (cf. p. 54).

- 
- [82] HTTP ://WWW3.GEHEALTHCARE.FR (cf. p. 54).
- [83] X. FAN et al. « Sensitive optical biosensors for unlabeled targets : a review ». In : *Analytica chimica Acta* 620 (2008), p. 8 (cf. p. 55, 79).
- [84] A. BRANDENBURG et R. HENNIGER. « Integrated optical young interferometer ». In : *Applied Optics* 33.25 (1994), p. 5941 (cf. p. 57).
- [85] V. M. N. PASSARO, F. DELL'OLIO et F. D. LEONARDIS. « Ammonia optical sensing by microring resonators ». In : *Sensors* 7 (2007), p. 2741 (cf. p. 57).
- [86] H. K. P. MULDER et al. « Size-selective analyte detection with a young interferometer sensor using multiple wavelengths ». In : *Optics Express* 24.8 (2016), p. 8594 (cf. p. 57).
- [87] A. Ymeti et AL. « Realization of a multichannel integrated young interferometer chemical sensor ». In : *Applied Optics* 42.28 (2003), p. 5649 (cf. p. 57).
- [88] B.T. CUNNINGHAM. « plastic colorimetric resonant optical biosensor for multiparallel detection of label-free biochemical interactions ». In : *Sensors and Actuators B* 85.3 (2002), 219–226 (cf. p. 57).
- [89] E. Chow et AL. « Ultracompact biochemical sensor built with two-dimensional photonic crystal microcavity ». In : *Optics Letters* 29.10 (2004), p. 1093 (cf. p. 58).
- [90] M. LONCAR, A. SCHERER et Y. QIU. « Photonic crystal laser sources for chemical detection ». In : *Applied Physics Letters* 82.26 (), 4648–4650 (cf. p. 58).
- [91] Hongtao LIN, Zou YI et Juejun HU. « Double resonance 1d photonic crystal cavities for single-molecule mid-infrared photother spectroscopy : theory and design ». In : *Opt. Lett* 37.8 (2012), 1304–1306 (cf. p. 58).
- [92] A. Di FALCO, L. O'FAOLAIN et T. F. KRAUSS. « Chemical sensing in slotted photonic crystal heterostructure cavities ». In : *Applied Physics Letters* 94.6 (2009) (cf. p. 58).
- [93] Andreas Hartl et AL. « Protein-modified nanocrystalline diamond thin films for biosensor applications ». In : *Nat Mater* 3.10 (2004), 736–742 (cf. p. 58, 64).
- [94] T. Claes et ALL. « Label-free biosensing with a slot-waveguide-based ring resonator in silicon on insulaton ». In : *IEEE Photonics Journal* 1.3 (2009), p. 197 (cf. p. 59).

- [95] Matthew R. et al. « Whispering gallery mode sensors ». In : *Adv Opt Photonics* 7 (2016), 168–240 (cf. p. 59).
- [96] R. CASTRO-BELTRÁN. « A laterally coupled UV210 polymer racetrack micro-resonator for thermal tunability and glucose sensing capability ». In : *Advanced Device Materials* 1 (2015), 80–87 (cf. p. 59).
- [97] N. M. Hanumegowda et AL. « Refractometric sensors based on microsphere resonators ». In : *Applied Physics Letters* 87.201107 (2005), p. 1 (cf. p. 59, 64).
- [98] X. Fan et AL. « Overview of novel integrated optical ring resonator bio/chemical sensors ». In : *Proceedings of SPIE* 6452.65520 (2007), p. 1 (cf. p. 60).
- [99] A. M. Armani et AL. « Label-free, single-molecule detection with optical microcavities ». In : *Science* 317 (2007), p. 783 (cf. p. 60, 64).
- [100] T. LU et H.LEE. « High sensitivity nanoparticle detection using optical microcavities ». In : *Proceedings of the National Academy of Sciences USA* 108.15 (2011), p. 5976 (cf. p. 60).
- [101] S. M. GRIST. « Silicon photonic micro-disk resonators for label-free biosensing ». In : *Optics Express* 21.7 (2013), p. 7994 (cf. p. 60).
- [102] A. K. SANA et al. « Silicon photonic crystal resonators for label free biosensor” Japanese Journal of Applied Physics ». In : 55.04EM11 (2016), p. 1 (cf. p. 61).
- [103] Qingmei SUI. « Optical Fiber Relative Humidity Sensor Based on Fabry-Perot Interferometer Coated with Sodium-p-styrenesulfonate/Allyamine Hydrochloride Films ». In : *Sensors and Materials* 26.5 (2014), 291–298 (cf. p. 61).
- [104] Ivan Padron et AL. « Novel MEMS Fabry-Perot Interferometric Pressure Sensors ». In : *Materials Science Forum* 638-642 (2010), p. 1009-1014 (cf. p. 61).
- [105] Mohammad H., Bitarafan RAY et G. DECORBY. « On-Chip High-Finesse Fabry-Perot Microcavities for Optical Sensing and Quantum Information ». In : *Sensors* 17 (2017), p. 1748 (cf. p. 61).
- [106] Song et AL. « Refractive index measurement of single living cells using on-chip Fabry-Pérot cavity ». In : *Appl. Phys. Lett* 89 (2006), p. 203901 (cf. p. 61).
- [107] Y. GUO. « Optofluidic Fabry-Pérot cavity biosensor with integrated flow-through micro-nanochannels ». In : *Appl Phys Lett* 98 (2011), p. 41104 (cf. p. 61).

- [108] Ran Z.L. et al. « Miniature in-line photonic crystal fiber etalon fabricated by 157 nm laser micromachining ». In : *Opt. Lett* 32 (2007), p. 3071 (cf. p. 61).
- [109] T. YOSHINO. « Fiber-Optic Fabry-Perot Interferometer and its Sensor Applications ». In : *IEEE Trans. Microw. Theory Tech* 30.10 (1982), 1612–1621 (cf. p. 61).
- [110] J. P. DAKIN. « An optical fibre sensor for the measurement of pressure ». In : *Fiber Integr* 7.1 (1988), 35–46 (cf. p. 61).
- [111] J. S. SIRKIS. « In-Line Fiber Etalon for Strain-Measurement ». In : *Opt. Lett* 18.22 (1993), 1973–1975 (cf. p. 61).
- [112] Catarina Silva MONTEIRO. « Optical Sensors Based on Fabry-Perot Interferometry Catarina Silva Monteiro ». Thèse de doct. 2016 (cf. p. 61, 62).
- [113] R. ST-GELAIS. « Advances in modeling design and fabrication of deep-etched multilayer resonators ». In : *Journal of Lightwave technology* 30.12 (2012), 1900–1908 (cf. p. 62).
- [114] Antoine LEBLANC-HOTTE. « OPTOFLUIDIC DEVICE FOR HIGH RESOLUTION VOLUME REFRACTIVE INDEX MEASUREMENT OF SINGLE CELL ». In : *16th International Conference on Miniaturized Systems and Life Sciences* (2012) (cf. p. 62, 63).
- [115] Raphael ST-GELAIS et al. « Gas sensing using polymer-functionalized deformable Fabry-Perot interferometers ». In : *Sensors and Actuators B : Chemical* 182 (2013), 45– 52 (cf. p. 63).
- [116] K. Zandi et AL. « Design and Demonstration of an InPlane Fabry-Pérot-Based Accelerometer Integrated With Channel Waveguides ». In : *Journal of Microelectromechanical systems* 21.6 (2012), 1464–1470 (cf. p. 63).
- [117] Raphael St-Gelais et AL. « Gas sensing using polymer-functionalized deformable Fabry-Perot Interferometers ». In : *Sensors and Actuators B* 182 (2013), 45–52 (cf. p. 63).
- [118] JUBINVILLE PHILIPPE. « DÉTECTION DE GAZ PAR UN SENSEUR MICROFABRIQUÉ À CAVITÉ FABRY-PÉROT FONCTIONNALISÉE AVEC DES POLYMÈRES ». Thèse de doct. 2015 (cf. p. 63).
- [119] N. GABER et al. « Optofluidic Fabry-Pérot Micro-Cavities Comprising Curved Surfaces for Homogeneous Liquid Refractometry-Design Simulation and Experimental Performance Assessment ». In : *Micromachines* 7.62 (2016) (cf. p. 64).

- [120] N. GABER et al. « Optical trapping and binding of particles in an optofluidic stable Fabry-Pérot resonator with single-sided injection : Lab on a Chip ». In : *Royal Society of Chemistry (RSC)* 14.13 (2014), p. 2259-2265 (cf. p. 64).
- [121] N. GABER. « Optofluidics : experimental theoretical studies and modeling ». Thèse de doct. 2014 (cf. p. 64, 82, 84).
- [122] Z. CHEN et al. « Resolution enhancement of surface plasmon resonance sensors with spectral interrogation : resonant wavelength considerations ». In : *Applied Optics* 55.4 (2016), p. 884 (cf. p. 64).
- [123] M. WIKI et R. E. KUNZ. « Wavelength-interrogated optical sensor for biochemical applications ». In : *Optics Letters* 25.7 (2000), p. 463 (cf. p. 64).
- [124] R. G. HEIDEMAN et P. V. LAMBECK. « Remote opto-chemical sensing with extreme sensitivity : design fabrication and performance of a pigtailed integrated optical phase-modulated mach-zehnder interferometer system ». In : *Sensors and Actuators B* 61 (1999), p. 100 (cf. p. 64).
- [125] K. SCHMITT. « Interferometric biosensor based on planar optical waveguide sensor chips for labelfree detection of surface bound bioreaction ». In : *Biosensors and Bioelectronic* 22 (2007), p. 2591 (cf. p. 64).
- [126] L. STERN et al. « Frequency locked micro disk resonator for real time and precise monitoring of refractive index ». In : *Optics Letters* 37.8 (2012), p. 1313 (cf. p. 64).
- [127] M. N. O. SADKU. « A simple introduction to finite element analysis of electromagnetic problems ». In : *IEEE Transactions on Education* 32.2 (1989), 85–93 (cf. p. 66).
- [128] R. F. HARRINGTON. « Field Computation by Moment Methods ». In : *The McMillan Company, New York* (1968) (cf. p. 66).
- [129] D. S. GAZZANA. « Comparative analysis of EMC methodologies applied on transients studies of impulsive grounding systems ». In : *IEEE International Conference* (2010), 710–716 (cf. p. 66).
- [130] J. F. LEE, R. LEE et A. CANGELLARIS. « Time-Domain Finite-Element Methods ». In : *Trans. Antennas Propagat* 45.3 (1997), 430–442 (cf. p. 66).
- [131] U. S. INAN et R. A. MARSHALL. « Numerical electromagnetics : the FDTD method ». In : *Cambridge University Press* (2011) (cf. p. 66, 70).
- [132] K.S. YEE. « Numerical solution for initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media ». In : *Tran. Antennas Propag* 14 (1966), 302–307 (cf. p. 66, 125, 126).

- [133] K. L. SHLAGER et J. B. SCHNEIDER. « A selective survey of the finite difference time domain literature ». In : *IEEE Antennas and Propagation Magazine* 37.4 (1995), 39–56 (cf. p. 66).
- [134] A. TAFLOVE et S. HAGNESS. « Computational Electromagnetics. The Finite Difference Time-Domain Method ». In : *Artech House, Boston* (2005) (cf. p. 66).
- [135] P. YEH. *Optical Waves in Layered Media*. 1988 (cf. p. 67).
- [136] J. B. PENDRY. « Calculating photonic band structure ». In : *Journal of physics condensed matter* 8 (1996), p. 1085 (cf. p. 67).
- [137] B. PENDRY. « Photonic band structures ». In : *Journal of modern optics* 41 (1994), p. 209 (cf. p. 67).
- [138] D. CASSAGNE. « Matériaux à bandes interdites photoniques ». In : *Ann. Phys* 23.4 (1998) (cf. p. 67).
- [139] P. M. BELI. « program for calculating photonic band structures and transmission coefficients of complex structures ». In : *Computer physics communications* 85 (1995), p. 306 (cf. p. 68).
- [140] [HTTP ://WWW.SST.PH.IC.AC.UK/PHOTONICS](http://www.sst.ph.ic.ac.uk/PHOTONICS). (cf. p. 68).
- [141] [HTTP ://WWW.ELEC.GLA.AC.UK/AREYNOLDS/SOFTWAREMAIN.HTM](http://www.elec.gla.ac.uk/AREYNOLDS/SOFTWAREMAIN.HTM). (cf. p. 68).
- [142] F. FERNANDEZ et Y LU. « Microwave and optical waveguide analysis by the Finite Element Method ». In : *Research studies press Ltd* (1996) (cf. p. 68).
- [143] G. L. MAILE. « Three-Dimensional Analysis of Electromagnetic Problems by Finite-Element Methods ». Thèse de doct. 1979 (cf. p. 68).
- [144] M. ZELSMANN. « Cristaux photoniques en silicium sur isolant pour le guidage le filtrage, l'émission et l'extraction de lumière ». Thèse de doct. 2003 (cf. p. 68, 69).
- [145] G. JOHNSON. « Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a plane wave basis ». In : *Optics express* 8 (2001), p. 173 (cf. p. 70, 79).
- [146] [HTTP ://ABINITIO.MIT.EDU/MPB/](http://abinitio.mit.edu/MPB/) (cf. p. 70).
- [147] A. Taflove et S. C. HAGNESS. *Computational electrodynamics : The Finite-Difference Time-Domain Method*. 2000 (cf. p. 70).
- [148] C. T. Chan Q. L. Yu et K. M. HO. « Order N spectral method for electromagnetic Waves ». In : *Physical review B* 51 (1995), p. 16635 (cf. p. 71).

- [149] P. BONTOUX. « Conception, réalisation et test de systèmes d'interconnexions optiques ». Thèse de doct. 2003 (cf. p. 71).
- [150] A.F. OSKOOI. « MEEP : a flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method ». In : *Comput. Phys. Comm* 181 (2010) (cf. p. 71, 87).
- [151] <https://meep.readthedocs.io/en/latest/>. 2007 (cf. p. 72).
- [152] ABRI BADAOUI HADJIRA. « ÉTUDE ET CONCEPTION DES MICRO COMPOSANTS A BASE DES CRISTAUX PHOTONIQUES BIDIMENSIONNELS ». Thèse de doct. 2012 (cf. p. 74, 76).
- [153] Y. DÉSIÈRES. « Conception et études optiques de composants micro-photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bandes interdites de photons ». Thèse de doct. 2001 (cf. p. 75).
- [154] C.J.M. SMITH. « Coupled guide and cavity in a two-dimensional photonic crystal ». In : *Applied physics letters* 78.11 (2001), p. 1487-1489 (cf. p. 75).
- [155] S. NODA, A. CHUTINAN et M. IMADA. « Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic band gap structure ». In : *Nature* 107 (2000), p. 608-610 (cf. p. 75).
- [156] M. IMADA. « Channel drop filter using a single defect in a 2-D photonic crystal slab waveguide ». In : *Journal of light wave technology* 20.5 (2002), p. 873 (cf. p. 75).
- [157] B. BHOLA et al. « Polymer microresonator strain sensors ». In : *IEEE Photonics Technology Letters* 17.4 (2005), p. 867 (cf. p. 79).
- [158] A. B. MATSKO et al. « Optical gyroscope with whispering gallery mode optical cavities ». In : *Optics Communications* 233 (2004), p. 107 (cf. p. 79).
- [159] B. E. A. SALEH et M. C. TEICH. « Fundamentals of Photonics ». In : *John Wiley and Sons* (1991), chapter 9 (cf. p. 79).
- [160] L.K. CHIN et al. « An optofluidic volumerefractometer using Fabry–Pérot resonator with tunable liquid microlenses ». In : *Biomicrofluidics* 4 (2010) (cf. p. 89).
- [161] G. ZHOU et al. « High sensitivity refractometer based on reflective Smf-small diameter no core fiber structure ». In : *Sensors* 17 (2017), p. 6 (cf. p. 89).
- [162] T. SÜNNER. « Photonic crystal cavity based gas sensor ». In : *Appl PhysLett.* 92 (2008), p. 26 (cf. p. 92).

- [163] L. KEZHENG. « Ln slot photonic crystal microcavity for refractive Index gas sensing ». In : *IEEE Photonics J.* 6 (2014), p. 5 (cf. p. 92).
- [164] X. WANG. « An Ultra-Compact Refractive Index Based Gas Sensor Based on Photonic Crystal Micro-cavity ». In : *Proc SPIE* (2008) (cf. p. 92).
- [165] A.K. GOYAL et S. PAL. « Design and simulation of high-sensitive gas sensor using a ring-shaped photonic crystal waveguide ». In : *Phys. Scr* 90 (2015) (cf. p. 92).
- [166] J. TAO. « A microfluidic-based Fabry P erot gas sensor ». In : *Micromachines* 7 (2016), p. 36 (cf. p. 92).
- [167] Ahmed TAALBI, Ghaouti BASSOU et Mahmoud Youcef MAHMOUD. « New design of channel drop filters based on photonic crystal ring resonators ». In : *Optik-Int* (2012) (cf. p. 92).
- [168] Mahmoud Youcef MAHMOUD et al. « Optical channel drop filters based on photonic crystal ring resonators ». In : *Opt. Commun* 285 (2012), p. 368-372 (cf. p. 96).
- [169] E. CHOW et al. « Three-dimensional control of light in a two-dimensional photonic crystal slab ». In : *Nature* 407.983 (2000) (cf. p. 98).
- [170] Z. ZHANG et M. QIU. « Small-volume waveguide-section high Q microcavities in 2D photonic crystal slabs ». In : *Opt. Express* 12 (2004), p. 3988 (cf. p. 98).
- [171] Y. AKAHANE et al. « Fine-tuned high Q photonic crystal nanocavity ». In : *Opt. Express* 13 (2005), p. 1202 (cf. p. 98).
- [172] A. CHUTINAN et al. « Surface-emitting channel drop filters using single defects in two-dimensional photonic crystal slabs ». In : *Applied Physics Letters* 79 (2001), p. 2690 (cf. p. 102).
- [173] K. HWANG et G. SONG. « Design of a high-Q channel add-drop multiplexer based on the two-dimensional photonic-crystal membrane structure ». In : *Optics Express* 13.6 (2005), 1948–1957 (cf. p. 102).
- [174] E. Drouard H. Hattori C. Grillet A. Kazmierczak X. Letartre P. ROJO-ROMEO et P. VIKTOROVITCH. « Directional channel-drop filter based on a slow Bloch mode photonic crystal waveguide section ». In : *Optics Express* 13.8 (2005), 3037–3048 (cf. p. 102).
- [175] M. Notomi A. Shinya S. Mitsugi E. KURAMOCHI et H. RYU. « Waveguides, resonators and their coupled elements in photonic crystal slabs ». In : *Optics Express* 12.8 (2004), 1551–1561 (cf. p. 102).

# ANNEXES

## A. Annexe 1

### A.1. Discrétisation par la méthode des différences finies centrées

Il s'agit d'une méthode de numérisation qui permet de passer de l'expression analytique d'une équation à son approximation numérique. Elle s'applique à toute dérivée partielle, quelle soit spatiale ou temporelle, du premier ou du second ordre, d'une fonction  $f(x, y, z, t)$ . Son principe est donné comme suit :

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 coté du point  $x_0$ , comme suit :

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

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

La soustraction de ces deux expressions permet d'exprimer, avec une erreur de deuxième ordre, la dérivée première de la fonction  $f$  en  $x_0$  :

$$f'(x_0) = \frac{f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) - f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right)}{\Delta x} + \theta(\Delta x^2) \quad ((A.3))$$

$\theta(\Delta x^2)$  représente l'erreur d'ordre 2 commise, et qui sera négligée 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 et décrites respectivement par les formules (A.4) et (A.5) :

$$f'(x_0) = \frac{f\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}\right) - f(x_0)}{\Delta x} + \theta(\Delta x^2) \quad ((A.4))$$

$$f'(x_0) = \frac{f(x_0) - f\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}\right)}{\Delta x} + \theta(\Delta x^2) \quad ((A.5))$$

L'approximation centrée a été utilisée pour discrétiser les dérivées partielles, spatiales et temporelles présentes dans les équations de Maxwell.

On calcule la dérivée centrée d'une fonction (figure .2) au centre d'un intervalle  $\Delta x$  en se basant sur les valeurs de la fonction aux extrémités.

l'équation (A.3) donne une approximation, au premier ordre, de la dérivée

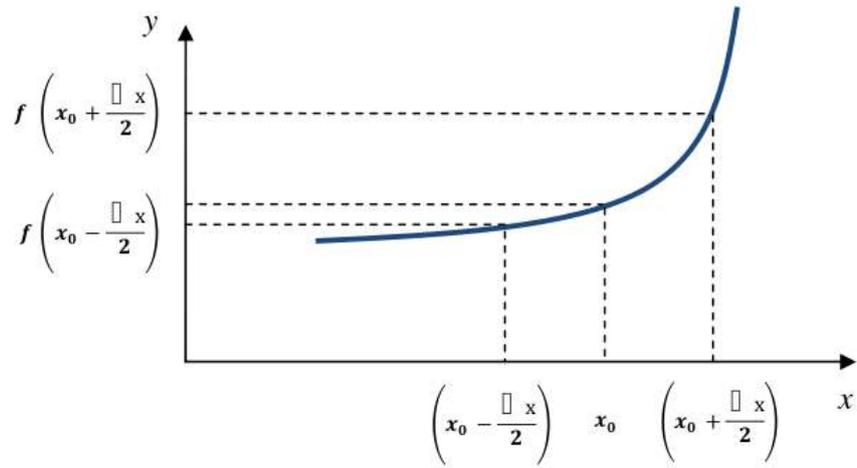


FIGURE .1. – :point d'évaluation du calcul de la dérivée centrée.

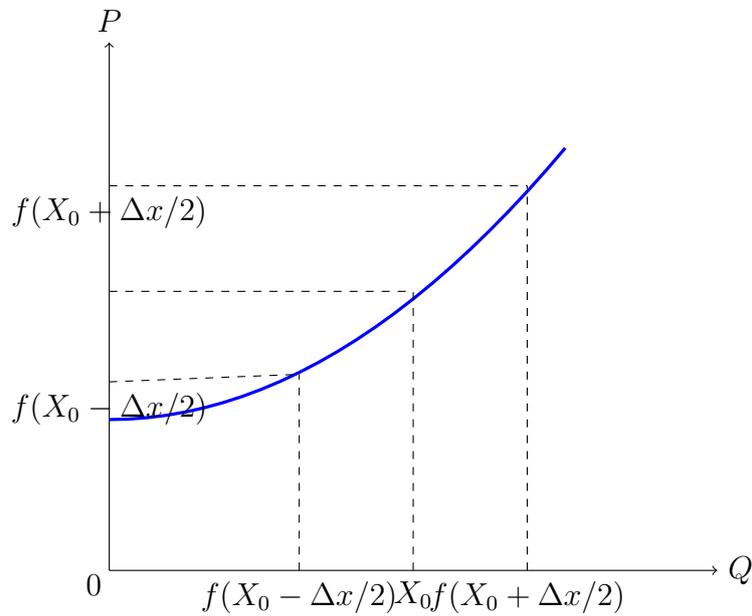


FIGURE .2. – :point d'évaluation du calcul de la dérivée centrée.

par rapport à  $x$ . Elle dépend linéairement des valeurs de la fonction  $f$  aux même instants mais en des points voisins suivant l'axe des  $x$ .

## A.2. Equation de Maxwell et algorithme

Les bases de l'analyse des champs électromagnétiques par FDTD ont été introduites par Kane yee en 1966 [132]. la particularité de son algorithme résulte du choix d'une relation géométrique pour son échantillonnage spatial : ce qui permet de représenter les formes différentielles et intégrales des équation de Maxwell.

Rappel : Rappelons les équations de Maxwell dans un milieu diélectrique ( en l'absence de charge et courant) :

$$\frac{dB}{dt} = -\nabla \times E \quad ((A.6.a))$$

$$\frac{dD}{dt} = \nabla \times H \quad ((A.6.b))$$

$$\nabla D = 0 \quad ((A.6.c))$$

$$\nabla B = 0 \quad ((A.6.d))$$

Dans un matériau isotrope non dispersif, les relations liant  $B$  à  $H$  et  $D$  à  $E$  s'écrivent simplement :

$$B = \mu H \quad ((A.7.a))$$

$$D = \epsilon E \quad ((A.7.b))$$

On considère également que le matériau est à faibles pertes, c'est-à-dire que  $\epsilon$  est réel. dans ces conditions, les équations (A.6) peuvent se résumer de la façons suivante :

$$\frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \nabla \times E \quad ((A.8.a))$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \nabla \times H \quad ((A.8.b))$$

les relations (A.9) présentent le système d'équations (A.8) dans un repère cartésien ( $o, x, y, z$ )

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad ((A.9.a))$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \quad ((A.9.b))$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad ((A.9.c))$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial H_z}{\partial x} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \quad ((A.9.d))$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial H_y}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad ((A.9.e))$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad ((A.9.f))$$

on obtient donc un système de six équations couplées.

l'écriture du système d'équation de Maxwell sous la forme (A.9) est très intéressante puisqu'elle induit une disposition particulière des composantes des champs dans le matériau telle que chaque composante de E soit entourée de quatre composantes de H et vice-versa (figure .3). Yee utilise donc les différence finies centrées [132] pour l'espace et le temps. il suffira ainsi de remplacer  $\Delta x$  dans les équations précédemment établies. On considère la dérivée première par rapport à x d'une fonction  $f_t$ , calculée au temps fixé  $t_n = n\Delta t$ .

$$\frac{\partial f(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t)}{\partial t} = \frac{\mu |_{i+1/2,j,k}^n - \mu |_{i-1/2,j,k}^n}{\Delta x} + 0[(\Delta x)^2] \quad ((A.10))$$

De même manière, nous obtenons la dérivée première par rapport à t, calculée au point (i,j,k) :

$$\frac{\partial f(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t)}{\partial t} = \frac{\mu |_{i,j,k}^{n+1/2} - \mu |_{i,j,k}^{n-1/2}}{\Delta t} + 0[(\Delta x)^2] \quad ((A.11))$$

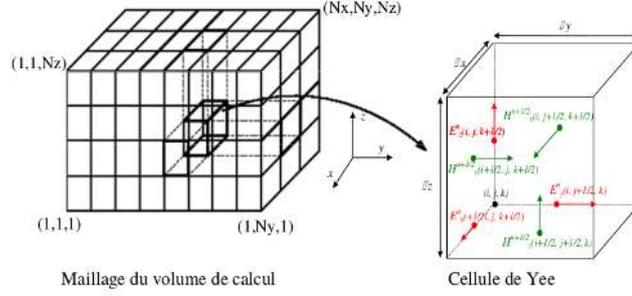


FIGURE .3. – Discrétisation spatiale du volume de calcul à l'aide de cellule de Yee.

Ensuite, on applique les différences finies et différences fines centrées aux équations de Maxwell établies en (A.9). En regroupant les termes en  $n$  et en  $n - 1/2$ , nous obtenons le système suivant :

$$H_x \Big|_{i,j,k}^{n+1/2} = H_x \Big|_{i,j,k}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_{i,j,k}} \left( \frac{E_y \Big|_{i,j,k+1/2}^n - E_y \Big|_{i,j,k-1/2}^n}{\Delta z} - \frac{E_z \Big|_{i,j,k+1/2}^n - E_z \Big|_{i,j,k-1/2}^n}{\Delta y} \right) \quad ((A.11.a))$$

$$H_y \Big|_{i,j,k}^{n+1/2} = H_y \Big|_{i,j,k}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_{i,j,k}} \left( \frac{E_z \Big|_{i,j,k+1/2}^n - E_z \Big|_{i,j,k-1/2}^n}{\Delta x} - \frac{E_x \Big|_{i,j,k+1/2}^n - E_x \Big|_{i,j,k-1/2}^n}{\Delta z} \right) \quad ((A.11.b))$$

$$H_z \Big|_{i,j,k}^{n+1/2} = H_z \Big|_{i,j,k}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu_{i,j,k}} \left( \frac{E_x \Big|_{i,j,k+1/2}^n - E_x \Big|_{i,j,k-1/2}^n}{\Delta y} - \frac{E_y \Big|_{i,j,k+1/2}^n - E_y \Big|_{i,j,k-1/2}^n}{\Delta x} \right) \quad ((A.11.c))$$

$$E_x \Big|_{i,j,k}^{n+1} = E_x \Big|_{i,j,k}^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_{i,j,k}} \left( \frac{H_z \Big|_{i,j,k+1/2}^n - H_z \Big|_{i,j-1/2,k}^{n+1/2}}{\Delta y} - \frac{H_y \Big|_{i,j,k+1/2}^{n+1/2} - H_y \Big|_{i,j,k-1/2}^{n+1/2}}{\Delta y} \right) \quad ((A.11.d))$$

$$E_y \Big|_{i,j,k}^{n+1} = E_y \Big|_{i,j,k}^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_{i,j,k}} \left( \frac{H_x \Big|_{i,j,k+1/2}^n - H_x \Big|_{i,j-1/2,k}^{n+1/2}}{\Delta y} - \frac{H_z \Big|_{i+1/2,j,k}^{n+1/2} - H_z \Big|_{i-1/2,j,k}^{n+1/2}}{\Delta z} \right) \quad ((A.11.e))$$

$$E_z |_{i,j,k}^{n+1} = E_z |_{i,j,k}^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_{i,j,k}} \left( \frac{H_y |_{i+1/2,j,k}^{n+1/2} - H_y |_{i,j+1/2,k}^{n+1/2}}{\Delta x} - \frac{H_x |_{i,j+1/2,k}^{n+1/2} - H_x |_{i,j-1/2,k}^{n+1/2}}{\Delta y} \right) \quad ((A.11.f))$$

# A. Publications et conférences

## A. Publications et conférences

### A.1. Les publications internationales

1- Fethi Metehri, Mahmoud Youcef Mahmoud, Ghaouti Bassou, Elodie Richalot, Tarik Bourouina."Stable optofluidic Fabry-Pérot resonator for liquid and gas sensing", *Sensors and Actuators A* 281 (2018)95–99. 2- Fethi Metehri, Mahmoud Youcef Mahmoud, Ghaouti Bassou"Power splitter based photonic crystal ring resonator" *ournal of Optoelectronics and Advanced Materials* Vol. 21, Iss. 5-6, pp. 289-294 (2019).

### A.2. Les communications internationales

1- Fethi Metehri, Mahmoud Youcef Mahmoud, Ghaouti Bassou "A New Design of Photonic Crystal Power splitter Based on Ring Resonators" *International Conference on Electronics and New Technologies*, "ICENT-2017"

2- Mahmoud Youcef Mahmoud, Fethi Metehri, Ghaouti Bassou "channel Drop Filter Based Photonic crystal for Optoelectronics" *International Conference on Electronics and New Technologies*, "ICENT-2017"

# Résumé

Ce travail a pour but la conception et la simulation de capteurs Opto-fluidique. Le premier composant est basé sur un micro-résonateur Fabry-Pérot constitué de miroirs de Bragg cylindriques, associé à un Micro-tube capillaire. les miroirs de Bragg cylindriques assurent un confinement de la lumière dans le plan, tandis que le micro-tube central assure le passage de l'élément à détecter et permet l'amélioration et le confinement de la lumière hors plan. Le deuxième capteur est à base d'un micro-résonateur à cristaux photoniques, sous forme de piliers en silicium disposés en réseau triangulaire. En utilisant la technique de calcul (FDTD-2D) et les conditions aux limites (PML), nous avons étudié les performances de ces dispositifs. concernant le capteur F-P, une sensibilité de  $592nm/RUI$  et une limite de détection inférieure à  $10^{-3}nm$  ont été obtenus pour la réfractométrie liquides. Concernant la réfractométrie des gaz, une sensibilité de  $1052nm/RUI$  avec une limite de détection (DL) de  $5.10^{-4}RIU$  est atteinte. Le deuxième dispositif nous a permis d'obtenir des facteurs de qualité  $Q=1385$  et une sensibilité de  $84nm/RUI$ . Cette étude nous a permis d'obtenir des caractéristiques importantes comparées avec d'autres travaux de la littérature.

Mots-clés :

Miroirs de Bragg cylindrique, Micro-résonateur Fabry-Pérot, Optofluidique, capteurs Optiques.

# Abstract

In this manuscript, we present a design and simulation of two Opto-fluidic sensors. The first device, based on a Fabry-Perot micro-resonator consisting of cylindrical Bragg mirrors, associates with a central Micro-tube. the cylindrical Bragg mirrors provide a confinement of the light in the plane, while the central micro-tube ensures the passage of the analyte and also improve the confinement of light out of plane. The second sensor based on a micro-resonator built using photonic crystals, and on silicon pillars formed on triangular lattice. Using the calculation technique (FDTD-2D) and the boundary conditions (PML), we have studied the performances of these devices. for the F-P sensor, a sensitivity of  $592nm/RIU$  and a detection limit of less than  $10^{-3}nm$  were obtained for liquid refractometry. For gas refractometry, a sensitivity of  $1052nm/RIU$  with a detection limit (DL) of  $5.10^{-4}RIU$  is reached. the second device allowed us to obtain quality factor  $Q = 1385$  and a sensitivity of  $84nm/RIU$ . This study allowed us to obtain important characteristics by comparing with other works in the literature.

**Keywords:** Cylindrical Bragg mirrors Fabry-Pérot micr-resonator Stable optoflu-  
idic cavity Sensors.