

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
Université Mohamed Boudiaf
Faculté des Sciences et Technologie
Département d'Electronique
Laboratoire d'Analyse des Signaux et Systèmes



THÈSE

Présentée pour l'obtention du diplôme de

Doctorat en Electronique

Option : Télécommunications et Micro-ondes

THÈME

**Amélioration de la Sensibilité des Capteurs par l'utilisation des
Fibres à Cristaux Photoniques.**

Présentée par : **BOUFENAR Rabah**

Soutenue publiquement le : 21/06 / 2018

Devant le jury composé de :

Zoulikha CHARIFI	Professeur	Président	Univ. Mohamed Boudiaf - M'sila
Mohamed BOUAMAR	Professeur	Rapporteur	Univ. Mohamed Boudiaf - M'sila
Abdesslam HOCINI	Professeur	Co- Rapporteur	Univ. Mohamed Boudiaf - M'sila
Nacereddine BOUZIT	Professeur	Examineur	Univ. Ferhat Abbas- Sétif 1
Nacereddine BOUROUBA	Professeur	Examineur	Univ. Ferhat Abbas- Sétif 1
Idris BOUCHAMA	M. C. A	Examineur	Univ. Mohamed Boudiaf - M'sila

Dédicaces

Je dédie ce travail à mes parents pour leurs encouragements et leur soutien matériel et moral tout au long de ma scolarité.

Je dédie ce travail également à mon épouse, pour sa patience et son encouragement qui m'ont aidé à surmonter toutes les difficultés rencontrées au cours de cette thèse. Et plus particulièrement encore à ma fille Malek et mes fils : Adam, Ilyes et Amine.

Remerciements

Ce travail de thèse est l'aboutissement de cinq années d'études effectuées au Laboratoire d'Analyse des Signaux et Systèmes (LASS) de l'université Mohamed Boudiaf de M'sila au sein du groupe photonique du LASS.

Je remercie tout d'abord ALLAH le tout puissant de m'avoir donné le courage et la volonté pour mener à terme le présent travail.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à la Direction du LASS, pour m'avoir permis de réaliser l'ensemble de ces travaux dans d'excellentes conditions. Je voudrais également signaler ici l'exceptionnelle qualité des moyens technologiques et logistiques mis à ma disposition.

Je remercie monsieur le Professeur Mohamed Bouamar, directeur de ma thèse, pour la qualité de son encadrement et ses conseils précis et efficaces ainsi que le soutien constant qu'il m'a prodigué au cours de l'élaboration de ce travail. Je tiens à lui exprimer toute ma gratitude.

J'adresse tous mes remerciements à monsieur le Professeur Abdesselam Hocini, pour avoir codirigé cette thèse. Je le remercie plus particulièrement pour sa patience et ses conseils, aussi bien scientifiques que personnels, qu'il a pu me prodiguer durant les années que j'ai passées au LASS.

Je remercie Mme : Zoulikha Charifi, professeur à l'Université Mohamed Boudiaf de M'sila qui a bien voulu nous faire l'honneur de présider le jury de cette thèse.

Je suis très particulièrement reconnaissant envers Mrs : Nacereddine Bouzit et Nacereddine Bourouba, Professeurs à l'Université Ferhat Abbas- Sétif 1, pour avoir accepté d'examiner cette thèse.

Je remercie également, Mr : Idris Bouchama, Maître de Conférences (A) à l'Université Mohamed Boudiaf de M'sila en sa qualité de membre de Jury et pour avoir accepté d'examiner cette thèse.

Enfin, un grand merci à tous mes collègues du groupe Photonique du LASS.

Table des matières

Table des matières

Liste des Figures.....	I
Liste des Acronymes.....	IV
Introduction Générale.....	1
Chapitre I : Généralités sur les Fibres Optiques	
I.1 Introduction.....	5
I.2 Concept de fibre optique.....	5
I.3 Principe de guidage et mécanisme de réflexion totale interne.....	6
I.4 Equation de propagation.....	7
I.5 Modes guidés, modes de gaine et modes radiatifs.....	10
I.6 L'aire effective.....	10
I.7 Les différents types de fibres optiques.....	11
I.7.1 Les fibres monomodes.....	12
I.7.2 Les fibres multimodes.....	12
I.8 L'atténuation dans les fibres optiques.....	13
I.8.1 L'absorption.....	14
I.8.2 La diffusion.....	14
I.8.3 Les défauts de fabrication.....	15
I.8.4 Le couplage de modes.....	15
I.8.5 Les raccordements.....	15
I.9 La dispersion.....	16
I.9.1 La dispersion chromatique.....	16
I.9.2 La dispersion intermodale.....	16
I.9.3 La dispersion modale de polarisation.....	17
I.10 Les effets non-linéaires dans les fibres optiques.....	17
I.10.1 L'effet Brillouin stimulé.....	17
I.10.2 L'effet Raman stimulé.....	17
I.10.3 Le mélange à quatre ondes.....	18
I.10.4 L'effet Kerr.....	18

I.11 Conclusion.....	19
----------------------	----

Chapitre II : Les Cristaux Photoniques

II.1 Introduction.....	21
II.2 Concept des cristaux photoniques.....	22
II.3 Notion de bande interdite photonique.....	22
II.4 Loi d'échelle.....	23
II.5 Réseaux direct et réciproque.....	24
II.6 Zone de Brillouin irréductible.....	24
II.7 Equation d'onde et modes de propagation.....	26
II.8 Diagramme de bandes.....	28
II.9 Carte des bandes interdites.....	30
II.10 Propriétés de base des cristaux photoniques.....	31
II.10.1 Périodicité.....	31
II.10.1.1 Périodicité à une dimension.....	31
II.10.1.2 Périodicité à deux dimensions.....	31
II.10.1.3 Périodicité à trois dimensions.....	33
II.10.2 Défauts.....	34
II.10.2.1 Défauts ponctuels.....	35
II.10.2.2 Défauts étendus.....	36
II.10.2.3 Défauts couplés.....	36
II.10.3 Effet de la bande interdite photonique.....	37
II.10.3.1 Cavités dans les cristaux photoniques.....	37
II.10.3.2 Guides d'onde dans les cristaux photoniques.....	38
II.10.3.3 Fibres à cristaux photoniques.....	39
II.11 Conclusion.....	39

Chapitre III : Les Fibres à Cristaux Photoniques

III.1 Introduction.....	41
III.2 Concept de fibre à cristaux photoniques.....	42
III.3 Mécanisme de guidage.....	43
III.3.1 Le guidage par réflexion totale interne modifiée.....	43
III.3.2 Le guidage par effet de la bande interdite photonique.....	45
III.4 Classification des fibres à cristaux photoniques.....	46

III.4.1 Les fibres à cœur plein.....	46
III.4.2 Les fibres à cœur creux	47
III.5 Caractéristiques optiques.....	48
III.5.1 Le caractère indéfiniment monomode.....	48
III.5.2 La dispersion.....	51
III.5.3 La biréfringence.....	52
III.5.4 L'aire effective.....	53
III.5.5 L'atténuation.....	53
III.5.6 Les effets non linéaires.....	54
III.6 Techniques de fabrication.....	55
III.7 Techniques de modélisation.....	56
III.7.1 La méthode des ondes planes.....	57
III.7.2 La méthode des différences finies dans le domaine temporel.....	58
III.7.3 La méthode du faisceau propagé.....	59
III.7.4 La méthode des éléments finis.....	59
III.8 Les applications des fibres à cristaux photoniques.....	61
III.9 Conclusion.....	62

Chapitre IV : Les Capteurs à Fibres Optiques

IV.1 Introduction.....	64
IV.2 Concept de capteur	65
IV.3 Paramètres caractéristiques des capteurs.....	65
IV.4 Capteurs à fibres optiques	66
IV.4.1 Capteurs à fibres optiques localisés.....	70
IV.4.2 Capteurs à fibres optiques distribués.....	70
IV.4.2 .1 Réflectométrie optique dans le domaine temporel.....	71
IV.4.2 .2 Réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel.....	71
IV.5 Modulation de la lumière et transduction.....	71
IV.5.1 Capteurs à modulation d'intensité.....	71
IV.5.2 Capteurs à modulation de phase.....	72
IV.5.3 Capteurs à modulation d'état de polarisation.....	72
IV.5.4 Capteurs à modulation spectrale.....	72
IV.5.5 Capteurs à modulation de temps.....	73
IV.6 Caractéristiques des capteurs à fibres optiques.....	73

IV. 7 Capteurs à base de fibres à cristaux photoniques.....	75
IV.7.1 Détection par utilisation d'ondes évanescentes.....	76
IV.7.2 Détection par utilisation de la biréfringence.....	76
IV.7.3 Détection par utilisation de la bande interdite photonique.....	77
IV.7.4 Détection par utilisation des réseaux de Bragg.....	77
IV.7.4.1 Réseaux de Bragg à pas courts.....	78
IV.7.4.2 Réseaux de Bragg à pas longs.....	79
IV.7.5 Détection par utilisation de l'interférométrie.....	80
IV.7.6 Détection par utilisation de l'analyse spectrale.....	80
IV.7.6.1 Diffusion Brillouin.....	80
IV.7.6.2 Diffusion Raman.....	81
IV.7.7 Détection par utilisation des plasmons de surface.....	82
IV.8 Conclusion.....	83
Chapitre V : Simulation de la Sensibilité des Capteurs de Température et d'Oxygène à base de Fibres à Cristaux Photoniques	
V.1 Introduction.....	85
V.2 Simulation d'un détecteur de température à base d'une fibre à cristaux photoniques fortement biréfringente.....	86
V.3 Simulation d'un détecteur de température à base d'une PCF-LPG.....	92
V.4 Simulation d'un détecteur de température à base d'une fibre à cristaux photoniques à bande interdite photonique.....	97
V.5 Simulation d'un détecteur d'oxygène à base d'une PCF à cœur creux.....	104
V.6 Conclusion.....	109
Conclusion Générale.....	112
Bibliographie.....	117

Liste des Figures

Chapitre I

Figure I.1 : Schéma représentatif d'une fibre optique standard.....	6
Figure I.2 : Guidage par réflexion totale interne dans une fibre conventionnelle à saut d'indice.....	6
Figure I.3: Propagation de la lumière dans les trois types de fibres.....	13
Figure I.4: L'atténuation dans les fibres optiques.....	14

Chapitre II

Figure II.1 : La première zone de Brillouin pour les réseaux a, b et c.....	25
Figure II.2 : Diagramme de dispersion d'un réseau hexagonal de trous d'air dans un substrat de silicium.....	29
Figure II.3 : Carte des bandes interdites d'une structure carrée pour les modes TE et TM	30
Figure II.4 : BIP unidimensionnelle à empilement de couches de permittivités différentes.....	31
Figure II.5 : Structure à BIP - 2D.....	32
Figure II.6 : Les réseaux - 2D et les zones de Brillouin correspondantes.....	32
Figure II.7 : Structures à BIP - 3D.....	34
Figure II.8 : Défauts ponctuels dans un cristal photonique composé de tiges diélectriques.....	35
Figure II.9 : Schémas représentatifs de défauts linéiques dans un cristal photonique.....	36
Figure II.10 : Défaut couplé formé d'un guide de type W1 et d'une cavité.....	36
Figure II.11 : Cavité résonante dans un cristal photonique 2D.....	37
Figure II.12 : Guides d'ondes à cristal photonique (Simulé par le logiciel Rsoft® CAD)	38

Chapitre III

Figure III.1: Section transversale d'une fibre à cristaux photoniques.....	42
Figure III.2 : Schéma descriptif de la propagation par réflexion totale interne modifiée dans une fibre PCF à cœur plein.....	44
Figure III.3 : Propagation des rayons lumineux dans une fibre à BIP.....	45
Figure III.4 : Section transversale d'une PCF à cœur solide	47
Figure III.5 : Section transversale d'une PCF à cœur creux	48

Figure III.6 : Comportement modal des PCFs en fonction de a/λ pour différents rapports d/Λ50

Figure III.7 : Illustration de la technique de l'assemblage-étirage pour la fabrication des PCFs.....56

Chapitre IV

Figure IV.1 : Schéma représentatif d'un capteur.....65

Figure IV.2 : Courbe de réponse d'un capteur.....66

Figure IV.3 : Principe de fonctionnement d'un capteur à fibre optique.....67

Figure IV.4 : Principe de fonctionnement d'un capteur à fibre optique intrinsèque.....68

Figure IV.5 : Schéma fonctionnel d'un capteur à fibre optique.....69

Figure IV.6 : Schéma représentatif des fibres à réseaux de Bragg à pas courts.....78

Chapitre V

Figure V.1 : Profil d'indice de la PCF proposée.....87

Figure V.2 : Variation de la biréfringence en fonction de la longueur d'onde à $T^\circ = 20^\circ\text{C}$88

Figure V.3 : Variation de la biréfringence en fonction de l'indice de réfraction de l'éthanol.....89

Figure V.4 : Variation des pertes de confinement en fonction de la longueur d'onde.....90

Figure V.5 : Variation de la biréfringence en fonction de la température avec $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$91

Figure V.6 : Variation de la sensibilité à la température en fonction du taux d'ellipticité.....92

Figure V.7 : Représentation schématique du détecteur de température (PCF-LPG)93

Figure V.8 : La section transversale du détecteur de température (PCF-LPG)93

Figure V.9 : Spectre de transmission du détecteur (PCF-LPG)94

Figure V.10 : Longueurs d'ondes de résonance du détecteur (PCF-LPG) pour différentes températures.....95

Figure V.11 : Variation de la longueur d'onde de résonance du détecteur (PCF-LPG) en fonction de la température.....95

Figure V.12 : Variation de la longueur d'onde de résonance du détecteur (PCF-LPG) en fonction du pas de réseau.....96

Figure V.13 : Variation de la sensibilité à la température du détecteur (PCF-LPG) en fonction du pas de réseau.....97

Figure V.14 : Profil d'indice du détecteur à PCF.....99

Figure V.15 : Spectre de transmission du détecteur à PCF.....100

Figure V.16 : Décalage en longueur d'onde de la BIP en fonction de la température.....101

Figure V.17 : Variation de la longueur d'onde centrale de la BIP en fonction de la température.....	102
Figure V.18 : Variation de la sensibilité à la température en fonction du diamètre des trous d'air.....	103
Figure V.19 : Variation de la sensibilité à la température en fonction de la période du réseau.....	104
Figure V.20 : Profil d'indice du détecteur d'oxygène.....	106
Figure V.21 : Spectre de transmission du détecteur d'oxygène.....	107
Figure V.22 : Variation de la sensibilité en fonction du diamètre du cœur de la fibre.....	108
Figure V.23 : Variation des pertes de confinement en fonction du diamètre du cœur de la fibre.....	109

Liste des Acronymes

ARROW	Anti-Resonant Reflecting Optical Waveguide
BIP	Bande Interdite Photonique
BPG	Photonic Band Gap
BPM	Beam Propagation Method
FBG	Fiber Bragg Grating
FDTD	Finite Difference Time Domain
FEM	Finite Element Method
FSM	Fundamental Space Filling Mode
FWM	Four Wave Mixing
LPG	Long Period Grating
MI	Modulation Instability
OFDR	Optical Frequency Domain Reflectometry
OTDR	Optical Time Domain Reflectometry
PCF	Photonic Crystal Fiber
PMF	Polarization Maintaining Fiber
PML	Perfectly Matched Layer
PWE	Plane Wave Expansion
RTI	Réflexion Totale Interne
RTI-m	Réflexion Totale Interne Modifiée
SBS	Stimulated Brillouin Scattering
SERS	Surface Enhanced Raman Scattering
SRS	Stimulated Raman Scattering
SMF	Single Mode Fiber
SPM	Self-Phase Modulation
TE	Transverse Electrique
TM	Transverse Magnétique
WDM	Wavelength Division Multiplexing
XPM	Cross Phase Modulation
ZDW	Zero Dispersion Wavelength

Introduction Générale

Introduction Générale

Dans le domaine des capteurs et de l'instrumentation en général, des besoins s'expriment davantage pour des systèmes intégrés, interrogeables à distance qui doivent être très sensibles à des paramètres divers comme la température, la pression, la déformation, l'indice de réfraction, etc. Le développement de capteurs est devenu de nos jours un enjeu majeur pour répondre aux besoins actuels dans des domaines aussi variés tels que l'industrie, le nucléaire, la sécurité, la biologie, etc. L'analyse en temps réel est devenue aussi privilégiée, imposant ainsi une contrainte de plus en plus élevée. Ces besoins de détection et d'analyse de plus en plus performants ont conduit à l'émergence de nouvelles solutions technologiques.

L'invention des fibres optiques en 1966 a révolutionné de vastes domaines entre autres les télécommunications [1,2]. Leurs caractéristiques de faible atténuation et de large bande passante ont permis la réalisation de réseaux terrestres et transocéaniques pour transporter diverses informations [3]. L'indice de réfraction de la silice varie en fonction de plusieurs paramètres parmi lesquels la longueur d'onde, la température, la déformation, et la pression. Toutes ces influences induisent des modifications sur l'onde se propageant dans la fibre [4]. Ces dernières sont généralement néfastes pour les télécommunications mais peuvent être mises à profit pour réaliser des capteurs sensibles à des paramètres physiques tel que la température, la déformation, la pression, etc. [5,6].

Les capteurs à fibres optiques sont à faible coût et présentent des solutions intéressantes pour les industries d'électroniques en raison de leur grande sensibilité, leur petite taille, leur robustesse, leur flexibilité ainsi que leur possibilité de surveillance à distance [7-9]. D'autres avantages justifient leur aptitude à être utilisés même en présence de conditions défavorables telles que le bruit, les champs électromagnétiques intenses, les hautes tensions, les rayonnements nucléaires ainsi que les milieux explosifs ou chimiquement corrosifs [10-14]. Mais malgré leurs excellentes performances, les propriétés intrinsèques de la silice imposent des restrictions à l'évolution de cette technologie [15]. La première, la plus évidente, est la sélection du matériau pour le cœur et la gaine, afin d'avoir entre eux une similitude dans les propriétés thermiques, chimiques et optiques. D'autres restrictions sont plutôt liées à la géométrie et au profil d'indice de réfraction, ce qui empêche d'ingénier librement ses caractéristiques telles que les pertes inhérentes au matériau, la dispersion, la

non-linéarité et la biréfringence [16,17]. Ces limitations et restrictions ont été affinées au cours de 30 années de recherche poussée, portant ainsi la technologie des fibres optiques aussi loin qu'elle pourrait y aller.

L'apparition des fibres à cristaux photoniques (PCFs : Photonic Crystal Fibers) en 1996 a été une percée remarquable en technologie des fibres optiques étant donné que ces fibres non seulement avaient des propriétés beaucoup plus intéressantes, mais ont pu surmonter de nombreuses limitations intrinsèques par rapport aux fibres optiques conventionnelles [18,19]. Les nombreux avantages inhérents à ces fibres spéciales issues de cette technologie innovante sont liés à la présence dans la gaine optique de canaux d'air parallèles à l'axe du guide [20-22]. Tant pour les télécommunications que pour l'instrumentation le profit tiré des nombreuses possibilités offertes par la fabrication à la demande de ce type de guide, est rendu possible grâce à l'assemblage parallèle de tiges et de tubes de silice qui constituent autant de zones de la préforme à partir de laquelle sera réalisée cette microstructure [23]. Cette nouvelle catégorie de fibre offre par conséquent des caractéristiques optiques qui sont encore à explorer et constitue un sujet de recherche et de développement extrêmement actif depuis 1996. Elle se distingue par un très fort contraste d'indice entre le verre et les trous d'air, ce qui donne lieu à des propriétés optiques particulières, ouvrant de nouveaux champs d'applications aussi bien dans le domaine des télécommunications, que celui des sources optiques et des capteurs [24-26]. Il est envisageable dans ce cadre d'utiliser l'interaction entre le champ électromagnétique de l'onde optique et les milieux liquides, voire solidifiés, présents dans lesdits canaux pour réaliser les transducteurs [27]. Il est alors possible d'accroître de manière significative l'interaction lumière/matière afin de concevoir des capteurs optiques en influençant les propriétés de guidage de la fibre grâce à une modification des propriétés de l'élément introduit (modification de l'indice effectif des modes, liées à une variation de température par exemple) [28]. Au-delà, la conception de la fibre permet d'optimiser la sensibilité des mesures aux paramètres recherchés, en rendant ainsi possible la surveillance à distance [29].

C'est dans ce contexte que s'inscrit notre travail de thèse, qui consiste à étudier les fibres à cristaux photoniques et à exploiter leurs propriétés optiques inédites dans la mise au point de capteurs de haute sensibilité. Notre étude est fondée sur les aspects modal, spectral et temporel des différentes plates formes de détection a été menée grâce au logiciel de simulation Rsoft® CAD de RSoft Design Group.

La thèse s'articule autour de cinq chapitres :

Dans le premier chapitre, on présente les fibres optiques avec leur mécanisme de guidage de la lumière. Les équations de propagation et les notions de mode et d'indice effectif sont par conséquent mises en évidence. Les différents types de ces fibres ainsi que leurs caractéristiques sont alors décrits.

Le deuxième chapitre est essentiellement consacré à l'étude des cristaux photoniques, les concepts de base ainsi qu'un aperçu des différents cristaux photoniques sont par conséquent présentés. Les diagrammes et cartes des bandes avec les principales applications de la bande interdite photonique (BIP) sont dans ce cadre décrits.

Le troisième chapitre est plutôt consacré aux fibres à cristaux photoniques. Une description qualitative de leur structure et leurs propriétés de guidage de la lumière à savoir la propagation par réflexion totale interne modifiée (RTI-m) et par effet de BIP est présentée. Le processus de fabrication ainsi que les méthodes de modélisation, en particulier la méthode des éléments finis utilisée dans les calculs des caractéristiques de guidage sont aussi présentés. Enfin les propriétés linéaires de propagation notamment celles relatives à la dispersion chromatique, la biréfringence et l'aire effective, en soulignant leurs atouts par rapport aux fibres conventionnelles sont dans ce cadre décrites.

Au quatrième chapitre, les capteurs à fibres optiques sont introduits. Des notions générales des caractéristiques du capteur à fibre optique sont rappelées dans ce cadre. Une attention particulière est réservée aux capteurs à fibre à cristaux photoniques objet de notre travail de thèse.

Enfin le dernier chapitre est plutôt consacré à une étude en simulation sur les fibres à cristaux photoniques. Les résultats obtenus sont ainsi exposés afin de justifier l'intérêt de ce type de structures photoniques dans la réalisation de capteurs optiques.

Une conclusion générale, résumant notre contribution, clôture le travail présenté dans le cadre de cette thèse.

Chapitre I

Généralités sur les Fibres Optiques

Chapitre I : Généralités sur les Fibres Optiques

I.1 Introduction

Les télécommunications ont connu un essor sans précédent avec l'avènement des fibres optiques. La découverte du maser puis du laser en 1962 a largement contribué au développement des technologies basées sur les fibres optiques. Avec une forte atténuation de l'ordre de 100 dB/km au départ, la fibre optique standard appelée "*single mode fibre SMF 28*" a, de nos jours, une atténuation inférieure à $0,2 \text{ dB/km}$. La fibre optique occupe de plus en plus de place dans les systèmes de communications optiques. En plus de son rôle de guidage, elle est à la base de la réalisation de plusieurs composants optiques comme les filtres, les réseaux de Bragg, les amplificateurs à fibre dopée à l'erbium et les coupleurs [30]. A noter toutefois qu'il se passe entre les deux bouts d'une fibre optique des phénomènes aussi divers que complexes. D'un côté, ces phénomènes compliquent énormément l'utilisation de la fibre mais d'un autre, ils sont à l'origine de plusieurs applications intéressantes, telles que les capteurs [31].

Dans ce chapitre, les fibres optiques sont brièvement présentées. Les différents mécanismes de propagation de la lumière sont dans ce cas expliqués et la distinction entre fibre monomode et multimode est établie. Les principales caractéristiques tels que : la dispersion, la biréfringence et les effets non linéaires sont dans ce cadre passés en revue.

I.2 Concept de fibre optique

Une fibre optique est un guide d'onde cylindrique, constituée de deux ou plusieurs couches de matériaux diélectriques transparents (verre ou plastique) d'indices de réfraction légèrement différents, assurant le confinement de la lumière. Elle est composée d'une partie centrale appelée le cœur d'indice de réfraction n_c , entourée d'une gaine d'indice de réfraction n_g légèrement plus faible, le tout enveloppé d'un revêtement de plastique. La figure (I.1) présente le schéma de conception d'une fibre optique standard.

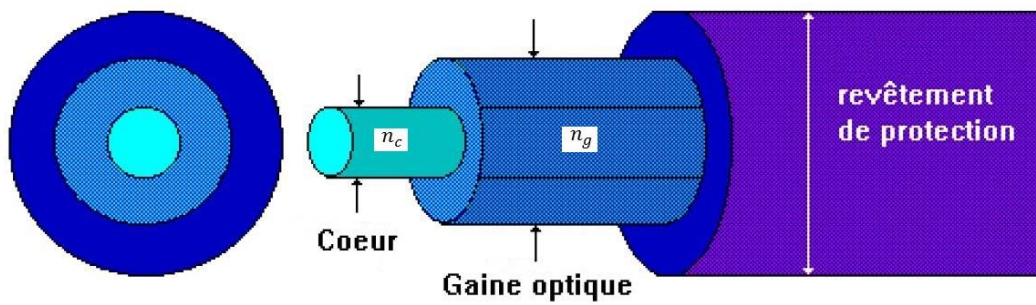


Figure I.1 : Schéma représentatif d'une fibre optique standard [32].

Le cœur est constitué d'un matériau diélectrique transparent, généralement de la silice dopée en oxyde de germanium GeO_2 et/ou de potassium P_2O_5 .

La plupart des fibres optiques disposent d'un cœur de symétrie cylindrique autour d'un axe noté Oz appelé axe de propagation. La section transverse présente une différence d'indice entre le cœur et la gaine qui peut être discontinue (fibre à saut d'indice) ou graduelle (fibre à gradient d'indice).

I.3 Principe de guidage et mécanisme de réflexion totale interne

Le principe de guidage de la lumière dans une fibre optique est basé sur une suite de réflexions totales des rayons lumineux à l'interface cœur-gaine, condition qui sera respectée si n_c est plus grand que n_g . Ce principe de guidage est schématisé dans la figure (I.2).

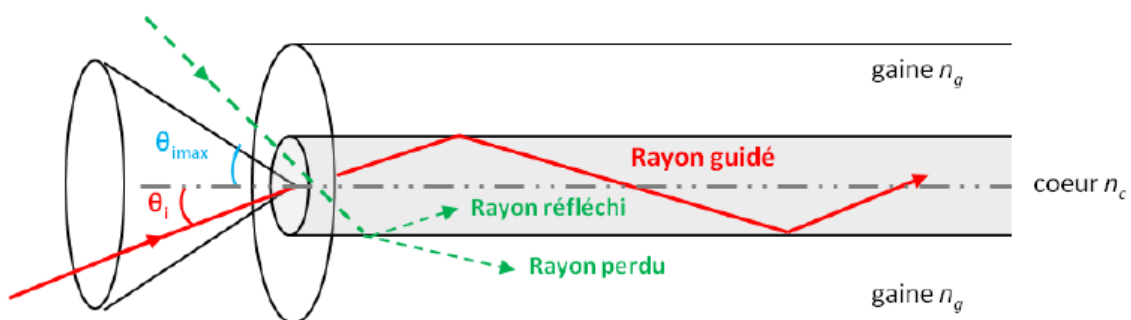


Figure I.2 : Guidage par réflexion totale interne dans une fibre conventionnelle à saut d'indice [33].

D'après la loi de Descartes, la condition de réflexion totale à l'interface cœur-gaine impose un angle d'incidence maximal (θ_{imax}) à l'interface entre le milieu extérieur d'indice n_e et le cœur de la fibre définit par [34] :

$$\theta_{imax} = \arcsin\left(\frac{\sqrt{n_c^2 - n_g^2}}{n_e}\right) \quad (\text{I} - 1)$$

Avec : n_c , n_g et n_e sont respectivement l'indice du cœur, l'indice de la gaine et l'indice du milieu dans lequel est plongée la fibre. Cet angle θ_{imax} détermine donc le cône d'acceptance de la fibre.

Traditionnellement, c'est la valeur du sinus de cet angle, appelée ouverture numérique (ON), que l'on utilise pour caractériser cette aptitude de la fibre à collecter la lumière dans le cœur :

$$ON = \sin(\theta_{imax}) = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (\text{I} - 2)$$

Avec n_e est l'indice du milieu entourant la gaine optique, ici de l'air ($n_e = 1$).

Plus l'ouverture numérique est grande, plus l'angle d'acceptance augmente. Il semble préférable a priori d'avoir des ouvertures numériques les plus élevées possibles.

La force de guidage d'une fibre optique est définie à partir de la valeur de l'indice de la gaine et de l'ouverture numérique par la relation (I.3) [35] :

$$\Delta = \frac{(n_c^2 - n_g^2)}{2n_g^2} = \frac{ON^2}{2n_g^2} \quad (\text{I} - 3)$$

Dans la plupart des fibres optiques ($\Delta < 0,01$), l'indice du cœur et l'indice de la gaine sont donc très peu différents.

I.4 Equation de propagation

Le raisonnement d'optique géométrique vu précédemment permet de déterminer les conditions d'injection dans une fibre optique, il ne permet pas en revanche de décrire la propagation du rayonnement dans la fibre. En effet, cette approche purement géométrique sous-entend implicitement que tous les angles d'incidences i tels que :

$i < \theta_{imax}/2$ conviennent, ce qui n'est pas le cas. L'approche ondulatoire devient alors nécessaire pour traiter ce problème. L'équation de propagation du champ électromagnétique se

propageant dans une fibre optique se déduit donc des équations de Maxwell correspondant à un milieu diélectrique isotrope et sans pertes [36].

Du fait de la géométrie de la fibre optique, les champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{H} solutions de ces équations à une pulsation ω sont données en utilisant un système de coordonnées cylindriques (r, φ, z) où z est l'axe de la fibre et r, φ sont les coordonnées radiales et azimutales dans le plan de section droite de la fibre.

$$\vec{E}(r, \varphi, z) = \vec{e}(r, \varphi)e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (\text{I} - 4)$$

$$\vec{H}(r, \varphi, z) = \vec{h}(r, \varphi)e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (\text{I} - 5)$$

Où : β est la constante de propagation longitudinale.

Si Ψ désigne indifféremment $\vec{e}(r, \varphi, z)$ ou $\vec{h}(r, \varphi, z)$, l'équation de propagation se présente classiquement sous la forme :

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \varphi^2} + (k_0^2 n_i^2 - \beta^2) \Psi = 0 \quad (\text{I} - 6)$$

Où : n_i est l'indice de réfraction du milieu considéré (supposé homogène), $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ la norme du vecteur d'onde et λ_0 la longueur d'onde de la lumière dans le vide.

Cette équation étant à variables séparables, elle peut s'écrire sous la forme de Bessel :

$$\frac{\partial^2 f}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial f}{\partial r} + \left[k_0^2 n_i^2 - \beta^2 - \frac{m^2}{r^2} \right] \cdot f(r) = 0 \quad (\text{I} - 7)$$

L'équation (I-7) ne peut être résolue que dans un nombre fini de cas.

- Dans le cœur, la solution de l'équation (I-7) est une fonction de Bessel de première espèce d'ordre m (le champ doit avoir une valeur finie au centre de la fibre).
- Dans la gaine, la solution de l'équation (I-7) est une fonction de Bessel modifiée de deuxième espèce d'ordre m (le champ décroît vers zéro quand r tend vers l'infini).

Les conditions de continuité des champs électriques et magnétiques à l'interface cœur-gaine conduisent à une équation aux valeurs propres. La résolution de cette équation permet de déterminer la valeur de la constante de propagation pour chaque nombre azimutal m . Il est courant d'exprimer ces solutions par β_{mn} où m et n sont des nombres entiers. Chaque valeur propre β_{mn} correspond à un mode spécifique guidé par la fibre, auquel est associé un paramètre appelé indice effectif n_{eff}^{mn} défini par :

$$n_{eff}^{mn} = \frac{\beta_{mn}}{k_0} \quad (I - 8)$$

Lorsque m est égal à zéro, les modes solutions sont des modes transverses électriques et transverses magnétiques notés respectivement (TE_{0n}) et (TM_{0n}).

Lorsque m est supérieur ou égal à 1, les modes guidés par la fibre sont hybrides : une composante longitudinale du champ électrique et une composante longitudinale du champ magnétique coexistent. Ces modes sont notés EH_{mn} ou HE_{mn} respectivement selon la prédominance de la composante longitudinale du champ électrique ou magnétique. Le paramètre important pour ces modes est la fréquence de coupure. Tous les modes possèdent une longueur d'onde de coupure, sauf le mode HE_{11} qui peut théoriquement se propager à toutes les longueurs d'onde ; c'est le mode fondamental de la fibre.

Dans une fibre optique standard, la différence d'indice entre le cœur et la gaine est souvent faible de l'ordre de 10^{-3} . On réalise alors l'approximation du guidage faible lorsque :

$$\Delta = \frac{n_c^2 - n_g^2}{2n_g^2} \ll 1 \quad (I - 9)$$

Avec Δ la différence relative d'indice. Dans cette condition, les constantes de propagation de certains modes EH et HE , TE et TM s'identifient l'une à l'autre. Ces modes sont dégénérés et leur recombinaison forme un mode linéairement polarisé, noté $LP_{l,n}$. L'indice l est relié au nombre azimutal m . On parle alors de mode quasi-transverse (TEM). Ce sont les modes de propagation faiblement guidés.

I.5 Modes guidés, modes de gaine et modes radiatifs

Pour qu'une onde électromagnétique puisse se propager dans le cœur d'une fibre, la constante de propagation β du mode guidé dans celui-ci doit satisfaire à la relation suivante [37] :

$$k_0 n_g \leq \beta \leq k_0 n_c \quad (\text{I} - 10)$$

D'autre part, les modes dans la gaine guidée par la structure gaine-air présentent une constante de propagation appartenant à l'intervalle :

$$k_0 n_e \leq \beta \leq k_0 n_g \quad (\text{I} - 11)$$

Où : n_e est l'indice du milieu entourant la gaine optique, ici de l'air ($n_e = 1$).

Lorsque β est inférieure à $k_0 n_e$, les modes obtenus sont radiatifs et ne se présentent pas sous la forme d'un ensemble de modes discrets mais d'un continuum. On parle de continuum de modes radiatifs [38].

I.6 L'aire effective

L'aire effective (ou surface effective) d'une fibre optique est calculée à partir de la répartition transverse du champ modal se propageant dans la fibre.

Soit $F(r)$ la distribution de ce champ en fonction du rayon transverse de la fibre dont l'origine est au centre du cœur. Par intégration sur toute la section droite de la fibre, l'aire effective A_{eff} est définie par [39] :

$$A_{eff} = \frac{(\int_0^\infty |F(r)|^2 dr)^2}{\int_0^\infty |F(r)|^4 dr} \quad (\text{I} - 12)$$

Elle représente la répartition transverse du champ modal et nous renseigne sur le seuil d'apparition des effets non linéaires dans le cœur de la fibre. Une aire effective faible par rapport à la taille du cœur nous indique une forte localisation transverse de l'énergie du mode, correspondant généralement à un mode de défaut. Au contraire, une aire effective grande par rapport à la taille du cœur correspond à un mode dont l'énergie est très étalée dans la structure, généralement un mode de gaine.

I.7 Les différents types de fibres optiques

L'étude de la propagation dans un guide électromagnétique fait apparaître la notion de modes de propagation, quantifiée par les paramètres du guide. Dans le cas des fibres optiques, cette quantification conduit à une première classification : on distingue les fibres monomodes, dans lesquelles un seul mode de propagation est possible, et les fibres multimodes où plusieurs modes (quelques centaines ou milliers dans les fibres habituelles) peuvent coexister.

Cette classification peut être déterminée au moyen de la fréquence normalisée V qui est un des paramètres importants d'une fibre optique, qu'on définit comme [40].

$$V = \frac{2\pi \cdot a}{\lambda} ON \quad (\text{I} - 13)$$

Où : λ est la longueur d'onde de la lumière et a le rayon du cœur.

Pour une fibre donnée, il existe un domaine de longueur d'onde pour lequel la fibre est monomode si $V \leq 2,405$, valeur correspondante au premier zéro de la fonction de Bessel j_0 , solution de l'équation différentielle (I-7). Cette condition peut être obtenue soit par une dimension de cœur très petite, soit par un écart d'indice $\Delta n = n_c - n_g$ très faible. Par nature, elle conduit à des capacités de transmission très grandes [41].

Si $V > 2,405$, la fibre est multimode. Les dimensions de cœur et l'écart d'indice Δn sont en général assez élevés. Le nombre de modes se propageant dans le cœur est égal approximativement à $V^2/2$ [40]. À la valeur $V = 2,405$ déterminant le passage du régime monomode au régime multimode, on peut associer la longueur d'onde de coupure λ_c [40] :

$$\lambda_c = \frac{2\pi \cdot a \cdot ON}{2,405} \quad (\text{I} - 14)$$

Pour une longueur d'onde et des indices de cœur et de gaine donnés, la longueur d'onde de coupure permet de calculer le rayon maximal du cœur pour avoir une fibre monomode [40] :

$$a_{max} = \frac{2,405 \cdot \lambda_c}{2\pi \cdot ON} \quad (\text{I} - 15)$$

I.7.1 Les fibres monomodes

Les fibres monomodes (*SMF*), dites aussi unimodales, dans lesquelles le rayon du cœur est suffisamment faible (de l'ordre de quelques microns) pour que l'énergie soit transportée par un seul mode de propagation, appelé mode fondamental, ce qui permet un bon guidage du rayon lumineux, empêche les réflexions abusives et permet une bonne transmission dans la fibre. C'est ce type de fibre que l'on utilise pour des transmissions de données rapides et sur de grandes distances.

I.7.2 Les fibres multimodes

Les fibres multimodes, appelées également multimodales dont le rayon de cœur est beaucoup plus grand que les fibres monomodes (jusqu'à plusieurs centaines de microns) où l'énergie est répartie entre plusieurs modes. Le gros diamètre du cœur empêche la bonne direction du rayon lumineux ce qui lui cause la réfraction sous plusieurs angles d'incidences.

Cette classe de fibres a donné naissance à deux familles de fibres distinctes :

- ✓ Les fibres dites à saut d'indice : Ce type de fibre possède un diamètre de cœur plus important (50 à 85 μm). La propagation de la lumière suit les lois de l'optique géométrique avec une réflexion totale des rayons à l'interface cœur -gaine. Elle est efficace pour les courtes distances.

- ✓ Les fibres dites à gradient d'indice : le diamètre du cœur varie entre 50 et 62.5 μm . L'indice de réfraction diminue progressivement du cœur jusqu'à l'interface de la gaine, où dans ce cas, la propagation est approximativement une onde sinusoïdale. Elle est la plus utilisée pour les moyennes distances, notamment en informatique.

La figure (I.3) représente, la propagation de la lumière dans les trois types de fibres les plus utilisées actuellement.

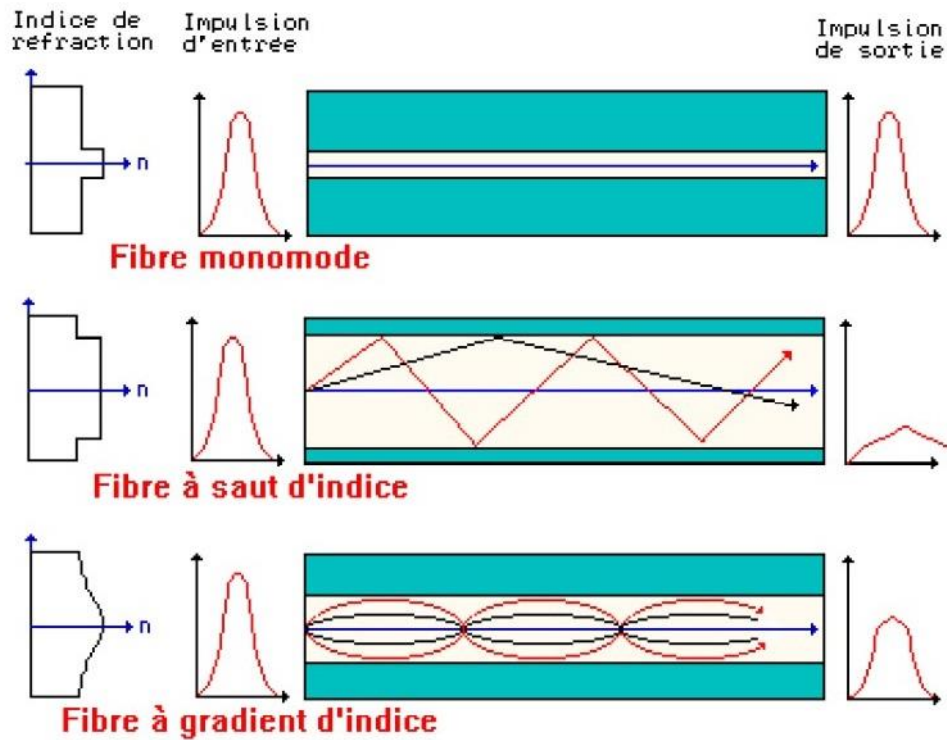


Figure I.3: Propagation de la lumière dans les trois types de fibres [42].

I.8 L'atténuation dans les fibres optiques

Dans la fibre la propagation du flux lumineux porteur du débit numérique est sujette à une atténuation kilométrique (ou affaiblissement linéique). Cette perte de puissance est essentiellement due à l'absorption et aux diffusions, ainsi qu'aux micro-défauts de la structure du matériau, d'autres phénomènes entrent en jeu, tels que les impuretés ou l'absorption de la lumière par les ions OH^- dont nous voyons les pics spécifiques, indiqués par des flèches dans la figure (I.4).

Toutes ces pertes sont dépendantes de la longueur d'onde de la lumière se propageant dans la fibre. Elles sont caractérisées par le coefficient d'atténuation α , déterminé à partir des puissances d'entrée P_e et de sortie P_s de la lumière se propageant dans une fibre de longueur L . Ce coefficient s'exprime généralement en dB/Km [43] :

$$\alpha \left(\frac{dB}{Km} \right) = -\frac{10}{L} \log \left[\frac{P_s}{P_e} \right] \quad (I - 16)$$

Celui-ci caractérise l'affaiblissement du signal au cours de sa propagation dans la fibre optique.

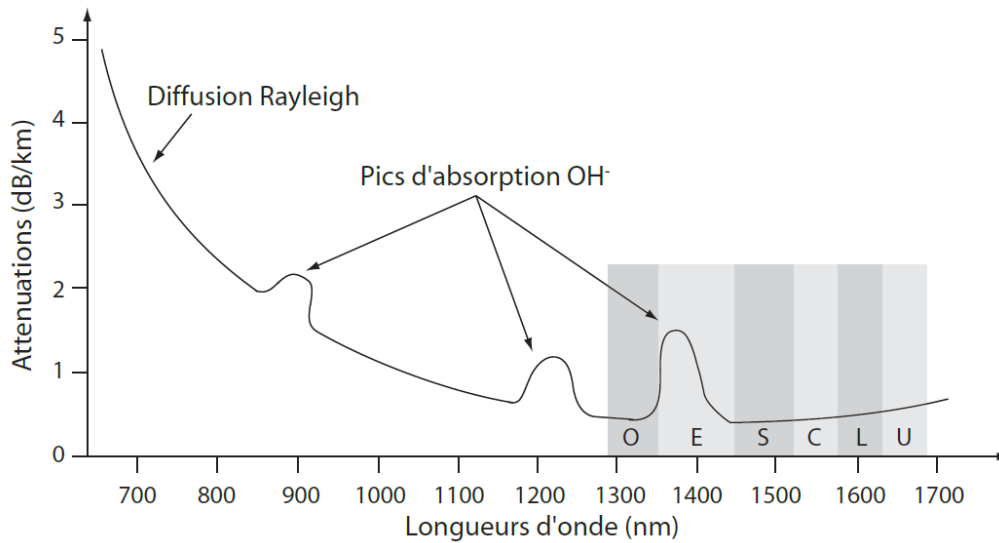


Figure I.4: L'atténuation dans les fibres optiques [44].

Comme on peut le constater, de nombreux phénomènes participent à l'atténuation du signal lors de sa propagation. Certains sont liés au matériau et à sa « qualité » (absorption, diffusion) d'autres sont liés à des « fuites » du champ électromagnétique hors de la fibre.

I.8.1 L'absorption

Sous l'influence d'un photon d'énergie suffisante, un électron peut être porté à un niveau d'énergie supérieur à celui où il se trouvait. Une partie de l'énergie du rayonnement incident est ainsi absorbée par le matériau. Cette interaction rayonnement-matière s'applique au matériau constituant la fibre (absorption intrinsèque), mais aussi aux impuretés qu'il contient et qui sont la conséquence du mode de fabrication (absorption extrinsèque) ; on comprend donc la nécessité d'utiliser des matériaux qui soient les plus purs possible pour la fabrication des fibres optiques.

I.8.2 La diffusion

Il existe essentiellement deux processus de diffusion élastique (sans changement de fréquence de rayonnement) participant aux pertes lors de la propagation dans une fibre optique : la diffusion de Rayleigh et la diffusion de Mie.

- **La diffusion de Rayleigh** : Le champ électrique oscillant, crée dans le matériau des dipôles oscillants (moment dipolaire électronique). Ces dipôles rayonnent à leur tour, à la même fréquence que le champ, dans toutes les directions (l'intensité rayonnée dépend de la direction), c'est la diffusion Rayleigh. L'intensité diffusée est inversement proportionnelle à la puissance quatre de la longueur d'onde : $\propto 1/\lambda^4$. Cette diffusion dépend de la nature des dipôles atomiques ou moléculaires. Elle est intrinsèque à tout matériau.

- **La diffusion de Mie** : Elle est due à la présence d'éléments diffusants discrets, tels que des particules ou des cristallites. Cette diffusion peut également être provoquée par des imperfections « géométriques » de la fibre dues par exemple à une mauvaise qualité de l'interface cœur-gaine. L'intensité diffusée est inversement proportionnelle à la puissance deux de la longueur d'onde $\propto 1/\lambda^2$. C'est une diffusion extrinsèque qui dépend de la qualité de synthèse et de fabrication de la fibre.

I.8.3 Les défauts de fabrication

Les variations locales du diamètre du cœur, micro-courbures...etc. Induisent une réfraction d'un certain nombre de rayons lumineux, entraînant ainsi une perte d'énergie. Cette perte d'énergie est d'autant plus grande que les rayons sont plus inclinés par rapport à l'axe.

I.8.4 Le couplage de modes

Il s'agit de l'ensemble des phénomènes qui entraînent des échanges d'énergie entre les différentes directions de propagation. Si par exemple un rayon qui arrive avec l'inclinaison θ dans une zone où existent des micro-courbures; il peut alors se réfléchir suivant un angle θ' différent de θ . En pratique, tous les rayons échangent de l'énergie entre eux, en particulier les rayons guidés et non guidés, d'où un facteur d'atténuation supplémentaire.

I.8.5 Les raccordements

Une liaison à fibre optique nécessite toujours un couplage source-fibre, fibre-détecteur ou raccordement de fibres entre elles. Cette connexion peut être démontable (connecteurs fibre à fibre) ou permanente (soudure). Mais toute interconnexion est sujette à des pertes.

I.9 La dispersion

L'information transportée le long d'une fibre optique peut être détériorée (distorsion, perte ...etc.) à cause du phénomène de dispersion.

Une dispersion trop importante engendre le recouvrement de signaux successifs ce qui a pour conséquence d'augmenter le taux d'erreur. Celle-ci est due aux phénomènes suivants :

- La dispersion chromatique
- La dispersion intermodale
- La dispersion modale de polarisation (PMD).

I.9.1 La dispersion chromatique

Quand une onde électromagnétique interagit avec un diélectrique, sa réponse dépend généralement de la pulsation optique ω . Cette propriété, communément nommée dispersion chromatique se manifeste à travers la dépendance en longueur d'onde de l'indice de réfraction $n(\omega)$. Elle résulte de la somme de deux effets : la dispersion propre au matériau, et la dispersion du guide, liée à la forme du profil d'indice [45].

$$D_c(\lambda) \approx D_{mat} + D_{guide} \quad (I - 17)$$

La courbe de dispersion d'une fibre optique dépend donc de la géométrie et de la composition de la fibre. En jouant sur ces deux paramètres, nous pouvons concevoir, des fibres à dispersion décalée ou à dispersion plate. Une donnée importante fournie par la courbe de dispersion d'une fibre optique est la longueur d'onde de dispersion nulle (ZDW : Zéro Dispersion Wavelength), c'est à dire la longueur d'onde pour laquelle la courbe de dispersion s'annule. Cette longueur d'onde particulière définit deux régimes de dispersion : le régime normal pour les longueurs d'onde vérifiant $D_c(\lambda) < 0$ et anormal pour les longueurs d'onde vérifiant $D_c(\lambda) > 0$.

I.9.2 La dispersion intermodale

La dispersion intermodale est causée par les différences de temps de propagation des différents modes. Ces derniers ne se propagent pas à la même vitesse au sein de la fibre. Le décalage temporel est dû au fait que les modes n'empruntent pas le même « chemin optique ».

I.9.3 La dispersion modale de polarisation

Il existe deux modes électromagnétiques dégénérés du mode fondamental d'une fibre optique monomode (LP01), caractérisés par deux directions de polarisation perpendiculaires. Dans une fibre monomode « idéale », ces deux modes, notés $LP01_x$ et $LP01_y$ se propagent à des vitesses identiques. Lorsque la fibre présente une biréfringence, qui peut être due à des contraintes (élongation, courbures, micro courbures ...etc.), on observe une levée de la dégénérescence des constantes de propagation entre les deux modes. Les deux composantes du mode se propagent alors à des vitesses différentes. Ce phénomène gênant a pour conséquence l'allongement temporel des impulsions. Pour le supprimer totalement, il faut utiliser une fibre exempte de toute biréfringence ou au contraire employer une fibre à maintien de polarisation hautement biréfringente.

I.10 Les effets non-linéaires dans les fibres optiques

Au-delà d'une certaine intensité optique, les fibres optiques peuvent être considérées comme un milieu de propagation non-linéaire [46], des effets pouvant alors se manifester à savoir : l'effet Brillouin stimulé (SBS), l'effet Raman stimulé (SRS), l'effet Kerr et le mélange à quatre ondes (FWM).

I.10.1 L'effet Brillouin stimulé

La diffusion Brillouin stimulée (ou SBS pour Stimulated Brillouin Scattering) résulte d'un couplage paramétrique entre une onde optique et une onde acoustique lorsque la puissance optique dépasse un certain seuil, appelé P_{SB} . Elle se manifeste par la génération d'ondes optiques décalées en fréquence par rapport à l'onde incidente d'une quantité déterminée par le milieu de propagation.

I.10.2 L'effet Raman stimulé

La diffusion Raman stimulée (ou SRS pour Stimulated Raman Scattering) est un processus à trois ondes couplées dans lequel l'onde de pompe génère une onde décalée en fréquence et une onde d'excitation vibrationnelle dans le milieu. Ce phénomène apparaît lorsque la puissance optique dépasse un certain seuil appelé P_{SR} . A la différence de la diffusion Brillouin, la diffusion Raman stimulée a lieu dans les deux directions de propagation de la fibre. Le décalage en fréquence par diffusion Raman est beaucoup plus grand que dans le cas de la

diffusion Brillouin. Celui-ci apparaît lorsque l'intensité du signal devient si importante qu'elle peut modifier significativement l'indice de réfraction n de la fibre :

$$n = n_0 + n_2|E|^2 = n_0 + n_2I \quad (\text{I} - 18)$$

Où : n_0 est l'indice de réfraction linéaire de la silice, n_2 l'indice de réfraction non-linéaire, E l'amplitude du champ électrique et I l'intensité du signal.

I.10.3 Le mélange à quatre ondes

Le mélange à quatre ondes (FWM : Four Wave Mixing) est un processus qui peut être décrit par l'annihilation de deux photons de même fréquence ou non, et la création simultanée de deux autres photons à des fréquences différentes. En règle générale, son efficacité est liée au respect d'une condition dite d'accord de phase entre les différents vecteurs d'onde mis en jeu.

I.10.4 L'effet Kerr

L'effet Kerr optique est essentiellement une modification de l'indice de réfraction dépendant de la puissance optique qui mène à de nombreux effets secondaires, tels que l'automodulation de phase (SPM : Self Phase Modulation) et l'intermodulation de phase (XPM : Cross Phase Modulation), le mélange à quatre ondes (FWM : Four Wave Mixing), ou l'instabilité de modulation (MI : Modulation Instability). Cependant, ces effets non-linéaires tels que SPM, FWM peuvent être exploités pour accomplir des fonctions optiques telles que la conversion de longueurs d'ondes, la compression d'impulsions ou la transmission de solitons.

Malgré les propriétés déjà extraordinaires des fibres optiques (large bande passante, faible atténuation permettant l'utilisation de moins de répéteurs pour la régénération et la ré-amplification du signal optique, etc.), certaines faiblesses subsistent. Par exemple, avoir une dispersion nulle sur une large plage de fréquences ou à une longueur d'onde voulue n'est pas réalisable. Certains effets non linéaires comme la diffusion Brillouin apparaissent et sont difficiles à éliminer. Aussi il est impossible de fabriquer une fibre optique conventionnelle qui sera monomode à toutes les longueurs d'onde. Tous ces obstacles (et encore bien d'autres) sont en passe d'être dépassés grâce à la technologie émergente des fibres à cristaux photoniques qui ne cessent de révéler leurs innombrables atouts.

I.11 Conclusion

La fibre optique demeure une des plus grandes avancées technologiques en matière de câblage. Elle permet en effet de faire abstraction des désavantages des câbles électriques en termes de puissance, ou d'impédance, tout en permettant une vitesse de transmission très élevée, avec un mode de transmission faiblement atténué, ainsi qu'une très large bande passante, et même un multiplexage de plusieurs signaux.

Dans ce chapitre, nous avons présenté brièvement les fibres optiques, leur mécanisme de guidage de la lumière, leurs différents types ainsi que leurs caractéristiques optiques avec un aperçu sur les principaux effets non linéaires. Mais malgré leurs propriétés extraordinaires certaines faiblesses subsistent. Ces obstacles sont en passe d'être dépassés grâce à la technologie émergente des fibres à cristaux photoniques. Ces derniers ne représentent qu'une illustration d'un concept théorique plus large, né environ dix ans plus tôt, en 1987 : Les cristaux photoniques, ce concept sera traité beaucoup plus en détails dans le chapitre suivant.

Chapitre II

Les Cristaux Photoniques

Chapitre II : Les Cristaux Photoniques

II.1 Introduction

Contrôler la lumière comme on contrôle les électrons dans les dispositifs électroniques, semble a priori un challenge bien difficile à relever. C'est pourtant la performance que peuvent réaliser les cristaux photoniques. Ces matériaux ont été découverts par *Eli Yablonovitch* à la fin des années 80. Les travaux menés à cette époque ont proposé d'inhiber l'émission spontanée dans les semi-conducteurs en généralisant le concept des miroirs de Bragg à plusieurs dimensions [47].

Depuis, des progrès spectaculaires ont été enregistrés dans la réalisation de tel entités, constitués de réseaux périodiques de trous percés dans un matériau semi-conducteur notamment dans le silicium, matériau de référence de la microélectronique. Il a été démontré que ces matériaux dont la constante diélectrique était structurée périodiquement possédaient des fréquences pour lesquelles il n'existait aucun mode de propagation possible, d'où l'appellation de matériaux à bandes interdites photoniques [48].

Depuis, de nombreuses voies de recherches ont été ouvertes. Tous les domaines de longueurs d'ondes sont concernés, des micro-ondes jusqu'à l'optique. Parmi les applications les plus couramment citées, on trouve les filtres planaires, les multiplexeurs, les antennes et les guides d'onde opérationnels aux longueurs d'onde des télécommunications ainsi que les fibres optiques [49]. Il existe des structures naturelles qui peuvent avoir des propriétés ayant les mêmes caractéristiques que les cristaux photoniques artificiels. En effet les colorations vives de certaines espèces comme les papillons et les oiseaux, sont parfois dues à la présence de structures très complexes à caractère périodique [50].

Dans ce chapitre, les principes de base et la théorie fondamentale des cristaux photoniques, le diagramme de bandes, la carte des bandes interdites, l'équation d'onde ainsi que les modes de propagation sont tous présentés. Un aperçu des différents cristaux photoniques sera donné et les principales applications des BIPs seront décrites.

II.2 Concept des cristaux photoniques

Les cristaux photoniques sont des structures artificielles dont la constante diélectrique est modulée de façon périodique dans une ou plusieurs directions, avec une période de l'ordre des longueurs d'onde des photons. Ces structures ont la capacité d'inhiber la propagation de la lumière dans certaines directions pour une gamme de fréquences appelée 'bande interdite photonique' (ou BIP). Cette particularité optique intervient lorsque la longueur de maille du cristal est de même ordre de grandeur que la longueur d'onde de la lumière dans le milieu. Ce phénomène est dans une certaine mesure analogue à celui de l'ouverture de bandes interdites électroniques dans des cristaux atomiques de matériaux semi-conducteurs.

En effet, les photons et les électrons ont des caractéristiques communes (dualité onde-corpuscule). Il existe une analogie formelle entre l'équation de Schrödinger pour l'électron et l'équation d'Helmoltz pour le photon [51]. Une comparaison entre les deux équations montre bien que la permittivité diélectrique relative joue un rôle analogue au potentiel électrique. Sa variation pourra ainsi conduire à l'apparition de bandes interdites pour les photons. Ces bandes interdisent la propagation du photon dans le cristal photonique, raisonnement déjà connu pour les bandes interdites électroniques dans les semi-conducteurs. L'énergie de l'électron ne peut être incluse dans ces bandes d'énergie interdites. Toutes fois, avec cette analogie, les concepts de la physique du solide, tels que les notions de réseau réciproque, zone de Brillouin et théorème de Bloch, sont applicables pour la résolution de l'équation d'onde. De cette manière nous pouvons obtenir des BIPs (par analogie aux bandes interdites électroniques).

Les lois d'échelles permettent de simplifier l'étude des cristaux photoniques et rendent les propriétés optiques non dépendantes de la taille des structures à BIP.

II.3 Notion de bande interdite photonique

Dans un semi-conducteur, la variation périodique du potentiel d'interaction entre électrons et atomes fait que les électrons n'ont accès qu'à certains niveaux d'énergie permises, séparées entre elles par des bandes d'énergies interdites. Ce concept de bandes permises et interdites peut être étendu au comportement des photons dans un cristal photonique [48].

En effet, un matériau dont l'indice de réfraction varie périodiquement suivant les différentes directions de l'espace pourra présenter des bandes d'énergie interdites pour les photons. Ainsi, dans certaines gammes de longueurs d'onde de l'ordre de la période de la structure, la lumière

ne pourra se propager dans le matériau et sera réfléchi quelle que soit son incidence. Cette gamme de longueurs d'onde est appelée BIP ou 'PBG : Photonic Band Gap' en anglais.

Les bandes permises et interdites d'un cristal photonique se regroupent dans un diagramme de bandes photoniques, qui est une représentation des fréquences de l'onde électromagnétique se propageant au sein du cristal en fonction de son vecteur d'onde. En revanche, dans le cas d'un cristal photonique présentant une symétrie cristalline adaptée, un contraste d'indice de réfraction suffisamment élevé et constitué de motifs élémentaires de forme appropriée ; les bandes interdites peuvent devenir assez larges et se recouvrir pour une certaine gamme de fréquences. La propagation de la lumière est de la sorte interdite dans le matériau pour ces fréquences, selon toutes les directions de l'espace. On parle alors de « bande interdite photonique complète ». Une BIP d'un cristal est dite complète (ou totale) lorsque, pour le domaine de fréquences considéré, le cristal ne supporte aucun mode électromagnétique de propagation ; c'est-à-dire qu'une onde dont la fréquence est dans la bande interdite totale ne peut se propager dans le cristal quelque soient sa polarisation et sa direction.

II.4 Loi d'échelle

Les cristaux photoniques répondent à une loi d'échelle qui simplifie leur étude [52]. Supposons qu'un cristal B soit créé à partir d'un cristal A par multiplication de ses dimensions par un facteur m réel. Les propriétés optiques du cristal B peuvent être obtenues à partir de celles du cristal A par la transformation $\lambda \rightarrow m \lambda$. Les relations de dispersion des cristaux photoniques sont ainsi généralement représentées en unités normalisées par la période du réseau réel a .

Notons ω_r et k_r la fréquence et le vecteur d'onde normalisés. En considérant c la célérité de la lumière dans le vide, ω et k la pulsation et le vecteur d'onde, on obtient :

$$\omega_r = \omega \frac{a}{2\pi c} = \frac{a}{\lambda} \quad (\text{II} - 1)$$

et

$$k_r = k \frac{a}{2\pi} \quad (\text{II} - 2)$$

II.5 Réseaux direct et réciproque

L'une des propriétés des systèmes périodiques est de pouvoir exprimer une fonction périodique $f(\vec{r})$ en termes de maillage [53]. Un maillage est défini par un ensemble de points discrets dans l'espace qui se répètent périodiquement. Par définition, il existe des vecteurs \vec{a}_1 , \vec{a}_2 et \vec{a}_3 tel que pour tout vecteur de la maille \vec{r} du maillage :

$$\vec{r} = l\vec{a}_1 + m\vec{a}_2 + n\vec{a}_3 \quad (\text{II} - 3)$$

Avec l , m , et n étant des entiers, \vec{a}_1 , \vec{a}_2 , \vec{a}_3 sont des vecteurs de base du réseau.

On associe à ce maillage un maillage réciproque. Les vecteurs de ce réseau réciproque sont définis par les équations (II - 4).

$$\begin{cases} \vec{r}_1 = 2\pi \frac{\vec{a}_2 \times \vec{a}_3}{\vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \times \vec{a}_3)} \\ \vec{r}_2 = 2\pi \frac{\vec{a}_3 \times \vec{a}_1}{\vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \times \vec{a}_3)} \\ \vec{r}_3 = 2\pi \frac{\vec{a}_1 \times \vec{a}_2}{\vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \times \vec{a}_3)} \end{cases} \quad (\text{II} - 4)$$

Les réseaux direct et le réseau réciproque sont reliés par l'équation (II - 5) :

$$\vec{a}_i \cdot \vec{r}_j = 2\pi\delta_{ij} \quad \text{Avec} \quad \delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{si } i = j \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (\text{II} - 5)$$

Par définition, les vecteurs définissant les réseaux direct et réciproque sont inverses l'un de l'autre. Ainsi, puisque les vecteurs du réseau direct ont la dimension d'une longueur, ceux du réseau réciproque ont la dimension de l'inverse d'une longueur.

Des considérations de symétrie permettent de restreindre le domaine de l'espace réciproque à sonder, à la zone de Brillouin réduite, c'est-à-dire la cellule élémentaire de l'espace réciproque où les points sont les plus proches de l'origine que tous les autres points du réseau périodique.

II.6 Zone de Brillouin irréductible

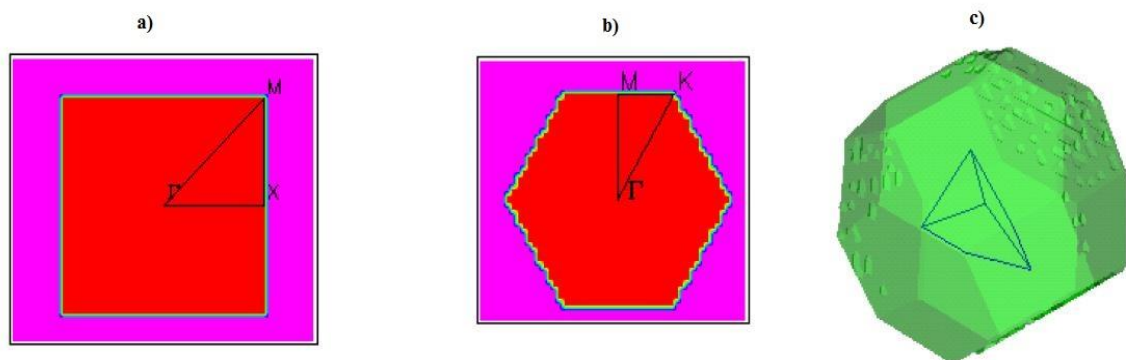
En mathématique et en physique du solide, la première zone de Brillouin est définie de manière unique comme la maille primitive dans l'espace réciproque [54]. L'importance de cette zone provient de la description en ondes de Bloch des ondes dans un milieu périodique, dans

lequel il est démontré que les solutions peuvent être complètement caractérisées par leur comportement dans cette zone.

Il existe des zones de Brillouin d'ordre supérieur (2^e , 3^e , *etc.*) correspondant à la série de régions disjointes de l'espace (toutes de même volume) à des distances croissantes de l'origine, mais moins fréquemment utilisées. La première zone de Brillouin est par conséquent souvent appelée simplement 'zone de Brillouin'.

Un des concepts liés à cette zone est celui de la zone de Brillouin irréductible, comparable au concept de maille primitive, qui est la plus petite surface qui permet de déduire la relation de dispersion dans tout l'espace réciproque. Elle correspond à la plus petite surface qui peut être utilisée pour reconstruire la première zone de Brillouin en utilisant les symétries du réseau réciproque. Cette dernière correspond à la région délimitée par les points de haute symétrie Γ , K , M (Figure II.1).

Une telle représentation est suffisante pour obtenir une description satisfaisante des propriétés de dispersion des cristaux photoniques bidimensionnels (2D). La direction ΓK du réseau réciproque correspond à la direction des premiers voisins du réseau réel alors que la direction ΓM correspond à la direction des seconds voisins.



a) réseau carré (2D) b) réseau hexagonal (2D) c) réseau cubique face centrée (3D).

Figure II.1 : La première zone de Brillouin pour les réseaux a, b et c [55].

II.7 Equation d'onde et modes de propagation

La théorie des cristaux photoniques s'inspire très largement de la physique du solide et de la mécanique quantique. L'équation de propagation peut être ramenée, d'un point de vue mathématique, à un problème linéaire aux valeurs propres, qui est résolu en utilisant des concepts et des outils développés en physique du solide et en mécanique quantique tels que le théorème de Bloch et la transformée de Fourier [56].

En effet, les équations de Maxwell et l'équation de Schrödinger d'un électron dans un potentiel périodique d'un réseau cristallin d'ions sont très proches, mis à part le fait que les premières sont vectorielles et la dernière est scalaire [51]. Les équations de Maxwell sont plus complexes à résoudre. Cependant, la transversalité des champs simplifiera la tâche et sera même essentielle dans certains cas.

Le comportement d'une onde électromagnétique dans un cristal photonique, est régi par les équations de Maxwell relatives à un milieu de constante diélectrique périodiquement modulée. Ces équations, dans un milieu diélectrique linéaire, non magnétique, sans charges ni courant s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \cdot (\varepsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r}, t)) = 0 \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \vec{H}(\vec{r}, t) \\ \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \frac{\partial}{\partial t} \vec{E}(\vec{r}, t) \end{array} \right. \quad (\text{II} - 6)$$

En éliminant le champ électrique des équations de Maxwell, l'équation d'onde peut s'écrire :

$$\vec{\nabla} \times \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{H}(\vec{r}, t) \quad (\text{II} - 7)$$

Le champ magnétique doit par ailleurs obéir à la condition de transversalité suivante :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad (\text{II} - 8)$$

Dans le cadre des méthodes de type fréquentiel, on cherche les solutions sous la forme d'états de fréquence donnée ω présentant une dépendance temporelle en $e^{-j\omega t}$:

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}) \cdot e^{-j\omega t} \quad (\text{II} - 9)$$

Ce qui conduit finalement à l'équation d'onde :

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

Dans le cas des cristaux photoniques, la forme des solutions de cette équation dite maîtresse est recherchée. La fonction diélectrique étant périodique, elle peut être décomposée en série de Fourier comme suit :

$$\varepsilon(\vec{r}) = \sum_m \varepsilon(\vec{G}_m) e^{j\vec{G}_m \cdot \vec{r}} \quad (\text{II} - 11)$$

$$\vec{G}_m \cdot \vec{R}_n = 2\pi m \quad ; m : \text{entier} \quad (\text{II} - 12)$$

Où : \vec{G}_m sont les vecteurs du réseau réciproque et \vec{R}_n les vecteurs du réseau direct.

L'équation (II - 10) est un problème aux valeurs propres [57] :

$$\Theta \vec{H}(\vec{r}) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) \quad (\text{II} - 13)$$

Où : Θ est l'opérateur :

$$\Theta = \vec{\nabla} \times \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \quad (\text{II} - 14)$$

Du fait de la périodicité de $\varepsilon(\vec{r})$, cet opérateur commute avec l'opérateur de translation relatif à la structure photonique et possède donc un système commun de fonctions propres qui vérifient le théorème de Bloch :

$$\vec{H}(\vec{r} + \vec{R}) = e^{j(\vec{k} \cdot \vec{R})} \vec{H}(\vec{r}) \quad (\text{II} - 15)$$

Où : \vec{k} est un vecteur d'onde défini dans la zone de Brillouin de l'espace réciproque et les fonctions propres vérifient la relation suivante :

$$\vec{H}_k(\vec{r}) = e^{j(\vec{k} \cdot \vec{R})} \vec{U}_k(\vec{r}) \quad (\text{II} - 16)$$

Où : $\vec{U}_k(\vec{r})$ est une fonction périodique, de même période que la structure, et qui est complètement définie par les valeurs qu'elle prend dans la cellule unité : $\vec{U}_k(\vec{r}) = \vec{U}_k(\vec{r} + \vec{R})$. En remplaçant $\vec{H}(\vec{r})$ par sa forme d'onde de Bloch (II – 16) dans l'équation maîtresse (II – 10) , on obtient :

$$(\vec{\nabla} + j\vec{k}) \times \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} (\vec{\nabla} + j\vec{k}) \times \vec{U}_k(\vec{r}) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{U}_k(\vec{r}) \quad (\text{II} - 17)$$

La résolution d'une telle équation pour un vecteur d'onde \vec{k} donné, conduit à un ensemble discret de valeurs propres $\omega_n(\vec{k})$ fonctions du vecteurs \vec{k} et distinguées par un indice de bande entier n . Ces valeurs propres sont reliées aux fréquences propres du cristal par :

$$\lambda_n(\vec{k}) = \frac{\omega_n^2(\vec{k})}{c^2} \quad (\text{II} - 18)$$

C'est l'ensemble des courbes de dispersion des fréquences propres $\omega_n(\vec{k})$ en fonction du vecteur d'onde \vec{k} qui constitue la structure de bandes du cristal photonique étudié.

Dans le cas d'une structure photonique parfaite et infinie, l'équation (II – 17) est inchangée lorsque l'on remplace le vecteur \vec{k} par le vecteur $\vec{k} + \vec{G}$, où : \vec{G} représente le vecteur du réseau réciproque qui vérifie la relation (II – 12). Ceci signifie que les états propres correspondant aux vecteurs \vec{k} et $\vec{k} + \vec{G}$ sont physiquement équivalents et possèdent la même énergie. Autrement dit, l'énergie de Bloch existant dans le cristal photonique est une fonction périodique du vecteur d'onde, de même périodicité que le réseau réciproque. Nous pourrions donc restreindre la recherche des états propres à la première zone de Brillouin et on peut ramener tous les vecteurs de l'espace réciproque à un vecteur appartenant à la première zone de Brillouin.

II.8 Diagramme de bandes

Le diagramme de bandes est parmi les outils les plus utilisés pour illustrer les propriétés de propagation d'une onde au sein des matériaux. Il s'agit en fait d'une représentation de la relation de dispersion, c'est à dire les variations des fréquences permises dans le réseau en fonction de la

projection du vecteur d'onde suivant les directions de haute symétrie de celui-ci. Le diagramme est représenté en unités réduites. En effet, la loi d'échelle permet de transposer les propriétés des cristaux photoniques à tous les domaines de fréquences pourvu que la période et la longueur d'onde soient modifiées dans les mêmes proportions.

Dans les cristaux photoniques on remarque que pour certaines fréquences il n'y a pas de vecteur d'onde associé, donc une onde à ces fréquences ne peut se propager dans ce milieu. Ce diagramme (Figure II.2) permet donc de visualiser la BIP, c'est-à-dire, les fréquences pour lesquelles aucun mode n'existe dans le cristal.

Calculer un diagramme de bandes consiste donc à trouver les modes optiques d'une structure photonique décrite par une variation périodique des constantes diélectriques.

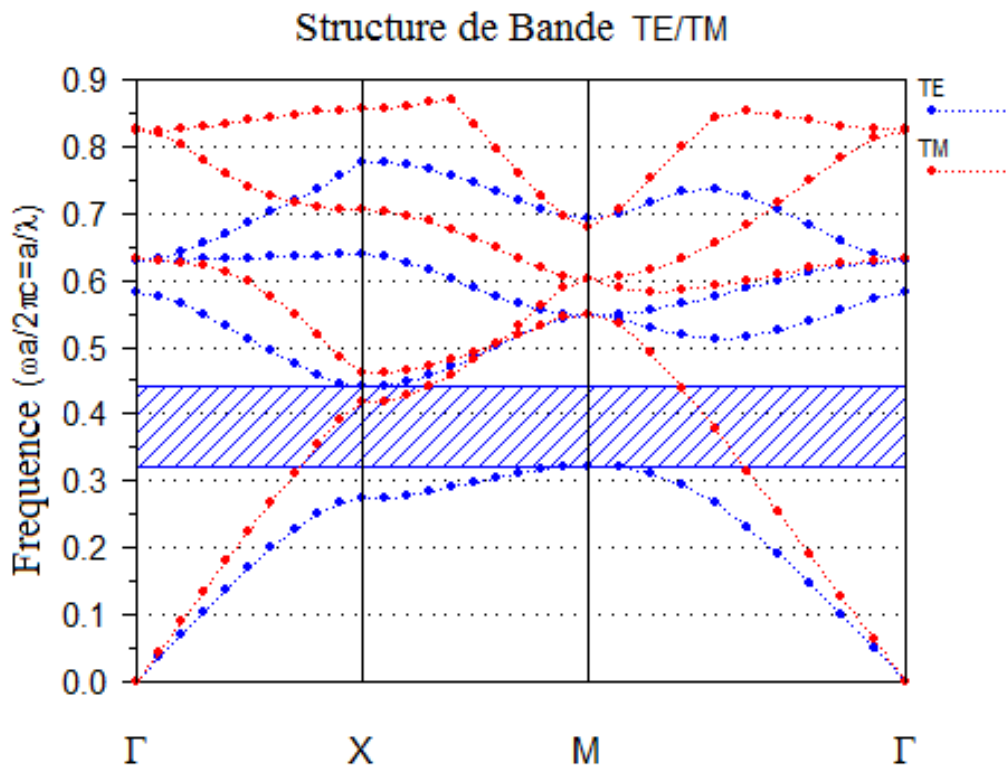


Figure II.2 : Diagramme de dispersion d'un réseau hexagonal de trous d'air dans un substrat de silicium [55].

II.9 Carte des bandes interdites

Le diagramme de bandes nous renseigne sur les propriétés (la position et la largeur) des bandes interdites photoniques pour chaque polarisation. Néanmoins, certains paramètres peuvent encore être ajustés, comme l'indice de la matrice et le facteur de remplissage d'air, etc.

Pour un matériau donné, il est intéressant de connaître l'influence de ces paramètres sur la position et la largeur des gaps photoniques : c'est la carte des bandes interdites.

La figure II.3 représente les différentes bandes interdites en fréquence normalisée $\omega a/2\pi c$ (ou a/λ) pour les modes TE et TM en fonction du rapport (r/a) pour un cristal photonique de configuration carrée.

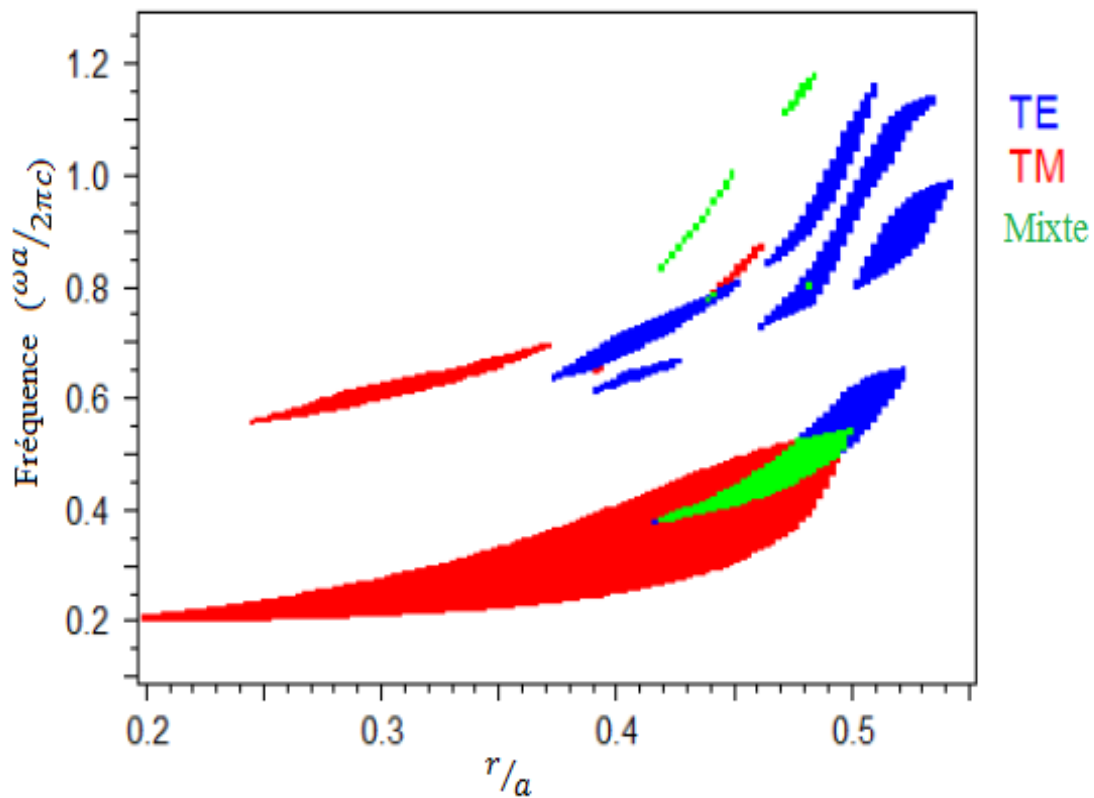


Figure II.3 : Carte des bandes interdites d'une structure carrée pour les modes TE et TM [55].

II.10 Propriétés de base des cristaux photoniques

II.10.1 Périodicité

Une première classification couramment utilisée pour caractériser les cristaux photoniques est le nombre de directions de périodicité que possède le matériau. Le cas le plus simple est la périodicité à une dimension et le cas le plus complexe est la périodicité à trois dimensions.

II.10.1.1 Périodicité à une dimension

Les matériaux à BIPs unidimensionnelles (1D), possèdent une permittivité diélectrique périodique dans une direction et uniforme dans les deux autres directions. La figure (II.4) montre qu'ils consistent en un empilement de deux couches alternées de matériaux homogènes ayant des constantes diélectriques différentes. Ces structures existent depuis longtemps et sont utilisées en optique pour obtenir des miroirs sans pertes (miroirs de Bragg) ou des filtres.

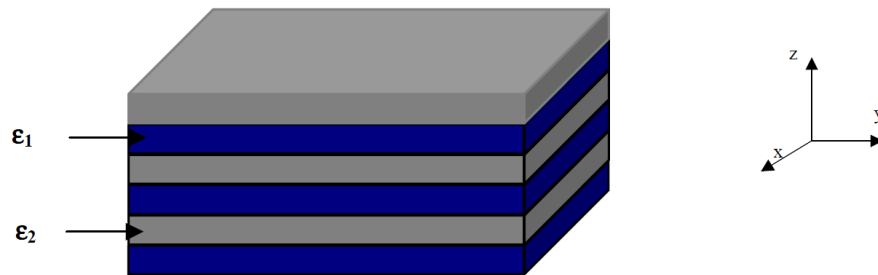


Figure II.4 : BIP unidimensionnelle à empilement de couches de permittivités différentes [58].

II.10.1.2 Périodicité à deux dimensions

Un cristal photonique bidimensionnel est une structure qui présente une modulation périodique de la permittivité diélectrique suivant deux directions de l'espace, et homogène dans la troisième. Les propriétés optiques des structures bidimensionnelles sont fortement dépendantes de la polarisation de l'onde électromagnétique. Il existe plusieurs façons de réaliser ces structures bidimensionnelles. Par exemple, on peut placer des tiges diélectriques dans l'air ou encore dans un autre diélectrique (Figure II.5). Une structure à BIP bidimensionnelle (2D) peut aussi être constituée d'un ensemble de trous percés dans un diélectrique.

Les réponses optiques de ces structures dépendent de la polarisation et peuvent ne pas posséder une bande interdite complète.

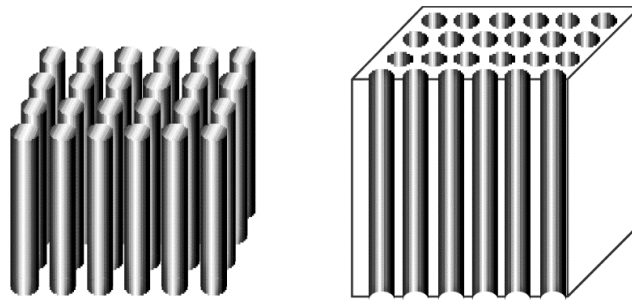


Figure II.5 : Structure à BIP - 2D [58].

Les deux réseaux les plus courants pour l'organisation des tiges diélectriques (ou des trous) sont le réseau carré et le réseaux triangulaire ou hexagonal. La figure (II-6) présente ces deux réseaux avec leurs zones de Brillouin respectives. Pour un réseau carré de période a , la première zone de Brillouin est un carré de côté $2\pi/a$. Pour des considérations de symétrie (le carré possédant 4 axes de symétrie principaux), on peut montrer que la zone de Brillouin irréductible est un triangle rectangle isocèle de sommets Γ , X , M . Pour le réseau triangulaire, le réseau réciproque est aussi un réseau triangulaire. Sa zone de Brillouin irréductible est un triangle rectangle de sommets Γ , K , M . Dans les deux cas, il suffit de suivre l'évolution du vecteur d'onde \vec{k} sur les trois côtés du triangle pour atteindre les extremas de $\omega(\vec{k})$. On peut alors tracer le diagramme de bande $\omega = f(\vec{k})$ qui représente les variations des fréquences permises dans le réseau en fonction de la projection du vecteur d'onde suivant les directions de haute symétrie de celui-ci.

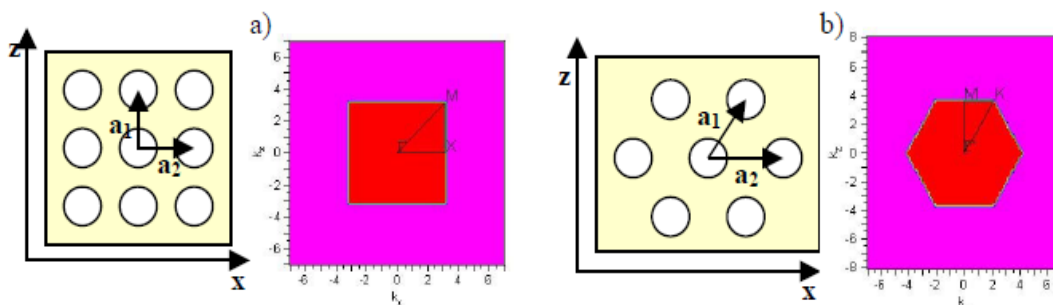


Figure II.6: Les réseaux - 2D et les zones de Brillouin correspondantes [59] :

a) réseau carré, b) réseau hexagonal.

A deux dimensions, il est nécessaire de considérer deux directions de propagation différentes : TE (avec le champ \vec{E} perpendiculaire à l'axe des trous) et TM (où \vec{E} est parallèle à l'axe des trous). Ces deux polarisations sont découplées et donnent lieu à deux diagrammes de bande indépendants. Il n'existe donc pas forcément une bande interdite dans les deux cas.

Il existe de nombreux degrés de liberté lors de la conception d'un cristal photonique 2D. En particulier, il est possible pour un type de réseau choisi d'ajuster le paramètre de maille et le facteur de remplissage surfacique (rapport surface d'air/surface totale). Ces paramètres influencent directement les propriétés et l'allure du diagramme de bandes associé au cristal photonique réalisé, en particulier la largeur et la position de la bande interdite. La configuration la plus propice à l'obtention d'une bande interdite complète (c'est-à-dire en TE et en TM) est le réseau triangulaire de trous dans un diélectrique de haut indice de réfraction. En effet, la bande interdite sera d'autant plus large que le contraste d'indice est grand. Quant au réseau triangulaire, sa première zone de Brillouin est celle qui a la forme circulaire possible, donc la plus favorable à l'ouverture d'une bande interdite.

II.10.1.3 Périodicité à trois dimensions

Les structures tridimensionnelles (3D), comme leur nom l'indique, sont des structures dont la constante diélectrique est structurée périodiquement dans les trois directions. Le premier cristal photonique 3D, appelé Yablonovite, fut fabriqué en 1991 par *E. Yablonovitch* en perçant mécaniquement des trous selon des angles bien choisis dans un bloc de plexiglas [60], de façon à retrouver la structure cristalline du diamant qui est aussi celle du silicium (Figure II-7 a). Il existe une infinité de géométries possibles pour des structures tridimensionnelles. Mais seulement quelques-unes présentent une bande photonique interdite complète. La plupart des structures tridimensionnelles sont inspirées de la géométrie de la structure du diamant (cubique à face centrée). La symétrie cubique à face centrée possède deux atomes par maille et permet l'ouverture d'une bande interdite complète.

En effet, la cristallisation cubique à face centrée possède la zone de Brillouin la plus sphérique possible, ce qui est propice à l'apparition de bandes interdites omnidirectionnelles. En 1991, ce cristal présentait une bande interdite pour les micro-ondes, les dimensions de la structure étant centimétriques. Au fil des années, les scientifiques ont cherché à réduire la dimension des motifs, en utilisant des gravures par faisceau d'ions focalisé (FIB : Focused Ion Beam) ou rayons X, pour aboutir aujourd'hui à des cristaux photoniques présentant une bande interdite dans le proche infra-rouge et le visible (Figure II-7 b).

D'autres structures autorisent l'apparition d'une bande interdite totale, notamment la structure dite en "tas de bois" qui consiste à empiler des réseaux 1D, en tournant de 90° et en décalant d'une demie période deux réseaux consécutifs (Figure II-7 c).

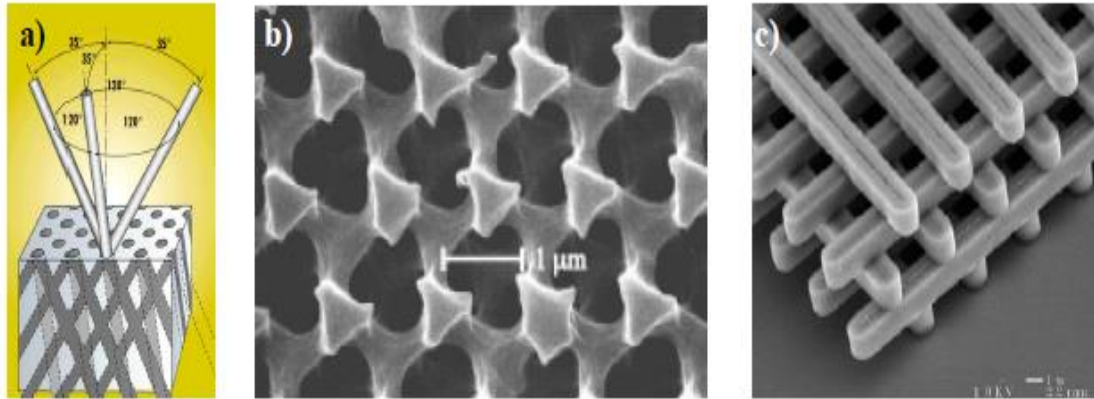


Figure II.7: Structures à BIP – 3D [59].

Il existe aussi des cristaux photoniques 3D naturels. Par exemple, les ailes d'une certaine race de papillons et les opales qui sont composées d'empilements périodiques de billes de silice de quelques centaines de nanomètres de diamètre.

Néanmoins, quel que soit le type de structure 3D choisi, l'élaboration de tels dispositifs pour l'optique reste non-triviale et demande de nombreuses étapes de fabrication. De plus, il est difficile de créer des défauts (cavités ou guides) dans les structures 3D. Ces structures sont difficilement intégrables dans les dispositifs à base de guides d'ondes déjà existants. C'est pourquoi, pour l'instant, la majorité des travaux de recherche concerne les cristaux photoniques bidimensionnels.

II.10.2 Défauts

L'un des nombreux attraits conceptuels offerts par les cristaux photoniques et leur structure cristalline, est la possibilité d'introduire des défauts dans cette structure.

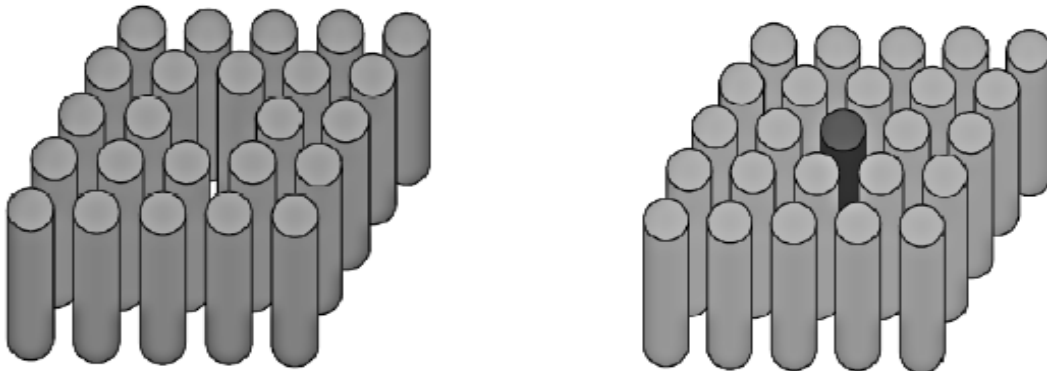
Comme dans les semi-conducteurs, des défauts peuvent être volontairement introduits dans les cristaux photoniques. Les défauts dans les semi-conducteurs ont pour effet d'introduire des niveaux d'énergie autorisés dans la bande interdite [61]. Dans le cas des cristaux photoniques, la création de défauts dans la périodicité de la structure conduit également à des niveaux d'énergies permis dans la bande interdite [62].

Une façon simple de créer un ou plusieurs modes permis dans le gap consiste à introduire un défaut dans le cristal, c'est-à-dire une imperfection dans l'arrangement périodique de la structure diélectrique. Plusieurs types de défauts sont réalisables et permettent de réaliser certaines applications telles que les filtres à haute sélectivité puisque seule l'onde électromagnétique dont la fréquence correspond à celle du mode permis sera transmise.

En ce qui concerne les cristaux photoniques 2D qui nous intéressent plus particulièrement dans ce travail, on peut considérer plusieurs types de défauts.

II.10.2.1 Défauts ponctuels

Les défauts ponctuels sont créés en modifiant les caractéristiques d'une cellule de réseau. Pour les cristaux photoniques composés de cylindres diélectriques, la constante diélectrique d'un cylindre peut être changée (Figure II.8). Le cylindre peut être enlevé, ce qui crée une lacune dans le cristal. Cela correspond à une microcavité à l'intérieur du cristal photonique.



a) Retrait d'un cylindre.

b) Modification de la constante diélectrique d'un cylindre.

Figure II.8: Défauts ponctuels dans un cristal photonique composé de tiges diélectriques [58].

Pour les cristaux photoniques constitués de trous dans un matériau diélectrique, ces trous peuvent être modifiés géométriquement. Les modes électromagnétiques introduits par le défaut sont appelés modes de défaut. Ce sont des modes dont la fréquence peut se situer dans la bande interdite et qui sont localisés autour du site de défaut.

II.10.2.2 Défauts étendus

Les défauts étendus sont obtenus en modifiant les cylindres ou les trous sur plusieurs sites voisins. Il existe trois types de défauts étendus, défauts 1D, 2D ou 3D. Ils ne peuvent être obtenus que dans les cristaux de dimensions au moins équivalentes. Les défauts étendus de dimension 1D sont appelés aussi défauts linéiques (Figure II.9) et peuvent servir de guides d'ondes ou de cavités lasers. Ils sont certainement ceux qui ont suscité le plus grand nombre d'études. Les défauts 2D et 3D constitués d'une suite de guides 1D orientés dans des directions différentes de façon à véhiculer la lumière sur tous les chemins optiques possibles à l'intérieur du cristal.

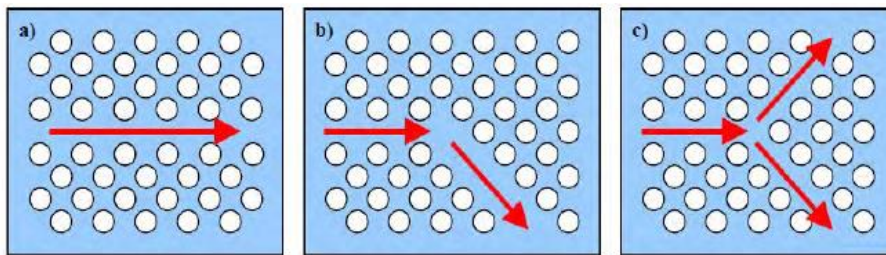


Figure II.9: Schémas représentatifs de défauts linéiques dans un cristal photonique [59] :

a) guide droit, b) virage à 120° , c) jonction Y.

II.10.2.3 Défauts couplés

Les défauts couplés sont des défauts assez proches dans le cristal (Figure II.10) pour échanger de l'énergie. Le couplage entre ces défauts permet une apparition de pics de transmission dans la bande interdite. L'amplitude et le nombre de ces pics de transmission sont liés à la position des cavités par rapport à la direction de propagation de l'onde et leur répartition à l'intérieur de la structure.

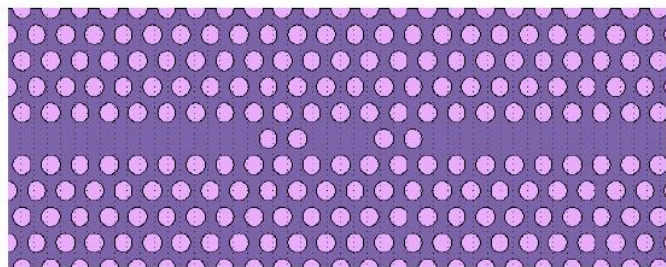


Figure II.10: Défaut couplé formé d'un guide de type W1 et d'une cavité [63].

II.10.3 Effet de la bande interdite photonique

L'une des propriétés les plus importantes d'un cristal photonique est qu'il présente un gap qui permet de contrôler l'émission spontanée en interdisant la propagation du rayonnement électromagnétique [48].

En effet, un matériau dont l'indice de réfraction varie périodiquement suivant les différentes directions de l'espace pourra présenter des bandes d'énergie interdites pour les photons. Ainsi, dans certaines gammes de longueurs d'onde de l'ordre de la période de la structure, la lumière ne pourra se propager dans le matériau et sera réfléchi quelle que soit sa direction d'incidence. Cette gamme de longueurs d'onde est appelée : BIP, elle est à la base du concept des cristaux photoniques. Son effet a donné naissance à plusieurs réalisations telles que les cavités résonnantes, les guides d'ondes, les fibres à cristaux photoniques (PCFs)...etc.

II.10.3.1 Cavités dans les cristaux photoniques

Si un défaut unique est introduit dans une structure périodique à l'origine supposée parfaite, un mode (ou un groupe de modes) peut être obtenu à une certaine fréquence (ou à plusieurs fréquences spécifiques) dans la BIP. Le défaut se comporte comme une cavité entourée de miroirs (Figure II.11), puisque les ondes à cette fréquence ne peuvent pas se propager dans le cristal photonique parfait.

Les cavités dans les cristaux photoniques, ont habituellement de très hauts facteurs de qualité, elles ont l'avantage d'être très compactes et ne peuvent supporter que peu de modes.

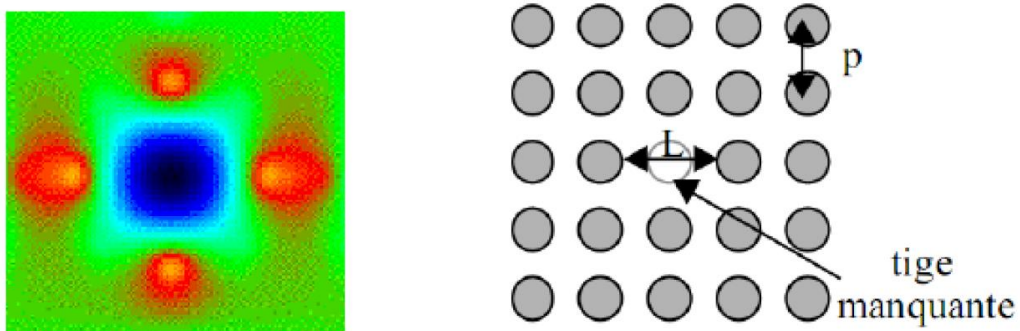


Figure II.11: Cavité résonante dans un cristal photonique 2D [58].

De ce fait de nombreuses applications se trouvent dans différents domaines tels que : les systèmes lasers, les systèmes de communications optiques, les résonateurs, les antennes ou encore dans les composants de circuits intégrés tout-optiques.

II.10.3.2 Guides d'onde dans les cristaux photoniques

Pour guider les ondes électromagnétiques le long d'une ligne, deux types de guides d'onde ont été développés, les guides d'onde métalliques, formés par des tubes métalliques, et les guides d'onde diélectriques pour les domaines de l'infrarouge ou du visible. Les guides d'onde métalliques permettent des transmissions sans perte uniquement pour le domaine des micro-ondes, alors que les guides d'onde diélectriques ont pour leur part le défaut de provoquer de grandes pertes dans le cas de virages de forte courbure.

Toutefois, si une ligne de défauts est introduite dans un cristal photonique parfait possédant une bande interdite photonique (Figure II.12), la lumière y sera guidée, dans les gammes de fréquence comprises dans la BIP.

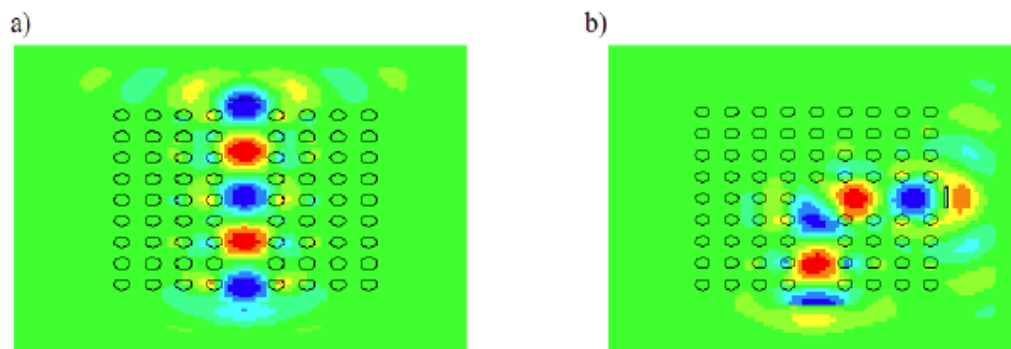


Figure II.12: Guides d'ondes à cristal photonique (simulé par le logiciel Rsoft® CAD) [64] :

a) Rectiligne

b) Courbures à 90°

Les études théoriques et expérimentales de ce type de composants ont montrés de faibles pertes de transmission, même dans le cas extrême de virage à 90° contrairement aux guides d'ondes conventionnels [65].

Cette propriété semble très prometteuse pour des applications dans les systèmes de communications optiques et pourra permettre une forte miniaturisation des composants optiques intégrés.

À partir de ces propriétés, on peut envisager de nombreuses fonctions telles que : le filtrage en longueur d'onde, le couplage sélectif, le multiplexage, l'interférométrie...etc. le tout implémenté dans des systèmes optiques de tailles très réduites.

II.10.3.3 Fibres à cristaux photoniques

On peut comparer la structure d'une telle fibre à un cristal photonique 2D de hauteur infinie avec un défaut ponctuel en son centre.

À la différence des structures présentées plus haut, la propagation de la lumière ne se fait pas dans le plan du cristal, mais parallèlement à l'axe de la structure. La lumière est confinée au cœur de la fibre par l'action d'une structure périodique entourant un défaut. Cette structure, objet de notre travail de thèse, sera détaillée beaucoup plus dans le chapitre suivant.

II.11 Conclusion

Nous avons présenté, dans ce chapitre les concepts de base liés aux cristaux photoniques en insistant sur la notion de la bande interdite photonique. Nous avons vu que ces structures sont très prometteuses pour la réalisation de composants optoélectroniques plus performants et compacts, utilisant les photons comme porteurs d'information à la place des électrons.

Les cristaux photoniques représentent aujourd'hui une plateforme extrêmement intéressante pour la future optique intégrée submicronique car ils possèdent les qualités adéquates en termes de confinement et de dispersion.

Les application dans le domaine des fibres optiques, a donné naissance à un nouveau genre de fibre appelé fibre à cristaux photoniques, ce nouveau concept sera étudié avec plus de détails dans le chapitre suivant.

Chapitre III

Les Fibres à Cristaux Photoniques

Chapitre III : Les Fibres à Cristaux Photoniques

III.1 Introduction

Fibres micro-structurées, fibres à trous, fibres à cristaux photoniques ou à BIPs, etc. ; autant d'appellations qui désignent cette jeune branche de la famille des fibres optiques, qui a vu le jour en 1996 et qui s'est depuis imposée comme une technologie incontournable en photonique [66].

L'idée provenant de *P. St. J. Russell*, professeur à l'université de Bath (Grande Bretagne), était de concevoir des fibres optiques à BIP basées sur la répartition homogène de trous d'air dans une structure fibrable. Cependant, il a été observé, pour ces premières fibres, que le processus de guidage n'était pas basé sur l'effet de BIP mais sur un simple contraste d'indice comme pour les fibres optiques conventionnelles [18]. L'année 1996 a été de ce fait l'année marquée par la première réalisation expérimentale au sein du groupe de *Knight et Russell* d'une fibre à cristaux photoniques constituée d'un cœur de silice entouré de trous d'air de diamètre $0.6 \mu\text{m}$ espacés d'environ $2.3 \mu\text{m}$. Depuis lors, ces fibres ont attiré une attention particulière compte tenu de leurs propriétés optiques inaccessibles avec les fibres standards [67], présentant un grand degré de liberté en ce qui concerne leur conception structurale du fait de l'utilisation d'un seul matériau, et constituant aujourd'hui un sujet de recherche et de développement extrêmement actif.

Le but de ce chapitre est de présenter cette nouvelle génération de fibres, ce qui va nous permettre de préciser le contexte dans lequel s'est située l'étude développée dans ce travail de thèse. Nous commençons par une description qualitative de la structure de ces fibres, de leurs propriétés de guidage ainsi que leurs principales caractéristiques. Ensuite, nous allons déterminer, étudier et analyser les propriétés de propagation de ces fibres, notamment celles relatives à la biréfringence, la dispersion chromatique, et l'aire effective. Nous nous attarderons ensuite sur leurs processus de fabrication et les méthodes de modélisation modale avec un intérêt particulier pour la méthode des éléments finis que nous avons utilisé pour les calculs numériques.

III.2 Concept de fibre à cristaux photoniques

Les fibres à cristaux photoniques (PCFs : Photonic Crystal Fibres) connues encore sous le nom de fibres micro-structurées ou fibres à trous, sont constituées d'un arrangement régulier ou non de canaux d'air de dimensions micrométriques disposés parallèlement à l'axe de propagation. Cette structure peut être comparée à un cristal photonique 2D de hauteur infinie avec un défaut ponctuel en son centre, considéré comme étant le cœur de la fibre. Les paramètres qui caractérisent cet arrangement et ajustent les propriétés optiques de ces fibres, sont la distance entre les centres des trous adjacents noté Λ (pas ou pitch) et le diamètre des trous d . Ces paramètres opto-géométriques permettent de définir le rapport d/Λ correspondant à la proportion d'air présente dans la fibre. L'arrangement des trous peut constituer une matrice triangulaire, hexagonale, rectangulaire ou aléatoire. Le nombre de rangées ou de couronnes de trous utilisées pour former la gaine micro-structurée constitue un critère important pour réduire les pertes de guidage.

À la différence des structures photoniques 2D, la propagation de la lumière ne se fait pas dans le plan du cristal, mais parallèlement à l'axe des structures. La lumière est confinée au cœur de la fibre par l'action d'une structure périodique (hexagonale ou en nids d'abeille) entourant un défaut.

La figure III.1 montre les sections transversales d'une fibre PCF idéale (gauche) et réelle (droite).

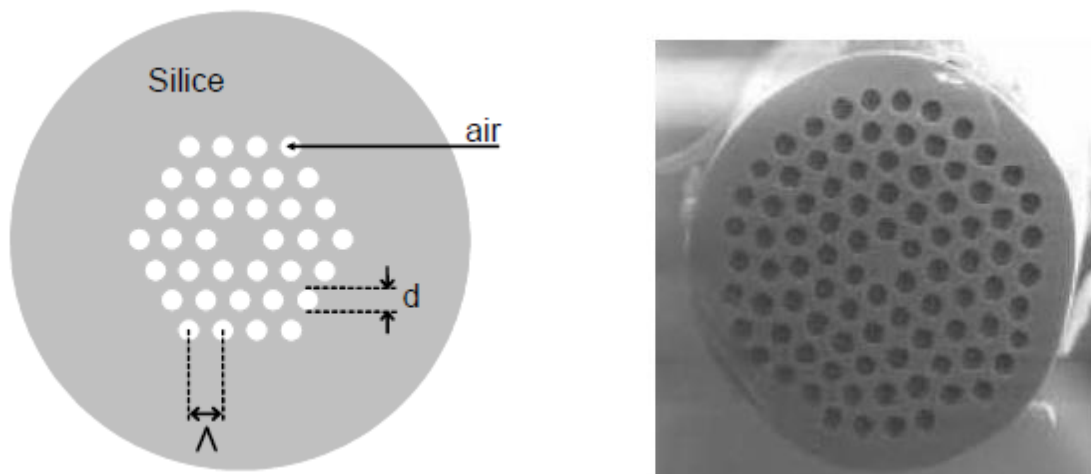


Figure III.1: Section transversale d'une fibre à cristaux photoniques [65].

III.3 Mécanisme de guidage

Le mécanisme de guidage de la lumière dans ces fibres s'effectue selon deux types :

III.3.1 Le guidage par réflexion totale interne modifiée

La propagation par réflexion totale interne, comme son nom l'indique, aura lieu quand l'indice de réfraction du cœur est supérieur à celui de la gaine (Figure III.2). C'est le principe utilisé dans les fibres optiques conventionnelles.

La structure de la fibre à cristaux photoniques étant plus complexe, rendant plus difficile la définition de l'indice de réfraction de la gaine, on définit alors un indice effectif de la gaine n_{FSM} (FSM : Fundamental Space filling Mode) [68]. Il est égal à l'indice effectif du mode fondamental qui se propage dans la gaine micro-structurée supposée infinie et en l'absence de cœur.

Pour une fibre conventionnelle, la condition à vérifier dans le cas de la propagation par réflexion totale interne est :

$$n_g k < \beta < n_c k \quad \text{soit} \quad n_g < \beta/k < n_c \quad (\text{III} - 1)$$

Avec :

n_c : désigne l'indice de réfraction du cœur de la fibre.

n_g : représente l'indice de réfraction de la gaine.

β : désigne la constante de propagation, c'est la composante commune suivant l'axe de propagation des vecteurs d'onde.

$k = 2\pi/\lambda$: désigne le nombre d'onde et λ la longueur d'onde.

Le rapport β/k est appelé l'indice effectif du mode de propagation (n_{eff}). Un mode sera guidé si son indice respecte la condition (III - 1).

Ainsi, par analogie avec la condition (III - 1), les modes guidés dans le cœur d'une PCF sont les modes ayant une constante de propagation β telle que :

$$\beta_{FSM} < \beta < kn_c \quad (\text{III} - 2)$$

Avec β_{FSM} , est définie comme étant la constante de propagation du mode fondamental existant dans la gaine micro-structurée supposée infinie et en l'absence du cœur.

Comme dans une fibre standard, la détermination de β_{FSM} permet de définir l'indice effectif du mode fondamental de la gaine micro-structurée n_{FSM} .

$$\beta_{FSM} = k \cdot n_{FSM} \quad (\text{III} - 3)$$

Contrairement au mécanisme de propagation dans les fibres conventionnelles où l'on définit l'indice de gaine (n_g) constant, c'est n_{FSM} qui représente l'indice de gaine pour une PCF.

Par analogie, la propagation par réflexion totale interne modifiée exige :

$$n_{FSM} < n_{eff} < n_c \quad (\text{III} - 4)$$

n_{FSM} équivaut donc à la valeur maximale que peut prendre l'indice de réfraction de la gaine de la PCF.

La nouveauté réside dans le fait que n_{FSM} dépend de la longueur d'onde optique, et toute la complexité de la modélisation des fibres à cristaux photoniques réside dans le calcul des valeurs de n_{FSM} et de n_{eff} en fonction de la structure transverse de la fibre et de la longueur d'onde optique. Ce calcul se fait par une résolution numérique ou grâce à l'utilisation d'expressions empiriques déduites de simulations numériques.

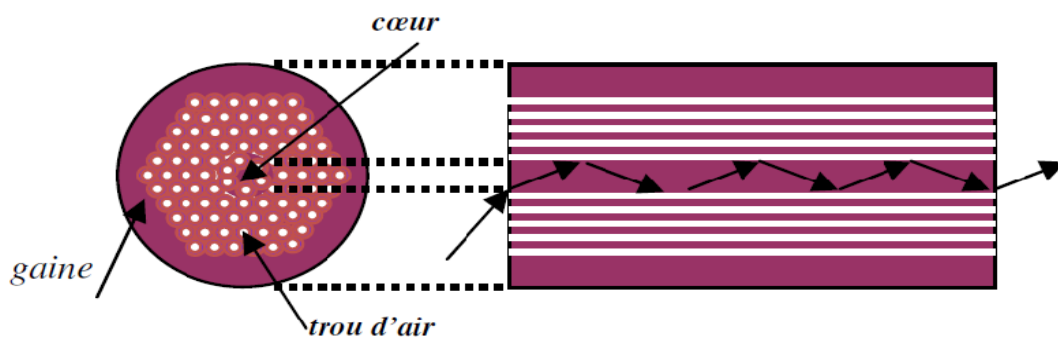


Figure III.2: Schéma descriptif de la propagation par réflexion totale interne modifiée dans une PCF à cœur plein [69].

III.3.2 Le guidage par effet de la bande interdite photonique

Les PCFs sont constituées d'un réseau de trous d'air répartis sur un réseau périodique, invariants selon l'axe de la fibre, ce sont donc des cristaux photoniques 2D. La période du réseau est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde. En raison de cette périodicité, il peut exister une bande de longueur d'onde pour laquelle la propagation de la lumière est interdite. On parle alors de BIP.

Si on introduit un défaut de périodicité dans le réseau, alors un faisceau lumineux dont la longueur d'onde appartient au BIP peut être piégé et se propage au niveau du défaut. Dans les PCFs, c'est le cœur qui constitue ce défaut ; il peut être solide, comme vu précédemment dans la figure (III.2), ou bien creux. Dans ce dernier cas, le guidage par BIP permet de réaliser des guides d'onde dont l'indice de réfraction du défaut est inférieur à l'indice environnant, ce qui n'est pas possible dans le cas des guides d'onde pour lesquels la propagation est gouvernée par la réflexion totale interne.

Ce principe de propagation de la lumière au sein d'une PCF est présenté dans la figure (III.3). Dans ce cas, la lumière est guidée grâce à l'existence d'une BIP et la création d'un mode de défaut au sein de cette bande [70]. La structure périodique de trous percée autour du cœur permet d'agir à la manière d'un miroir de Bragg. L'avantage de ce type de fibre est de pouvoir guider la lumière dans un cœur de bas indice, tel que l'air ou le vide. Néanmoins, cette fibre ne permettra le guidage que dans une bande spectrale limitée.

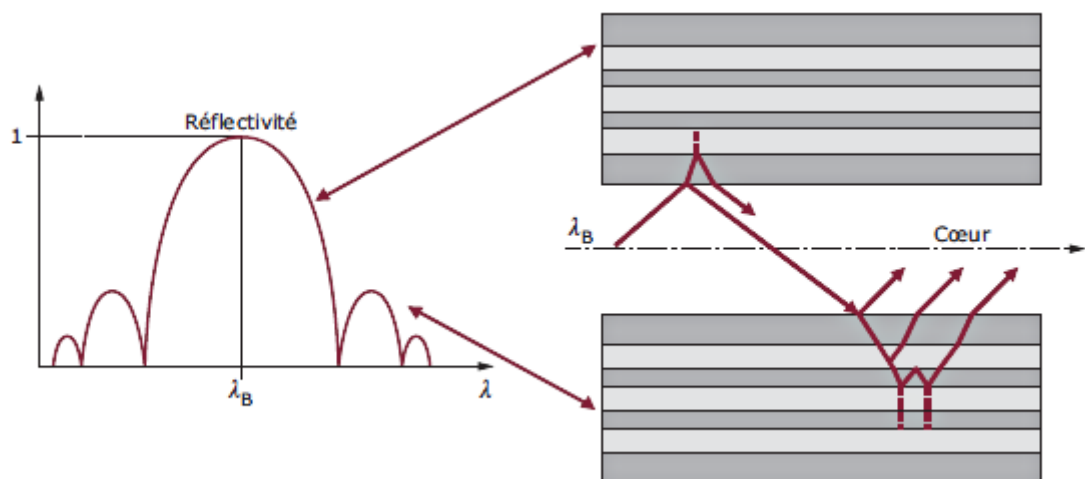


Figure III.3: Propagation des rayons lumineux dans une fibre à BIP [69].

Les PCFs utilisant le principe de propagation par BIP, offrent un éventail plus large de possibilités d'applications que les autres types de fibres. Les nombreux avantages qu'elles offrent, sont :

- La possibilité de transmission de fortes puissances (une grande proportion de l'intensité lumineuse (jusqu'à 95%) peut être localisée dans le cœur creux.
- Faible interaction entre la lumière et la silice, ce que réduit ainsi le seuil des dommages, et comme il n'y a plus de silice dans le cœur, les pertes par diffusion Rayleigh sont limitées.
- La possibilité de remplissage du cœur avec un liquide pour augmenter les interactions non linéaires.

En dépit de ces avantages, la zone de transmission de la fibre est réduite à cause de l'apparition des modes de surface [71].

III.4 Classification des fibres à cristaux photoniques

Selon la géométrie particulière des PCFs, le guidage de la lumière peut s'effectuer de deux manières différentes suivant que l'indice du cœur est supérieur ou inférieur à celui de la gaine. Alors que dans le premier cas la propagation est réalisée par réflexion totale interne modifiée, le second rassemble principalement les fibres à cœur creux dont le guidage de la lumière est assuré par l'existence de BIPs.

III.4.1 Les fibres à cœur plein

Encore appelées fibres micro-structurées ou "Holey fibers", celles-ci présentent de nombreuses analogies avec les fibres à saut d'indice standards utilisées en télécommunications. Cependant, elles diffèrent des fibres conventionnelles par leur fort contraste d'indice transverse. En effet, l'indice effectif de la gaine varie très fortement en fonction de la longueur d'onde, ce qui génère des propriétés spectrales uniques.

La flexibilité offerte par le choix de leurs paramètres géométriques (arrangement, taille, nombre et espacement entre les trous), permet d'ajuster leurs propriétés optiques tel que l'aire

effective, la dispersion chromatique, la biréfringence, etc., dans des plages qui ne peuvent être atteintes dans les fibres conventionnelles. Cette flexibilité dans la conception des PCFs est de nature à créer un fort intérêt pour leur utilisation dans diverses applications, tel que la fabrication de fibres avec des dispersions particulières ; nulle à une longueur d'onde donnée ou constante dans une bande désirée [72].

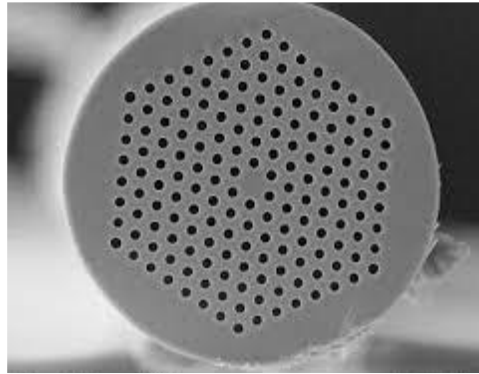


Figure III.4: Section transversale d'une PCF à cœur solide [73].

Il est également possible de fabriquer des fibres à maintien de polarisation dont la biréfringence est d'un à deux ordres de grandeur plus importante que celle des fibres conventionnelles [74]. On peut aussi exploiter ces fibres pour générer, grâce à leurs fortes non-linéarités, un continuum de lumière [75]. Des PCFs monomodes peuvent être conçues avec un cœur de dimensions beaucoup plus importantes que les fibres conventionnelles [76]. Des fibres, dont la taille du cœur est plus de cinquante fois plus grande que la longueur d'onde d'application, sont également facilement réalisables en exploitant ces structures photoniques.

III.4.2 Les fibres à cœur creux

Encore appelées "Hollow fibers", celles-ci réalisent le challenge de guider la lumière à l'intérieur d'un cœur d'indice plus faible que celui de la gaine. Ces fibres comportent des canaux d'air microscopiques sur toute leur longueur, disposés de manière périodique autour d'un cœur rempli d'air ou d'un gaz compatible avec la silice permettant un guidage de la lumière par l'effet du BIP (Figure III.5). On obtient alors un miroir de Bragg à deux dimensions. La taille et la répartition des trous permettent de déterminer la bande de longueur d'onde et les angles d'incidence pour lesquels la lumière est réfléchi, ce qui définit les caractéristiques de

la BIP. Ainsi, la propagation dans l'air limite les pertes intrinsèques dues à l'interaction lumière/matière même à des longueurs d'ondes où la silice est peu transparente, permettant ainsi l'injection de très grandes densités de puissance sans phénomènes de claquage du matériau [77].

Il existe donc un intérêt immédiat pour de telles fibres pour la transmission de fortes puissances optiques (télécommunications, lasers de puissance pour la découpe ou le marquage, les amplificateurs à fibres dopées, etc.) [78].

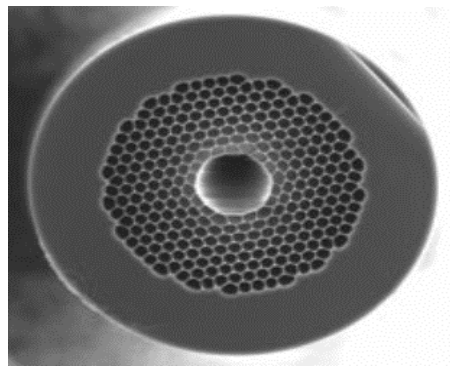


Figure III.5: Section transversale d'une PCF à cœur creux [73].

Les intensités seuil d'apparition de la diffusion Brillouin, de l'émission Raman stimulée, et d'autres effets non-linéaires, sont alors repoussées [79]. Ces fibres sont ainsi principalement employées pour la transmission de signaux avec un minimum de distorsion, ou pour des applications nécessitant de fortes puissances guidées.

III.5 Caractéristiques optiques

III.5.1 Le caractère indéfiniment monomode

Les modes guidés se propageant au sein d'une fibre sont des champs électromagnétiques en forme d'ondes progressives. Ils correspondent aux solutions de l'équation de Maxwell.

Parmi les propriétés spécifiques aux PCFs, leur capacité à offrir de nombreux degrés de liberté. Ainsi, il est apparu très tôt qu'un choix judicieux des paramètres d et Λ d'une fibre à cœur haut indice peut permettre d'obtenir une propagation monomode sur une large gamme de longueurs d'ondes. Pour comprendre comment cela est possible, il est nécessaire

de rappeler la condition qui dicte l'apparition du premier mode d'ordre supérieur pour un guide donné, c'est-à-dire la longueur d'onde (dite longueur d'onde de coupure λ_c en-dessous de laquelle le guide devient multimode. Pour cela, on définit le paramètre V , appelé fréquence normalisée, qui s'écrit [80] :

$$V = \frac{2\pi \cdot a}{\lambda} \sqrt{n_c^2 - n_g^2} > 2.405 \quad (\text{III} - 5)$$

Où : n_c et n_g représentent respectivement l'indice de réfraction du cœur et de la gaine et a représente quant à lui, le rayon du cœur de la fibre. Dans cette expression, le paramètre V est supérieur à 2.405 lorsque la longueur d'onde est inférieure à la longueur d'onde de coupure ($\lambda < \lambda_c$), le guide est alors multimode. Or, la différence d'indice cœur/gaine dépendant peu de la longueur d'onde, il apparaît alors qu'une fibre conventionnelle devient inévitablement multimode lorsque la longueur d'onde guidée diminue jusqu'à atteindre la longueur d'onde de coupure λ_c . La fibre perd donc son caractère monomode lorsque la longueur d'onde diminue.

La situation est différente dans le cas d'une PCF pour laquelle la condition d'apparition du premier mode d'ordre supérieur s'écrit :

$$V = \frac{2\pi \cdot a}{\lambda} \sqrt{n_c^2 - n_{g\text{eff}}^2(\lambda)} > 2.405 \quad (\text{III} - 6)$$

Ici, l'indice de la gaine est remplacé par $n_{g\text{eff}}(\lambda)$ qui représente l'indice effectif de la gaine ; il présente une dépendance spectrale marquée qui peut contrebalancer la dépendance en longueur d'onde du dénominateur de l'équation (III – 6) et faire en sorte que le paramètre V soit toujours inférieur à 2.405.

Des analyses théoriques s'intéressant aux limites entre caractère monomode et multimode ont mené à des diagrammes de phase qui distinguent trois régions distinctes en fonction des paramètres de la microstructure : une région multimode, une région monomode et une région dite infiniment monomode. Ces diagrammes appelés « diagramme de phase du second mode » (Figure III.6) sont élaborés en déterminant l'évolution du rapport λ/Λ en fonction du rapport d/Λ .

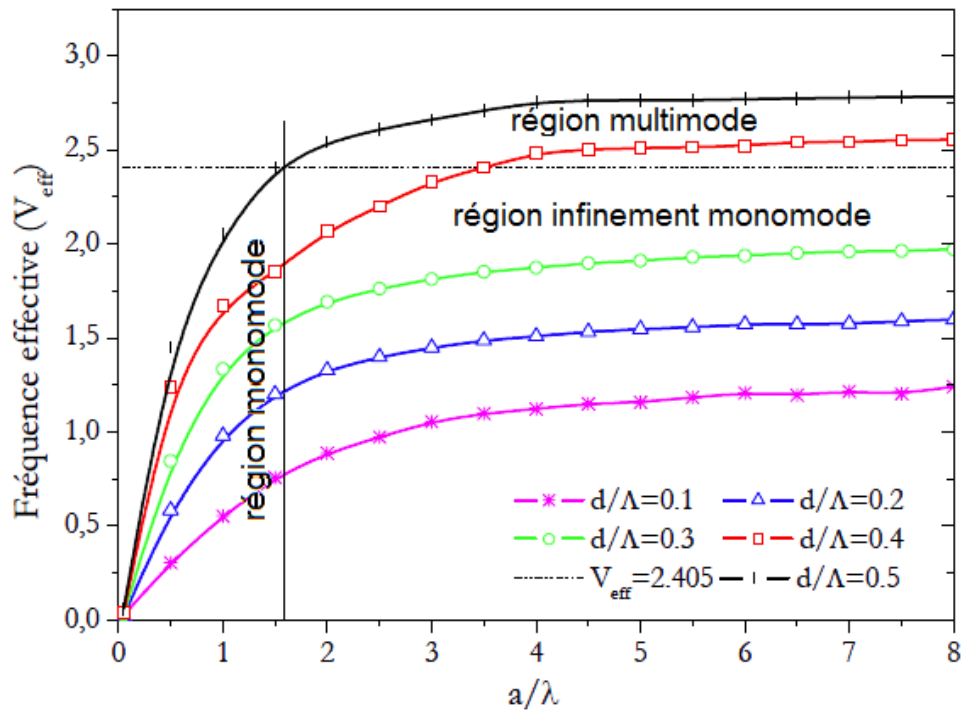


Figure III.6: Comportement modal des PCFs en fonction de a/λ pour différents rapports d/Λ [81].

Il a été constaté que le rapport d/Λ est un paramètre géométrique critique pour obtenir une propagation monomode ou multimode d'une PCF. En effet lorsque le diamètre des trous est suffisamment petit, de manière à ce que $d/\Lambda < 0.42$, la PCF à cœur solide reste monomode quel que soit la longueur d'onde considérée.

Contrairement aux fibres conventionnelles, qui pour être monomodes, nécessitent une faible taille de cœur, les PCFs monomodes permettent des tailles de cœur beaucoup plus importantes (jusqu'à cinquante fois plus grandes) [78]. L'intérêt de ces fibres est donc encore une fois, la possibilité de transmettre de fortes puissances optiques.

Inversement, les fibres avec des tailles de modes guidés très faibles, peuvent être fabriquées (réseau de trous larges et cœur très petit). Dans de telles fibres, où le mode est ultra-confiné, des non-linéarités optiques peuvent être obtenues et permettent la génération de supercontinuum en y injectant un laser nano ou femtoseconde [82].

III.5.2 La dispersion

Les sources optiques injectées dans les fibres ne sont jamais purement monochromatiques, elles émettent sur une certaine largeur spectrale. Ainsi, le signal se propageant le long d'une fibre s'élargit temporellement. Cette dispersion du signal est dite intra-modale ou chromatique. A cet effet deux phénomènes sont à l'origine de cette dispersion : la dispersion du matériau et la dispersion du guide. La dispersion chromatique D_c étant approximativement la somme des deux :

$$D_c \approx D_{mat} + D_{guide} \quad (\text{III} - 7)$$

La dispersion chromatique est liée, d'une part, à la dispersion du matériau constituant le guide et, d'autre part, à la structure d'indice du guide lui-même. C'est cette deuxième contribution qui peut être ajustée finement dans le cas des PCFs [83].

Dans une fibre standard, la dispersion du guide est généralement plus faible que la dispersion du matériau, par contre dans une PCF, l'indice effectif du mode dépend très fortement de la longueur d'onde. En d'autres termes, sa structure introduit une très forte augmentation de l'influence de la dispersion du guide dans l'expression de la dispersion chromatique totale.

Une des propriétés intéressantes que présentent ces PCFs est la liberté de conception. Le fait de pouvoir choisir la géométrie et l'arrangement des trous d'air sur la section transverse permet de définir à l'avance le profil de dispersion de la fibre. Donc en « jouant » sur le « design » de la fibre (valeurs d et Λ), il est possible d'envisager de nouveaux profils de courbes de dispersion selon l'application voulue. La dépendance de la dispersion en fonction de la longueur d'onde peut être réduite dans les PCFs présentant de petite fraction d'air, à l'aide d'une conception minutieuse.

La dispersion chromatique dépend donc fortement du rapport d/Λ et devient un paramètre ajustable en fonction de ce rapport. En conséquence il semble possible de concevoir des fibres à dispersion plate dans une certaine gamme de longueurs d'ondes, ce qui est très intéressant pour les applications de multiplexage en longueur d'onde (WDM : Wavelength Division Multiplexing) en télécommunications [84].

La longueur d'onde pour laquelle la valeur de la dispersion chromatique est nulle, est appelée longueur d'onde du zéro de dispersion (ZDW : Zero Dispersion Wavelength). Elle correspond au point d'inflexion de la courbe $\lambda = f(n)$. La zone telle que $\lambda < ZDW$

correspond au régime de dispersion normale et la zone pour laquelle $\lambda > ZDW$ correspond au régime de dispersion anormale.

La dispersion de la PCF dépend donc de sa géométrie et du matériau qui la constitue. Il est donc possible de jouer sur ces paramètres afin de décaler la ZDW . Il est ainsi possible de positionner le zéro de dispersion chromatique à proximité d'une longueur d'onde choisie et notamment dans le visible, chose impossible avec une fibre monomode conventionnelle où la dispersion chromatique est très marquée par la contribution du matériau. Cet ajustement de la longueur d'onde de dispersion nulle est particulièrement important si l'on souhaite limiter l'élargissement temporel d'une impulsion lumineuse au cours de sa propagation. C'est en particulier le cas lorsqu'on souhaite générer un supercontinuum, c'est à-dire un spectre large, continu et intense, en propageant une impulsion lumineuse puissante à travers un matériau non-linéaire [85].

III.5.3 La biréfringence

Les PCFs sont considérées comme isotropes et leurs biréfringences devraient être nulle. Toutefois, une certaine biréfringence peut apparaître dans la plupart des fibres réelles dont la structure semble pourtant régulière. L'anisotropie de ces fibres, qui induit la levée de la dégénérescence des deux modes de polarisation et l'apparition de la biréfringence de phase, peut avoir deux causes intrinsèques : la première réside dans la rupture, volontaire ou non, de la symétrie de la fibre, et la seconde consiste en l'existence éventuelle de contraintes anisotropes au sein du matériau constitutif de la fibre qui donnent alors à l'indice de réfraction un caractère tensoriel.

La biréfringence se traduit par la différence entre les indices effectifs des deux polarisations orthogonales d'une onde optique. Elle peut être exprimée par la relation suivante [86] :

$$B = | \text{Re}(n_{eff}^x - n_{eff}^y) | \quad (\text{III} - 8)$$

Avec :

n_{eff}^x et n_{eff}^y sont respectivement les indices des deux états de polarisation correspondant aux deux directions orthogonales x et y de la fibre. Re : représente la partie réelle de la différence des indices effectifs.

Dans les fibres standard en silice, les défauts de géométrie et les impuretés du matériau induisent une biréfringence résiduelle de l'ordre de 10^{-6} . Dans une PCF ayant une géométrie variable le long de sa longueur, les trous ne sont pas parfaitement circulaires, entraînant ainsi une biréfringence résiduelle qui peut atteindre 10^{-4} . La biréfringence géométrique est la conséquence de la combinaison des imperfections liées à chaque trou : principalement la différence entre leur position et/ou entre leur taille réelle et idéale, ou une déformation possible de leur forme. Ces imperfections sont très difficiles à identifier et ne peuvent pas être mesurées avec précision.

De nos jours, la qualité de fabrication des PCFs permet de réduire cette biréfringence résiduelle à des valeurs de l'ordre de 10^{-5} .

III.5.4 L'aire effective

L'autre paramètre optique particulièrement modifiable dans une PCF est le diamètre du cœur, et par conséquent l'aire effective des modes propagatifs, *i.e.* la dimension de leur distribution spatiale.

Dans les fibres standards, les diamètres du cœur sont de l'ordre de $6 \mu m$ à $85 \mu m$ selon leur caractère mono ou multimode. Dans le cas des PCFs, cette dimension peut atteindre moins de $1.5 \mu m$, et vu que la différence d'indices cœur-gaine étant beaucoup plus importante, le confinement du champ est plus fort que dans une fibre standard et l'aire effective est corrélativement plus faible ; par voie de conséquence les effets non linéaires peuvent être d'autant plus importants.

L'aire effective A_{eff} est déduite de la répartition transverse du module du champ électrique $\vec{E}(x, y)$ [87] :

$$A_{eff} = \frac{\left(\int \int_{-\infty}^{+\infty} |\vec{E}(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\int \int_{-\infty}^{+\infty} |\vec{E}(x, y)|^4 dx dy} \quad (\text{III} - 9)$$

III.5.5 L'atténuation

Une fibre optique est caractérisée par son atténuation totale, englobant les différents types de pertes. Cette atténuation est causée par les interactions entre la lumière et son milieu de propagation. Elle dépend du type de matériau qui compose le milieu et de la longueur L de

la fibre, elle est exprimée en décibel par unité de longueur (dB/km) et elle est donnée par l'expression suivante [88] :

$$\alpha \left(dB/Km \right) = -\frac{10}{L} \log \left[\frac{P_s}{P_e} \right] \quad (\text{III} - 10)$$

Où : P_s et P_e représentent respectivement les puissances optiques à la sortie et à l'entrée de la fibre et L , la longueur de la fibre.

Les origines de l'atténuation sont de deux sortes : les pertes intrinsèques et extrinsèques. Les pertes intrinsèques sont dues au matériau lui-même et ne peuvent être modifiées à condition de changer de matériau. Il s'agit par exemple de la diffusion Rayleigh [89] et de l'absorption du matériau à travers les transitions électroniques et les vibrations moléculaires. Quant aux pertes extrinsèques, elles sont générées par le processus de fabrication et peuvent donc théoriquement être améliorées. Il s'agit des pertes par courbure qui regroupent les pertes dues aux micro-courbures et aux macro-courbures, ainsi que les pertes causées par les imperfections aux interfaces cœur-gaine et les impuretés.

Au début de leur développement, les PCFs présentaient une atténuation optique de l'ordre de $0,82 dB/m$ puis de $3.2 dB/km$ à $1,55 \mu m$. Cette valeur est bien supérieure aux pertes habituellement mesurées dans les fibres *SMFs* car il s'y ajoute des pertes dues à la rugosité au niveau des interfaces air/verre. Ces pertes ont rapidement diminué à $1 dB/km$, en améliorant les procédés de fabrication, à savoir l'utilisation d'un verre de silice très pur et la mise en place de procédés de déshydratation (pour réduire les pertes dues aux ions OH^-), et de polissage (pour éliminer les éraflures). Un groupe de chercheurs japonais ont pu obtenir des pertes les plus basses en 2006, qui sont de $0,28 dB/km$ à $1,55 \mu m$ avec un coefficient de diffusion Rayleigh de $0,85 dB \cdot km^{-1} \cdot \mu m^{-1}$.

Les PCFs présentent aussi de très faibles pertes pour des courbures de petits diamètres. En effet, en 2005, une fibre présentant $0,011 dB$ de pertes par courbure de $5 mm$ de diamètre a été développée pour limiter les pertes au niveau des soudures avec des fibres conventionnelles en conservant un diamètre de mode de $9,3 \mu m$ à $1,55 \mu m$.

III.5.6 Les effets non linéaires

Lors de la transmission optique des signaux, les phénomènes non-linéaires observés en augmentant la puissance lumineuse injectée, peuvent engendrer une distorsion de l'onde

transmise ainsi qu'un bruit supplémentaire, pour ainsi représenter des facteurs de dégradation du signal. Il existe toutefois trois effets non-linéaires majeurs dans les PCFs : l'effet Kerr optique [90], la diffusion Raman stimulée (SRS : Stimulated Raman Scattering) [91] et la diffusion Brillouin stimulée (SBS : Stimulated Brillouin Scattering) [92].

Dans les PCFs, il est possible d'obtenir des coefficients non linéaires beaucoup plus élevés que dans les fibres conventionnelles. La zone correspondante au cœur peut être diminuée en variant d et Λ , donc l'aire effective du mode optique guidé est réduite, ce qui améliore la non-linéarité [93]. En effet, le coefficient non-linéaire γ est d'autant plus fort que Λ est faible. La plus forte non linéarité mesurée dans une fibre conventionnelle à saut d'indice est $\gamma = 200 \text{ W}^{-1} \cdot \text{Km}^{-1}$ à 1550 nm ; ce coefficient peut atteindre jusqu'à $640 \text{ W}^{-1} \cdot \text{Km}^{-1}$ dans les PCFs. Ces caractéristiques font de la PCF un candidat idéal pour les systèmes optiques non-linéaires. De nombreuses applications ont été déjà réalisées comme le multiplexage en longueur d'onde, l'amplification optique, la génération de supercontinuum, la commutation optique, la régénération optique et le démultiplexage tout optique [94].

La non-linéarité élevée, caractéristique des PCFs permet de réaliser les fonctions précédentes avec de plus courtes longueurs de fibre et de plus faibles puissances lumineuses d'entrée qu'avec les fibres conventionnelles.

III.6 Techniques de fabrication

Les fibres à cristaux photoniques sont conçues à la manière des fibres conventionnelles, c'est-à-dire en étirant homothétiquement un cylindre de verre de taille centimétrique. Dans ce cas, la structure est initialement réalisée à l'échelle du millimètre, ce qui rend la maîtrise de sa géométrie plus aisée. C'est la technique de l'assemblage-étirage (stack and draw), qui est aujourd'hui la plus répandue [95]. La figure (III.6) illustre les différentes phases de fabrication, qui se déroule en deux étapes principales. La première étape consiste en l'étirage d'une préforme en empilant des tubes pleins et creux de silice d'un diamètre de l'ordre de 1 mm dont l'arrangement est une réplique à grande échelle de la microstructure souhaitée. Le cœur de la fibre est obtenu en remplaçant un tube creux par un tube plein, ce qui crée un défaut dans la structure périodique. Dans la deuxième étape, une couche de polymère est ajoutée à la préforme puis l'ensemble est étiré suivant la même technique que les fibres standards.

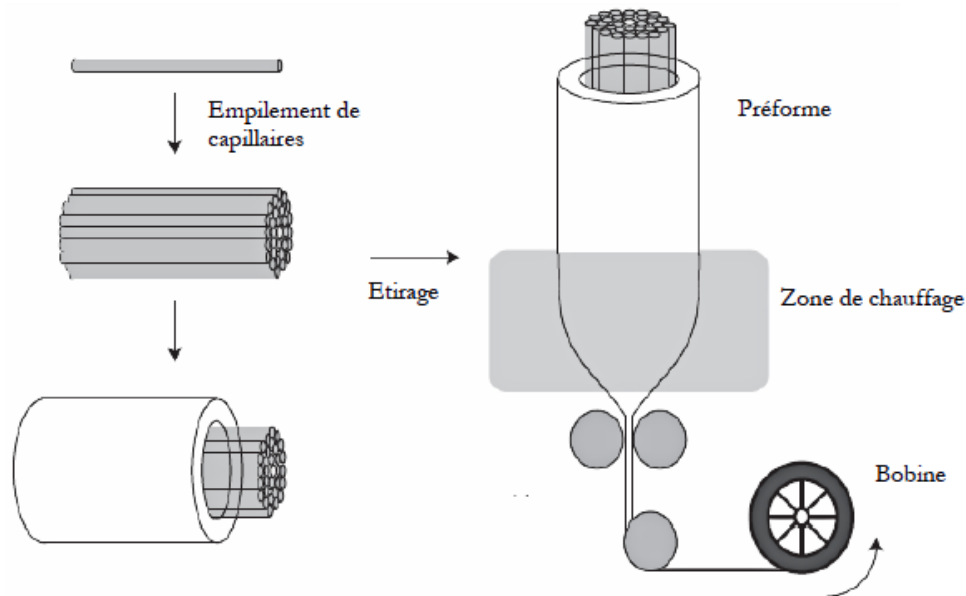


Figure III.7: Illustration de la technique de l'assemblage-étirage
Pour la fabrication des PCFs [81].

Des tours de fibrage, permettent de satisfaire la demande en termes de capillaires, éléments de base de la microstructure. Lors du fibrage, différents paramètres doivent être régulés pour garantir un diamètre de fibre et une vitesse de fibrage donnée, la régulation porte sur la vitesse de descente de la préforme dans le four.

La difficulté de l'étape de fibrage est d'établir les paramètres (vitesse de descente de la préforme, vitesse d'étirage, température, etc.) nécessaires à l'obtention des caractéristiques de la fibre PCF que l'on souhaite obtenir. Les paramètres de fibrage jouent donc un rôle majeur dans la qualité de la structure de la fibre étirée. Cette technique a donc été largement exploitée avec les verres de silice, mais quelques réalisations à partir de verres plus exotiques (silice modifiée, chalcogénures) ont également été démontrées.

Bien que les techniques de fabrication des PCFs sont en voie d'être maîtrisées et les fibres commercialement disponibles, la modélisation de leurs propriétés optiques reste nécessaire pour déterminer le domaine d'application de la PCF en question.

III.7 Techniques de modélisation

Les propriétés de guidage des PCFs sont liées à leurs structures et à leurs géométries, en particulier au diamètre des trous d et à leur espacement Λ . Il est important de mettre en place,

en parallèle des expérimentations, un outil de modélisation afin de prédire les propriétés de guidage.

La modélisation rigoureuse des PCFs nécessite la détermination d'une méthode de résolution des équations de Maxwell, régissant le comportement du champ électromagnétique dans un guide d'onde et capable de traiter des profils transverses à géométries complexes, présentant un fort contraste d'indice transversal. Le caractère vectoriel des ondes électromagnétiques doit donc être pris en compte dans les modèles afin d'obtenir une description correcte des caractéristiques optiques des PCFs. Il n'existe pas réellement de "formalisme analytique" permettant de décrire le comportement des PCFs, d'où le recours aux méthodes numériques. Plusieurs méthodes et outils de modélisation des PCFs ont été développés à partir de l'année 1997. Parmi toutes ces méthodes, les plus répandues sont : la méthode des ondes planes, la méthode des différences finies dans le domaine temporel, la méthode du faisceau propagé, ainsi que la méthode des éléments finis. Toutefois, nous présentons dans les paragraphes suivants les différentes méthodes de modélisation en particulier la méthode des éléments finis. Celle-ci s'avère plus rapide et son efficacité est remarquable.

III.7.1 La méthode des ondes planes

La technique de décomposition en ondes planes (PWE : Plane Wave Expansion) [96] s'applique à toutes les structures dont la constante diélectrique est une fonction périodique de l'espace. Elle est bien adaptée pour les structures périodiques de dimensions infinies pour la détermination des modes propres et du diagramme de dispersion ainsi que les profils de champ associés.

Elle peut être adaptée pour étudier certaines structures non périodiques comme les guides d'ondes ou les cavités. Mais quand la structure étudiée ne présente pas de véritable périodicité (variation du facteur de remplissage par exemple), le théorème de Bloch n'est plus valable et impose de recourir à la méthode des différences finies dans le domaine temporel.

La méthode des ondes planes est très bien adaptée pour les fibres à cristaux photoniques pour la détermination des modes propres et du diagramme de dispersion de la structure du PCF. Dans ce modèle la structure de la fibre est représentée comme une super cellule périodique, qui contient une structure cristalline et ses défauts, et en raison de la périodicité, le théorème de Bloch permet de décomposer le champ électromagnétique sur une base

d'ondes planes et de transformer ainsi la résolution des équations de Maxwell en un problème classique de diagonalisation de matrice.

III.7.2 La méthode des différences finies dans le domaine temporel

Cette méthode a été initialement proposée par *Kane S. Yee* en 1966 [97], elle est particulièrement intéressante pour connaître la réponse spectrale d'un système non nécessairement périodique et calculer les distributions de champs dans des structures de dimensions finies. La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD : Finite Difference Time Domain) permet, non seulement de calculer les diagrammes de bandes mais aussi de simuler l'évolution temporelle du champ électromagnétique, ce qui permet d'avoir des informations sur de nombreuses autres grandeurs comme le vecteur de Poynting ou l'énergie électromagnétique stockée.

Un maillage dans l'espace réel est réalisé afin de discrétiser les champs et de pouvoir estimer leurs dérivées. Les champs sont propagés dans le temps de proche en proche à partir d'une certaine distribution de départ donnée par l'utilisateur et pendant un certain temps (t). On pourra donc observer le régime transitoire du système et voir le régime permanent s'établir. De plus, il est possible de remonter à la réponse fréquentielle de la structure. En effet, connaissant l'évolution temporelle des champs en tous points du système, le calcul du spectre peut par conséquent être effectué par transformée de Fourier. Cette méthode représente donc, une approche pour la détermination des modes des PCFs. Elle a été proposée par *Zhu et al.* pour la modélisation des PCFs et le calcul des indices effectifs [98]. Elle est basée sur la discrétisation des champs électromagnétiques sur une grille cartésienne à deux dimensions. Les équations de Maxwell y sont discrétisées et les modes de la fibre sont ensuite calculés.

Les conditions aux limites constituent un point très important dans cette méthode du fait du traitement presque exclusif de structures finies. Il est possible d'utiliser à la fois des conditions périodiques et des conditions absorbantes sur une même structure. Parmi les conditions d'absorption aux limites, les plus utilisées sont les conditions de Mur ou de PML (Perfectly Matched Layer). Cette dernière, basée sur le placement d'un absorbant artificiel sur le bord de la cellule, est définie pour avoir une adaptation d'impédance avec le vide et pour éliminer toute réflexion. Son usage s'avère généralement assez lourd numériquement par rapport aux autres méthodes.

III.7.3 La méthode du faisceau propagé

A la différence des autres méthodes de type modale, la méthode du faisceau propagé (BPM : Beam Propagation Method) est quant à elle, une méthode propagatrice qui détermine l'évolution du champ au cours de la propagation. Elle consiste à évaluer le champ électromagnétique dans une succession de plans transverses de la fibre. Cette méthode propagatrice vectorielle permet de déterminer à partir d'un champ incident, la distribution du champ électrique ou magnétique à l'intérieur d'une structure quelle que soit sa complexité. Elle repose sur l'approximation paraxiale, c'est-à-dire la variation lente de l'enveloppe. Elle a été appliquée aux PCFs pour la modélisation et la simulation de la propagation ainsi que le calcul de l'indice effectif [99].

C'est une méthode efficace, relativement peu coûteuse en termes de taille mémoire nécessaire pour le calcul. Elle permet l'implémentation de géométries - autrement dit de profils d'indices - complexes ; ce qui s'avère être un avantage pour simuler des profils réels de PCFs, mais elle semble être relativement imprécise.

III.7.4 La méthode des éléments finis

Initialement proposée pour résoudre des problèmes de mécanique des fluides, la méthode des éléments finis (FEM : Finite Element Method) sert aussi à résoudre les équations de Maxwell. Elle consiste à résoudre l'équation de Helmholtz dans chaque motif élémentaire obtenu par maillage de la structure. La solution du problème donne les valeurs propres (les indices effectifs des modes) et les vecteurs propres (les champs électriques). Elle, s'avère très intéressante pour la simulation des propriétés optiques des PCFs. Elle a été adaptée par *Peyrilloux et al.* pour le calcul des grandeurs optiques de fibres à profils réels [100].

- **Principe :** La méthode FEM est une méthode numérique le plus souvent utilisée pour la résolution d'équations aux dérivées partielles décrivant des phénomènes physiques. C'est une technique d'approximation de variables inconnues qui permet de transformer un système continu d'équations aux dérivées partielles en un système discret d'équations algébriques. Elle nécessite en tout premier lieu de découper le domaine d'étude en sous-espaces élémentaires et de définir des conditions non triviales aux limites de ce domaine borné, pour conduire à l'unicité des solutions. Cette première étape est celle de la réalisation du maillage de la structure étudiée. Les sous-espaces générés sont appelés les éléments du maillage. Des fonctions

d'approximation de la solution sont définies sur chacun des éléments à partir de valeurs calculées en un nombre fini de points positionnés sur chaque élément (les noeuds du maillage). Ces valeurs nodales sont appelées les degrés de liberté. L'approximation de la solution sur tout le domaine étudié est assurée par la somme, correctement pondérée, des fonctions d'approximation définies par morceaux.

Pour les fibres PCFs, l'approche consiste à tenir compte des trois composantes du champ \vec{H} et à résoudre l'équation de Helmholtz [101] :

$$\nabla \times \varepsilon_r^{-1}(\nabla \times \vec{H}) = \beta^2 \vec{H} \quad (\text{III} - 11)$$

Dans cette équation, β désigne la constante de propagation des différents modes et ε_r , la permittivité diélectrique relative. On obtient ainsi un système matriciel aux valeurs propres qui peut s'écrire sous la forme générale :

$$[M] [H] = \beta^2 [H] \quad (\text{III} - 12)$$

La résolution du système donne les valeurs propres $\beta = k_0 n_{eff}$ où $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ désigne le vecteur d'onde dans l'espace libre et n_{eff} l'indice effectif. On obtient également, pour chaque valeur propre, la répartition des champs \vec{E} et \vec{H} .

La méthode FEM donne des résultats très satisfaisants en termes de précision et de temps de calcul. Fort de cela, c'est la méthode que nous avons utilisée dans ce travail de thèse pour le calcul des propriétés optiques des PCFs.

Parmi ces avantages on peut citer :

- La possibilité de modélisation et de simulation des PCFs à profils réel quel que soit leur complexité.
- Temps de calcul est relativement faible.
- La biréfringence numérique qui est relativement faible, ce qui permet d'estimer la biréfringence des PCFs tant que celle-ci reste supérieure à 10^{-6} .

Cette méthode modale est disponible commercialement chez le groupe Rsoft Design à travers son module Femsim.

III.8 Les applications des fibres à cristaux photoniques

L'une des particularités des PCFs réside dans la possibilité d'adapter leurs propriétés de guidage à une application cible par ajustement des paramètres opto-géométriques de leurs profils d'indice. Cette configuration permet en effet le guidage de la lumière dans un cœur de bas indice, pour laquelle le confinement de la lumière dans le cœur est assuré grâce à la périodicité de l'indice de réfraction de la gaine, limitant ainsi les pertes intrinsèques dues à l'interaction lumière/matière. Ce mécanisme de guidage a donné naissance à des bandes interdites de propagation de la lumière dans la gaine, autorisant ainsi le confinement du champ dans un défaut de la structure qui sert ainsi de cœur pour une propagation longitudinale. L'intérêt historique d'un tel guidage est de pouvoir confiner et guider une forte puissance lumineuse dans l'air afin de repousser le seuil d'apparition des effets non-linéaires et de dommage des fibres à cœur en silice.

Une autre application de ces fibres à cœur de bas indice est le filtrage sélectif de longueurs d'onde au sein d'une cavité laser [102]. Ainsi la grande variété des profils d'indice réalisables, fait de ces fibres de bons candidats pour le maintien de polarisation et la réalisation des coupleurs [103,104].

Il est aussi possible de réaliser des fibres à dispersion faible et aplatie sur une large bande ou encore de positionner le zéro de dispersion chromatique dans le visible, chose impossible à réaliser avec une fibre monomode conventionnelle [105]. Cet ajustement de la longueur d'onde de dispersion nulle est essentiel si on veut limiter l'élargissement temporel d'une impulsion lumineuse au cours de sa propagation, comme c'est le cas lorsqu'on réalise des sources compactes à large spectre, communément appelées supercontinuum [106].

Les PCFs demeurent également des candidates idéales pour réaliser des lasers et des amplificateurs à fibres de forte puissance (supérieure à 1 kW) [107]. Un des autres aspects séduisants des fibres à cristaux photoniques réside dans la possibilité d'insérer dans les canaux d'air et/ou dans le cœur creux un gaz ou un liquide. Il est alors possible d'accroître significativement l'interaction lumière/matière afin de réaliser des sources lasers à base de fibres ou de concevoir des capteurs optiques en influençant les propriétés de guidage de la fibre grâce à une modification des propriétés de l'élément introduit (modification de l'indice effectif des modes liée à une variation de la température par exemple) [108].

Parallèlement, de nombreuses applications en dehors du domaine des télécommunications imposent de travailler dans des gammes spectrales telles que l'infrarouge lointain ou le visible et l'UV. Or, à ces longueurs d'onde, la transparence de la silice est relativement médiocre, l'utilisation de verre à base d'oxydes (tellure, bismuth, ou germanium), de fluorures et aussi de chalcogénures présente une alternative intéressante pour transposer les propriétés non usuelles des PCFs dans ce domaine spectral qui intéresse certaines applications dans le secteur militaire et de l'environnement, même si les structures à cœur creux pour lesquelles le mode est très largement confiné dans l'air, présentent une alternative intéressante.

III.9 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les PCFs ainsi que leurs principales propriétés en mettant l'accent sur les avantages qu'elles présentent par rapport aux fibres optiques conventionnelles. Cette présentation nous a permis de préciser le contexte dans lequel s'est située l'étude développée dans ce travail de thèse.

Nous avons commencé par une description qualitative de la structure de ces fibres ainsi que leurs propriétés originales telles que le caractère monomode large bande, la dispersion décalée, les larges ou faibles aires effectives, ainsi que les techniques de fabrication. Nous avons présenté par la suite les méthodes de modélisation modale avec un intérêt particulier pour la méthode des éléments finis que nous avons utilisée dans nos calculs et les étapes suivies pour la caractérisation d'une fibre PCF à profil réel.

Les PCFs font l'objet d'un effort de recherche soutenu. Arrivées à maturité aujourd'hui, celles-ci permettent d'envisager une amélioration significative des composants existants comme ceux qui sont utilisés pour le transport de données jusqu'à l'abonné. Elles sont également des candidates sérieuses au développement de sources de puissance pour l'industrie ou de sources fibrées de lumière blanche pour les applications médicales.

Un autre aspect séduisant de ces fibres réside dans la possibilité qu'elles offrent en insérant dans les canaux d'air, un gaz, un liquide ou même une particule, apparaissant alors comme un lieu privilégié d'interactions fortes entre onde propagée et liquide/gaz à analyser. Il est alors possible de concevoir des capteurs optiques de hautes sensibilités, cette aspect objet de notre travail de thèse est revu en détails dans ce qui suit.

Chapitre IV

Les Capteurs à Fibres Optiques

Chapitre IV : Les Capteurs à Fibres Optiques

IV.1 Introduction

Les capteurs électriques ont été pendant des décennies le mécanisme standard de mesure des phénomènes physiques et mécaniques. Malgré leur omniprésence, ces capteurs ont des limites inhérentes telles que les pertes de transmission et la sensibilité aux interférences électromagnétiques (bruit) qui rendent leur utilisation difficile ou impossible dans de nombreuses applications. La détection par fibre optique est une excellente solution à ces défis, en utilisant la lumière plutôt que l'électricité et la fibre optique à la place du fil de cuivre.

Les capteurs à fibres optiques sont d'excellents candidats pour la surveillance des paramètres environnementaux en raison de leurs nombreux avantages par rapport aux capteurs classiques. Parmi ces avantages, on peut citer leur légèreté, leur petite taille, leur haute sensibilité, leur immunité aux interférences électromagnétiques, leur potentiel au multiplexage, et évidemment leur capacité de mesure sans contact [109]. Ces avantages leurs ont permis de mesurer un grand nombre de facteurs et de grandeurs tels que les déplacements, les vibrations, la température, la pression, l'humidité, les ondes acoustiques, etc.

La technologie de ces capteurs à fibres optiques est actuellement en plein essor et profite pleinement des progrès réalisés ces dernières années dans les domaines de l'optoélectronique, des fibres optiques et des composants associés, massivement utilisés en télécommunications. L'engouement est tel que le champ d'applications de ces capteurs tend aujourd'hui à couvrir celui des capteurs traditionnels dans de nombreux domaines.

Dans ce chapitre nous allons définir la notion de capteur et présenter une description qualitative des capteurs à fibres optiques, leur principe de fonctionnement, leurs caractéristiques ainsi que leurs avantages. Une attention particulière est réservée aux capteurs à fibres à cristaux photoniques, objet de notre travail de thèse pour ses qualités en matière de sensibilité.

IV.2 Concept de capteur

Un capteur est un dispositif qui transforme une grandeur à détecter en un signal électrique mesurable, tel qu'une tension, un courant ou une charge. On peut dire qu'un capteur, est un dispositif qui, sous l'effet d'une grandeur physique, chimique ou biologique que l'on souhaite connaître et caractériser, délivre une grandeur exploitable, on parle ainsi d'un transducteur (Figure IV.1). Les grandeurs d'influence sont des grandeurs extérieures qui, selon leur nature et leur importance, peuvent provoquer des perturbations sur le capteur. Celui-ci est donc appelé à détecter de manière générale un paramètre physique, comme la température, chimique comme le pH, ou encore biologique comme la concentration de molécules spécifiques.



Figure IV.1 : Schéma représentatif d'un capteur.

IV.3 Paramètres caractéristiques des capteurs

Il existe un certain nombre de caractéristiques communes à tous les capteurs dont les plus courantes sont :

- **Résolution** : la résolution d'un capteur est la plus petite variation de la grandeur mesurée (mesurande) qui produit une variation perceptible de l'indication délivrée.
- **Sensibilité** : la sensibilité est un paramètre exprimant la variation du signal de sortie en fonction de la variation du mesurande.

- **Linéarité** : un capteur est dit linéaire s'il présente la même sensibilité sur toute l'étendue de sa plage d'emploi.
- **Limite de détection** : c'est la plus petite valeur du mesurande pouvant être détectée.
- **Etendue de mesure (ou gamme de mesure)** : c'est le domaine de variation possible de la grandeur à mesurer. Elle est définie par une valeur minimale et une valeur maximale. Ces deux valeurs extrêmes s'appellent la portée minimale et la portée maximale (Figure IV.2).

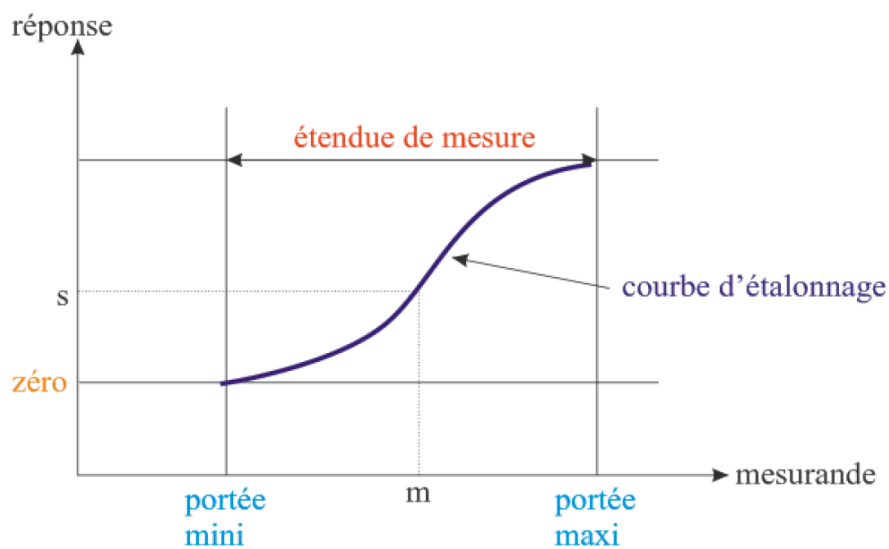


Figure IV.2: Courbe de réponse d'un capteur [110].

IV.4 Capteurs à fibres optiques

Un capteur à fibres optiques, est un dispositif qui permet de recueillir des informations représentatives des grandeurs observées (mesurandes) par l'intermédiaire d'ondes lumineuses circulant dans une ou plusieurs fibres optiques. La lumière transmise ou réfléchiée par la fibre peut ensuite être modulée en amplitude, en phase, ou en fréquence, selon la nature de la transduction. Le signal de mesure peut être détecté dans ce cas par un photodétecteur délivrant un signal de sortie qui est généralement un signal électrique.

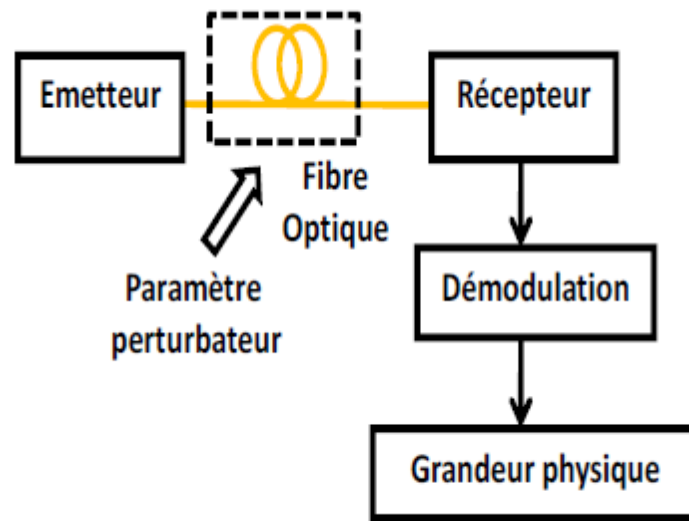


Figure IV.3: Principe de fonctionnement d'un capteur à fibre optique [111].

On distingue deux grandes familles de capteurs : actifs et passifs (Figure IV.4).

- **Capteurs actifs :** pour ces capteurs, la lumière est générée par une source optique. L'onde lumineuse qui se propage dans la fibre est modifiée directement ou indirectement par le phénomène physique à mesurer.
- **Capteurs passifs :** Un capteur est dit passif lorsqu'il n'y a pas de source lumineuse, la lumière est dans ce cas générée par le phénomène physique (fluorescence par exemple) ou bien par le transducteur.

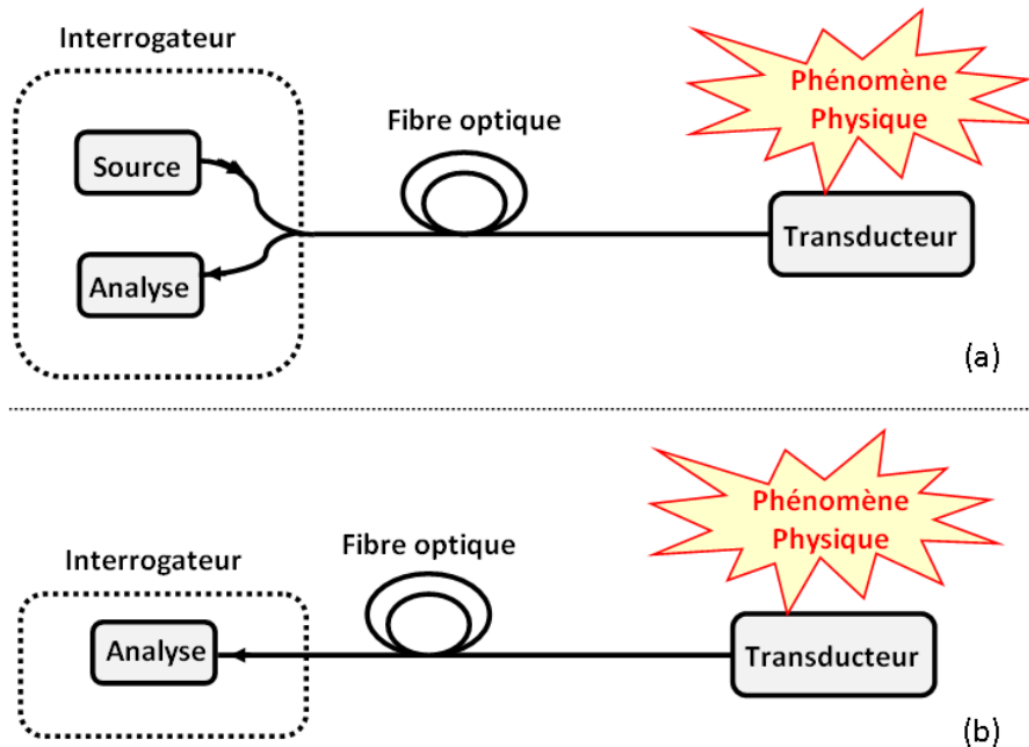


Figure IV.4: Principe de fonctionnement d'un capteur à fibre optique intrinsèque [112] :

(a) Actif, (b) Passif.

D'une manière générale, l'architecture d'un capteur à fibres optiques comporte les sous-ensembles suivants (Figure IV.5) :

- Un émetteur de lumière, constitué d'une ou de plusieurs sources lumineuses mono- chromatiques, cohérentes ou non, continues ou impulsionnelles.
- Une fibre optique (monomode ou multimode) qui peut être soit standard, soit spécialement réalisée pour effectuer une mesure dans un contexte particulier. Des équipements annexes (coupleurs, polariseur, connecteurs optiques, etc.) doivent généralement lui être adjoints.
- Un transducteur, élément sensible à la grandeur physique à mesurer, qui module le signal émis par la source et donne la correspondance entre la valeur de cette grandeur et la valeur prise par l'une des grandeurs caractéristiques de la lumière (intensité, polarisation, longueur d'onde, etc.). La fibre peut

constituer elle-même cet élément sensible. On parle alors de capteur « intrinsèque ». Dans ce type de capteur, la fibre fonctionne à la fois comme un support de transmission et un élément de détection. A contrario, lorsqu'un élément transducteur est adjoint dans le dispositif, on parle alors de capteur « extrinsèque ». Dans ce cas la fibre ne joue aucun rôle dans le mécanisme de détection et ne sert qu'à transmettre la lumière vers et à partir d'un support externe où il est modulé.

- Un récepteur de lumière : en général une (ou plusieurs) photodiode(s) suivie(s) d'un étage électronique d'amplification, d'une chaîne de traitement du signal, chargée d'extraire les informations sur la grandeur mesurée et des circuits d'alimentation en énergie.

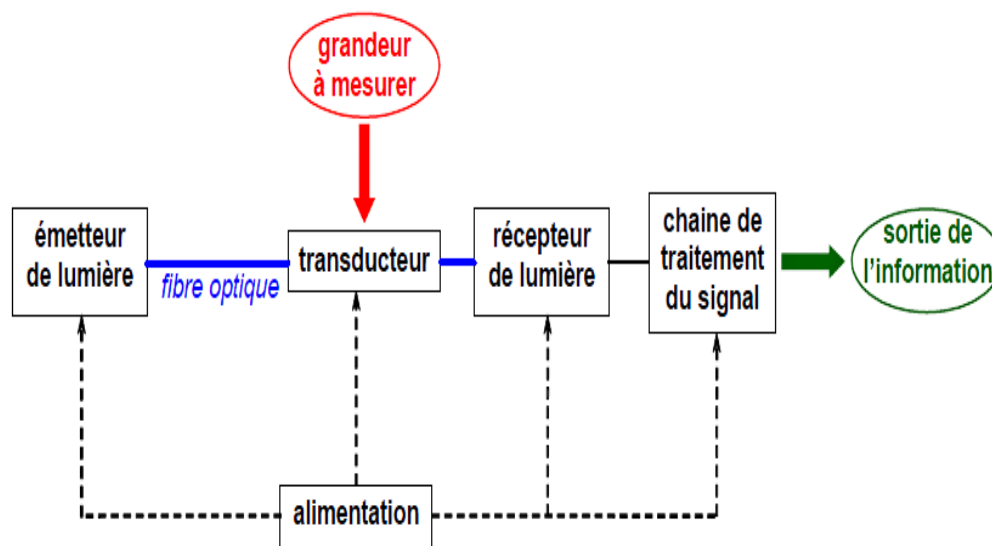


Figure IV.5: Schéma fonctionnel d'un capteur à fibre optique [113].

Enfin, on distingue deux types de capteurs à fibres optiques selon la manière dont les mesures peuvent être réalisées.

- Mesures localisées : cas où elles sont obtenues à des points discrets de la fibre.
- Mesures distribuées : cas où elles sont effectuées le long de la fibre.

IV.4.1 Capteurs à fibres optiques localisés

Pour les mesures ponctuelles, le phénomène physique ou chimique est mesuré localement, à l'extrémité de la fibre par exemple. La zone sensible de mesure dans la fibre va de quelques centimètres (capteur à réseau de Bragg) [114] à quelques mètres (capteurs interférométriques) [115]. Ce type de capteurs va permettre d'effectuer en statique et en dynamique des mesures de déformation, de température, de pression, de corrosion, ...etc. Leur utilisation n'est pas adaptée par exemple à la surveillance globale de grands ouvrages d'art, ils restent cependant très utiles pour des besoins ponctuels ou limités spatialement. La surveillance de ces grands ouvrages nécessiterait par contre un très grand nombre de capteurs et un multiplexage très important pour éviter les zones mortes entre les capteurs. Ces dernières pourraient empêcher la détection d'évènements très localisés tels que les fissures ou les tassements de sols.

IV.4.2 Capteurs à fibres optiques distribués

Dans ces types de capteurs, les mesures sont effectuées sur toute la longueur de la fibre. La grandeur à mesurer peut-être décelée et moyennée sur une certaine longueur petite ou grande de la fibre. Ici, tout point de la fibre est sensible : la mesure est alors possible sur toute la fibre, avec une portée de quelques mètres à plusieurs dizaines de kilomètres et une résolution métrique voire centimétrique. La mesure continue sur la fibre en temps réel, est un avantage certain pour des applications de surveillance telles que, la surveillance des pipelines et des forages [116], la surveillance de grands ouvrages d'art de grandes dimensions, la mesure de déformation dans des ouvrages en béton (ponts, barrages, enceintes, etc.) [117], la mesure de température dans les générateurs électriques, les réacteurs, les digues en terre ou encore la surveillance des incendies [118]. Les techniques de mesure utilisées dans ce cadre sont principalement basées sur trois différents types de diffusions, notamment la diffusion Rayleigh, la diffusion Raman et la diffusion Brillouin ; chaque type de capteur ayant sa particularité en termes de portée, de résolution spatiale et de temps de mesure.

Les systèmes de mesure distribués par fibre optique fonctionnent suivant deux principales techniques :

IV.4.2.1 Réflectométrie optique dans le domaine temporel

La technique de réflectométrie optique dans le domaine temporel (OTDR : Optical Time Domain Reflectometry) consiste à propager une impulsion lumineuse dans une fibre optique et à mesurer l'intensité retour en fonction du temps. Le temps que met la lumière rétrodiffusée (à être détectée) permet de localiser l'évènement à mesurer. La résolution spatiale est alors fonction de la largeur de l'impulsion lumineuse, à titre d'exemple une impulsion de largeur 10 ns entraîne une résolution d'environ 1 m . L'OTDR permet d'analyser des variations d'intensité sur des dizaines de kilomètres avec une résolution spatiale métrique.

IV.4.2.2 Réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel

La technique de réflectométrie optique dans le domaine fréquentiel (OFDR : Optical Frequency Domain Reflectometry) repose sur la modulation de fréquence. L'onde incidente est une onde quasi-continue dont la fréquence varie linéairement avec le temps. La transformée de Fourier du signal retour correspond à une trace temporelle d'intensité de rétrodiffusion. La technique de l'OFDR permet d'atteindre une résolution spatiale nettement meilleure que l'OTDR (jusqu'à 1 mm) car la résolution spatiale dépend cette fois-ci de l'inverse de la plage de fréquences de la source. Cependant, elle a une portée plus faible (maximum 2 km) comparée à l'OTDR, principalement à cause de la limite imposée par la longueur de cohérence temporelle et le bruit de phase de la source lumineuse [119].

IV.5 Modulation de la lumière et transduction

Dans le cas d'une fibre optique, plusieurs phénomènes optiques peuvent être utilisés pour mesurer diverses grandeurs physiques, chimiques et biologiques. Les modes de transduction se répartissent en cinq catégories suivant la manière dont la lumière est modulée par la fibre optique : modulation d'intensité, de phase, de polarisation, de longueur d'onde et de temps. La sensibilité d'un capteur à fibre optique dépend beaucoup du mode de transduction associé.

IV.5.1 Capteurs à modulation d'intensité

Dans ce type de capteur, la lumière traversant la fibre optique est modulée en intensité par la grandeur physique à mesurer. En effet, l'onde incidente peut subir une atténuation en cas de micro-courbures dans la fibre ou en présence d'un milieu absorbant, voire diffusant. Inversement, elle sera amplifiée par des phénomènes de luminescence, de fluorescence ou

de phosphorescence au cours de sa propagation [120]. Ce type de modulation présente de multiples avantages tels que la simplicité et la résistance à des environnements sévères. Cependant, la mesure étant très sensible aux fluctuations de puissance de la source et à l'affaiblissement du signal par la ligne optique ; il est donc nécessaire de prévoir une voie de référence pour la normalisation des résultats lors du traitement du signal.

IV.5.2 Capteurs à modulation de phase

Pour ces capteurs, la phase de l'onde optique traversant la fibre est modulée par la grandeur physique à mesurer. Cette variation de phase de l'onde lumineuse est généralement mesurée de manière indirecte, souvent à l'aide d'un dispositif interférométrique (Michelson, Mach-Zehnder, Sagnac, etc.) qui mesure le déphasage entre deux ondes ayant parcouru des chemins optiques différents [121]. Les capteurs optiques fondés sur ce principe sont particulièrement sensibles et beaucoup plus précis que ceux utilisant la modulation d'amplitude.

IV.5.3 Capteurs à modulation d'état de polarisation

La polarisation est une autre propriété mise à profit pour réaliser des capteurs à fibres optiques. Elle est liée à la nature vectorielle des ondes électromagnétiques. Dans ce type de capteur, l'état de polarisation de la lumière traversant la fibre est modulé par la grandeur physique à mesurer. Il en résulte une variation de la polarisation de la lumière lors de la propagation et par voie de conséquence à la sortie de la fibre, la variation est liée à l'intensité de la perturbation [122]. En effet lorsqu'une perturbation est appliquée à une fibre monomode, sa biréfringence (écart entre les indices associés aux deux axes de propagation du guide) s'en trouve modifiée et par conséquent, les constantes des deux modes qui s'y propagent. La mesure consiste donc à évaluer le déphasage des deux ondes polarisées se propageant suivant les axes neutres de la fibre.

IV.5.4 Capteurs à modulation spectrale

Dans ce type de capteurs, la lumière traversant la fibre optique est modulée en longueur d'onde par la grandeur physique à mesurer. En effet, seule une bande spectrale donnée du spectre va être réfléchie, transmise ou absorbée au passage de la lumière dans un milieu dont les propriétés d'absorbance ou d'émission sont corrélées à la valeur du paramètre mesuré. L'analyse de la lumière en sortie de la fibre permet donc d'en déduire le mesurande. Les

réactions chimiques sont elles aussi susceptibles de produire de nombreux phénomènes colorés exploitables par ce type de capteurs [123].

Notons toutefois que les capteurs utilisant la modulation en longueur d'onde, reposent généralement sur des modes de détection interférométrique ou différentielle, car ces derniers permettent de s'affranchir des effets, souvent non négligeables, des variations parasites d'intensité (par exemple, pertes dues aux câbles et aux connexions), d'où ils requièrent donc une installation relativement complexe. Néanmoins, la spectrométrie est une technique de mesure performante en termes de résolution et de précision.

IV.5.5 Capteurs à modulation de temps

La mesure par ces capteurs repose sur l'analyse des conséquences induites par la propagation de la lumière au sein du cœur de la fibre, en particulier via les phénomènes de diffusion qui y prennent naissance (Rayleigh, Raman ou Brillouin). Ainsi, l'analyse de la lumière rétrodiffusée permet de détecter l'évènement à mesurer et d'en déterminer la position grâce à la mesure de son temps de propagation. Cette approche est très utilisée pour la détection de défauts dans les lignes de télécommunications [124], et la mesure de la distribution le long de la fibre des paramètres (température, contraintes mécaniques, etc.) qui affectent les conditions de propagation de la lumière, en particulier le phénomène de diffusion Raman, sensible aux effets thermiques ainsi que celui de diffusion Brillouin, influencé tant par les déformations que par la température que subi la fibre.

IV.6 Caractéristiques des capteurs à fibres optiques

L'utilisation des fibres optiques dans le domaine de la détection et des mesures est très répandue, leurs champs d'applications sont très vastes couvrant ainsi divers domaines d'applications. Elles sont utilisées comme capteurs de déformation, de pression pour le contrôle non-destructif des structures, en aéronautique comme en génie civil, tout comme dans le secteur biomédical pour la mesure d'acidité, de température et de concentrations des composants chimiques. Le développement de ce type de capteurs néanmoins très important, est dû aux nombreux avantages qu'ils procurent. Ils tirent leurs profits de l'utilisation de fibres optiques au détriment des câbles électriques, et la lumière plutôt que l'électricité. L'avantage est double, Le signal est insensible aux environnements nucléaires ou aux perturbations électromagnétiques, comme la foudre. De plus, les fibres optiques sont mécaniquement résistantes et il n'y a pas de perte d'intensité du signal entre le capteur et la

centrale d'acquisition, même sur de longues distances. Cela peut être utile pour les grands ouvrages d'art, comme les ponts. Nous pouvons citer encore, la possibilité de détection in situ, les faibles pertes sur les signaux transportés (peu d'atténuation), le tout pour un prix souvent réduit et un faible coût de maintenance.

Citons encore :

- La possibilité de faire des mesures à distance en utilisant la fibre comme capteur et porteur du signal ; cet avantage est particulièrement intéressant pour la détection de polluants dans des environnements à hauts risques (milieux radioactifs, toxiques, corrosifs ou à des températures élevées).
- La facilité du multiplexage de nombreux capteurs, ce qui permet des mesures simultanées sur plusieurs points d'échantillonnage.
- La possibilité de transmettre plusieurs longueurs d'ondes, provenant de signaux différents, dans une même fibre et dans la même direction de propagation. Ceci donne la possibilité de contrôler plusieurs substances avec le même capteur.
- L'absence de pièces mécaniques en mouvement, élimine les phénomènes d'usure, ce qui offre à ce type de capteurs une excellente potentialité de survie.
- Le caractère inerte de la silice et de la lumière, les rend moins dangereux dans les environnements explosifs par rapport aux capteurs électriques.
- La taille très réduite permettant leur implémentation dans les matériaux composites.
- La flexibilité géométrique, facilitant ainsi l'accès à des endroits difficiles.
- La bonne tenue dans les milieux hostiles (milieux à très haute température, explosifs, radioactifs, ou à forte pression, etc.).
- Leur large bande passante.

Actuellement, les capteurs à fibres optiques permettent de mesurer la plupart des grandeurs physiques et de détecter un grand nombre d'espèces chimiques. La technologie de ces capteurs est actuellement en plein essor et l'engouement est tel que le champ d'application de ces capteurs tend aujourd'hui à couvrir celui des capteurs traditionnels dans de nombreux domaines, ils font l'objet de recherches soutenues et de développements depuis de nombreuses années.

IV.7 Capteurs à base de fibres à cristaux photoniques

Les PCFs apparues dans le milieu des années 90 ont montré un potentiel d'applications extrêmement vaste dans des domaines aussi variés allant des télécommunications à la biophotonique en passant par les sources laser et les capteurs [125]. Les nombreux avantages inhérents à ces fibres spéciales issues de cette technologie innovante sont liés à la présence dans la gaine optique de canaux d'air parallèles à l'axe du guide. Tant les télécommunications que l'instrumentation ont tiré profit des nombreuses possibilités offertes par la conception à la demande de ce type de guide.

L'intérêt des PCFs réside dans le fait qu'en faisant varier la taille et l'emplacement des trous de la gaine et/ou du cœur, le spectre de transmission de la fibre, le mode, la non-linéarité, la dispersion, le facteur de remplissage d'air ainsi que la biréfringence, peuvent être ajustés pour atteindre des valeurs qui ne sont pas réalisables avec les fibres optiques classiques.

Les capteurs à base de PCFs ont fait l'objet de recherches intensives durant les deux dernières décennies pour une utilisation dans des environnements civils et militaires, en particulier pour la détection d'une grande variété d'agents nucléaires, biologiques, chimiques, etc. De nos jours, les capteurs à base de PCFs connaissent un réel développement en raison de l'augmentation du nombre d'applications de détection dans des domaines aussi variés tels que : la santé, la défense, la sécurité, l'automobile, l'aéronautique, le contrôle qualité pour n'en citer que cela. Les progrès réalisés en photonique, tant sur la compréhension des phénomènes physiques que sur la maîtrise des procédés de fabrication, ont contribué à améliorer grandement leurs capacités de détection, notamment d'un point de vue des interactions lumière-matière, de la miniaturisation des interfaces ou encore de l'intégration de systèmes micro-fluidiques. De meilleures sensibilités et limites de détection ont ainsi pu être obtenues, pour des temps de détection plus courts, avec une maniabilité plus simple et des coûts de revient par mesure plus faibles.

Une grande variété de systèmes de détection à base de PCFs a été proposée et rapportée à ce jour. Dans ce contexte on peut citer :

IV.7.1 Détection par utilisation d'ondes évanescentes :

La mise en évidence des ondes évanescentes remonte à l'année 1704, quand *I. Newton* observa la réflexion totale atténuée d'un faisceau lumineux sur la face d'un prisme en mettant en contact ce dernier avec une lentille convergente [126]. Par cette expérience, bien connue aujourd'hui, il découvrait ainsi le champ électromagnétique évanescent, assimilable à des ondes de surfaces, se propageant parallèlement à l'interface, dont l'intensité décroît exponentiellement avec la distance.

Les ondes évanescentes sont également présentes dans les PCFs, étant donné que le mécanisme de guidage de la lumière est basé sur la réflexion totale interne modifiée à l'interface cœur-gaine, générant ainsi un champ évanescent qui va se propager le long de cette interface. L'absorption de ces ondes évanescentes par la matière introduite dans les trous d'airs de la gaine à la longueur d'onde transmise, constitue la base d'un nouveau type de capteurs à fibres optiques à ondes évanescentes.

Ce type de capteurs, est d'un intérêt considérable pour les applications de détection dans le domaine industriel pour les systèmes de contrôle et de mesure de concentration de réactants chimiques [127]. Ils peuvent être utilisés pour la détection des biomolécules, telles que l'ADN ou les protéines [128, 129], aussi ils sont souvent utilisés dans les études de spectres d'absorption des liquides et gaz [130, 131], permettant ainsi des mesures permanentes dans des milieux confinés et perturbés.

IV.7.2 Détection par utilisation de la biréfringence

Le maintien de l'état de polarisation des ondes optiques est une propriété très importante, qui est très utile soit pour les communications optiques cohérentes ou pour la détection à fibres optiques.

Une des conditions essentielles pour réaliser un capteur se basant sur le principe de la modulation de polarisation, est d'utiliser des fibres permettant de préserver l'état de polarisation des ondes lors de leur propagation. En théorie, les fibres devraient garder l'état de polarisation mais dans la pratique une onde entrant avec un certain état de polarisation ressortira après quelques dizaines de centimètres avec une polarisation complètement aléatoire, ceci étant dû

notamment à des micro-perturbations introduites lors de la fabrication. On a donc recours à des fibres optiques fortement biréfringentes qui possèdent deux axes orthogonaux principaux. Ces derniers sont appelés axes lent et rapide à la vue de la différence de vitesse de propagation des ondes suivant ceux-ci.

Il existe divers procédés d'introduction de la biréfringence dans les PCFs, l'une des méthodes efficaces est de rompre la symétrie géométrique en remplaçant par exemple les trous d'air circulaires dans la gaine avec d'autres elliptiques [132]. Les PCFs fortement biréfringentes sont apparues comme des éléments actifs pour les capteurs optiques. La biréfringence obtenue avec ces PCFs est une caractéristique importante pour diverses applications de détection de température [133], de pression [134], de déformation [135], etc.

IV.7.3 Détection par utilisation de la bande interdite photonique

Les PCFs peuvent être classées en deux grandes catégories. Il s'agit, d'une part, des fibres à cœur creux et d'autre part, des fibres à cœur plein. La lumière peut être guidée dans ce genre de fibres selon deux mécanismes différents, un guidage par réflexion totale interne modifiée ou par BIP en fonction du principe de confinement de la lumière. Cependant, si les trous d'air dans les fibres PCFs à cœur plein sont infiltrés avec des solutions d'indice plus élevée que le cœur, le mécanisme de guidage de la lumière sera changé du RTI-m au guidage par l'effet du BIP. A souligner toutefois que la découverte de l'effet de la bande interdite photonique dans les PCFs à ouvert de nouveaux champs de recherche et d'investigation dans le domaine des capteurs [136], en particulier pour la détection des gaz [137], de température [138], d'indice de réfraction [139], ainsi que la détection de molécules dans des composants chimiques et biologiques [140].

IV.7.4 Détection par utilisation des réseaux de Bragg

Les réseaux de Bragg implémentés dans les PCFs, sont de nouveaux dispositifs optiques réalisés en formant une modulation périodique de l'indice de réfraction du cœur le long de l'axe de propagation. La fabrication de ces composants optiques se fait par diverses méthodes telles que l'irradiation par le laser CO₂, les décharges électriques, et les ondes acoustiques [141].

On distingue deux catégories de fibres à réseaux de Bragg qui se diffèrent par leur période et par la nature du couplage de la lumière :

- Les fibres à réseaux de Bragg à pas courts (FBG : Fiber Bragg Grating), de période inférieure au micromètre.
- Les fibres à réseaux de Bragg à pas longs (LPG : Long-Period Grating), de période de l'ordre de plusieurs centaines de micron.

IV.7.4.1 Réseaux de Bragg à pas courts

Les FBGs permettent de coupler la lumière du mode propagatif au mode contre-propagatif. Elles agissent sur la lumière comme un miroir pour une bande spectrale autour d'une certaine longueur d'onde appelée longueur d'onde de Bragg, pour laquelle il y a accord de phase, donc un couplage maximal entre les modes [142]. Par contre, le réseau reste transparent pour toutes les autres longueurs d'onde. Celles-ci n'étant pas en phase, elles vont interférer de façons destructives et seront donc transmises (Figure IV.6).

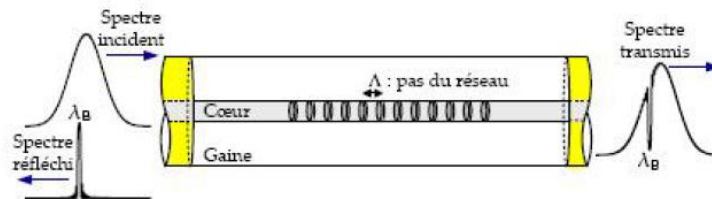


Figure IV.6 : Schéma représentatif des fibres à réseaux de Bragg à pas courts [143].

Quand un réseau de Bragg subit des perturbations telles qu'une déformation, une pression ou une variation de température, ses caractéristiques de réflexion, par le biais de son indice de réfraction et de son pas, seront modulées en fonction de l'amplitude et de la fréquence des excitations, conduisant ainsi à un décalage dans la longueur d'onde dite de Bragg λ_B . Cette longueur d'onde est définie selon l'expression suivante :

$$\lambda_B = 2 \cdot n_{eff} \cdot \Lambda_G \quad (IV - 1)$$

Avec :

n_{eff} : l'indice effectif du mode guidé.

Λ_G : le pas du réseau.

Les FBGs possèdent de nombreux avantages, suscitant ainsi un intérêt considérable dans les applications de détection. Elles ont connu un fort développement ces deux dernières décennies pour le contrôle non destructif [144], la surveillance des structures en matériaux composites [145] et des ouvrages d'art [146], ainsi que pour la médecine [147] et l'industrie nucléaire [148], etc. L'originalité de ces capteurs repose en fait sur la sensibilité à certains paramètres caractérisant la lumière à différents facteurs environnementaux, tels que la température, les déformations ou bien encore la pression [149] ; tout en offrant l'avantage d'être peu intrusifs et insensibles aux perturbations électromagnétiques, du fait de la nature de la silice elle-même.

IV.7.4.2 Réseaux de Bragg à pas longs

Les LPGs présentent de leur part une période beaucoup plus importante que celle des FBGs, typiquement de l'ordre de $100 \mu m$ à $1 mm$ [150] ; générant ainsi des couplages entre le mode fondamental incident et les modes de gaine co-propagatifs à certaines longueurs d'onde discrètes (appelées longueurs d'ondes de résonance) pour lesquelles il y a accord de phase. Ce qui se traduit par l'apparition de pics dans le spectre de transmission.

La longueur d'onde de résonance est définie selon l'expression suivante [151] :

$$\lambda_{res} = (n_{co}^{eff} - n_{cl,m}^{eff}) \cdot \Lambda_G \quad (IV - 2)$$

Avec :

- n_{co}^{eff} : l'indice effectif du mode fondamental ;
- $n_{cl,m}^{eff}$: l'indice effectif du $m^{ième}$ mode de la gaine ;
- Λ_G : le pas du réseau ;

L'inscription des réseaux de Bragg à pas long dans le cœur d'une PCF combinée à l'insertion de liquides ou de polymères dans les canaux de la fibre, a permis le développement de nouveaux dispositifs innovants combinant les caractéristiques des fibres à cristaux photoniques et les réseaux de Bragg. Ces nombreux avantages présentent ainsi une alternative intéressante pour les applications de détection dans les domaines chimiques et biologiques [152,153] ainsi que pour la mesure de température [154], de pression [155] et de déformation [156], etc.

IV.7.5 Détection par utilisation de l'interférométrie

Ce principe de détection est basé sur les interférences entre les ondes lumineuses. La mesure interférométrique repose essentiellement sur la modulation de phase de l'onde lumineuse par l'action d'une grandeur physique. Les PCFs se trouvent ainsi intégrées à des montages interférométriques dont les plus courants sont ceux de Sagnac [157], Mach-Zehnder [158], Fabry-Perot [159] ou Michelson [160]. Ces montages permettent de comparer la phase d'une onde lumineuse sur laquelle s'exerce la grandeur physique, avec la phase d'une onde lumineuse, dite de référence. Ces nombreux avantages ont ouvert de nouveaux champs de recherche et d'investigation dans le domaine des capteurs en particulier dans la mesure de déformation [161], de pression et de température [162,163], etc.

IV.7.6 Détection par utilisation de l'analyse spectrale

La diffusion de la lumière désigne son éparpillement dans plusieurs directions, par des centres diffuseurs. Toutefois, dans un milieu homogène comme celui d'une fibre optique, la diffusion de la lumière se fait uniquement dans la direction de propagation du faisceau incident. Suivant le type des centres diffuseurs, on distingue la diffusion Raman, la diffusion Rayleigh, ou encore la diffusion Brillouin. C'est alors que l'analyse spectrale de la lumière issue d'un milieu diffusant, peut révéler des raies décalées de celle de la pompe optique. Ce décalage peut être négatif ou positif : on parle respectivement de raies Stokes et anti-Stokes.

IV.7.6.1 Diffusion Brillouin

La diffusion Brillouin est causée par l'interaction de la lumière avec des ondes acoustiques (ou phonons acoustiques) qui se propagent dans la fibre. Elle entraîne un décalage fréquentiel du spectre rétrodiffusé selon deux composantes Stokes et anti-Stokes. Sa grande sensibilité aux conditions extérieures la rend très intéressante dans le domaine des capteurs distribués. Combinée au principe de l'OTDR, on réalise ainsi des mesures de température et de déformation réparties tout le long de la fibre. Les propriétés de la diffusion Brillouin ont permis de développer dans ce cadre des capteurs distribués de température et de déformation [164, 165]. Même si à cette époque-là, la résolution spatiale n'était que de 100 m sur une distance d'un peu plus d'un Km, il s'agissait déjà d'une réelle avancée technologique. De nos jours, les systèmes de mesures distribués basés sur la diffusion Brillouin permettent d'atteindre une résolution spatiale inférieure au mètre [166], sur plus d'un Km.

Les fibres à cristaux photoniques, possèdent des propriétés optiques et acoustiques remarquables et inédites par rapport aux fibres conventionnelles, en effet elles présentent un potentiel intéressant pour les interactions acousto-optiques car la succession périodique de micro canaux d'air emprisonnés dans la silice permet de confiner simultanément les modes optiques et acoustiques, permettant ainsi d'obtenir des profils de température et/ou de déformation tout le long du trajet optique et par conséquent la détection des différentes contraintes de température et d'étirement induites le long des fibres [167]. Des mesures réparties par PCFs vont donc venir compléter l'instrumentation classique.

IV.7.6.2 Diffusion Raman

La diffusion Raman provient de l'interaction des photons d'une source lumineuse monochromatique avec les molécules du matériau. Il en résulte l'émission et l'absorption de phonons optiques de fréquences égales aux fréquences de vibration des molécules dans le matériau, de l'ordre de dizaines de THz. L'onde rétrodiffusée subit alors soit une perte d'énergie (onde Stokes), soit un gain d'énergie (onde anti-Stokes).

Le décalage en fréquence associé à la diffusion Raman dépend de la matière et lui est caractéristique. Il ne dépend pas de la longueur d'onde d'excitation contrairement à la diffusion Brillouin, ce qui rend possible une analyse de la composition chimique d'un échantillon à partir de la façon dont il diffuse la lumière [168]. Les diffusions Raman et Brillouin se différencient par des décalages en fréquence très différents, quelques dizaines de THz pour le Raman et quelques dizaines de GHz pour le Brillouin.

Le principal inconvénient de la diffusion Raman, est la faible intensité du signal, il est alors difficile dans ce cas d'analyser de faibles concentrations. Pour pallier à ces limitations, la technique de la diffusion Raman exaltée de surface (SERS : Surface Enhanced Raman Scattering) est très bien adaptée [169].

La diffusion Raman exaltée de surface est l'un des domaines prometteurs pour des applications potentielles dans l'identification et la caractérisation structurale. Les molécules déposées sur une surface métallique rugueuse par exemple, puis éclairées par une lumière monochromatique, émettent un signal Raman extrêmement fort, ce qui les rendent détectables en très faible nombre, voire de manière individuelle. La rugosité de la couche métallique permet ici d'exciter les plasmons localisés du métal (exaltation par effet électromagnétique) ainsi que l'excitation par transfert de charges entre le métal et la molécule

adsorbée (effet chimique) [170]. Le signal Raman des molécules adsorbées sur la couche métallique est alors fortement exalté. Cette exaltation permet ainsi de détecter spécifiquement des échantillons adsorbés avec des concentrations extrêmement faibles.

La spectroscopie SERS se présentant alors comme une technique d'analyse très intéressante, est un outil spectroscopique extrêmement utile, avec à la fois une spécificité moléculaire et une sensibilité très élevée. Comparée à d'autres techniques spectrométriques, elle peut fournir une détection et une identification non destructives et ultrasensibles jusqu'au niveau d'une seule molécule [171]. La combinaison de la technique SERS et les PCFs offre les avantages de la spécificité moléculaire de la diffusion Raman et la flexibilité de ces fibres menant ainsi à des facteurs d'amplification énormes du SERS.

Les capteurs PCFs à base de la diffusion Raman exaltée de surface deviennent alors des outils de plus en plus attrayants pour diverses applications de détection dans les domaines chimiques [172], biologiques [173], médicales [174,175] et environnementales [176].

IV.7.7 Détection par utilisation des plasmons de surface

Le phénomène des plasmons de surface consiste en l'oscillation d'électrons libres à l'interface métal-diélectrique. Il peut être provoqué par la réflexion totale d'une onde optique injectée sur l'interface opposée, l'onde évanescente peut en effet exciter un mode plasmon sous certaines conditions (angle, longueur d'onde, polarisation du faisceau optique incident, permittivité diélectrique des différents matériaux mis en jeu, etc.).

Les plasmons de surface sont donc des ondes de surface se propageant parallèlement à l'interface où l'amplitude du champ électromagnétique associé décroît exponentiellement en s'éloignant perpendiculairement de l'interface. Pour cette raison, ces ondes ainsi confinées sont souvent appelées ondes de surface connus sous les initiales SPR pour « Surface Plasmon Resonance ». Leurs atouts proviennent de leur sensibilité aux variations des paramètres optiques des milieux diélectriques en contact avec la surface métallique.

Les premières études de détection réalisées par la résonance des plasmons de surface (SPR) datent des années 80 avec en particulier les travaux de *B. Liedberg et C. Nylander*. Ces derniers ont exploité pour la première fois la configuration de *Kretschmann-Raether* [177] pour la détection des gaz et des biomolécules [178]. Depuis, les capteurs SPR n'ont cessé de connaître un développement croissant grâce à leurs nombreux avantages. Ils sont aujourd'hui très répandus dans le secteur biomédical, citons par exemple, la capacité de

mesure en temps réel des interactions moléculaires spécifiques avec une grande précision, la rapidité importante de la mesure et tout cela sans l'utilisation de marqueurs [179].

Les capteurs optiques SPR sont aujourd'hui bien identifiés parmi les autres types de transducteurs. Ils sont unanimement considérés comme des dispositifs très sensibles, mais complexes et très coûteux. Cependant, les capteurs SPR à base de fibres à cristaux photoniques combinent les propriétés inédites des PCFs et la haute sensibilité des SPR, offrant ainsi de nombreux avantages par rapport aux capteurs SPR traditionnels à base de prisme. Parmi leurs principales caractéristiques, on peut citer, la simplicité et la flexibilité dans le design, la fabrication à faible coût, la capacité de détection à distance, et le pouvoir d'analyse continue et de surveillance in situ, suscitant ainsi un intérêt considérable dans la recherche et le développement de capteurs pour la détection de molécules chimiques et biologiques comme l'ADN, le glucose ou encore les protéines [180-182], ainsi que pour le diagnostic médical [183], le contrôle environnemental et la sécurité alimentaire [184,185].

IV.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les capteurs à fibres optiques, leurs propriétés ainsi que leurs principales caractéristiques avec une description qualitative des phénomènes optiques utilisés pour la mesure de diverses grandeurs physiques, chimiques et biologiques, en mettant l'accent sur les avantages qu'elles présentent par rapport aux capteurs électriques. Un intérêt particulier a été réservé aux capteurs à fibres à cristaux photoniques objet de notre travail de thèse.

L'aspect séduisant de ces capteurs à base de fibres à cristaux photoniques réside dans la possibilité qu'elles offrent en insérant dans les canaux d'air de la fibre un gaz, un liquide ou même une particule, apparaissent alors comme un lieu privilégié d'interactions fortes entre onde propagée et liquide/gaz à analyser. Dans ce vaste domaine, les capteurs à fibres à cristaux photoniques constituent un créneau en pleine expansion pour lequel les premières recherches datent de trois décennies. Leurs nombreux avantages les placent comme candidats de choix pour la sécurisation de vastes domaines comme les sites industriels, les gazoducs et les réacteurs nucléaires. En effet, leurs dimensions et leurs faibles atténuations sont propices à la réalisation de capteurs (quasi) distribués.

Dans ce que suit nous allons nous intéresser à l'amélioration de la sensibilité de capteurs à base de fibres à cristaux photoniques pour la détection de la température et de l'oxygène.

Chapitre V

Simulation de la Sensibilité des Capteurs de Température et d'Oxygène à base de Fibres à Cristaux Photoniques

Chapitre V : Simulation de la Sensibilité des Capteurs de Température et d'Oxygène à base de Fibres à Cristaux Photoniques

V.1 Introduction

Le développement de capteurs de plus en plus performant, est devenu un enjeu majeur pour répondre aux besoins actuels dans des domaines aussi variés tels que l'industrie, le nucléaire, la médecine (détection d'agents pathogènes), l'agro-alimentaire (analyses microbiologiques) et la sécurité (détection des gaz toxiques), avec un niveau d'exigence de plus en plus élevé.

La photonique est un domaine de recherche qui présentent depuis quelques temps, un fort potentiel pour le développement de transducteurs génériques. Il s'agit de l'utilisation de techniques optiques pour l'étude et la caractérisation de phénomènes physiques, chimiques et biologiques. D'ailleurs, de nombreuses structures issues de l'optique intégrée ont été proposées. Les propriétés optiques remarquables des cristaux photoniques ont effet conduit à la conception de nouveaux dispositifs photoniques visant des applications dans divers secteurs de l'industrie et des hautes technologies, tels que les télécommunications, l'optoélectronique et plus récemment, la détection. Les fibres à cristaux photoniques constituent dans ce cadre, une plateforme de choix très performante pour de telles applications : la nano structuration périodique du matériau permet un contrôle ultime de la lumière dans les domaines spatiaux et temporels, tout en étant sensible à des phénomènes physiques, chimiques et biologiques.

Les capteurs à base de fibres à cristaux photoniques, ont fait l'objet de recherches intensives durant cette dernière décennie dans le but d'une utilisation dans des environnements civils et militaires, en particulier pour la détection d'une grande variété d'agents nucléaires biologiques, chimiques, etc.

Dans ce chapitre, nous allons étudier et concevoir par le biais de simulations numériques et à l'aide du logiciel Rsoft® CAD, des détecteurs de températures et d'oxygène à base de fibres à cristaux photoniques, en se basant sur leurs propriétés optiques tels que l'effet de la BIP, l'absorption, la biréfringence, etc. Les résultats obtenus seront discutés et interprétés.

V.2 Simulation d'un détecteur de température à base d'une fibre à cristaux photoniques fortement biréfringente

En tant que paramètre physique clé, la température peut être considérée comme un facteur influant sur les caractéristiques d'un matériau. La mesure de celle-ci a une grande importance pour des domaines nécessitant une haute précision, en particulier dans l'industrie nucléaire, alimentaire, chimique, le contrôle de qualité ainsi que la surveillance des réactions biochimiques. Comparé à d'autres capteurs de température, les détecteurs à base de fibres optiques ont de nombreux avantages tels que : la structure compacte, la réponse rapide, la haute sensibilité, la stabilité élevée, l'immunité aux interférences électromagnétiques, etc.

Dans ce domaine, les fibres à cristaux photoniques ont l'avantage d'avoir pu surmonter de nombreuses limitations intrinsèques par rapport aux fibres optiques classiques, offrant ainsi de nombreux avantages et des caractéristiques optiques inédites qui sont encore en voie d'exploration et constituent un sujet de recherche et de développement extrêmement actif.

Les PCFs ont l'avantage d'être fortement biréfringentes ; la biréfringence dans celles-ci peut être facilement réalisable, car le contraste d'indice est beaucoup plus élevé que celle des fibres conventionnelles. Cette remarquable caractéristique a fait l'objet de recherches intensives dans le domaine de la détection pour la mesure de paramètres physiques, en particulier la température. Dans ce contexte, *Qian et al.* [186] ont proposé un capteur de température compact de haute sensibilité basé sur une PCF hautement biréfringente remplie d'alcool et intégrée dans un montage de miroirs en boucle fermé (FLM : Fiber Loop Mirror). Les résultats expérimentaux ont démontré que la sensibilité à la température peut atteindre jusqu'à $6,6 \text{ nm}/^\circ\text{C}$, mais la plage de mesure était seulement de 14°C . De même, *Di Wu et al.* [187] ont conçu un capteur de température compact basé sur une courte PCF hautement biréfringente remplie d'éthanol et insérée dans un montage de miroirs en boucle fermé (FLM). Les caractéristiques et la réponse en température du capteur proposé sont étudiées théoriquement et expérimentalement, et en raison du coefficient thermo-optique très élevé de l'éthanol, le capteur proposé a atteint une sensibilité de $0,8833 \text{ nm}/^\circ\text{C}$. De leur côté, *Wenwen Qian et al.* [188] ont proposé un capteur de température basé sur un interféromètre modal construit par le biais d'une courte PCF remplie d'éthanol et rattachée par épissure à des fibres monomodes (SMFs). Une sensibilité de $0,35 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ a été obtenue sur une plage de mesure allant de 20°C à 50°C .

L'inconvénient de tous ces montages de capteurs de température à base de PCFs est le coût très élevé du processus de fabrication, en raison de la complication des structures de détection

elles-mêmes, de plus les systèmes de mesure à base de miroirs en boucle fermée (FLM : Fiber Loop Mirror) présentent une mauvaise stabilité [189].

A cet effet, nous voulons proposer dans ce cadre une structure d'un détecteur de température à base d'une PCF hautement biréfringente [190], constituée d'un réseau carré de trous d'air de forme elliptique autour d'un cœur solide (Figure V.1).

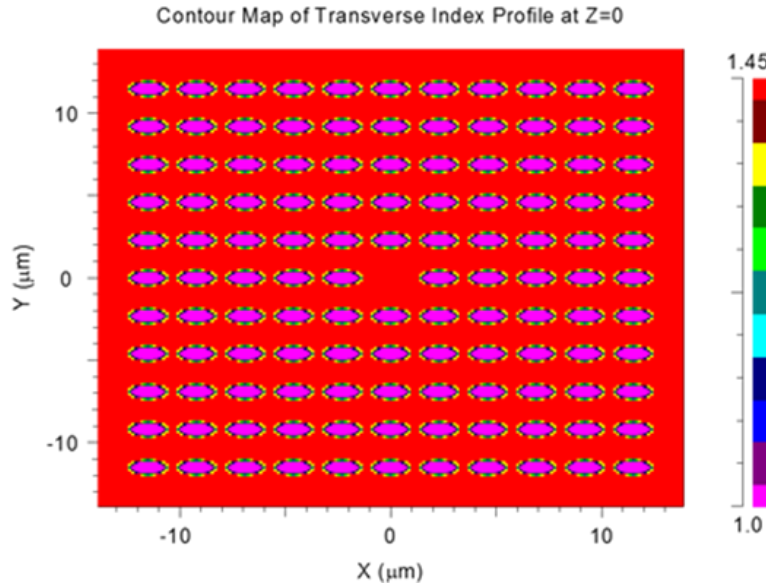


Figure V.1 : Profil d'indice de la PCF proposée.

Cette structure est caractérisée par le pas du réseau (distance entre les trous adjacents) $\Lambda_{holes} = 2,3 \mu m$ et le taux d'ellipticité $\eta = 0,5$. Les trous d'air sont remplis d'éthanol dont l'indice de réfraction dépend fortement de la température selon la relation [191] :

$$n = n_0 - \alpha(T - T_0) \quad (V - 1)$$

Avec :

n et n_0 : sont respectivement les indices de réfraction de l'éthanol à la température T et T_0 ;

α : est le coefficient thermo-optique de l'éthanol ($\alpha = 3,94 \times 10^{-4}/K$).

Dans cette étude de simulation nous considérons l'indice de réfraction de la silice comme constant ($n_{si} = 1,45$) durant toute la simulation.

□ Résultats et discussion

Pour étudier la biréfringence de la PCF proposée, en tant que détecteur de température, nous avons utilisé la méthode des éléments finis avec les couches anisotropiques parfaitement adaptées (PMLs) [192], les calculs dans ce cadre sont effectués par le logiciel Rsoft® CAD.

Dans la figure (V.2), on montre la biréfringence calculée en fonction de la longueur d'onde.

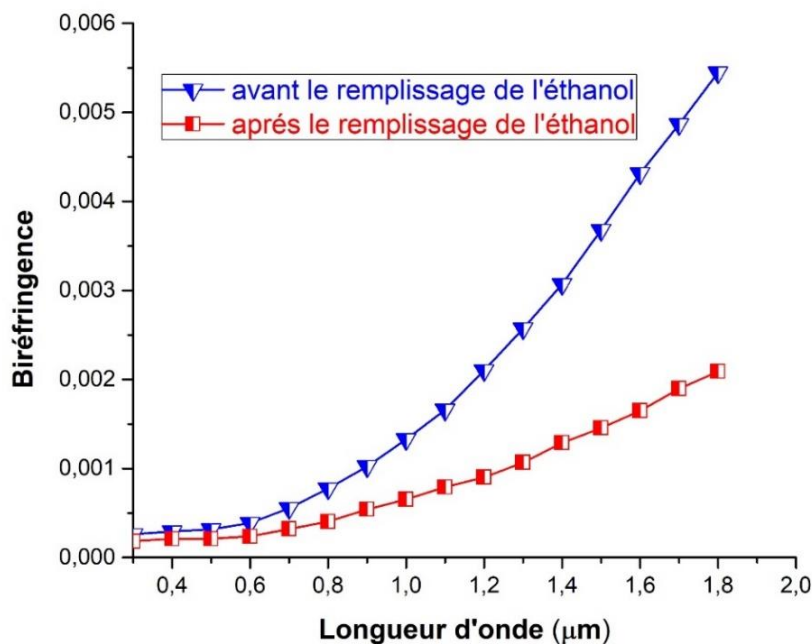


Figure V.2 : Variation de la biréfringence en fonction de la longueur d'onde à $T^{\circ} = 20^{\circ}\text{C}$.

La biréfringence de la structure proposée est de l'ordre de 10^{-3} , et à mesure que la longueur d'onde augmente, le champ lumineux pénètre de plus en plus dans la gaine micro-structurée et les valeurs de la biréfringence augmenteront en fonction de la longueur d'onde.

Cependant, après le remplissage de l'éthanol dans les trous d'air, la biréfringence de la PCF diminue, en particulier pour les longueurs d'ondes plus importantes. A cet effet, une biréfringence de $1,45 \cdot 10^{-3}$ est obtenue à la longueur d'onde $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.

La figure (V.3) montre la biréfringence calculée lorsque l'indice de l'éthanol varie de $n = 1,33$ à $n = 1,39$ pour la longueur d'onde de fonctionnement $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.

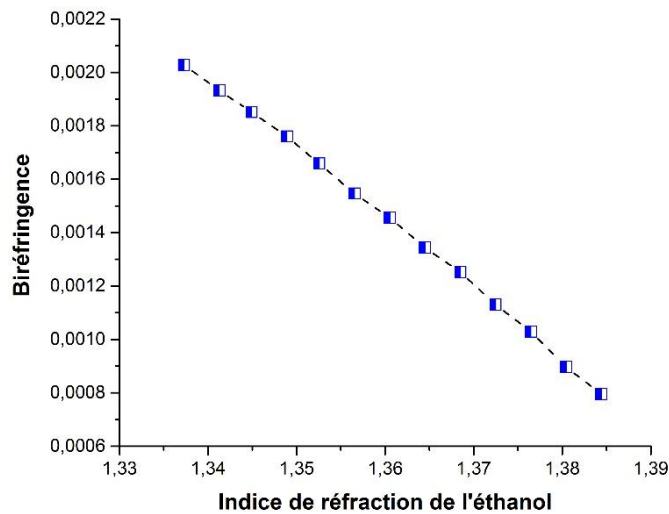


Figure V.3 : Variation de la biréfringence en fonction de l'indice de réfraction de l'éthanol.

Comme s'est indiqué, la biréfringence diminue quand l'indice du liquide éthanol augmente.

Outre la biréfringence, les pertes de confinement représentent l'un des paramètres importants dans la conception des PCFs. Elles reflètent leur capacité à confiner la lumière dans le cœur de la fibre et sont inévitables en raison du nombre limité de trous d'air dans la gaine. Ces pertes de confinement (en décibels par mètre), peuvent être calculées à partir de la valeur de la composante imaginaire de l'indice effectif comme suit [193] :

$$\begin{aligned}
 \text{Pertes de confinement} &= \frac{40\pi}{\ln(10) \cdot \lambda} I_m(n_{eff}) \\
 &= 8,686 \cdot k_0 \cdot I_m(n_{eff}) \left[\text{dB/m} \right] \quad (V - 2)
 \end{aligned}$$

Avec :

- $I_m(n_{eff})$: la partie imaginaire de l'indice effectif ;
- $k_0 = 2\pi/\lambda$: le nombre d'onde dans l'espace libre ;
- λ : la longueur d'onde de fonctionnement.

La figure (V.4) illustre ces pertes de confinement en fonction de la longueur d'onde pour les deux composantes orthogonales du mode fondamental. On voit clairement que les pertes de confinement du *mode polarisé – x* sont supérieures à celles du *mode polarisé – y*. Ceci

est dû au fait que le *mode polarisé - y* a la fraction de remplissage d'air inférieure à celle du *mode polarisé - x*.

À partir de ces résultats, on constate que notre PCF, non seulement est fortement biréfringente par rapport aux fibres classiques à maintien de polarisation (PMFs), mais aussi elle présente des pertes de confinement beaucoup plus faibles.

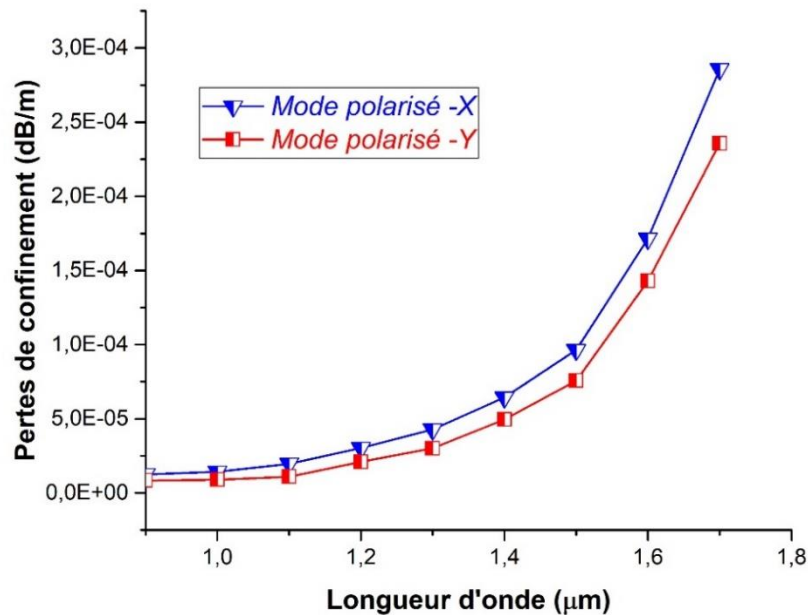


Figure V.4 : Variation des pertes de confinement en fonction de la longueur d'onde.

Afin d'étudier l'effet de température sur la biréfringence de cette fibre, différentes températures: $-40^{\circ}C$, $-20^{\circ}C$, $0^{\circ}C$, $20^{\circ}C$, $40^{\circ}C$, $60^{\circ}C$, $80^{\circ}C$ sont utilisées. Les résultats de simulation sont présentés dans la figure (V.5), où on montre la biréfringence linéairement proportionnelle à la température.

La relation entre la biréfringence (B) et la température (T) peut être ajustée comme suit :

$$B = 7,51 \times 10^{-6} T + 12,9 \times 10^{-4} \quad (V - 3)$$

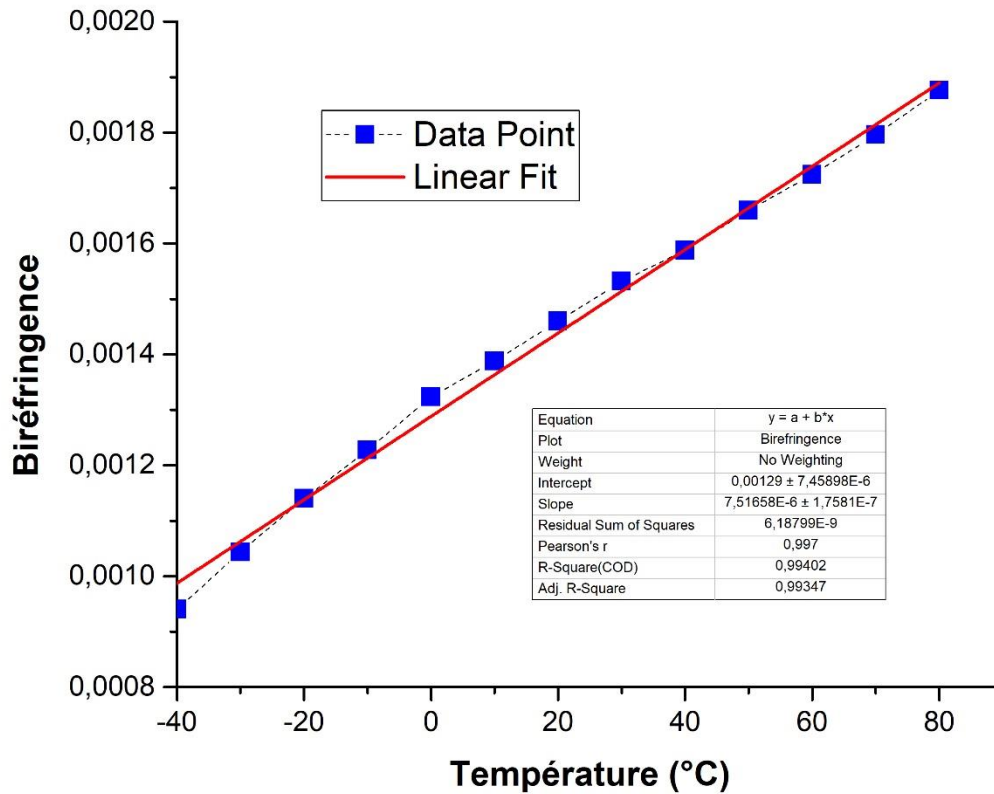


Figure V.5 : Variation de la biréfringence en fonction de la température avec $\lambda = 1,55 \mu m$.

On peut déduire facilement la sensibilité du détecteur de température qu'on a proposée. Elle est définie comme étant le rapport entre la variation de la biréfringence et celle de la température ($S = \Delta B / \Delta T$). Dans ce cas, elle atteint la valeur de $7,51 \times 10^{-6}$ par degré Celsius. Par comparaison avec d'autres détecteurs de température à base de PCFs fortement biréfringentes, notre détecteur présente relativement une meilleure sensibilité [194].

Pour étudier l'effet des paramètres de la structure PCF proposée, sur la sensibilité du capteur, on fait varier le taux d'ellipticité (η) de $0,3$ à $0,7 \mu m$, en maintenant la distance entre les trous adjacents fixe à $2,3 \mu m$. Les résultats de simulation obtenus sont illustrés dans la figure (V.6) où on remarque clairement, que la sensibilité la plus élevée est atteinte pour un taux d'ellipticité ($\eta = 0,5$).

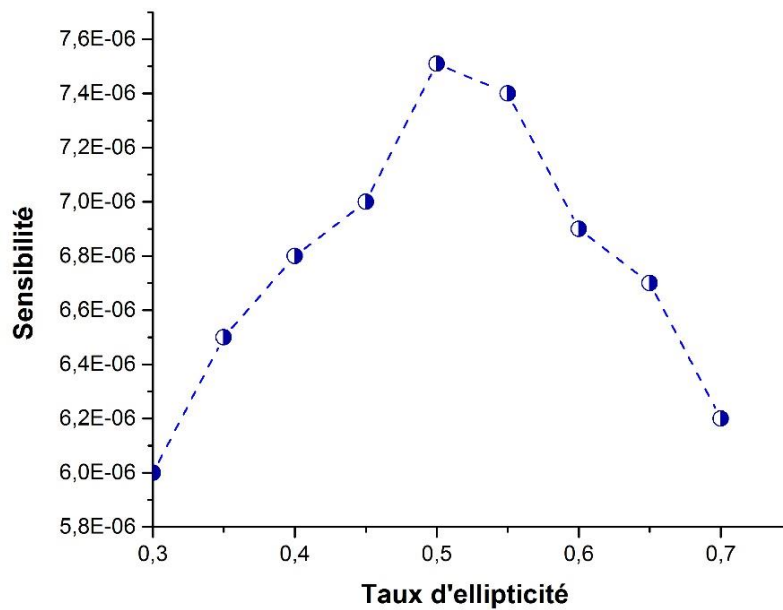


Figure V.6 : Variation de la sensibilité à la température en fonction du taux d'ellipticité.

V.3 Simulation d'un détecteur de température à base d'une PCF-LPG

Les PCFs ont suscité l'intérêt de nombreux chercheurs de par le monde pour leurs caractéristiques prometteuses en particulier pour des applications de détection. Ces derniers temps on assiste au développement de capteurs de température à base de couplage modal. Dans ce contexte, *J. B. Du et al.* [195] ont proposé un capteur de température à base d'une PCF à double cœur remplie d'un liquide de haut indice où une sensibilité de $1.9 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ a été atteinte. De même, *Y. Wang et al.* [196] ont rapporté une étude sur un capteur de température à base du couplage modal dans une PCF où l'un des trous de la gaine est infiltré d'un liquide de haut indice et une très haute sensibilité a été aussi obtenue. Cependant, les deux capteurs présentaient l'inconvénient de l'étroitesse de la plage de mesures, limitée à quelques degrés seulement.

Toutefois, nous proposons dans le cadre de notre travail un détecteur de température à réseaux de Bragg à pas long (LPG) inscrit dans une PCF remplie d'éthanol (Figure V.7). La section transversale de ce détecteur est représentée dans la figure (V.8). Elle est constituée d'un cœur de silice pur de $8,80 \mu\text{m}$, entouré de six couronnes de trous d'air dans une matrice de silice, disposées selon un motif hexagonal régulier. Le diamètre des trous d'air est de $2,20 \mu\text{m}$, tandis que le pitch (distance entre les trous adjacents) (Λ) et le pas du réseau (Λ_G), sont

respectivement de $5,30 \mu m$ et $650 \mu m$. La profondeur de la modulation d'indice $\Delta n = 1 \times 10^{-4}$ et la longueur de la fibre est de $6,5 mm$.

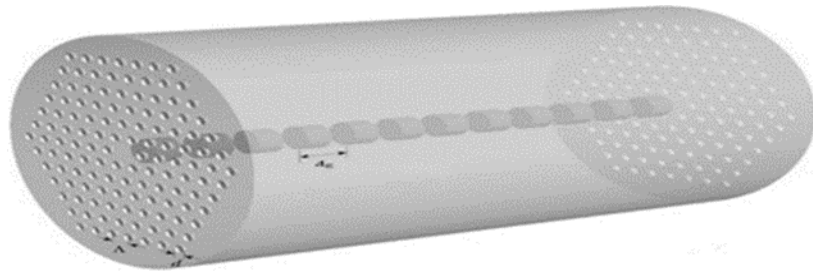


Figure V.7 : Représentation schématique du détecteur de température (PCF-LPG).

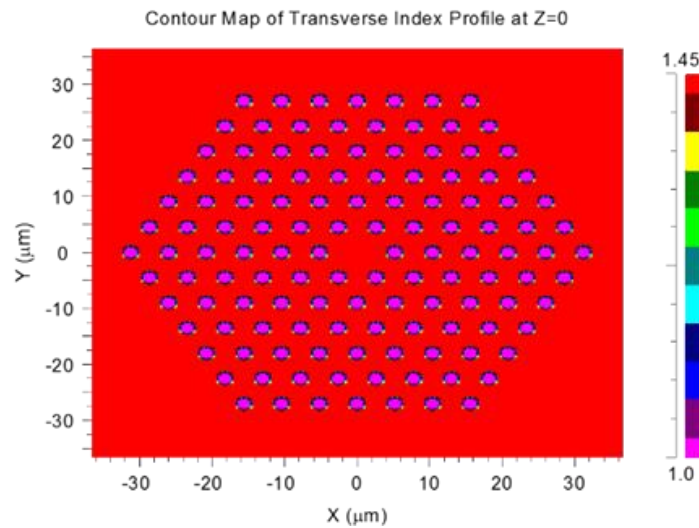


Figure V.8 : La section transversale du détecteur de température (PCF-LPG).

Les trous d'air de la PCF sont remplis d'éthanol dont l'indice de réfraction dépend fortement de la température selon la relation (V – 1).

La longueur d'onde de résonance (λ_{res}) est définie par la relation suivante [151] :

$$\lambda_{res} = (n_{co}^{eff} - n_{cl,m}^{eff}) \cdot \Lambda_G \quad (V - 4)$$

Avec :

- n_{co}^{eff} : l'indice effectif du mode fondamental ;
- $n_{cl,m}^{eff}$: l'indice effectif du $m^{ième}$ mode de la gaine ;
- Λ_G : le pas du réseau.

□ Résultats et discussion

Dans la figure (V.9) on montre le spectre de transmission du détecteur (PCF-LPG) proposé après remplissage du liquide éthanol.

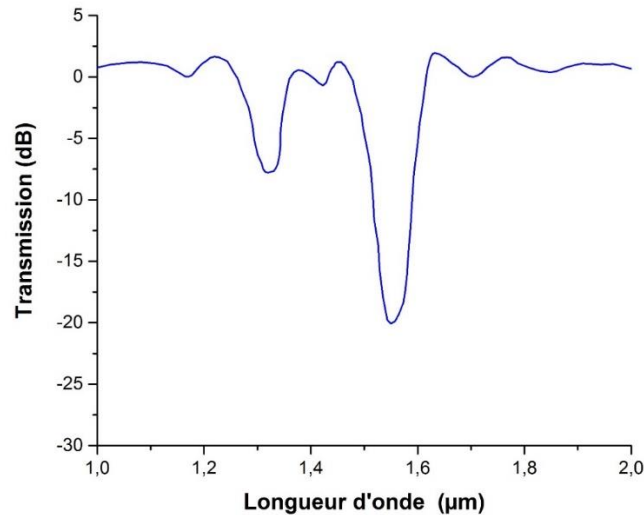


Figure V.9 : Spectre de transmission du détecteur (PCF-LPG).

Comme s'est illustré, ce spectre de transmission présente deux pics : l'un est situé à la longueur d'onde 1320 nm et l'autre à la longueur d'onde 1550 nm ; les deux sont dus au couplage du mode fondamental aux deux modes de gaine de la fibre.

Pour étudier l'effet de la température sur la fibre (PCF – LPG) proposée, différentes températures : $20 \text{ }^\circ\text{C}$, $30 \text{ }^\circ\text{C}$, $40 \text{ }^\circ\text{C}$, $50 \text{ }^\circ\text{C}$, $60 \text{ }^\circ\text{C}$, $70 \text{ }^\circ\text{C}$ et $80 \text{ }^\circ\text{C}$ sont utilisées. Durant cette étude, l'indice de réfraction de la silice est toujours considéré comme constant ($n_{\text{silice}} = 1,45$) et l'indice de réfraction de l'éthanol est initialisé à la valeur $n = 1,36048$ pour une température $T_0 = 20^\circ\text{C}$. Le pic à la longueur d'onde ($\lambda_{\text{res}} = 1550 \text{ nm}$) présente une atténuation de -20 dB ; en le surveillant, nous arrivons à détecter la température.

Comme s'est illustré dans la figure (V.10), la longueur d'onde de résonance se déplace vers les courtes longueurs d'ondes lorsque la température augmente. Ceci est dû au fait que l'indice de réfraction du liquide infiltré diminue linéairement avec la température. En effet, à mesure que la température augmente, les indices effectifs des modes du cœur et de la gaine diminuent aussi, induisant en conséquence un décalage de la longueur d'onde du pic vers les courtes longueurs d'ondes.

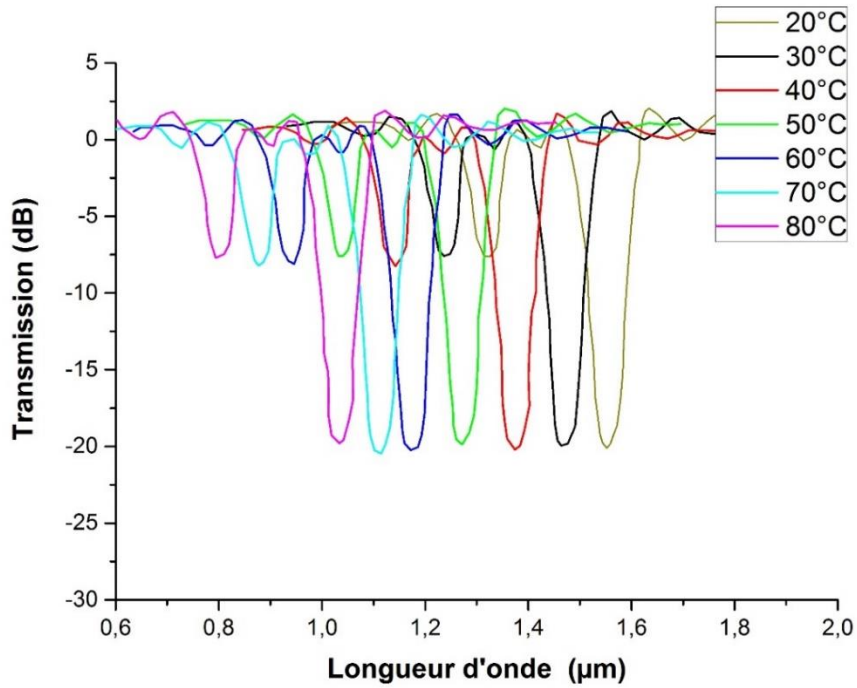


Figure V.10 : Longueurs d'ondes de résonance du détecteur (PCF- LPG) pour différentes températures.

Les résultats de simulation portés dans la figure (V.11), montrent que la longueur d'onde de résonance s'est décalée de 545 nm lorsque la température passe de 20 °C à 80 °C.

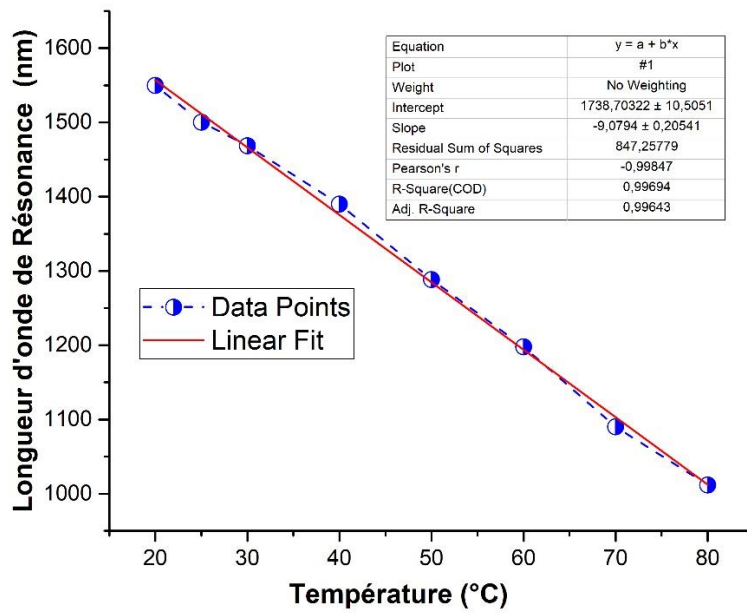


Figure V.11 : Variation de la longueur d'onde de résonance du détecteur (PCF-LPG) en fonction de la température.

Comme s'est illustré dans la figure (V.11), la longueur d'onde de résonance décroît linéairement lorsque la température augmente. La relation entre cette longueur d'onde et la température peut être ajustée comme suit :

$$\lambda_{res} = -9,0794 T + 1738,7 \quad (V - 5)$$

La sensibilité du détecteur est définie comme étant le rapport entre le décalage de la longueur d'onde de résonance et la variation en température :

$$S = \Delta\lambda_{res}/\Delta T \quad (V - 6)$$

Soit : $S = 9,08 \text{ nm}/^{\circ}\text{C}$, c.-à-d. 90 fois plus grande que celle d'un détecteur de température à base d'une fibre LPG conventionnelle.

Afin d'étudier l'effet du pas de réseau (Λ_G) sur la longueur d'onde de résonance et par conséquent sur la sensibilité du détecteur, on fait varier ce pas de $650 \mu\text{m}$ à $900 \mu\text{m}$; les autres valeurs des paramètres géométriques tels que le diamètre des trous et le pitch restent maintenus fixées.

Les résultats obtenus de la simulation sont présentés dans la figure (V.12).

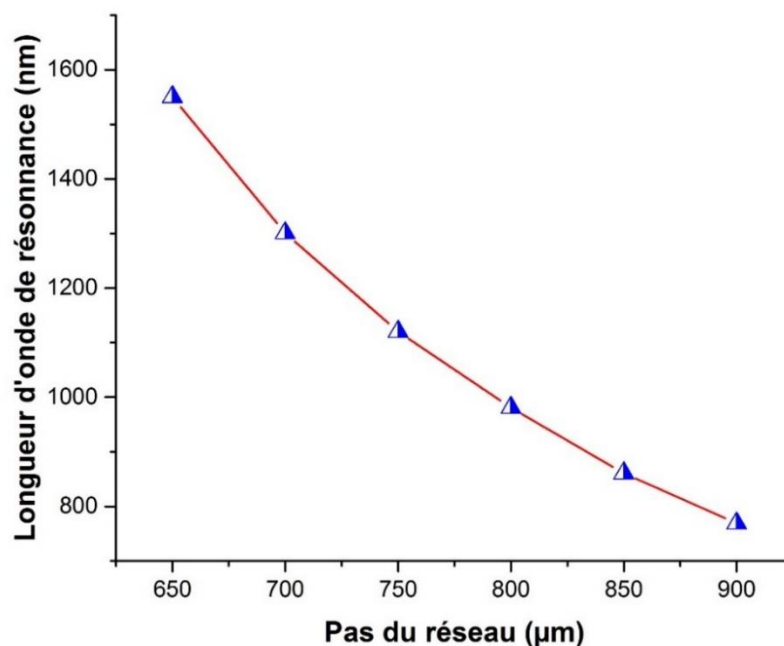


Figure V.12 : Variation de la longueur d'onde de résonance du détecteur (PCF-LPG) en fonction du pas de réseau.

On remarque clairement que la longueur d'onde de résonance diminue quand le pas du réseau (Λ_G) augmente. De même, dans la figure (V.13) on remarque les mêmes tendances, la sensibilité du détecteur de température proposé, diminue lorsque le pas du réseau (Λ_G) augmente de $650 \mu m$ à $900 \mu m$.

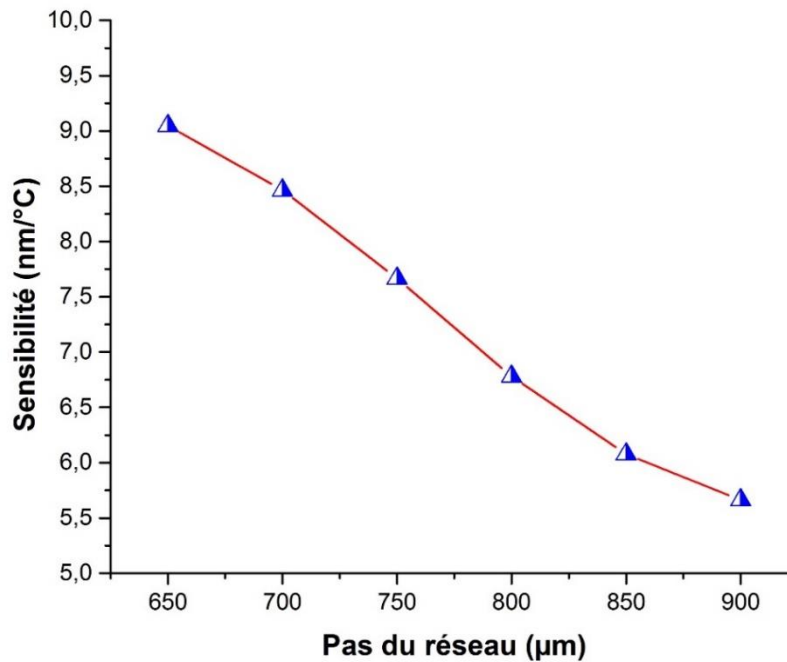


Figure V.13 : Variation de la sensibilité à la température du détecteur (PCF-LPG) en fonction du pas de réseau.

On voit clairement d'après les résultats de simulation obtenus que, plus le pas de réseau (Λ_G) est petit, plus la longueur d'onde de résonance est longue et meilleure est la sensibilité.

V.4 Simulation d'un détecteur de température à base d'une fibre à cristaux photoniques à bande interdite photonique

Le guidage de la lumière dans les PCFs est régi par l'un des deux principaux mécanismes responsables du piégeage de la lumière dans le cœur de la fibre. Le premier est un mécanisme simple basé sur le phénomène de la réflexion totale interne modifiée, similaire à celui des fibres optiques conventionnelles. Le second est connu sous l'appellation du guidage par effet de bande interdite photonique.

Les propriétés de propagation des PCFs peuvent être manipulées par l'infiltration dans les trous d'air de solutions aqueuses, de polymères et même des métaux, pour répondre aux besoins de conception et de fabrication de certaines applications telle que la détection optique.

Pour les fibres à cœur creux, *Birks et al.* [197] ont théoriquement étudié la loi d'échelle dans ces structures, lorsque les trous d'air sont infiltrés avec des inclusions de faible indice. Mais la fabrication de ces fibres est un peu délicate car elle nécessite un contrôle précis de la taille et de la périodicité des trous d'air.

De même, *Litchinitser et al.* ont théoriquement étudié les propriétés de transmission d'une PCF avec un cœur solide de faible indice, lorsque les trous d'air de la gaine sont infiltrés avec des inclusions de haut indice, et ont développé en conséquence un modèle théorique appelé : ARROW (Antiresonant Reflecting Optical Waveguide) pour l'analyse d'une telle structure [198]. D'autre part, *Larsen T. T. et al.* ont rapporté une étude expérimentale sur une PCF à cœur solide infiltrée de cristaux liquides pour des application de détection de température [199]. Cependant les propriétés optiques de telles structures sont très compliquées à analyser puisqu'elles sont sensibles à de nombreux effets comme, les conditions aux limites autour des interfaces, ainsi qu'aux champs électriques externes [200]. Ces conditions rendent l'application relativement compliquée et difficile pour une analyse théorique.

C'est dans ce contexte que nous allons étudier à travers des simulations utilisant la méthode des ondes planes, l'effet de la température sur la BIP d'une PCF à cœur plein infiltrée avec de l'huile à haut indice. Nous présentons en conséquence notre proposition de détecteur de température basé sur l'effet de BIP [201]. La longueur d'onde centrale et les positions des bords de cette BIP vont être les paramètres d'intérêt pour ce détecteur.

La structure géométrique du détecteur proposé est constituée d'une PCF à cœur solide de silice pure avec un diamètre $d_{co} = 12 \mu m$, entouré de quatre couronnes de trous d'air arrangées selon un réseau hexagonal tel que présenté dans la figure (V.14). La distance entre les trous adjacents est de $\Lambda = 8 \mu m$ et le diamètre des trous d'air de la gaine est $d = 7.6 \mu m$. Les trous d'airs sont remplis d'huile (Cargile Labs) d'indice de réfraction $n_{holes} = 1.58$ et de coefficient thermo-optique $k = -10^{-4}/^{\circ}C$.

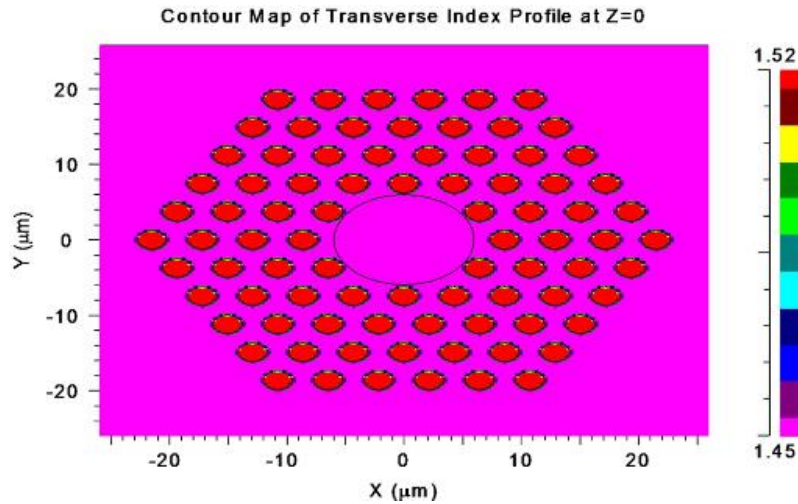


Figure V.14 : Profil d'indice du détecteur à PCF.

En insérant cette huile dans les trous d'air, l'indice de réfraction de la gaine augmente, générant ainsi un guidage de la lumière par BIP. A cet effet, deux paramètres clés représentent une telle structure : la longueur d'onde centrale et la largeur de la PIB. Nous supposons ici, que la longueur d'onde de référence λ_0 est la longueur d'onde centrale de la bande interdite lorsque ($n_{holes} = n_0 = 1,58$). Cette longueur d'onde transite vers une nouvelle valeur λ_T quand n_{holes} est différente de n_0 . Dans ce cas, le décalage de la BIP peut être évalué par la loi d'échelle comme suit [202] :

$$\lambda_T = \lambda_0 \cdot \frac{\sqrt{n_T^2 - n_{si}^2}}{\sqrt{n_0^2 - n_{si}^2}} \quad (V - 7)$$

Avec :

λ_0 : la longueur d'onde centrale de la bande interdite à la température ($T = T_0$) ;

λ_T : la longueur d'onde centrale de la bande interdite après le changement de température ($T = T_0 + \Delta T$) ;

n_{si} : l'indice de réfraction de la silice ;

n_0 : l'indice de réfraction initial de l'huile infiltrée à la température ($T = T_0$) ;

n_T : l'indice de réfraction de l'huile infiltrée à la température ($T = T_0 + \Delta T$) .

En réarrangeant l'équation (V-7), la relation entre le décalage de la longueur d'onde centrale de la PIB et la variation en température ΔT , sera donnée par :

$$\Delta\lambda_C = \lambda_0 \cdot \left(\sqrt{\frac{(n_0 + K\Delta T)^2 - n_{si}^2}{(n_0^2 - n_{si}^2)}} - 1 \right) \quad (V - 8)$$

Avec :

$\Delta\lambda_C$: le décalage de la longueur d'onde centrale de la BIP ;

K : le coefficient thermo optique de l'huile infiltrée ;

ΔT : le changement de la température ambiante en °C.

□ Résultats et discussion

Afin étudier l'effet de la température sur la BIP de la PCF, différentes températures : 20°C, 40°C, 60°C, 80°C sont utilisées. L'indice de réfraction de l'huile infiltrée à la température initiale $T_0 = 20$ °C et à la longueur d'onde $\lambda_0 = 1,55 \mu m$ est choisi pour être $n_{holes} = n_0 = 1,58$. La figure (V.15) représente dans ce cas le spectre de transmission du détecteur à PCF proposé après infiltration de l'huile dans les trous d'air.

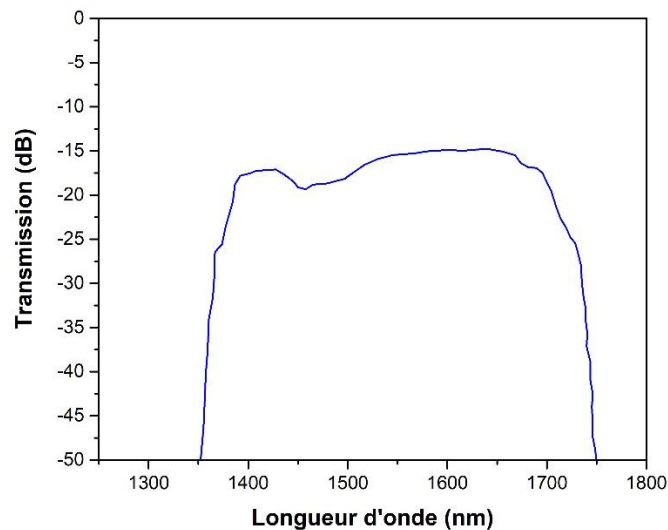


Figure V.15 : Spectre de transmission du détecteur à PCF.

La fenêtre de transmission s'étendant de $1,35 \mu\text{m}$ à $1,75 \mu\text{m}$, représente la largeur de la BIP. La longueur d'onde centrale de celle-ci est prise en considération pour le calcul du décalage en longueur d'onde. Etant donné que la largeur de la BIP est fonction de l'indice de réfraction de la matière infiltrée dans les trous d'air, la position de la fenêtre de transmission sera décalée suite au changement de la valeur de l'indice n_{holes} . La dépendance en température de l'indice de réfraction de l'huile infiltrée est décrite par le coefficient thermo-optique dn/dT , qui quantifie le déplacement de la BIP résultant d'un changement infime de la température. La figure (V.16) représente la variation de la BIP suite au changement de température.

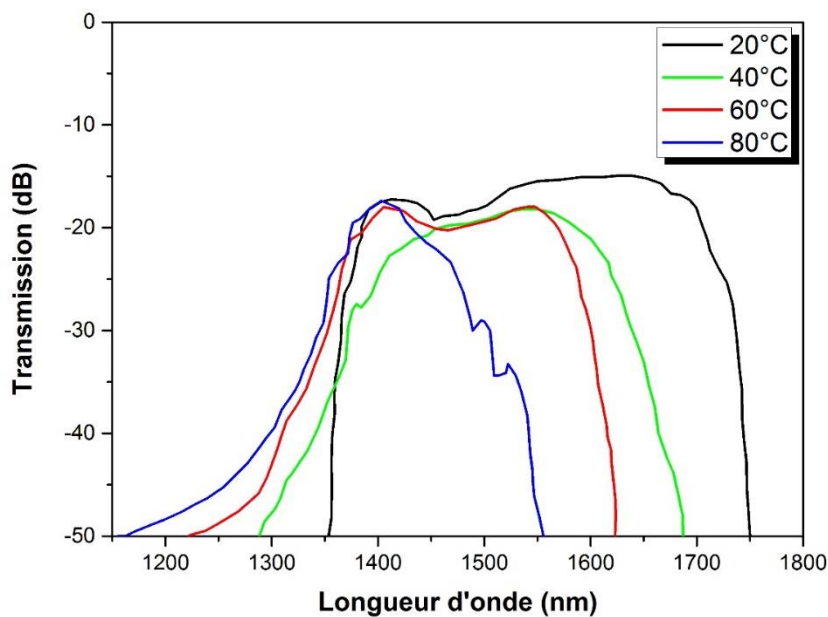


Figure V.16 : Décalage en longueur d'onde de la BIP en fonction de la température.

On remarque clairement que la fenêtre de transmission de la fibre se déplace vers les courtes longueurs d'ondes lorsque la température augmente. D'après les résultats de simulation obtenus, un décalage de $192,6 \text{ nm}$ ait lieu, lorsque la température passe de $20 \text{ }^\circ\text{C}$ à $80 \text{ }^\circ\text{C}$.

Comme s'est illustré dans la figure (V.17), la longueur d'onde centrale de la BIP de la fibre diminue linéairement lorsque la température augmente.

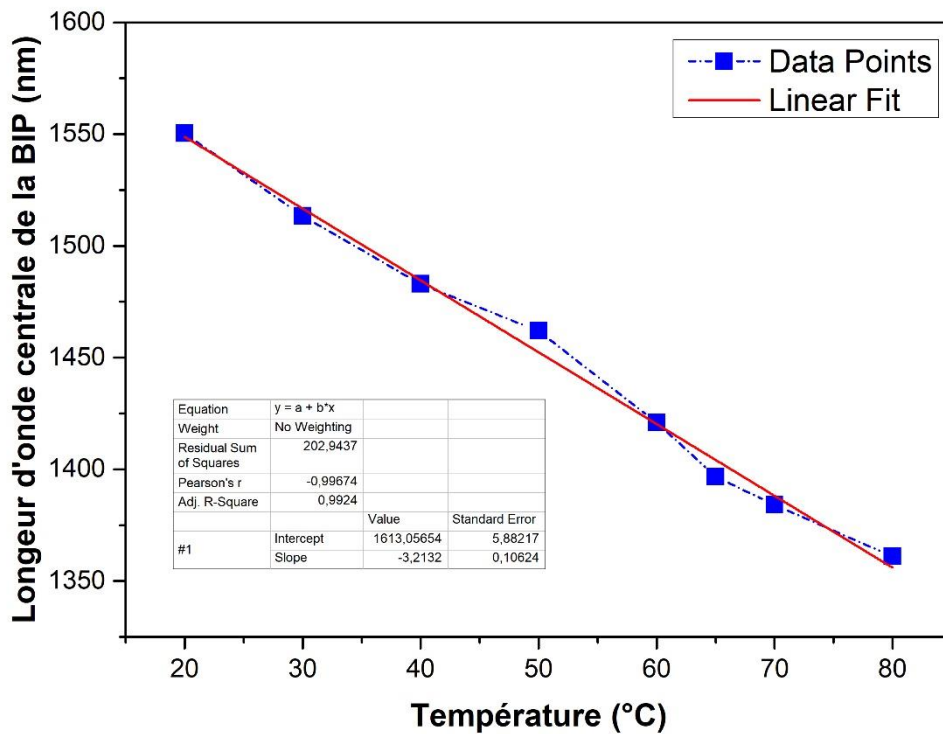


Figure V.17 : Variation de la longueur d'onde centrale de la BIP en fonction de la température.

La relation entre la longueur d'onde centrale de la BIP de la fibre et la température peut être donc ajustée comme suit :

$$\lambda_c = -3,21 T + 1613,05 \quad (\text{V} - 9)$$

A partir de ce résultat, on peut alors estimer la sensibilité du détecteur proposé. Elle est définie dans ce cas comme étant le rapport entre le décalage de la longueur d'onde centrale de la BIP et la variation en température :

$$\text{Soit :} \quad S = \frac{\Delta\lambda_c}{\Delta T} = 3,21 \text{ nm}/^\circ\text{C} \quad (\text{V} - 10)$$

Cette valeur de sensibilité est deux fois plus élevée que celle d'un réseau de Bragg à pas long inscrit dans une PCF de structure similaire.

Pour vérifier l'effet des paramètres de la structure sur la sensibilité à la température du détecteur proposé, on fait varier le diamètre des trous d'air de la gaine de $7,0 \mu\text{m}$ à $7,6 \mu\text{m}$, où la période du réseau étant maintenue fixe à $8 \mu\text{m}$. On montre dans la figure (V.18), que la

sensibilité augmente avec l'augmentation du diamètre des trous d'air de la gaine ; ceci peut être expliqué par l'interaction forte entre la lumière guidée et l'huile infiltrée.

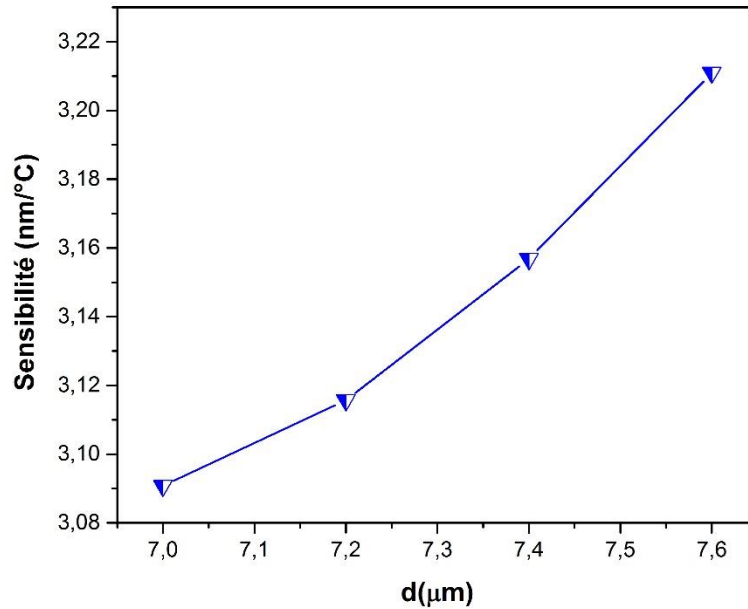


Figure V.18 : Variation de la sensibilité à la température en fonction du diamètre des trous d'air.

La figure (V.19) montre aussi l'augmentation de la sensibilité ; mais en fonction de la réduction de la période du réseau cette fois-ci (9,2 μm à 8 μm, avec diamètre des trous d'air de la gaine maintenu fixe à 7,6 μm).

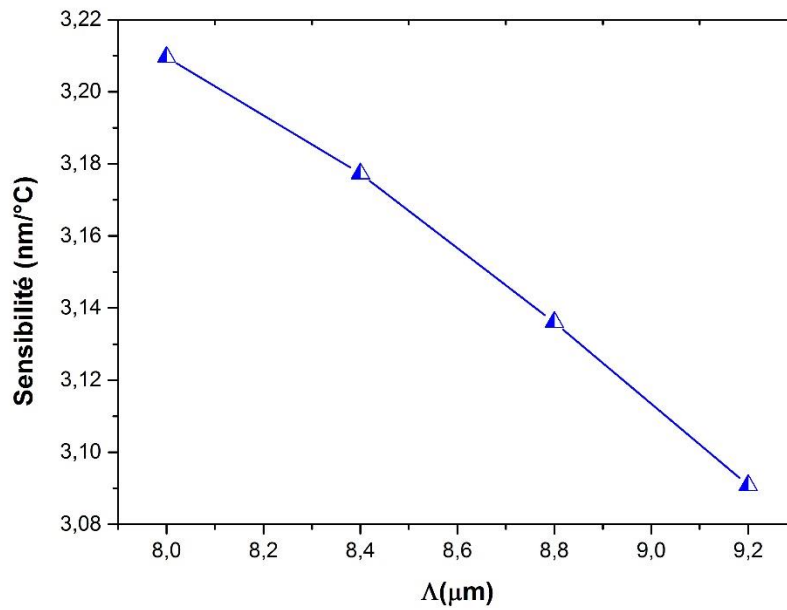


Figure V.19 : Variation de la sensibilité à la température en fonction de la période du réseau.

Des figures (V.18) et (V.19) on peut dire que la sensibilité à la température obtenue à partir du décalage de la BIP a montré une forte dépendance aux paramètres géométriques de la structure du détecteur proposé.

V.5 Simulation d'un détecteur d'oxygène à base d'une PCF à cœur creux

L'oxygène est un gaz vital, il joue un rôle fondamental dans une grande variété de processus naturels et industriels. La détection de ce gaz est d'une grande importance pour plusieurs domaines, en particulier les applications médicales, la production de gaz industriels, le contrôle de processus, etc.

De nombreux types de capteurs d'oxygène ont été développés à ce jour tels que : le capteur électrochimique, le capteur paramagnétique, le capteur à ondes acoustiques de surface, la sonde au zirconium, etc. Tous ces capteurs nécessitent que l'échantillon de gaz à détecter soit mis en contact avec les parties sensibles du dispositif de mesure, causant ainsi d'énormes problèmes pouvant réduire sa durée de vie et sa stabilité à long terme. Les technologies de mesure utilisées dans ce cadre présentent des inconvénients comme, la sensibilité aux interférences électromagnétiques, le recours fréquent au calibrage, les difficultés de mesure online et la surveillance à distance. En raison de la faible absorption de ces capteurs, la surveillance des

traces avec une meilleure sensibilité et une haute précision demeure difficile à détecter en utilisant des techniques conventionnelles de mesure.

Les PCFs en tant qu'une technologie prometteuse dans le domaine de la détection des gaz, offre plusieurs atouts pour la détection de l'oxygène tels que : l'immunité aux interférences électromagnétiques, la taille réduite, le faible coût ainsi que la possibilité de mesure online et distribuée.

Dans la fibre à guidage d'indice, un très faible pourcentage de la puissance optique est exposé à la région de détection et sa sensibilité est faible en raison d'une mauvaise interaction entre la lumière et les échantillons de l'oxygène à analyser [203]. Cependant, dans la PCF à cœur creux à guidage par BIP, plus de 90% de la puissance optique est confinée dans le cœur. Dans ce cas, l'interaction de la lumière avec l'oxygène est beaucoup plus forte, de sorte que la sensibilité est considérablement améliorée [204]. Toutefois, les PCFs à cœur creux, ont plusieurs limitations, telle que la difficulté dans le contrôle des paramètres géométriques de la fibre pour maintenir l'effet de la bande interdite photonique, l'étranglement de la bande spectrale de transmission, le nombre élevé des modes guidés dans le cœur et le risque de couplage avec les modes de surface [205]. Tous ces paramètres agissent de manière négative sur la sensibilité.

Afin de surmonter ces limitations, nous proposons une structure de PCF à cœur creux avec un facteur de remplissage d'air plus important, ce qui permettra d'obtenir une bande plus large avec des pertes de confinement très faibles. Nous cherchons à vrai dire à concevoir une structure optimale d'un détecteur d'oxygène de haute sensibilité. La structure géométrique de celui-ci est constituée d'une PCF à cœur creux de silice pure avec un diamètre du cœur $d_{co} = 6.3 \mu m$ entouré de cinq couronnes de trous d'air arrangées selon un réseau hexagonal, tel que présenté dans la figure (V.20). Le diamètre des trous d'air dans la gaine est $d = 2.2 \mu m$, et le pas (distance entre les trous adjacents) est $\Lambda = 2.3 \mu m$.

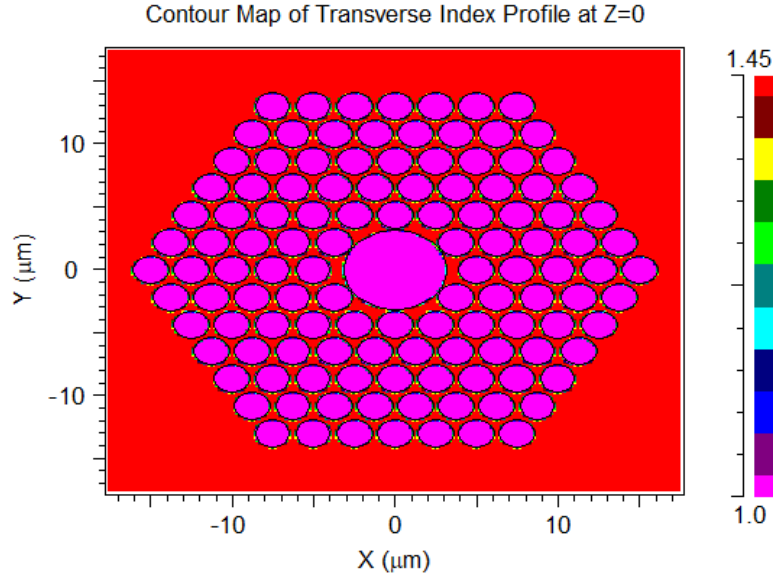


Figure V.20 : Profil d'indice du détecteur d'oxygène.

Le champ évanescent dans le cœur est absorbé par les molécules d'oxygène à analyser et la concentration peut être obtenue à partir de l'intensité de la lumière donnée d'après la loi de Beer-Lambert [206] :

$$I(\lambda) = I_0(\lambda) \exp[-r \alpha_m(\lambda) l C] \quad (V - 11)$$

Avec :

I : intensité de la lumière de sortie en présence de l'oxygène ;

I_0 : intensité de la lumière de sortie sans la présence de l'oxygène ;

α_m : coefficient d'absorption de l'oxygène ;

l : longueur de la PCF utilisée pour la détection (longueur d'interaction) ;

C : concentration de l'oxygène ;

et r : coefficient de sensibilité relative défini comme suit [207] :

$$r = \frac{n_r}{\text{Re}[n_e]} \cdot f \quad (V - 12)$$

Où :

n_r : indice de réfraction de l'oxygène ;

$\text{Re}[n_e]$: partie réelle de l'indice effectif du mode guidé ;

et f : la fraction de la puissance confinée au cœur.

Cette fraction de puissance confinée au cœur peut être calculée par [208] :

$$f = \frac{\int_{\text{coeur}} (E_x H_y - E_y H_x) d_x d_y}{\int_{\text{totale}} (E_x H_y - E_y H_x) d_x d_y} \quad (\text{V} - 13)$$

Avec :

(E_x, E_y) et (H_x, H_y) , les champs modaux transverses électriques et magnétiques.

□ Résultats et discussion

Comme s'est illustré dans la figure (V.21), le spectre de transmission du détecteur d'oxygène proposé, présente une bande interdite photonique centrée aux alentours de 760 nm correspondant à la ligne d'absorption de l'oxygène, ce qui rend cette fibre bien appropriée pour la détection de l'oxygène, dans cette gamme de longueurs d'ondes.

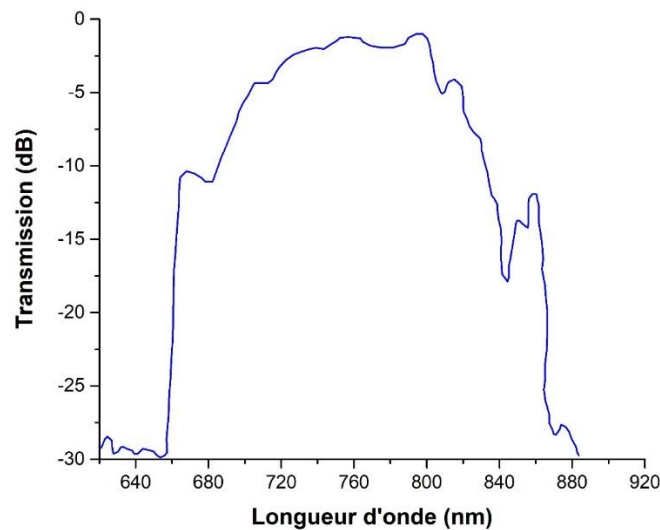


Figure V.21 : Spectre de transmission du détecteur d'oxygène.

Pour étudier l'effet du diamètre du cœur de la fibre sur la sensibilité obtenue, on fait varier ce diamètre de 6,2 μm à 6,4 μm . Les résultats de simulation sont présentés dans la figure (V.22).

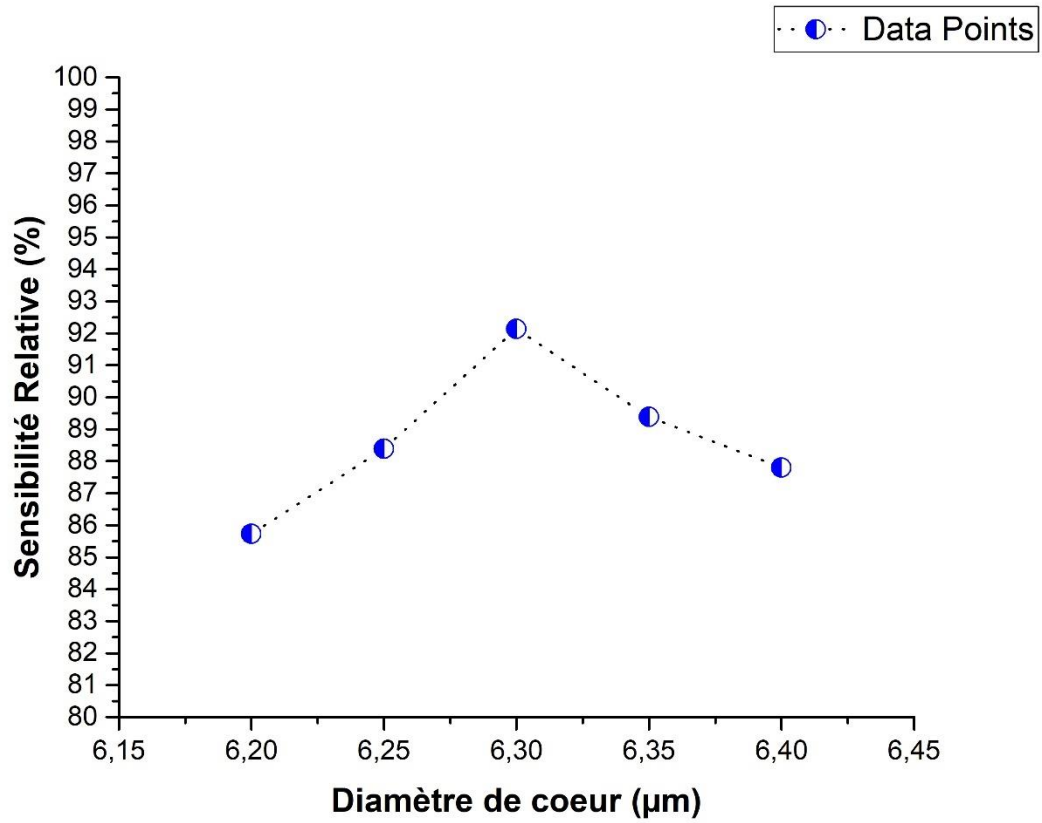


Figure V.22. Variation de la sensibilité en fonction du diamètre du cœur de la fibre.

Toutefois les pertes de confinement peuvent être définies comme suit :

$$L_c = 8.686K_0I_m[n_{eff}] \quad (V - 14)$$

Avec :

K_0 : le nombre d'onde dans l'espace libre ;

$I_m[n_{eff}]$: la partie imaginaire de l'indice effectif du mode guidé.

L'effet de variation du diamètre du cœur de la fibre sur ces pertes de confinement, est illustré dans la figure (V.23).

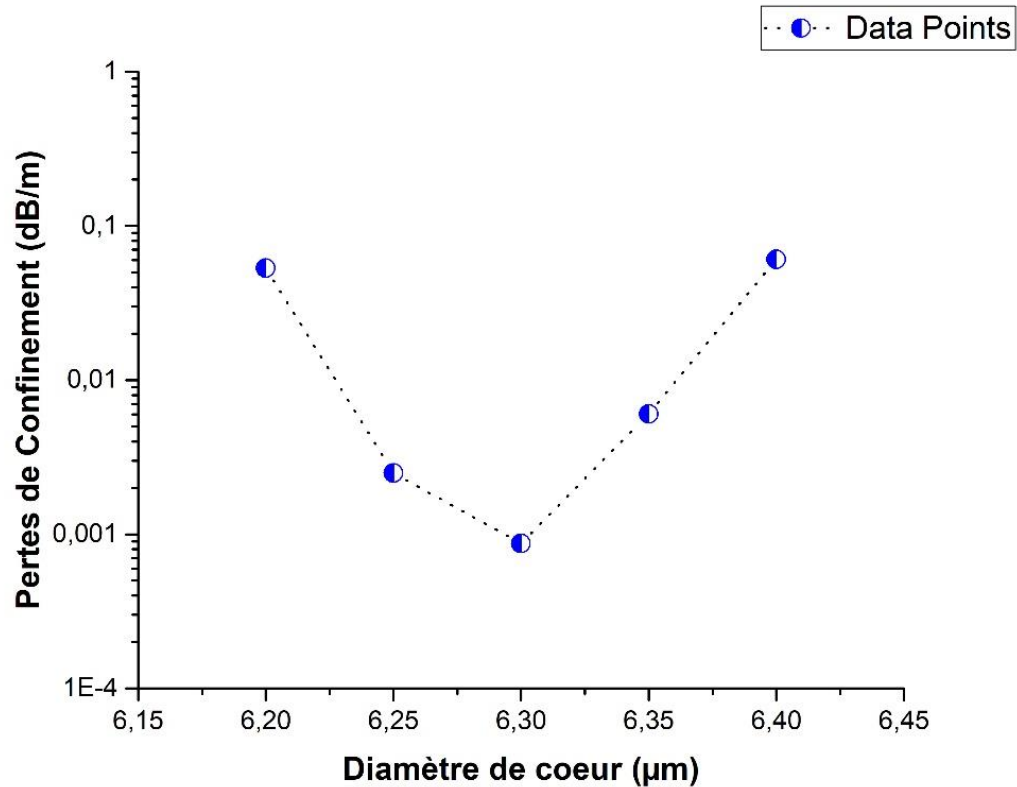


Figure V.23 : Variation des pertes de confinement en fonction du diamètre du cœur de la fibre.

On remarque qu'à une longueur d'onde $\lambda = 760 \text{ nm}$ et un diamètre de cœur de $6,3 \mu\text{m}$, on obtient une forte sensibilité de $92,83\%$ avec des pertes de confinement très basses de $0,087 \text{ dB/m}$.

V.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons proposé à l'aide du logiciel Rsoft® CAD de nouveaux designs de détecteurs à base de PCFs.

Au cours de cette simulation, les propriétés remarquables de ces PCFs ont été mises en évidence. L'une d'elles est la biréfringence que nous avons exploitée afin de concevoir un détecteur de température. Dans ce contexte nous avons proposé une structure fortement biréfringente, où on a montré la relation linéaire entre la biréfringence de la structure proposée et la température sur une plage de mesure allant de -40°C à 80°C , avec une sensibilité obtenue de $7,51 \times 10^{-6} /^\circ\text{C}$.

Par comparaison à d'autres détecteurs de température à base de PCFs fortement biréfringentes, notre détecteur présentait une très forte sensibilité.

Les réseaux de Bragg ont été aussi utilisés, dans ce cadre nous avons conçu et simulé un détecteur de température à base de réseau de Bragg à pas long, implémenté dans une PCF.

Les résultats obtenus ont montré clairement que, plus le pas du réseau était court, plus la longueur d'onde de résonance était longue et plus la sensibilité était meilleure.

L'effet de BIP comme étant un paramètre important pour la détection, nous l'avons exploité pour la conception d'un détecteur de température. À l'aide de simulations réalisées, nous avons montré que l'augmentation de la température ambiante génère un déplacement des bords de la BIP vers les courtes longueurs d'ondes. Les résultats obtenus étaient en bon accord avec la loi d'échelle, et une sensibilité de $3,21 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ a été atteinte ; ce qui représentait deux fois celle d'un réseau de Bragg à pas long inscrit dans une PCF de structure similaire.

L'effet de la BIP, notamment pour les fibres à cœur creux, a été encore une fois mis en évidence pour la détection de l'oxygène, où nous avons montré qu'un choix judicieux du diamètre du cœur était très efficace pour réduire le nombre de modes et conduire également à augmenter la sensibilité relative ainsi que la réduction des pertes de confinement.

Conclusion Générale

Conclusion Générale

Les normes de qualité et de fiabilité exigées au niveau de l'industrie électronique, requièrent souvent le développement de capteurs intégrés toujours plus robustes, plus performants, plus légers et compatibles avec des environnements sévères. De plus, avec l'augmentation des sources électromagnétiques, la conception de capteurs insensibles à ces rayonnements parasites est devenue plus que nécessaire. Le blindage électromagnétique des capteurs électroniques permet sans doute de s'affranchir en partie de ces problèmes mais en contrepartie fait augmenter significativement le prix et l'encombrement. Toutefois, les performances métrologiques se trouvent ainsi réduites.

La détection par fibres optiques est une excellente solution en raison des nombreux avantages présentés. Comparés aux capteurs électriques classiques, les capteurs à base de fibres optiques offrent une sensibilité satisfaisante avec une plus large bande passante, une facilité de multiplexage, une très bonne compatibilité pour un usage en milieux agressifs (corrosif, explosif, humide, etc.) ainsi qu'une bonne résistance aux effets de rayonnements ionisants.

L'apparition des fibres à cristaux photoniques représente une percée en technologie des fibres optiques, étant donné que celles-ci non seulement avaient des propriétés sans précédent, mais ont pu surmonter de nombreuses limitations intrinsèques par rapport aux fibres optiques conventionnelles. Ces types de fibres forment des guides de lumière originaux et performants, possédant une microstructure air silice, c'est-à-dire des trous d'air parallèles à l'axe de la fibre sur toute sa longueur. Celle-ci offre des propriétés optiques inédites en comparaison avec la fibre optique classique, en particulier de nouveaux mécanismes de guidage et de propriétés spectrales uniques dont elle jouit. Les nombreux avantages et propriétés présentés ont fait d'elle un bon candidat pour la plupart des applications à base de fibres optiques.

D'ailleurs, en l'espace d'une courte période, ces fibres ont pu imposer l'étendue de leurs possibilités et parvenir ainsi à susciter l'intérêt de nombreux groupes de chercheurs et industriels. Elles ont montré un potentiel d'applications extrêmement vaste dans des domaines aussi variés allant des télécommunications à la bio-photonique en passant par les sources laser et les capteurs.

Au cours de cette thèse, nous avons rappelé les notions théoriques et physiques des fibres optiques et des cristaux photoniques, étant donné que les fibres à cristaux photoniques représentaient une illustration d'un concept théorique plus large, né de l'application des cristaux photoniques dans le domaine des fibres optiques. Dans ce cadre, les caractéristiques des fibres optiques classiques sont présentées, avec leurs mécanismes de guidage de la lumière, ainsi que les équations de propagation et ces notions du mode et de l'indice effectif. Les concepts de base des cristaux photoniques ainsi que leurs caractéristiques sont aussi présentés en mettant l'accent sur les diagrammes de bandes, les cartes des bandes interdites et les principales applications de la bande interdite photonique.

Dans le même sens, une partie descriptive a été consacrée aux fibres à cristaux photoniques où leur structure et leurs propriétés de guidage de la lumière ont été présentées. Le processus de fabrication ainsi que les méthodes de modélisation, en particulier la méthode des éléments finis, utilisée dans les calculs des caractéristiques de guidage, ont été décrits aussi bien que les propriétés linéaires de propagation notamment celles relatives à la dispersion chromatique, la biréfringence et l'aire effective. Pour rester dans la stratégie de notre objectif, les capteurs à base de fibres optiques ont été introduits. Des notions générales des caractéristiques du capteur à fibre optique sont rappelées dans ce cadre où une attention particulière a été réservée aux capteurs à base de fibres à cristaux photoniques.

Dans le domaine de la détection, il faut souligner toutefois que plusieurs phénomènes optiques sont utilisés pour mesurer diverses grandeurs physiques, chimiques et biologiques. Les capteurs à base de fibres à cristaux photoniques ont bien connu un réel développement en raison de l'augmentation du nombre d'applications de détection dans des domaines aussi variés tels que la santé, la défense, la sécurité, l'automobile, l'aéronautique et le contrôle qualité pour n'en citer que ceux-ci.

L'une des caractéristiques des fibres à cristaux photoniques est la possibilité d'être fortement biréfringente. La biréfringence dans ces fibres peut être facilement réalisable car l'indice de réfraction du cœur est plus élevé que celle de la gaine en comparaison avec les fibres conventionnelles. Notre contribution a d'abord consisté à exploiter cette remarquable caractéristique à travers des simulations afin de concevoir un détecteur de température. Pour cela, nous avons proposé une structure d'une PCF fortement anisotrope constituée d'une gaine carrée avec des trous elliptiques remplis d'éthanol. Les résultats de simulation obtenus ont montré en conséquence une dépendance linéaire entre la biréfringence de la PCF et la température et ce sur une plage de mesures allant de -40°C à 80°C . Une sensibilité de

$7,51 \times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$ est obtenue, ce qui est considéré comme satisfaisant en comparaison avec d'autres résultats cités en références.

Le couplage modal représente lui aussi une particularité dans les PCFs, pour cela nous avons essayé, de mettre en évidence cette caractéristique par le biais de simulations et ce à travers la conception d'un détecteur de température à base de réseaux de Bragg à pas longs (LPG), inscrits dans une PCF remplie d'éthanol. Les résultats de simulation obtenus ont montré une dépendance linéaire entre la longueur d'onde de résonance et la température sur une plage de mesures allant de 20°C à 80°C . Une sensibilité de $9,08 \text{ nm}/^{\circ}\text{C}$ a été obtenue pour ce cas, soit 90 fois plus élevés que celle d'un détecteur de température à base d'une fibre LPG conventionnelle. A travers ces simulations numériques on a pu montrer aussi, que plus le pas de réseau est petit, plus la longueur d'onde de résonance est longue et plus la sensibilité est meilleure.

L'effet de la BIP représente aussi un paramètre important pour la détection. Nous avons alors cherché à étudier dans ce cadre cet effet sur des fibres photoniques, et à exploiter cette propriété pour la conception de détecteurs. Dans ce contexte nous avons proposé d'étudier à travers des simulations numériques, l'effet de la température sur la BIP d'une PCF à cœur plein infiltré avec de l'huile à haut indice. Les résultats de simulation ont montré une sensibilité de $3,21 \text{ nm}/^{\circ}\text{C}$ sur une plage de mesures allant de 20°C à 80°C , ce qui représente une valeur deux fois plus élevée que celle d'un réseau de Bragg à pas long inscrit dans une PCF de structure similaire.

L'effet de la BIP, notamment pour les fibres à cœur creux, a été aussi mis en évidence pour la détection d'oxygène. Dans ce cadre, nous avons proposé une structure de PCF à cœur creux avec une fenêtre de transmission centrée à la longueur d'onde d'absorption de l'oxygène. L'effet du diamètre du cœur de la fibre sur la sensibilité a été étudié et les résultats de simulations ont montré qu'un choix judicieux du diamètre de cœur était très efficace pour réduire le nombre de modes et d'éviter par conséquent le couplage avec les modes de surfaces. Ce qui pouvait également conduire à faire augmenter la sensibilité relative et réduire les pertes de confinement.

Il est évident de noter que de nombreuses autres propriétés et configurations de capteurs à base PCFs, sont également d'un très grand intérêt ; dans ce contexte on peut citer : l'interférométrie, les plasmons de surface et la spectrométrie à travers la diffusion Raman et Brillouin. Toutes ces propriétés dépendent de la géométrie, de la taille et du nombre de trous.

Un des facteurs importants est le rapport d/Λ , c'est-à-dire le diamètre des trous sur la distance entre les trous adjacents. Selon la valeur de ce rapport, le profil d'indice de la fibre est complètement différent, de même pour ses caractéristiques. La sensibilité reste un paramètre qui peut être amélioré tout en augmentant l'interaction entre la lumière et la matière insérée dans les trous d'air.

On peut dire que les résultats obtenus de ces simulations restaient très concordants avec ceux de la recherche.

Quant aux perspectives de ce travail, on peut penser que, dans l'avenir, les recherches continueront à être menées sur les capteurs à base de PCFs et permettront d'accroître en conséquence leur sélectivité et leur robustesse. De la sorte, et à l'instar des capteurs physiques à fibres optiques, ils parviendront à conquérir de plus en plus de marchés.

A long terme, l'orientation de ces travaux imposera aux chercheurs de relever de nouveaux défis technologiques. Il nous paraît d'ailleurs intéressant de penser à d'autres matériaux comme les polymères, les silices dopées ou comportant des inclusions de nanoparticules, etc. Là encore, les aspects technologiques, tant du point de vue de la synthèse des matériaux que de l'étirage de préformes composites, constitueront sans doute un enjeu majeur.

Bibliographie

Bibliographie

- [1] CSELT, "Optical Fibre Communication," *McGraw-Hill Education*, 1980.
- [2] S. Yin, P. B. Ruffin, F. T. S. Yu, "Fiber Optic Sensors," *CRC Press, Boca Raton, Fla, USA, 2nd edition*, 2008.
- [3] L. Ming-Jun, C. Xiquan, D. A. Nolan, K. W. Koch, "Specialty fibers for optical communication systems," *Optical Fiber Telecommunications A: Components and Subsystems (5th Edition)*, *Academic Press*, pp.523-591, 2008.
- [4] Y. Miao, "The Principle and Application of Fiber Optics," *Tsinghua University Press, Beijing, China*, 2010.
- [5] K. L. Brogan, D. R. Walt, "Optical fiber-based sensors: application to chemical biology," *Current Opinion in Chemical Biology*, vol. 9(5), pp. 494-500, 2005.
- [6] K. Bremer, T. Reinsch, G. Leen, B. Roth, S. Lochmann, E. Lewis, "Pressure, temperature and refractive index determination of fluids using a single fibre optic point sensor," *Sens. Actuator A-Phys.*, vol. 256 (1), pp. 84-88, 2017.
- [7] G. Rajan, "Optical fiber sensors: advanced techniques and applications," *CRC Press*, 2015.
- [8] L. Alwis, T. Sun, K. T. V. Grattan, "Developments in optical fibre sensors for industrial applications," *Opt. Laser Technol.*, vol. 78(A), pp. 62-66, 2016.
- [9] D. Geib, "Multiplexing of extrinsic Fabry-Perot optical fiber sensors for strain measurements," *M.S. Thesis*, Virginia Polytechnic Institute and State University, 2003.
- [10] H. Liu, D. W. Miller, J. Talnagi, "Gamma radiation resistant Fabry-Perot fiber optic sensors," *Review of Scientific Instruments*, vol. 73(8), pp. 3112, 2002.
- [11] H. Liu, D. W. Miller, J. W. Talnagi, "Performance evaluation of Fabry-Perot temperature sensors in nuclear power plant measurements," *Nuclear Technology*, vol. 143(2), pp. 208-215, 2003.
- [12] H. Y. Choi, K. S. Paek, S. J. Park, U. C. Paek, B. H. Lee, E. S. Choi, "Miniature fiber-optic high temperature sensor based on a hybrid structured Fabry-Perot interferometer," *Opt. Lett.*, vol. 33(21), pp. 2455-2457, 2008.
- [13] D. Kung-li, W. Juntao, L. Boon, Y. Stuart, A. Aaron, "Harsh environment fiber-optic sensor and sensor fusion for applications in integrated gasification combined cycle power plant," *Coal Utilization Conference, Clearwater, FL*, 2006.
- [14] W. Juntao, D. Kung-li, L. Boon, G. Renato, "Fiber-optic photo-acoustic spectroscopy sensor for harsh environment gas detection," *Proc. SPIE*, San Diego, CA, Aug., 2007.
- [15] H. Apithy, Y. Bouslimani, H. Haman, "Communications à fibres optiques : Limitations causées par la dispersion et les effets non linéaires," *IEEE Canadian Review-Summer*, 2004.

- [16] R. J. Essiambre, G. Kramer, P. J. Winzer, G. J. Foschini, B. Goebel, "Capacity limits of optical fiber networks," *J. Lightw. Technol.*, vol. 28(04), pp. 662-701, 2010.
- [17] C. J. Ssu-Yin, "Nanochemistry and sensing in photonic crystal fibers" Theses by University Erlangen-Nuremberg: Hochschul schriften server OPUS FAU, 2010.
- [18] J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell, D. M. Atkin, "All silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding," *Opt. Lett.*, vol. 21(19), pp. 1547-1549, 1996.
- [19] T. A. Birks, J. C. Knight, P. S. J. Russell, "Endlessly single mode photonic crystal fiber," *Opt. Lett.*, vol. 22(13), pp. 961-963, 1997.
- [20] J. Broeng, D. Mogilevstev, S. E. Barkou, A. Bjarklev, "Photonic crystal fibers: a new class of optical waveguides," *Opt. Fiber Technol.*, vol.5(3), pp. 305-330, 1999.
- [21] J. C. Knight, "Photonic crystal fibres," *Nature*, vol. 424 (6950), pp. 847-851, 2003.
- [22] P. S. J. Russell, "Photonic-crystal fibers," *J. Lightwave Technol.*, vol. 24(12), pp. 4729-4749, 2006.
- [23] K. Jin-Chae, K. Ho-Kyung, P. Un-Chul, L. Byeong-Ha, E. Joo-Beom, "The fabrication of a photonic crystal fiber and measurement of its properties," *Journal of the Optical Society of Korea*, vol. 7(2), pp. 79-83, 2003.
- [24] P. R. Laurent Bigot, P. Roy, "Fibres à cristal photonique : 10 ans d'existence et un vaste champ d'applications," *Images de la physique*, pp. 71-80, 2007.
- [25] S. A. Cerqueira, "Recent progress and novel applications of photonic crystal fibers," *Reports on Progress in Physics*, vol. 73(2), Article ID 024401, 2010.
- [26] A. M. R. Pinto, M. Lopez-Amo, "Photonic crystal fibers for sensing applications," *journal of sensors*, vol. 2012 , I.D. 598178, 2012.
- [27] H. V. Thakur, S. M. Nalawade, S. Gupta, R. Kitture, S. N. Kale, "Photonic crystal fiber injected with Fe₃O₄ nanofluid for magnetic field detection," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, Article ID 161101, 2011.
- [28] Y. Lu, M. T. Wang, C. J. Hao, Z. Q. Zhao, J. Q. Yao, "Temperature sensing using photonic crystal fiber filled with silver Nanowires and liquid," *IEEE Photonics Journal*, vol. 6 (3), 2014.
- [29] Y. Xuan, A.S.P. Chang, C. Bin, C. Gu, T.C. Bond, "Multiplexed gas sensing based on Raman spectroscopy in photonic crystal fiber," *Photonics Conf. (IPC) IEEE 2012*, pp. 447-448, 2012.
- [30] G. P. Agrawal, "Applications of nonlinear fiber optics," 2nd Ed., *Academic Press*, 2008.
- [31] S. Yio, P. B. B. Ruffin, F. T. S. Yu, S. Yin, "Fiber optic sensors," *Marcel Dekker*, New York, NY, USA, 2008.
- [32] R. Saidi, "Etude d'une structure de liaison par fibre optique : caractérisation de la propagation et bilan énergétique," *Mémoire de magister en Electronique*, Laboratoire de Génie Electrique de Biskra, 2009.
- [33] C. Caillaud, "Elaborations et caractérisations de fibres optiques microstructurées en verres de chalcogénures pour le moyen infrarouge," *Thèse de doctorat*, Université de Rennes 1, 2016.

- [34] J. M. Senior, "Optical fiber communications principles and practice" 3rd Ed., Pearson India Publication, 2015.
- [35] G. P. Agrawal, "Fibre-optic communication system," 3rd Ed., John Wiley & Sons, Inc., 2002.
- [36] J. A. Buck, "Fundamentals of optical fibers," 2nd Ed., John Wiley & Sons, Inc., 2004.
- [37] G. Meltz, W. Morey, W. H. Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method", *Opt. Lett.*, vol.14, pp. 823-825, 1989.
- [38] D. Kumar, P. K. Choudhury, "Introduction to modes and their designation in circular and elliptical fibers," *American Journal of Physics*, vol. 75, 546, 2007.
- [39] G. P. Agrawal, "Nonlinear fiber optics," 2nd Ed., Academic Press, Inc., 1995.
- [40] P. A. Belanger, "Optical fiber theory: a supplement to applied electromagnetism," *World Scientific Publishing Co Pte Ltd*, 1993.
- [41] A. K. Shukla, "Elements of optical communication and optoelectronics," *USP/Laxmi Publications (P) Ltd.*, New Delhi, 2012.
- [42] V. Lanticq, "Mesure répartie de température et de déformations par diffusion Brillouin de la fibre optique au capteur pour le génie civil," *Thèse de doctorat*, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, 2009.
- [43] V. S. Bagad, "Optical fiber communications," *Technical Publications Pune*, 2009.
- [44] A. Boucon, "Instabilité modulationnelle et génération de supercontinuum en régime d'excitation quasi continue dans les fibres optiques hautement non linéaires et microstructurées," *Thèse de doctorat*, Université de Franche-Comté, 2008.
- [45] N. Reinhold, "Essentials of modern optical fiber communication," 2nd Ed., Springer, 2016.
- [46] M. F. Ferreira, "Nonlinear Effects in optical fibers," *John Wiley & Sons, Inc.*, 2011.
- [47] E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics," *phys. Rev. Lett.*, vol.58, pp.2059, 1987.
- [48] C. M. Soukoulis, "Photonic Band Gap Materials" *Dordrecht, Boston: Kluwer Academic Publishers*, 1996.
- [49] S. David, "Etude de composants à cristaux photoniques dans la filière silicium pour les longueurs d'ondes des télécommunications optiques," thèse de Doctorat, Univ. de Paris sud, Mars 2003.
- [50] O. Graydon, G. J. Parker, R. Sambles., "Nature's nanostructures colour wings and stones," *Opto and Laser Europe*, vol. 51, pp. 31-36, June 1998.
- [51] D. W. Prather, A. Sharkawy, S. Shi, J. Murakowski, G. Schneider, "Photonic crystals, theory, applications and fabrication," *John Wiley & Sons, Inc.*, 2009.
- [52] Joannopoulos, R. D. Meade, J. N. Win, "Photonic Crystal: molding the flow of light," *Princeton Univ. Press*, 1995.
- [53] C. Esnouf, "Caractérisation microstructurale des matériaux," *PPUR*, 2011.
- [54] H. Alloul, "Physique des électrons dans les solides : Tome 1," *Ed. Ecole Polytechnique* 2007.

- [55] A. Boudissa, "Conception des filtres optiques à base de cristaux photoniques pour application dans les routeurs optiques dans les réseaux de télécommunication optiques," *thèse de doctorat*, Université Mentouri – Constantine, 2013.
- [56] K. Sakoda, "Optical properties of photonic crystals," *Springer*, 2005.
- [57] J. M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J. M. Gérard, D. Maystre, A. Tchelnokov, "Les cristaux photoniques ou la lumière en cage," *Hermes Science Publications*, 2003.
- [58] S. Massaoudi, "Etude théorique et expérimentale des matériaux à bandes interdites photoniques bidimensionnels en micro-onde : application à l'ultraréfraction," *Thèse de Doctorat*, Université PARIS XI, 2005.
- [59] D. Neel, "Etude en champ proche optique de guides à cristaux photoniques sur SOI," *Thèse de Doctorat*, Institut national des sciences appliquées de Lyon, 2005.
- [60] E. Yablonivitch, T. J. Gmitter, K. M. Leung, "Photonic band structure: The face centred cubic case employing nonspherical Atoms," *Phy. Rev. Lett.*, vol. 67, pp. 2295-2298, 1991.
- [61] D. R. Smith, S. Schultz, N. Kroll, M. Sigalas, K. M. Ho, M. Soukoulis, "Experimental and theoretical results for a two-dimensional metal photonic band-gap cavity," *Appl. Phy. Lett.*, vol. 65, 1994.
- [62] F. Gadot, "Modélisation et caractérisation expérimentale de matériaux à bandes interdites photoniques en micro-Ondes," *thèse de Doctorat*, Univ. De Paris sud, 1999.
- [63] A. Benmerkhi, "Influence des paramètres géométriques sur la cavité à cristaux photoniques bidimensionnels," *Mémoire de magister*, Univ. Mentouri Constantine, 2008.
- [64] F. Benaïssa, "Etude et Simulation de la Propagation des ondes électromagnétiques dans les guides à cristaux photoniques-application aux fibres optiques," *Mémoire de magister*, Univ. Abou-Baker Belkaid -Tlemcen, 2013.
- [65] F. Lacour, "Propagation de la lumière dans les nanostructures et cristaux photoniques planaires associés aux guides d'onde : fabrication et caractérisation," *thèse de Doctorat*, Univ. de Franche-Comté, 2005.
- [66] A. Bjarklev, J. Broeng, A. S. Bjarklev, "photonic crystal fibres," *Kluwer Academic Publishers*, Boston, Mass, USA, 2003.
- [67] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, J. P. de Sandro, "Properties of photonic crystal fiber and the effective index model," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 15(3), pp. 748-752 1998.
- [68] A. Peyrilloux, "Modélisation et caractérisation des fibres microstructurées air/silice pour application aux télécommunications," *Thèse de doctorat*, Univ. de Limoges, 2003.
- [69] M. El Amraoui, "Fibres optiques microstructurées chalcogénures fortement non linéaires à base AS₂S₃ : vers de nouvelles sources supercontinuum infrarouges," *thèse de Doctorat*, Univ. de Bourgogne, 2010.

- [70] J. C. Knight, J. Broeng, T. A. Birks, P. St. J. Russell, "Photonic band gap guidance in optical fibers," *Science*, vol. 282 (5393), pp. 1476-1478, 1998.
- [71] J. A. West, C. M. Smith, N. F. Borrelli, D. C. Allan, K. W. Koch, "Surface modes in air-core photonic band-gap fibers," *Opt. Express*, vol. 12(8), pp. 1485-1496, 2004.
- [72] A. B. García, J. A. A. Lucio, I. A. Sukhoivanov, J. R. Pinales, R. R. Laguna, "Numerical study of photonic crystal fiber with ultra-flattened chromatic dispersion in anomalous and normal dispersion regimes," *Optik*, vol. 126(13), pp. 1307-1311, 2015.
- [73] B. Wetzel, "Études expérimentales et numériques des instabilités non linéaires et des vagues scélérates optiques," *thèse de Doctorat*, Univ. de Franche-Comté, 2012.
- [74] D. J. Xu, H. S. Song, W. Wang, Y. Fan, B. Yang, "Numerical analysis of a novel high birefringence photonic crystal fiber," *Optik*, vol. 124 (12), pp. 1290-1293, 2013.
- [75] J. M. Dudley, G. Genty, S. coen, "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber," *Reviews of Modern Physics*, vol. 78 (4), pp. 1135-1184, 2006.
- [76] S. S. Ahmed, A. I. Mahmood, "The Influence of core diameter on endlessly single mode properties for index guiding photonic crystal fiber," *IJAREEIE*, vol. 41, 2015.
- [77] R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, D. C. Allan, "Single-mode photonic band gap guidance of light in air," *Science*, vol. 285, pp. 1537-1539, 1999.
- [78] P. Roy, P. Leprous & al., "Photonic crystal fibres for lasers and amplifiers," *Comptes Rendus Physique*, vol.7(2), pp. 224-232, 2006.
- [79] C. M. Smith, N. Venkataraman, M. T. Gallagher, D. Müller, J.A. West, N. F. Borrelli, D. C. Allan, K. W. Koch, "Low-loss hollow-core silica/air photonic bandgap fibre," *Nature*, vol. 424, pp. 657-659, 2003.
- [80] N. A. Mortensen, J. R. Folkenberg, M. D. Nielsen, K. P. Hansen, "Modal cutoff and the V parameter in photonic crystal fibers," *Opt. Lett.*, vol. 28(20), pp. 1879-1881, 2003.
- [81] R. Cherif, " Étude des Effets Non-Linéaires dans les Fibres à Cristaux Photoniques," *thèse de Doctorat*, École Supérieure des Communications de Tunis, 2009.
- [82] C. Lecaplain, B. Ortac, G. MacHinet & al., "High-energy femtosecond photonic crystal fiber laser," *Opt. Lett.*, vol. 35(19), pp. 3156-3158, 2010.
- [83] K. Saitoh, M. Koshiba, T. Hasegawa, E. Sasaoka, "Chromatic dispersion control in photonic crystal fibers: application to ultra-flattened dispersion," *Opt. Express*, vol.11(8), pp. 843-852, 2003.
- [84] M. M. Haque, M. S. Rahman, M. S. Habib, M. Sel. Habib, S. M. A. Razzak, "A new circular photonic crystal fiber for effective dispersion compensation over E to L wavelength bands," *J. Microw. Optoelectron. Electromagn. Appl.*, vol.12, 2013.
- [85] A. Medjouri, E. Meraghni, H. Hathroubi, O. Ziane, "Design of ZBLAN photonic crystal fiber with nearly zero ultra-flattened chromatic dispersion for supercontinuum generation," *Optik*, vol. 135, pp. 417-425, 2017.

- [86] Q. Xu, "Simulation on dispersion and birefringence properties of photonic crystal fiber," *Chin. Opt. Lett.*, 12 S11302, 2014.
- [87] J. C. Knight, T. A. Birks, R. F. Cregan, P. S. J. Russell, J. P. De Sandro, "Large mode area photonic crystal fibre," *Electron. Lett.*, vol. 34(13), pp. 1347-1348, 1998.
- [88] F. Poli, A. Cucinotta, S. Selleri, "Photonic crystal fibers: Properties and applications", *Springer* 2007.
- [89] S. H. Chen, Z. G. Zhang, Q. Y. Wang, F. D. Zhang, "Rayleigh scattering property in photonic crystal fiber" *Journal of Tianjin University Science and technology*, vol. 40(7), 2007.
- [90] C. Markos, I. Kubat, O. Bang, "Nonlinear Kerr effect in a hybrid polymer/chalcogenide photonic crystal fiber," *Proceeding Conf. Nonlinear Optics 2015 Optical Society of America*, paper NW4A.22, 2015.
- [91] S. Lebrun, P. Delaye, G. Roosen, "Stimulated Raman scattering in hollow core photonic crystal fibres" *Annales de Physique, EDP Sciences*, vol. 32, pp. 45-51, 2007.
- [92] B. Stiller, "Brillouin scattering in photonic crystal fiber: from fundamentals to fiber optic sensors" Thèse Optics / Photonic. Université de Franche-Comté, 2011.
- [93] L. Yan-feng, H. Ming-lie, C. Lu, W. Ching-yue, "Enhanced nonlinear effects in photonic crystal fibers," *Frontiers of Physics in China*, vol. 1(2), pp. 160-170, 2006.
- [94] X. Sang, P. L. Chu, C. Yu, "Applications of nonlinear effects in highly nonlinear photonic crystal fiber to optical communications," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 37(10), pp. 965-994, 2005.
- [95] A. Bjarklev, J. Broeng, A. S. Bjarklev, "Photonic crystal fibres," *Kluwer Academic Publishers*, Boston, Mass, USA, 2003.
- [96] R. A. Norton, R. Scheichl, "Plane wave expansion methods for photonic crystal fibres," *Applied Numerical Mathematics*, vol. 63, pp. 88-104, 2013.
- [97] S. K. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media," *IEEE Trans. Antennas and propagation*, vol.14, pp. 302-307, 1966.
- [98] Z. Zhu, T. G. Brown, "full vectorial finite difference analysis of microstructured optical fibers," *Opt. Express*, vol. 10, pp. 853-864, 2002.
- [99] F. Fogli, L. Saccomandi, P. Bassi, G. Bellanca, S. Trillo, "Full vectorial BPM modelling of index-guiding photonic crystal fibers and couplers," *Opt. Express*, vol. 10, pp. 54-59, 2002.
- [100] A. Peyrilloux, "Modélisation et caractérisation des fibres microstructurées air/silice pour application aux télécommunications," Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2003.
- [101] F. Assous, P. Degond, E. Heintze, P. A. Raviart, J. Segré, "finite element method for solving the three-dimensional Maxwell equations," *J. Comput. Phys.*, pp. 222-237, 1993.

- [102] J. M. Sierra-Hernandez, R. Rojas-Laguna, E. Vargas-Rodriguez, J. C. Gutierrez-Gutierrez, “A tunable multi-wavelength laser based on a Mach–Zehnder interferometer with photonic crystal fiber,” *Laser Physics*, vol. 23(5), 2013.
- [103] J. M. Hsu, C. L. Lee, J. S. Horng, J. J. H. Kung, “Polarization-maintaining photonic crystal fiber with rim-touched defect-holes,” *Opt. Commun.*, vol. 298-299, pp. 125-128, 2013.
- [104] M. Y. Chen, Y. K. Zhang, J. Zhou, E. Y. B. Pun, “Coupling characteristics of three-core photonic crystal fiber couplers,” *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, vol. 11(1), 2008.
- [105] A. Barrientos-Garcia, J. A. Andrade-Lucio, I. A. Sukhoivanov, R. Rojas-Laguna, “Numerical study of photonic crystal fiber with ultra-flattened chromatic dispersion in anomalous and normal dispersion regimes,” *Optik*, vol. 126(13), pp. 1307–1311, 2015.
- [106] L. Tian, L. Wei, F. Guoying, “Numerical simulation of supercontinuum generation in liquid-filled photonic crystal fibers with a normal flat dispersion profile,” *Opt. Commun.*, vol. 334, pp. 196-202, 2015.
- [107] J. M. Sierra-Hernandez, R. Rojas-Laguna, E. Vargas-Rodriguez, P. Zaca-Moran, “A tunable multi-wavelength erbium doped fiber laser based on a Mach–Zehnder interferometer and photonic crystal fiber,” *Laser Physics*, vol. 23(12), 2013.
- [108] M. Wang, Y. Lu, C. Hao, X. Yang, J. Yao, “Simulation analysis of a temperature sensor based on photonic crystal fiber filled with different shapes of nanowire,” *Optik*, vol. 126 (23), pp. 3687-3691, 2015.
- [109] S. Yio, P. B. B. Ruffin, F. T. S. Yu, S. Yin, “Fiber optic sensors,” *Marcel Dekker*, New York, NY, USA, 2008.
- [110] S. Amoudache, “Cristaux phoxoniques accordables ; application au domaine des capteurs,” *thèse de Doctorat*, Univ. de Mouloud Mammeri de Tizi-ouzou, 2015.
- [111] M.T. Souici, “Etude et conception d’un capteur d’ondes acoustiques en milieu sous-marin à base de laser à fibre dopée,” *thèse de Doctorat*, Univ. de Montpellier 2, 2014.
- [112] Y. S. Mamdem, “Capteurs à fibres optiques répartis par effet Brillouin : séparation de la dépendance à la température et à la déformation,” *thèse de Doctorat*, Univ. de ParisTech 2012.
- [113] S. Maguis, “Biocapteurs à fibres optiques fondés sur les réseaux de Bragg en angle fonctionnalisés,” *thèse de Doctorat*, Ecole centrale de Lyon, 2008.
- [114] P. Ferdinand, “Capteurs à fibres optiques à réseaux de Bragg,” *Les Techniques de l’Ingénieur*, Traité Mesures et contrôle, 2008.
- [115] T. Bae, R. A. Atkins, H. F. Taylor, W. N. Gibler, “Interferometric fiber-optic sensor embedded in a spark plug for in-cylinder pressure measurement in engines,” *Applied Optics*, vol. 42(6), pp. 1003–1007, 2003.

- [116] D. Inaudi, B. Glisic, "Long-range pipeline monitoring by distributed fiber optic sensing," in *Proceedings of the 6th International Pipeline Conference (IPC '07)*, pp. 763-772, Calgary, Canada, 2007.
- [117] D. Inaudi, B. Glisic, "Overview of fibre optic sensing applications to structural health monitoring," *Symposium on Deformation Measurement and Analysis*, pp. 1-10, 2008.
- [118] Y. Hayakawa, "Temperature monitoring solution using DTSX200 fiber optic distributed temperature sensor," *Yokogawa Technical Report English Edition*, vol. 5(1), 2014.
- [119] B. J. Soller, D. K. Gifford, M. S. Wolfe, M. E. Froggatt, "High resolution optical frequency domain reflectometry for characterization of components and assemblies," *Opt. Express*, vol. 13 (2), pp. 666-674, 2005.
- [120] R. P. Chandy, P. J. Scully, P. Eldridge, F. Colin, "An optical fiber sensor for biofilm measurement using intensity modulation and image analysis," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6(5), 2000.
- [121] M. Takahashi, K. Sasaki, A. Ohno, Y. Hirata, K. Terai, "Sagnac interferometer-type fibre-optic current sensor using single-mode fibre down leads," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 15(8), 2004.
- [122] Y. Yang, H. Xia, W. Jin, "Practical polarization maintaining optical fibre temperature sensor for harsh environment application," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 18(10), 2007.
- [123] A. G. Mignani, L. Ciaccheri, N. Díaz-Herrera, A. A. Mencaglia, "Optical fiber spectroscopy for measuring quality indicators of lubricant oils," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 20 (3), 2009.
- [124] I. Sankawa, S. ichi Furukawa, Y. Koyamada, H. Izumita, "Fault-locating technique for in-service 1:98 branched optical networks using an amplified optical time domain reflectometer," *Optical Fiber Communication*, paper WN8, *Optical Society of America*, 1991.
- [125] Z. C. Tiu, A. Zarei, H. Ahmad, S.W. Harun, "Multi-wavelength mode-locked erbium-doped fiber laser with photonic crystal fiber in figure-of-eight cavity," *Optik*, vol. 127(15), pp. 5894-5898, 2016.
- [126] D. Courjon, C. Bainier, "Le champ proche optique théorie et applications," Ed. Springer 2001.
- [127] J. Park, J. Kobelke, "Photonic crystal Fiber with ring-core hollow-defect for evanescent wave chemical sensing," *35th European Conference on Optical Communication, ECOC '09*, 2009.
- [128] J. B. Jensen, L. H. Pedersen, P. E. Hoiby, A. Bjarklev, "Photonic crystal fiber based evanescent-wave sensor for detection of biomolecules in aqueous solutions," *Opt. Lett.*, vol. 29, pp.1974-1976 2004.
- [129] J. B. Jensen, P. E. Hoiby, G. Emilianov, O. Bang, L. H. Pedersen, A. Bjarklev, "Selective detection of antibodies in microstructured polymer optical fibers," *Opt. Express*, vol. 13, pp. 5883-5889, 2005.
- [130] H. L. Ho, Y. L. Hoo, W. Jin & al., "Optimizing microstructured optical fibers for evanescent wave gas sensing," *Sens. Actuators B-Chem.*, vol. 122(1), pp. 289-294, 2007.

- [131] J. M. Fini, "Microstructure fibres for optical sensing in gases and liquids," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 15, pp. 1120–1128, 2004.
- [132] Y. Yue, G.Y. Kai, Z. Wang, T. T. Sun, L. Jin, Y.F. Lu, C. S. Zhang, X. Y. Dong, "Highly birefringent elliptical-hole photonic crystal fiber with squeezed hexagonal lattice," *Opt. Lett.*, vol. 32, pp. 469-471, 2007.
- [133] S. He, C. L. Zhao, X. Dong, S. Zhang, S. Jin, J. Guo, H. Wei, "High-sensitive temperature sensor based on alcohol-filled highly birefringent photonic crystal fiber loop mirror," *Proc. SPIE 7753*, 21st International Conference on Optical Fiber Sensors, 77533U, 2011.
- [134] N. Ayyanar, D. Vigneswaran, M. Sharma, M. Sumathi, M. S. Mani Rajan, S. Konar, "Hydrostatic pressure sensing using high birefringence photonic crystal fibers," *IEEE Sensors Journal*, vol. 17(3), 2017.
- [135] S. Rota-Rodrigo, A. M. R. Pinto, M. Bravo, M. Lopez-Amo, "An in-reflection strain sensing head based on a Hi-Bi photonic crystal fiber," *Sensors*, vol. 13 (7), pp. 8095-8102, 2013.
- [136] W. Jin, H. F. Xuan, H. L. Ho, "Sensing with hollow-core photonic bandgap fibers," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 21, Article ID 094014, 2010.
- [137] T. Ritari, J. Tuominen, H. Ludvigsen, "Gas sensing using air-guiding photonic bandgap fibers," *Opt. Express*, vol. 12 (17), pp. 4080-4087, 2004.
- [138] W. Helin, Y. Aijun, "Temperature sensing property of hollow-core photonic bandgap fiber filled with CdSe/ZnS quantum dots in an UV curing adhesive," *Opt. Fiber Technol.*, vol. 38, pp. 104-107, 2017.
- [139] J. Sun, C. C. Chan, "Photonic bandgap fiber for refractive index measurement," *Sens. Actuators B-Chem.*, vol. 128, pp. 46–50, 2007.
- [140] M. Skorobogatiy, "Microstructured and photonic bandgap fibers for applications in the resonant bio- and chemical sensors," *Journal of Sensors*, vol. 2009 Article ID 524237, 2009.
- [141] F. Berghmans, T. Geernaert, T. Baghdasaryan, H. Thienpont, "Challenges in the fabrication of fibre Bragg gratings in silica and polymer microstructured optical fibres," *Laser Photon. Rev.*, vol. 8 (1), pp. 27–52, 2014.
- [142] N. Groothoff, J. Canning, E. Buckley, K. Lyttikainen, J. Zagari, "Bragg gratings in air-silica structured fibers," *Opt. Lett.*, vol. 28, pp. 233–235, 2003.
- [143] A. Lagrost, "Génération de peignes de longueurs d'ondes à haut débit pour les télécommunications optiques," *thèse de Doctorat*, Univ. de Rennes 1, 2010.
- [144] C. Sonnenfeld, G. Luyckx, F. Collombet, F. Berghmans, "Embedded fiber Bragg gratings in photonic crystal fiber for cure cycle monitoring of carbon fiber-reinforced polymer materials," *Proc. SPIE 8775*, Micro-structured and Specialty Optical Fibres II, 87750O, 2013.

- [145] T. Geernaert, S. Sulejmani, C. Sonnenfeld, F. Berghmans, "Internal strain monitoring in composite materials with embedded photonic crystal fiber Bragg gratings," *Proc. SPIE* 9226, Nanophotonics and Macrophotonics for Space Environments, 92260D, 2014.
- [146] F. Berghmans, T. Geernaert, C. Sonnenfeld, S. Sulejmani, H. Thienpon, "Microstructured optical fiber Bragg grating sensors for structural health monitoring applications," *7th European Workshop on Structural Health Monitoring*, Nantes, France, 2014.
- [147] R. M. I. Alzubaidi, A. A. Al-Dergazly, A. Candiani, A. Cucinotta, E. D. Filla, S. Selleri, "Biosensor based on microstructured optical fiber Bragg grating for DNA detection," article ID: 14399811 *Conference on Photonics Technologies*, Fotonica AEIT Italian, Naples, Italy 2014.
- [148] F. Berghmans, A. Gusarov, "Fiber Bragg Grating Sensors in Nuclear Environments," Andrea Cusano, Antonello Cutolo and Jacques Albert (Eds) Bentham Science Publishers Ltd., 2011.
- [149] L. Rindorf, O. Bang, "Sensitivity of photonic crystal fiber grating sensors: bio-sensing, refractive index, strain, and temperature sensing," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 25, pp. 310-324, 2008.
- [150] J. Ju, W. Jin, "Long period gratings in photonic crystal fibers," *Photonic Sensors*, vol. 2(1), pp. 65-70, 2012.
- [151] J. Kanka, "Design of turn-around-point long-period gratings in a photonic crystal fiber for refractometry of gases," *Sens. Actuators B-Chem.*, vol. 182, pp. 16-24, 2013.
- [152] L. Rindorf, J. B. Jensen, M. Dufva, L.H. Pedersen, P. E. Høiby, O. Bang, "Photonic crystal fiber long-period gratings for biochemical sensing," *Opt. Express*, vol. 14(18), pp. 8224-8231, 2006.
- [153] Y. Zhu, Z. He, H. Du, "Detection of external refractive index change with high sensitivity using long-period gratings in photonic crystal fiber," *Sens. Actuators B-Chem.*, vol. 131 (1), pp. 265-269, 2008.
- [154] C. Zhao, Y. Wang, Y. Jin, J. Kang, X. Dong, S. Jin, "High birefringence fiber loop mirror (Hi Bi-FLM) temperature sensor based on photonic crystal fiber-long period grating (PCF-LPG) differential modulation," *China Patent*, 2011.
- [155] W. J. Bock, J. Chen, P. Mikulic, T. Eftimov, M. Korwin-Pawlowski, "Pressure sensing using periodically tapered long-period gratings written in photonic crystal fibres," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 18 (10), pp. 3098-3102, 2007.
- [156] Z. He, Y. Zhu, H. Du, "Effect of macro-bending on resonant wavelength and intensity of long-period gratings in photonic crystal fiber," *Opt. Express*, vol. 15(4), pp. 1804-1810, 2007.
- [157] O. Frazão, J. Baptista, J. L. Santos, P. Roy, "Curvature sensor using a highly birefringent photonic crystal fiber with two asymmetric hole regions in a Sagnac interferometer," *Appl. Opt.*, vol. 47(13), pp. 2520-2523, 2008.
- [158] W. C. Wong, C. C. Chan, H. Gong, K. C. Leong, "Mach-Zehnder photonic crystal interferometer in cavity ring-down loop for curvature measurement," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 23(12), pp. 795-797, 2011.

- [159] Q. Shi, Z. Wang, L. Jin & al., "A hollow-core photonic crystal fiber cavity based multiplexed Fabry-Perot interferometric strain sensor system," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 20(15), pp. 1329-1331, 2008.
- [160] J. M. Hsu, J. S. Horng, C. L. Hsu, C. L. Lee, "Fiber-optic Michelson interferometer with high sensitivity based on a liquid-filled photonic crystal fiber," *Opt. Commun.*, vol. 331, pp. 348-352, 2014.
- [161] O. Frazão, C. Jesus, J. M. Baptista, J. L. Santos, P. Roy, "Fiber-optic interferometric torsion sensor based on a two-LP-mode operation in birefringent fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 21(17), pp. 1277-1279, 2009.
- [162] S. H. Aref, M. I. Zibaii, M. Kheiri & al., "Pressure and temperature characterization of two interferometric configurations based on suspended-core fibers," *Opt. Commun.*, vol. 285 (3), pp. 269-273, 2012.
- [163] J. Ju, Z. Wang, W. Jin, M. S. Demokan, "Temperature sensitivity of a two-mode photonic crystal fiber interferometric sensor," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 18 (20), pp. 2168-2170, 2006.
- [164] T. Kurashima, T. Horiguchi, M. Tateda, "Distributed-temperature sensing using stimulated Brillouin scattering in optical silica fibers," *Opt. Lett.*, 15(18), pp. 1038-1040, 1990.
- [165] M. Tateda, T. Horiguchi, T. Kurashima, K. Ishihara, "First measurement of strain distribution along field-installed optical fibers using Brillouin spectroscopy," *J. Lightwave Technol.*, vol. 8(9), pp. 1269 -1272, 1990.
- [166] D. Eloorz, Y. Antman, N. Levanon, A. Zadok, "High-resolution long-reach distributed Brillouin sensing based on combined time-domain and correlation- domain analysis," *Opt. Express*, vol. 22(6), pp. 6453-6463, 2014.
- [167] L. Zou, X. Bao, V. S. Afshar, Liang Chen, "Dependence of the Brillouin frequency shift on strain and temperature in a photonic crystal fiber," *Opt. Lett.*, vol. 29(13), pp. 1485-1487, 2004.
- [168] K. Kneipp, H. Kneipp, I. Itzkan, R. R. Dasari, M. S. Feld, "Ultrasensitive chemical analysis by Raman spectroscopy," *Chem. Rev.*, vol. 99(10), pp. 2957-2975, 1999.
- [169] X. Yang, C. Shi, R. Newhouse, J. Z. Zhang, C. Gu, "Hollow-core photonic crystal fibers for surface-enhanced Raman scattering probes," *International Journal of Optics*, vol. 2011, Article ID 754610, 2011.
- [170] C. E. Taylor, J. E. Pemberton, G. G. Goodman, M. H. Schoenfish, "Surface enhancement factors for Ag and Au surfaces relative to Pt surfaces for monolayers of thiophenol," *Appl. Spectrosc.*, vol. 53 (10), pp. 1212-1221, 1999.
- [171] K. Kneipp, Y. Wang, H. Kneipp & al., "Single molecule detection using surface-enhanced Raman scattering (SERS)," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 78(9), pp. 1667-1670, 1997.

- [172] X. Yang, C. Shi, D. Wheeler & al., "High-sensitivity molecular sensing using hollow-core photonic crystal fiber and surface enhanced Raman scattering," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 27(5), pp. 977-984, 2010.
- [173] A. Khetani, A. Momenpour, T. Monfared, V. S. Tiwari, H. Anis, "Hollow core photonic crystal fiber as a reusable Raman biosensor," *Proc. SPIE 8576*, Optical Fibers and Sensors for Medical Diagnostics and Treatment Applications XIII, 85760F, 2013.
- [174] A. Khetani, A. Momenpour, E. I. Alarcon, H. Anis, "Hollow core photonic crystal fiber for monitoring leukemia cells using surface enhanced Raman scattering (SERS)," *Proc. of SPIE*, vol. 10025, Advanced Sensor Systems and Applications VII; 100251H, 2016.
- [175] H. Marks, M. Schechinger, J. Garza, A. Locke, G. Coté, "Surface enhanced Raman spectroscopy (SERS) for in vitro diagnostic testing at the point of care," *Nanophotonics De Gruyter*, vol. 6(4), pp. 681-701, 2017.
- [176] S. Hanf, R. Keiner, D. Yan, J. Popp, T. Frosch, "Fiber-enhanced Raman multigas spectroscopy: A versatile tool for environmental gas sensing and breath analysis," *Anal. Chem.*, vol. 86(11), pp. 5278-5285, 2014.
- [177] E. Kretschmann, H. Reather, "Radiative decay of non-radiative surface plasmons excited by light," *Zeitschrift für Naturforschung*, vol. 23A, pp. 2135-2136, 1968.
- [178] B. Liedberg, C. Nylander, I. Lunström, "Surface plasmon resonance for gas detection and biosensing," *Sens. Actuators*, vol. 4, pp. 299-304, 1983.
- [179] J. Homola, "Surface plasmon resonance sensors for detection of chemical and biological species," *Chem. Rev.*, vol. 108, pp. 462-493, 2008.
- [180] Y. Zhao, Z. Q. Deng, J. Li, "Photonic crystal fiber based surface plasmon resonance chemical sensors," *Sens. Actuators B Chem.*, vol. 202, pp. 557-567, 2014.
- [181] R. Otupiri, E. K. Akowuah, S. Haxha, "Multi-channel SPR biosensor based on PCF for multi-analyte sensing applications," *Opt. Express*, vol. 23(12), pp. 15716-15727, 2015.
- [182] C. C. Wong, J. L. Chan Boo, Z. Y. Teo, Z. Q. Tou, H. B. Yang, C. M. Li, K. C. Leong, "Photonic crystal fiber surface plasmon resonance biosensor based on protein G immobilization," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 19(3), 2013.
- [183] J. F. Masson, "Surface Plasmon Resonance Clinical Biosensors for Medical Diagnostics," *ACS Sens.*, vol. 2(1), pp. 16-30, 2017.
- [184] A. Nookea, U. Beckb, A. Hertwig, J. Steinbach, "On the application of gold based SPR sensors for the detection of hazardous gases," *Sens. Actuators B-Chem.*, vol.149(1), pp. 194-198, 2010.
- [185] A. A. Rifat, R. Ahmed, A. K. Yetisen, F. R. Adikan, "Photonic crystal fiber based plasmonic sensors," *Sens. Actuators B-Chem.*, vol. 243, pp. 311-325, 2017.
- [186] W. Qian, C. L. Zhao, S. He, H. Wei, "High-sensitivity temperature sensor based on an alcohol-filled photonic crystal fiber loop mirror," *Opt. Lett.*, vol. 36 (9), pp. 1548-1550, 2011.

- [187] D. Wu, Y. Zhao, H. Hu, "Experimental research on FLM temperature sensor with an ethanol-filled photonic crystal fiber," *Sens. Actuator A-Phys.*, vol. 209, pp. 62-67, 2014.
- [188] W. Qian, C.L. Zhao, C. C. Chan, L. Hu, T. Li, W. C. Wong, P. Zu, X. Dong, "Temperature sensing based on Ethanol-filled photonic crystal fiber modal interferometer," *IEEE Sensors Journal*, vol.12(8), pp. 2593-2597, 2012.
- [189] D. Leandro, M. Bravo, M. Lopez-Amo, "High resolution polarization-independent high birefringence fiber loop mirror sensor," *Opt. Express*, vol. 23(24), pp. 30985-30990, 2015.
- [190] R. Boufenar, M. Bouamar, A. Hocini, "Numerical analysis of highly birefringent photonic crystal fiber for temperature sensing application," *Elsevier, Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications*, vol.24, pp. 47–52, 2017.
- [191] L. Jingli, H. Shanglin, L. Yanjun, L. Xiaoxiao, "Temperature dependence of liquid filled photonic crystal fibers," *PIERS Proceedings Aug2014*, pp. 565-568, 2014.
- [192] F. Brechet, J. Marcou, D. Pagnoux, P. Roy, "Complete analysis of the characteristics of propagation into photonic crystal fibers by Finite Element Method," *Opt. Fiber Technol.*, vol. 6, pp. 181-191, 2000.
- [193] L. Jianfei, S. Junqiang, "High birefringent rectangular-lattice photonic crystal fibers with low confinement loss employing different sizes of elliptical air holes in the cladding and the core," *Opt. Fiber Technol.*, vol.18, pp. 457-461, 2012.
- [194] M. S. Ferreira, M. S. Ricardo, F. Orlando, in: Moh Yasin (Ed.), "High-birefringent fiber loop mirror sensors: New Developments," *Fiber Optic Sensors*, ISBN 978-953-307-922-6., 2012.
- [195] J. B. Du, Y. G. Liu, Z. Wang, Z. Y. Liu, B. Zou, L. Jin, B. Liu, G. Y. Kai, X. Y. Dong, "Thermally tunable dual-core photonic bandgap fiber based on the infusion of a temperature-responsive liquid," *Opt. Express*, vol. 16(6), pp. 4263-4269, 2008.
- [196] Y. Wang, M. Yang, D. N. Wang, C. R. Liao, "Selectively infiltrated photonic crystal fiber with ultrahigh temperature sensitivity," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 23(20), pp. 1520-1522, 2011.
- [197] T. A. Birks, D. M. Bird, T. D. Hedley, J. M. Pottage, P. St. J. Russell, "Scaling laws and vector effects in bandgap-guiding fibres," *Opt. Express*, vol. 12, pp. 69-74, 2004.
- [198] N. M. Litchinitser, S. C. Dunn, P. E. Steinvuelzel, C. M. de Sterke, "Application of an ARROW model for designing tunable photonic devices," *Opt. Express*, vol. 12(8), pp.1540-1550, 2004.
- [199] T. T. Larsen, A. Bjarklev, D. S. Hermann, J. Broeng, "Optical devices based on liquid crystal photonic bandgap fibres," *Opt. Express*, vol. 11, pp. 2589-2596, 2003.
- [200] T. R. Woliński, K. Szaniawska, K. Bondarczuk, J. Wojcik, "Propagation properties of photonic crystal fibers filled with nematic liquid crystals," *Opto-Electron. Rev.*, vol. 13(2), pp. 177-182, 2005.

- [201] R. Boufenar, M. Bouamar, A. Hocini, "Numerical analysis of a temperature sensor based on the photonic band gap effect in a photonic crystal fiber," *Elsevier, Chinese Journal of Physics*, vol. 56, pp.1126–1132, 2018.
- [202] G. Antonopoulos, F. Benabid, T. Birks, P. Russell, "Experimental demonstration of refractive index scaling in photonic bandgap fibers," *Proceedings of Conference on Lasers and Electro-Optics*, Paper CThHH1. San Francisco, 2004.
- [203] D. Ferrarini, L. Vincetti, M. Zoboli, A. Cucinotta, S. Selleri, "Leakage properties of photonic crystal fibers," *Opt. Express*, vol. 10(23), pp. 1314-1319, 2002.
- [204] P. J. Roberts, F. Couny, H. Sabert, T. A. Birks, J. C. Knight, P. St. J. Russell, "Ultimate low loss of hollow-core photonic crystal fibres," *Opt. Express*, vol. 13(1), pp. 236-244, 2005.
- [205] K. Saitoh, N.A. Mortensen, M. Koshiba, "Air-core photonic band-gap fibers: the impact of surface modes," *Opt. Express*, vol. 12, pp. 394-400, 2004.
- [206] B. Li, J. Lou, H. Xu, J. Huang, B. Xu, W. Shen, "Numerical investigation of photonic crystal fiber sensor sensitivity based on evanescent wave absorption," *Proc. SPIE 9274, Advanced Sensor Systems and Applications VI*, 92741V, 2014.
- [207] H. Ademgil, "Highly sensitive octagonal photonic crystal fiber based sensor," *Optik*, vol. 125(20), pp. 6274-6278, 2014.
- [208] M. Morshed, M. I. Hasan, S. M. Abdur Razak, "Enhancement of the sensitivity of gas sensor based on microstructure optical fiber," *Photonic Sensors*, vol. 5(4), pp. 312-320, 2015.

Travaux scientifiques réalisés

Liste des publications et Conférences

- [1] **R. Boufenar, M. Bouamar, A. Hocini**, “Numerical Analysis of Highly Birefringent Photonic Crystal Fiber for Temperature Sensing Application,” *Elsevier, Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, Volume 24, Pages 47–52, May 2017.
- [2] **R. Boufenar, M. Bouamar, A. Hocini**, “Numerical analysis of a temperature sensor based on the photonic band gap effect in a photonic crystal fiber,” *Elsevier, Chinese Journal of Physics*, Volume 56, Pages 126–1132, 2018.
- [3] **R. Boufenar, M. Bouamar, A. Hocini**, “Design and Simulation of Temperature Sensor based on Long Period Grating in Liquid Filled Photonic Crystal Fiber,” *Advanced Electromagnetics Journal*, Volume 7 No 3, 2018.
- [4] **R. Boufenar, M. Bouamar, A. Hocini**, “Sensitivity Enhancement of Methane Detection Based On Hollow Core Photonic Crystal Fiber,” *ALGERIAN JOURNAL OF SIGNALS AND SYSTEMS (AJSS)*, ISSN: 2543-3792.
- [5] **R. Boufenar, M. Bouamar, A. Hocini** “Simulation and Numerical Analysis of Highly Birefringent Photonic Crystal Fiber Temperature sensor,” *The 4th International Conference on the Physics of Optical Materials and Devices, ICOM 2015*, Budva/Monténégro, September 2015.
- [6] **R. Boufenar, M. Bouamar, A. Hocini**, “Sensitivity Enhancement of Methane Detection Based On Hollow Core Photonic Crystal Fiber,” *International Conference on Advanced Communication Systems and Signal Processing, ICOSIP 2015*, Tlemcen, Algeria, 8-9 November 2015.
- [7] **R. Boufenar, M. Bouamar, A. Hocini**, “Simulation and Optimization Design of Photonic Crystal Fiber for Sensing Applications in Aqueous Solutions,” *The First National Conference on Electronics and New Technologie, NCENT’2015*, M’Sila, Algeria, 19-20 May, 2015.
- [8] **R. Boufenar, M. Bouamar, A. Hocini**, “Sensitivity Enhancement of Oxygen Detection by Using Hollow Core Photonic Crystal Fiber,” *International Conference on Electronics and New Technologies, ICENT-2017*, M’Sila, Algeria, 14-15 November 2017.

ملخص: تبدو الألياف الكريستالية الفوتونية مكان متميز لتفاعلات قوية بين الأمواج الضوئية والمواد المراد تحليلها عندما يتم إدخالها في القنوات الميكرومترية بالقرب من نواة الليف. خلال هذه الأطروحة نعرض الخصائص الضوئية المميزة لألياف الكريستالية الفوتونية مثل: الوضع الكهرومغناطيسي المفرد، الانكسار، والآثار غير الخطية.. الخ. يعتبر تأثير فجوة الحزمة الضوئية معامل مهم في عملية الكشف. حاولنا دراسة هذا التأثير، خاصة بالنسبة للألياف ذات النواة الجوفاء واستغلال هذه الخاصية لقياس درجة الحرارة وكشف غاز الأكسجين. خصائص أخرى مثل الانكسار، شبكات Bragg و الامتصاص اكتست لدينا أهمية كبيرة في تصميم أجهزة الاستشعار. كل هذه الخصائص تعتمد على الشكل الهندسي، حجم وعدد الثقوب الهوائية. واحدة من هذه العوامل الرئيسية هي النسبة d/Λ أي قطر الثقوب على المسافة بين الثقوب. بحسب قيمة هذه النسبة، مظهر إنكسار الليف يختلف تماما، وكذلك خصائصه. الحساسية معامل مهم في أداء أجهزة الاستشعار. آثار أبعاد بنية الليف على الحساسية تم فحصها وتحليلها عن طريق المحاكاة.

الكلمات المفتاحية: الألياف الكريستالية الفوتونية، فجوة الحزمة الضوئية، المستشعر، الحساسية، المحاكاة.

Résumé : Les fibres à cristaux photoniques apparaissent comme un lieu privilégié d'interactions fortes entre l'onde propagée et la matière à analyser, lorsque cette dernière est introduite au plus près du cœur dans les micro-canaux de la fibre.

Au cours de cette thèse les propriétés photoniques remarquables des fibres à cristaux photoniques sont exposées reflétant ainsi le caractère monomode, la biréfringence, l'atténuation, les effets non linéaires etc. L'effet de la bande interdite photonique étant un paramètre important pour la détection. Nous avons alors cherché à étudier cet effet, notamment pour les fibres à cœur creux en essayant d'exploiter cette propriété pour les détections de température et d'oxygène. D'autres propriétés comme la biréfringence, les réseaux de Bragg, l'absorption, demeurent également d'un très grand intérêt dans la conception de capteurs. Ces propriétés dépendent de la géométrie, de la taille et du nombre de trous. Un des facteurs important est le rapport d/Λ , c'est-à-dire le diamètre des trous sur la distance entre trous adjacents. Selon la valeur de ce rapport, le profil d'indice de la fibre est complètement différent, de même pour ses caractéristiques.

La sensibilité comme étant une caractéristique fondamentale dans la performance des capteurs, va être étudiée à travers les effets des paramètres liés à la structure d'une fibre à cristaux photoniques. Ces derniers sont dans ce cadre entièrement examinés et analysés au moyen de simulations.

Mots clés : Fibre à cristaux photoniques, Bande interdite photonique, Capteur, Sensibilité, Simulation.

Abstract: Photonic crystal fibers appear to be a privileged place of strong interactions between the propagated wave and the material to be analyzed, when the latter is introduced as close as possible to the core in the micro-channels of the fiber.

During this thesis the remarkable photonic properties of photonic crystal fibers are exposed reflecting thus, the monomode character, birefringence, attenuation and nonlinear effects ... etc.

The effect of the photonic bandgap is an important parameter in terms of detection. We then sought to study this effect, particularly for hollow core fibers by trying to exploit this property for the detection of temperature and oxygen. Other properties such as birefringence, Bragg gratings, absorption, are also of great interest in sensor design. All of these properties depend on the geometry, size and number of holes.

One of the important factors is the ratio d/Λ , that is the diameter of the holes in the distance between adjacent holes. Depending on the value of this ratio, the index profile of the fiber is completely different, as are its characteristics.

Sensitivity is an important parameter in sensor performance. The effects of structural parameters on sensitivity are fully investigated and analyzed using simulations.

Key words: Photonic crystal fiber, Photonic band gap, Sensor, Sensitivity, Simulation.