

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE ABOU BEKR-BELKAID TLEMCEM  
Faculté de Technologie / Département de Télécommunications  
LABORATOIRE DE TELECOMMUNICATIONS DE TLEMCEM (LTT)



THESE

Présentée pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT

Spécialité : Télécommunications

Par :

**CHIKH-BLED HICHAM**

Le 03/02/2018

---

**Analyse et exploitation des propriétés microstructurales de  
composants tout fibre : application aux capteurs**

---

**Président :**

M. Boukli-Hacene Noureddine, Professeur, Laboratoire LTT, Université de Tlemcen

**Directeurs de thèse :**

M. Lasri Boumediene, Professeur, Laboratoire LPT, Université de Saida

M. Gharbi Tijani, Professeur, Laboratoire NIT, Université de Franche Comté

**Examineurs :**

M. Benachenhou Abdelhalim, Professeur, Laboratoire LEOG, Université de Mostaganem

M. Bassou Ghaouti, Professeur, Laboratoire de physique, Université de Sidi Bel Abbas

M. Lemerini Mostefa, Professeur, Laboratoire LPT, Université de Tlemcen

**Invités :**

M. Khelif Abdelkrim, Directeur de recherche CNRS, Institut FEMTO-ST, Université de Franche Comté

**Année Universitaire : 2017 - 2018**

# Remerciements et Dédicaces

Avant tout, Je tiens à remercier Dieu tout puissant de nous avoir donné la patience, la force et la volonté de mener à terme le présent travail.

Ces travaux ont été menés au sein du Laboratoire de Télécommunications de Tlemcen (LTT), Equipe : Photonique & Réseaux Optiques de Télécommunications.

Je dédie cette thèse de Doctorat à mes regrettés chers grands-pères Abdelhak, et Ahmed, que Dieu le tout puissant les accueillent dans son vaste paradis. A Dieu, nous appartenons et à lui nous retournons.

Je tiens à remercier Pr. Meriah Sidi Mohamed Directeur du LTT pour son accueil au laboratoire.

J'adresse mes plus vifs remerciements à mes directeurs de thèse, Mr. Lasri Boumediène Professeur à l'université de Saida (LPT) et Mr. Gharbi Tijani professeur à l'université de Franche Comté (NIT), pour avoir suivi mes travaux. Je tiens à leurs exprimer ma profonde gratitude, et reconnaissance.

Une partie des travaux présentés dans ce manuscrit ont été réalisés à l'école Polytechnique de Mons, où j'ai toujours rencontré une atmosphère de travail cordiale. C'est pourquoi mes remerciements seraient incomplets sans ceux adressés à Mr. Caucheteur Christophe, Senior Research Scientist, pour son accueil, ses précieux conseils, la pertinence de ses remarques et pour les diverses discussions scientifiques que nous avons pu partager.

Mais aussi un grand merci à toute l'équipe du département de télécommunications et d'électromagnétisme de Mons pour son dynamisme et son savoir-faire.

Par ailleurs, je voudrais témoigner de ma gratitude envers les membres du jury qui ont bien voulu juger, et examiner cette thèse.

Mr. Boukli Hacene Noureddine, Professeur à Université de Tlemcen, Laboratoire LTT, pour m'avoir fait l'honneur d'assurer la présidence du jury.

Mr. Benachenhou Abdelhalim, Professeur à Université de Mostaganem, Laboratoire LEOG, et Mr. Bassou Ghaouti, Professeur à Université de Sidi Bel Abbes, Laboratoire de physique, et Mr. Lemerini Mostefa, Professeur à l'université de Tlemcen, Laboratoire LPT, pour m'avoir fait l'honneur d'examiner cette thèse.

Mr. Khelif Abdelkrim, Directeur de recherche CNRS à Université de Franche Comté, Institut FEMTO-ST, pour avoir accepté de participer au jury.

Je ne saurais assez remercier Pr. Chikh-Bled Mohammed El Kebir Professeur à l'université de Tlemcen qui fut pour moi un père attentif et disponible. Après m'avoir initié à l'optique, il a su me guider efficacement, tout en m'accordant sa confiance, et l'indépendance de mes démarches.

Je remercie également toutes les personnes que j'ai connues durant mes séjours dans tous les coins du monde, je ne saurais citer chacun par son prénom. Que tous trouvent ici l'expression de ma franche et profonde reconnaissance !

Enfin, mes remerciements vont à toute ma famille pour leur soutien et leur patience, en particulier à mes chers parents, et ma sœur. Ce travail est le fruit de vos sacrifices que vous avez consentis pour me donner une éducation exemplaire, ainsi que pour la réussite dans mes études en m'imprégnant de votre tendresse.

**Merci à tous.**

*Soyons reconnaissants aux personnes qui  
nous donnent du bonheur ; elles sont les charmants jardiniers  
par qui nos âmes sont fleuries. Marcel Proust*

## Résumé :

Cette thèse concerne l'étude et le développement des Capteurs à Fibres Optiques (CFO) basés sur la technologie des réseaux de Bragg. Ce type de capteurs bénéficie des avantages des CFO, ainsi que des capteurs fibrés : immunité aux perturbations électromagnétiques, isolation électrique, résistance aux températures élevées, ainsi qu'aux fortes irradiations.

Le premier prototype réalisé est un réfractomètre dans lequel le transducteur est un réseau de Bragg à traits inclinés (TFBG) inscrit par masque de phase avec un laser Argon UV dans une fibre optique SMF-28 à la longueur d'onde de 244 nm. Une étude de faisabilité en termes de sensibilité de la résonance de Bragg à l'indice de réfraction, et de gamme de mesure a été mise en œuvre. Une sensibilité de l'ordre de 3094 dBm/RIU a été mesurée par la technique du suivi de l'amplitude, tandis qu'une sensibilité de l'ordre de 21.25 nm/RIU a été obtenue par la technique d'interrogation du suivi spectral.

Le deuxième prototype innovant réalisé est un capteur de hautes températures basé sur les propriétés de biréfringence. Il est constitué d'une fibre de communication SMF-28 d'une longueur de 50 mm, sur laquelle a été inscrit un réseau de Bragg à pas courts (FBG) excentrique par laser femtoseconde IR Point-par-Point (PbP) à la longueur d'onde de 800 nm. L'évolution de la biréfringence des réseaux de Bragg photo-inscrits a été analysée en tenant compte de la polarisation de la lumière. Une sensibilité maximale de l'ordre de 14.732 pm/°C pour la polarisation -S a été obtenue, et qui correspond au mode de cœur (mode de Bragg). Une sensibilité maximale de l'ordre de 14.694 pm/°C pour la polarisation -P a été obtenue, et qui correspond au mode de cœur (mode de Bragg).

**Mots clés :** Capteur à fibre optique – Réseau de Bragg – FBG – TFBG – Réfractométrie – Capteur de températures – Biréfringence – Polarisation.

## Abstract:

This thesis concerns the study and development of Optical Fiber Sensors (OFS) based on Bragg grating technology. This type of sensor benefits from the advantages of (OFS) as well as those of fiber-optic sensors: immunity against electromagnetic disturbances, electrical insulation, resistance to high temperatures and strong irradiation.

The first prototype carried out is a refractometer in which the transducer is an inclined line Bragg grating (TFBG) inscribed by a phase mask with an Argon UV laser in an SMF-28 optical fiber at a wavelength of 244 nm. A feasibility study in terms of sensitivity of the Bragg resonance to the refractive index and measurement range has been implemented. A sensitivity of 3094 dBm / RIU was measured by the amplitude tracking technique, while a sensitivity of 21.25 nm/RIU was obtained by the spectral tracking interrogation technique.

The second innovative prototype carried out is a high temperature sensor based on birefringence properties. It consists of a SMF-28 communication fiber with a length of 50 mm, on which it has been inscribed an eccentric short pitch Bragg grating (FBG) by Point-by-Point IR (PbP) femtosecond laser at wavelength of 800 nm. The evolution of the birefringence of the photo-inscribed Bragg grating was analyzed taking into account the polarization of the light. A maximum sensitivity of the order of 14,732 pm / °C for the -S polarization has been obtained, which corresponds to the core mode (Bragg mode). A maximum sensitivity of the order of 14.694  $\mu\text{m}$  / °C for the polarization -P was obtained, which corresponds to the core mode (Bragg mode).

**Key- Words :** Fiber Optic sensor- Bragg grating- FBG- TFBG- Refractometry – Temperature sensor – Birefringence- Polarization.

# Sommaire

<b>Introduction générale</b> .....	1
<b>Chapitre I: Les capteurs à fibres optiques</b> .....	4
Introduction .....	7
I.1 Définitions – Généralités.....	7
I.1.1 La fibre optique .....	7
I.1.2 Les capteurs à fibres optiques.....	7
I.1.3 Fonctions .....	8
I.1.4 Capteur intrinsèque, capteur extrinsèque.....	8
I.1.5 Constitution d'un capteur à fibres optiques .....	8
I.1.6 Avantages des capteurs à fibres optiques .....	9
I.1.7 La recherche - développement et le marché des capteurs à fibres optiques .....	9
I.2 Différents types de capteurs à fibres optiques.....	14
I.2.1 Architecture des capteurs.....	14
I.2.2 Caractéristiques des fibres optiques conventionnelles dans le domaine des CFO ....	14
I.2.3 Capteurs interférométriques .....	15
I.2.4 Les CFO à modulation de polarisation .....	18
I.2.5 Principes des capteurs répartis Raman et Brillouin.....	19
I.2.5.1 La réflectométrie sur fibre optique OTDR.....	19
I.2.5.2 La réflectométrie Raman .....	20
I.2.6 Application de la réflectométrie Raman .....	22
I.2.7 Réflectométrie à effet Brillouin.....	22
I.2.8 Applications de la réflectométrie Brillouin .....	24
I.3 Principales techniques de mesure et de démultiplexage à réseaux de Bragg.....	24
I.4 Principaux domaines d'application des capteurs à réseaux de Bragg.....	26
I.4.1 Aéronautique, et matériaux composites.....	26
I.4.2 Applications en génie civil .....	27
I.4.3 Mesure de déformations .....	28
I.4.4 Surveillance des ponts .....	29
I.4.5 Le monitoring .....	30
I.4.6 Applications des CFO au biomédical .....	30
I.5 Les capteurs à fibres optiques (CFO) de type plasmonique.....	32

I.5.1	Généralités .....	32
I.5.2	Principes de génération d'une onde de plasmon de surface .....	32
I.5.3	Capteur plasmonique à l'aide de réseaux de Bragg inclinés sur fibre optique .....	33
I.5.4	Exemples de biodétection .....	34
Conclusion	.....	34
Références	.....	35
<b>Chapitre II: Les réseaux de Bragg fibrés</b>	.....	<b>38</b>
Introduction	.....	40
II.1	Propagation dans les fibres optiques .....	40
II.1.1	Structure des fibres optiques.....	40
II.1.2	Théorie du guidage .....	41
II.1.2.1	Approche géométrique par la théorie des rayons .....	42
II.1.2.2	Approche modale par l'optique électromagnétique .....	43
II.1.2.3	Démarche générale .....	43
II.1.2.4	Equations de Maxwell pour les milieux diélectriques .....	44
II.1.2.5	Guides d'onde invariants en translation .....	45
II.1.2.6	Guidage faible et équation d'onde scalaire pour les fibres optiques .....	46
II.1.2.7	Modèle d'une fibre optique à saut d'indice à deux couches.....	47
II.1.2.8	Equation caractéristique des modes LP .....	50
II.1.2.9	Répartition transverses des modes propagés .....	53
II.2	Les réseaux de Bragg .....	57
II.2.1	Généralités, et Principe.....	57
II.2.2	Du réseau de diffraction aux réseaux de Bragg .....	58
II.2.3	Réseaux de Bragg à pas courts <i>Fiber Bragg Grating</i> (FBG) .....	58
II.2.4	Variation de la longueur du réseau : .....	60
II.2.5	Réseaux de Bragg à pas Longs, <i>Long Period Grating</i> (LPG) .....	60
II.2.6	Variation de la longueur du réseau : .....	62
II.2.7	Réseaux de Bragg à pas Inclinés, <i>Tilted Fiber Bragg Grating</i> (TFBG).....	64
II.3	Théorie des modes couplés .....	65
Références	.....	69
<b>Chapitre III: Développement de réfractomètres basés sur les réseaux de Bragg Tiltés et droits</b>	.....	<b>71</b>
Introduction	.....	74
III.1	Etat de l'art des capteurs à fibres optiques appliqués à la réfractométrie.....	74

III.1.1 Réfractométrie à fibre optique basée sur la Réflectométrie OTDR.....	74
III.1.2 Réfractométrie basée sur la technologie des fibres microstructurées et des réseaux de Bragg..	76
III.1.3 Réfractométrie à fibre optique standard basée sur les réseaux de Bragg .....	77
III.1.3.1 Réfractométrie basée sur les Réseaux de Bragg à Pas Longs ou LPG .....	78
III.1.3.2 Réfractométrie basée sur les Réseaux à Pas Inclinés ou TFBG .....	79
III.2 Mesures d'indices de réfraction à l'aide de réseaux Tiltés : Dispositifs et résultats .	79
III.2.1 Inscription des réseaux de Bragg Tiltés ( TFBG) par masque de phase.....	79
III.2.2 Description du montage expérimental :.....	82
III.2.3 Techniques d'interrogation des réseaux TFBG .....	83
III.2.3.1 Technique du suivi spectral .....	84
III.2.3.2 Technique du suivi de l'amplitude d'une résonance .....	84
III.2.3.3 Méthode des aires .....	84
III.2.3.4 Méthode d'analyse, et choix de la technique d'interrogation.....	85
III.3 Mesures expérimentales, et caractérisation d'un réfractomètre à base de TFBG inscrit par la technique du masque de phase .....	85
III.3.1 Mesures expérimentales d'une eau salée.....	85
III.3.1.1 Caractérisation du réfractomètre TFBG à fibre optique.....	88
III.3.1.2 La sensibilité pour la technique d'interrogation du suivi spectral.....	88
III.3.1.3 La sensibilité par la technique d'interrogation du suivi de l'amplitude .....	90
III.3.1.4 La résolution ou limite de détection .....	92
III.3.1.5 La gamme de fonctionnement du réfractomètre.....	92
III.4 Inscription par la technique point à point d'un réseau de Bragg à pas courts excentrique par laser femtoseconde .....	92
III.4.2 Description de la source Laser femtoseconde et du système de focalisation .....	95
III.4.3 Système de focalisation .....	96
III.4.4 Système de translation .....	96
III.4.5 Avantages de l'inscription Point-par-Point par laser femtoseconde.....	97
III.4.6 Inconvénients de l'inscription Point-par-Point par laser femtoseconde .....	97
III.4.7 Alignement du banc d'inscription .....	98
III.4.8 Montage expérimental pour l'inscription des réseaux de Bragg FBG excentriques par la technique point par point .....	98
III.4.9 Mesures spectrales par analyseur de spectre .....	99
III.5 Mesures de réfractométrie d'une eau salée.....	99

III.6	Caractérisation du réfractomètre FBG excentrique .....	102
III.6.1	La sensibilité pour la technique d'interrogation du suivi spectral.....	102
	Conclusion.....	103
	Références .....	104
	<b>Chapitre IV : Etude, conception, et caractérisation d'un capteur dédié aux hautes températures.</b> .....	107
	Introduction .....	109
IV.1	Les réseaux de Bragg à pas courts excentriques (ou assymétriques) .....	109
IV.2	Sensibilités des réseaux de Bragg à la température .....	111
IV.2.1	Sensibilité à la température des réseaux FBG .....	111
IV.2.2	Sensibilité à la température des réseaux LPG .....	112
IV.2.3	Sensibilité à la température des réseaux TFBG.....	113
IV.3	Origines de la biréfringence dans les réseaux de Bragg .....	114
IV.3.1	La biréfringence dans les fibres optiques .....	114
IV.3.2	La biréfringence photoinduite .....	116
IV.3.3	Biréfringence due à la polarisation du faisceau d'écriture .....	116
IV.3.4	Biréfringence de forme .....	116
IV.3.5	La biréfringence causée par les contraintes extérieures .....	118
IV.4	Conséquences du dédoublement des spectres de transmission des 2 modes propres.....	118
IV.5	Le capteur de hautes températures à réseaux de Bragg innovant .....	120
IV.5.1	Objectifs .....	120
IV.5.2	Principe.....	120
IV.5.3	Inscription par laser femtoseconde IR .....	121
IV.5.4	Description du dispositif experimental.....	125
IV.5.5	Choix du système d'interrogation.....	127
IV.5.6	Réponse du capteur à la température .....	127
IV.5.7	Mesure de la biréfringence à partir des propriétés de polarisation des réseaux de Bragg.. .....	131
IV.5.8	Comportement aux hautes températures des réseaux de Bragg excentriques inscrits par laser femtoseconde .....	132
IV.6	Sensibilité du capteur à la température .....	133
IV.6.1	Sensibilité du capteur à la température pour la polarisation-S .....	133
IV.6.1.1	Sensibilité du capteur à la température pour la polarisation-P .....	136

IV.6.1.2 Comparaison entre les deux polarisations .....	138
Conclusion.....	138
Références .....	139
<b>Conclusion générale et perspectives</b> .....	<b>143</b>
<b>Références bibliographiques</b> .....	<b>146</b>
<b>Travaux Scientifiques</b> .....	<b>Erreur ! Signet non défini.</b>
<input type="checkbox"/> Publication: .....	<b>Erreur ! Signet non défini.</b>
<input type="checkbox"/> Articles publiés dans des conférences avec proceedings: .....	<b>Erreur ! Signet non défini.</b>
<input type="checkbox"/> Conférences internationales:.....	<b>Erreur ! Signet non défini.</b>
<b>Publication</b> .....	<b>Erreur ! Signet non défini.</b>

# Liste des figures

## Chapitre I : Les capteurs à fibres optiques

Figure (I.1) : Les domaines d'application des capteurs à fibres optiques. ....	10
Figure (I.2) : Répartition des différents secteurs d'applications des CFO lors de la conférence OFS-15 .....	12
Figure (I.3) : Répartition des thèmes présentés lors de la conférence OFS-15 .....	12
Figure (I.4) : Distribution du marché des capteurs à fibre optique par technologie.....	14
Figure (I.5) : Principaux types d'interféromètres en optique massive. (a) : Montage type Michelson, (b) : Montage type Mach-Zehnder, (c) : Montage type Fabry-Pérot, (d) : Montage polarimétrique. ....	16
Figure (I.6) : Principaux types d'interféromètres en fibres optiques. (a) : Montage type Mach-Zehnder, (b) : Montage type Michelson, (c) : Montage type Fabry-Pérot, (d) : Montage Sagnac. ....	17
Figure (I.7) : Capteur interférométrique à modulation de phase.....	18
Figure (I.8) : Principe de fonctionnement d'un appareil OTDR .....	20
Figure (I.9) : Instrument de mesure OTDR.....	20
Figure (I.10) : Spectre de rétro- diffusion de la silice lorsqu'une onde de longueur d'onde $\lambda_0$ est injectée .....	22
Figure (I.11) : Système de mesure basée sur la technique BOTDA (Brillouin Optical Time Domain Analysis) de Scumberger .....	23
Figure (I.12) : Principe du multiplexage en longueur d'onde à base de réseaux de Bragg.....	24
Figure (I.13) : Exemple d'un système à réseaux de Bragg pour la mesure de température ou de déformations pour une variation de température $\Delta T = T_2 - T_1$ , et de déformations $\Delta L/L$ ...	25
Figure (I.14) : Patch pour le SHM sur des structures d'avions militaires Australiens.....	26
Figure (I.15) : Mesures des fuites par les CFO .....	28
Figure (I.16) : Mesures de contraintes dans un pont .....	28
Figure (I.17) : Réseau de capteurs pour les digues du Rhin entre Strasbourg et Iffezheim .....	29
Figure (I.18) : Instrumentation du Ma Tsing (Honk Hong) par 40 FBG distribués.....	29
Figure (I.19) : Principe de détection de biomolécules par mesure d'indices dans les fibres microstructurées .....	30
Figure (I.20) : Surface tactile réalisée avec FBG distribués.....	31
Figure (I.21) : Illustration d'un relevé de températures, ou de microdéformations à l'aide d'un réseau de CFO .....	32
Figure (I.22) : Schéma de principe d'un capteur plasmonique sur fibre optique.....	33
Figure (I.23) : Spectres de transmission orthogonaux pour un réseau incliné à 100 recouvert d'une couche d'or de 50 nm d'or immergé dans de l'eau salée).....	33

## Chapitre II : Les réseaux de Bragg fibrés

Figure (II.1) : Structure d'une fibre optique.....	41
Figure (II.2) : Propagation des rayons dans la F.O .....	42
Figure (II.3) ; Représentation en coordonnées polaires ( $r, \phi$ ) d'une fibre optique.....	43
Figure (II.4) : Profil radial d'indice et indice effectif.....	47

Figure (II.5): Fonction de Bessel de première espèce pour les 5 premiers ordres $l = (0,1,2,3,4,5)$ .....	48
Figure (II.6) : Fonction de Bessel de deuxième espèce pour les 5 premiers ordres ( $l = 0,1,2,3,4,5$ ).....	49
Figure (II.7) : Fonction de Bessel $Kl(x)$ modifiée de première espèce pour les 5 premiers ordres $l = 0,1,2,3,4,5$ .....	49
Figure (II.8) : Fonction de Bessel $Ylx$ modifiée de deuxième espèce pour les 5 premiers ordres $l = 0,1,2,3,4,5$ .....	50
Figure (II.9) : Indice effectif des modes hybrides $EH/HE$ en fonction de la fréquence normalisée $V$ pour une fibre à saut d'indice [Keiser 2000].....	51
Figure (II.10) : Constante de propagation normalisée $b$ en fonction de la fréquence normalisée $V$ pour une fibre à saut d'indice [Keiser 2000].....	53
Figure (II.11) : Répartition en 2D et 3D des modes. (a) : $LP_{01}$ , (b) : $LP_{02}$ , (c) : $LP_{03}$ .....	54
Figure (II.12) : Répartition en 2D et 3D des modes. (a) : $LP_{11}$ , (b) : $LP_{12}$ , (c) : $LP_{13}$ .....	55
Figure (II.13) : Répartition en 2D et 3D des modes. (a) : $LP_{11}$ , (b) : $LP_{12}$ , (c) : $LP_{13}$ .....	56
Figure (II.14) : Principe de fonctionnement d'un réseau de Bragg fonctionnant en réflexion	58
Figure (II.15) : Diffraction de la lumière par un réseau de période $\Lambda$ .....	59
Figure (II.16) : Couplage du mode fondamental co-propagatif (incident) avec le mode.....	59
Figure (II.17) : Spectres de transmission d'un FBG pour des longueurs $L= 0.5$ mm, $L=2$ mm	60
Figure (II.18) : Couplage du mode guidé (incident) avec le mode .....	61
Figure (II.19) : Couplage du mode guidé (incident) avec le mode .....	61
Figure (II.20) : Spectres de transmission d'un LPG pour des longueurs $L= 40$ mm, $L=30$ mm, $L= 20$ mm et $L=10$ mm .....	62
Figure (II.21) : Spectres de transmission d'un LPG pour des pas de $\Lambda=320$ $\mu\text{m}$ , $\Lambda=340$ $\mu\text{m}$ , $\Lambda=370$ $\mu\text{m}$ et $\Lambda=400$ $\mu\text{m}$ .....	63
Figure (II.22) : Couplage du mode fondamental (incident) avec un mode de gaine.....	64
Figure (II.23) : Spectre de transmission d'un TFBG incliné de $6^\circ$ [Diaa Baiad 2014].....	65

### **Chapitre III : Développement de réfractomètres basés sur les réseaux de Bragg Tiltés et droits**

Figure (III.1) : Principe de mesure d'indice de réfraction en bout de fibre par Réflectométrie OTDR [Ferdinand 2008] .....	75
Figure (III.2) : Illustration de la préforme et de la fibre étirée pour deux types de fibres microstructurées [Ferdinand 2008] .....	76
Figure (III.3) : Schémas de principe pour les mesures d'indice par réseaux de Bragg.....	77
Figure (III.4) : Déplacement du pic de résonance pour différents indices de réfraction.....	78
Figure (III.5) : Spectres de transmission pour différents indices de réfraction.....	79
Figure (III.6) : Banc d'inscription des réseaux de Bragg à pas inclinés par masque de phase	80
Figure (III.7) : Inscription d'un réseau de Bragg par la méthode du masque de phase .....	81
Figure (III.8) : Acquisition des spectres de transmission pour les différents indices de réfraction .....	82
Figure (III.9) : Dispositif expérimental .....	83
Figure (III.10) : Dispositif contenant l'eau salée .....	83

Figure (III.11) : Détermination des enveloppes supérieure et inférieure des résonnances du spectre de transmission d'un TFBG pour 2 valeurs de l'indice de réfraction du milieu extérieur 1,296 et 1,373 [Laffont 2001].	85
Figure (III.12) : Spectres de transmission d'un réseau TFBG d'une eau salée.	86
Figure (III.13) : Spectres de transmission pour différents indices de réfraction.	87
Figure (III.14) : Réponse du réfractomètre TFBG en fonction de l'indice du milieu extérieur	88
Figure (III.15) : Influence de la variation l'indice de réfraction de l'eau salée sur la longueur d'onde centrale du mode de gaine le plus sensible	89
Figure (III.16) : Variations de la longueur d'onde centrale du mode de gaine le plus sensible en fonction de l'indice de réfraction	89
Figure (III.17) : Influence de la variation l'indice de réfraction de l'eau salée sur l'amplitude du mode de gaine le plus sensible autour de 1559.9 nm.	90
Figure (III.18) : Dispositif expérimental	91
Figure (III.19) : Influence de la variation l'indice de réfraction de l'eau salée sur la puissance transmise du mode de gaine le plus sensible autour de 1559.8 nm.	91
Figure (III.20) : Principe de l'inscription Point-par Point (PbP).	94
Figure (III.21) : Le système Laser femtoseconde de la compagnie Spectra-Physics.	95
Figure (III.22) : Système de translation (x,y,z) avec l'objectif de focalisation.	97
Figure (III.23) : Banc d'inscription des réseaux de Bragg par la technique	99
Figure (III.24) : Spectres de transmission superposés d'un réseau FBG excentrique d'une eau salée.	100
Figure (III.25) : Spectres de transmission d'un réseau FBG excentrique d'une eau salée.	102
Figure (III.26) : Sensibilité du réseau FBG excentrique	102

## **Chapitre IV : Etude, conception, et caractérisation d'un capteur dédié aux hautes températures**

Figure (IV.1) : Principe de fonctionnement d'un réseau de Bragg	109
Figure (IV.2) : Spectre de transmission d'un réseau de Bragg asymétrique inscrit par la technique laser femtoseconde PbP	110
Figure (IV.3) : Modification non uniforme de l'indice de réfraction dans la section transverse d'une fibre optique lors de l'inscription latérale	117
Figure (IV.4) : Stress photoinduit dans une fibre SMF-28 par laser femtoseconde.	117
Figure (IV.5) : Dispositif d'inscription des réseaux de Bragg par laser femtoseconde IR	122
Figure (IV.6) : (a) Inscription du réseaux de Bragg par laser femtoseconde IR	123
Figure (IV.7) : Image, et forme elliptique des micro- ovoids d'une section transversale d'une fibre SMF-28 après inscription d'un réseau FBG par la technique PbP laser femtoseconde IR	124
Figure (IV.8) : Modélisation, et simulation par éléments finis de la biréfringence induite lors de l'inscription des FBG par la technique PbP	125
Figure (IV.9) : Dispositif expérimental	126
Figure (IV.10) : Polariseur utilisé dans le dispositif expérimental.	126
Figure (IV.11) : Analyseur Optique Vectoriel ( OVA 500 ) de LUNA technologies	127

Figure (IV.12) : Spectres de transmission expérimentaux pour des températures variant de T=270°C, à T=609°C .....	129
Figure (IV.13) : Spectres de transmission expérimentaux pour des températures variant de T=684°C, à T=1050°C .....	130
Figure (IV.14) : Spectres d'amplitudes polarisés orthogonalement d'un FBG excentrique ..	132
Figure (IV.15) : Evolution de la biréfringence entre les deux polarisations -S, et -P en fonction de la température .....	133
Figure (IV.16) : Spectres de transmission d'un réseau excentrique à différentes .....	134
Figure (IV.17) : Variations de la longueur d'onde de 4 modes en fonction de la température en polarisation-S .....	135
Figure (IV.18) : Spectres de transmission d'un réseau excentrique à différentes .....	136
Figure (IV.19) : Variations de la longueur d'onde de 4 modes en fonction de la température en polarisation-P .....	137

# Liste des tableaux

## **Chapitre I : Les capteurs à fibres optiques**

Tableau (I. 1) : Les principaux acteurs industriels et R & D dans le domaine des capteurs à fibres optiques .....	11
Tableau (I. 2) : Principales techniques de démultiplexage d'un réseau de capteurs à base de réseau.....	26

## **Chapitre II : Les réseaux de Bragg fibrés**

Tableau (II. 1) : Modes LP et modes dégénérés .....	52
---	----

## **Chapitre III : Développement de réfractomètres basés sur les réseaux de Bragg Tiltés et droits**

Tableau (III. 1) : Sensibilités à l'indice de réfraction de plusieurs types de MOF .....	77
Tableau (III. 2) : Caractéristiques de la fibre optique SMF-28.....	93

## **Chapitre IV : Etude, conception, et caractérisation d'un capteur dédié aux hautes températures**

Tableau (IV. 1) : Valeurs de la sensibilité pour différentes résonances en polarisation –S... 134	
Tableau (IV. 2) : valeurs de la sensibilité pour différentes résonances en polarisation –P... 138	

# Liste des acronymes

BOTDR	Brillouin Optical Time Domain Reflectometry
BOTDA	Brillouin Optical Time Domain Analysis
CFO	Capteurs à Fibres Optiques
CMOI	Club Mesures Optiques pour l'Industrie
CEA	Commissariat à l'Energie Atomique
DTS	Distributed Temperature Sensor
DBR	Distributed Bragg Reector
EWOFS	European Worshop on Optical Fiber Sensors
FBG	Fiber Bragg Grating
FCP	Fibres à Cristaux Photoniques
GSM	Global System for Mobile communications
GD	Group Delay
HB	High Biréfringence
HF	Haute Fréquence
IEEE	Institute of Electrical and Electronics Engineers
IR	Infra Rouge
JNOG	Journées Nationales d'Optique Guidée
LB	Low Birefringence
LED	Light Emitting Diode
LD	Light Diode
LPG	Long Period Grating
MOF	Microstrutured Optical Fibres
OTDR	Optical Time Domain Reflectometry
OSA	Optical Spectrum Analyser
ON	Ouverture Numérique
OFS	Optical Fiber Sensor Conference
OVA	Optical Vectoriel Analyser
PDL	Polarization Dependent Loss

PMD	Polarisation Mode Dispersion
PbP	Poin-by-Point
RL	Return Loss
RIU	Refractive Index Unit.
SMF	Single Mode Fiber
SLD	Super Luminescent Diode
SMS	Short Message Service
TFBG	Tilted Fiber Bragg Grating
TE	Transverse electric
TM	Transverse Magnetic
TEM	Transverse Electromagnetic

# Introduction générale

---

La fibre optique est largement utilisée dans le domaine des télécommunications, depuis le réseau local jusqu'aux liaisons internationales. Cet engouement pour la fibre tient à plusieurs raisons, et qu'on peut résumer ainsi :

- L'atténuation de la silice dopée constituant les fibres est très faible dans les trois fenêtres spectrales (0.8  $\mu\text{m}$ , 1.3  $\mu\text{m}$ , et 1.55  $\mu\text{m}$ ) et atteint presque la limite théorique pour la dernière longueur d'onde qui est de l'ordre de 0.2 dB/Km. Ceci a permis de concevoir des liaisons longue distance entre répéteurs ou abonnés pouvant atteindre plusieurs centaines de Km. La grande bande passante de l'ordre de 100 GHz pour les fibres monomodes.
- Enfin les différentes fonctions de modulation, et de multiplexage nécessaires au fonctionnement d'un système de télécommunications sont actuellement bien maîtrisées, et transposées dans le domaine optique pour les signaux analogiques, et numériques.

Les fibres optiques peuvent être utilisées aussi en tant que capteurs, et ce sont les paramètres de la nature ondulatoire de la lumière tels que la phase, ou les modifications de l'état de polarisation qui sont mesurés. Ces paramètres sont sensibles à l'environnement : température, pression, ou contraintes. Après près de deux décennies, les capteurs à fibres optiques (CFO) offrent actuellement les mêmes fonctions que les capteurs traditionnels comme la détection, ou la surveillance, avec les avantages spécifiques des fibres (faible encombrement, masse réduite, faible atténuation, immunité aux ondes électromagnétiques, et bonne résistance aux rayonnements ionisants). En effet la faible dimension des fibres optiques (125  $\mu\text{m}$ ) leur confère une très faible intrusivité, et permet d'effectuer des mesures localisées ou déportées. Elles peuvent être connectées à des systèmes multiplexant plusieurs sondes en temps réel. Le faible coût des fibres télécoms autorise également un emploi unique.

Les réseaux de capteurs à fibres optiques ont fait aussi d'immenses progrès et font l'objet de nombreuses applications. Les techniques les plus intéressantes du point de vue industriel sont les réflectométries temporelles : OTDR (Optical Time Domain Reflectometry), la DTS Raman (Distributed Temperature Sensor), la BOTDR (Brillouin Optical Time Domain Reflectometry), et la BOTDA (Brillouin Optical Time Domain Analysis), ainsi que la technologie des réseaux de Bragg.

C'est par la découverte du phénomène de photosensibilité en 1978 des fibres optiques germano-silicate qu'a été rendue possible la réalisation au cœur des fibres optiques des réseaux de diffraction : les réseaux de Bragg fibrés. Ils correspondent à une modulation périodique le long de son axe de l'indice de réfraction du cœur d'une fibre optique, La méthode initialement proposée consistait à utiliser la propriété de photosensibilité des verres de silice dopés à l'oxyde de germanium à la lumière ultraviolette dans la bande spectrale 240-265 nm. Grâce à leurs propriétés spectrales, les réseaux de Bragg jouent un grand rôle non seulement dans le domaine des télécommunications optiques (compensation de dispersion chromatique, démultiplexage en longueur d'onde), mais aussi dans le domaine des Capteurs à Fibres Optiques (CFO). Les CFO à base de réseaux de Bragg exploitent la sensibilité des caractéristiques spectrales de la bande de résonance sous l'action de contraintes extérieures comme la température, pression, ou bien des contraintes mécaniques exercées sur la fibre optique.

Les années 2003, ont vu le développement des lasers impulsionsnels, opérant en régime femtoseconde, et émettant dans le proche infrarouge autour de 800 nm a permis d'inscrire des réseaux de Bragg efficacement en utilisant un processus d'absorption multiphonique qui stimule la lumière UV par la combinaison de plusieurs photons proches infrarouge. Il fut également démontré que les réseaux de Bragg ne nécessitaient pas la présence d'oxyde de germanium, et pouvaient même être inscrits indépendamment dans le cœur et dans la gaine.

Les réseaux de Bragg sont classés en trois catégories : Les réseaux à pas courts ou FBG (*Fiber Bragg Grating*), les réseaux à pas longs ou LPG (*Long Period Grating*), les réseaux à pas inclinés ou TFBG (*Tilted Fiber Bragg Grating*).

### ***Contexte, objectifs, et motivations***

Dans le domaine des CFO, et de l'instrumentation en général, les besoins s'expriment pour des systèmes à bas coûts, intégrés, interrogeables à distance, et très sensibles à divers paramètres comme la température, la pression, la déformation, l'indice de réfraction.

C'est dans ce contexte que les travaux de cette thèse ont été initiés, et qui ont pour objectifs d'avancer dans le domaine d'application des réseaux de Bragg inscrits dans une fibre monomode par impulsions ultrabrèves, et en régime femtoseconde. Des applications originales reliées à cette nouvelle technologie d'inscription seront présentées. Les propriétés spectrales de transduction des réseaux de Bragg avec la prise en compte des propriétés de polarisation de la lumière causées par la biréfringence au sein du réseau de Bragg seront également analysées, et discutées.

Les travaux rassemblés dans ce manuscrit couvrent plusieurs aspects qui nous ont semblé pertinents, et qui se déclinent en quatre chapitres.

Le premier chapitre est consacré à un état de l'art des capteurs à fibres optiques, avec les différentes technologies associées. Ceci nous permettra de présenter les instrumentations pour différentes problématiques.

Dans le second chapitre, nous présenterons les grands principes physiques, et le principe de mesure d'un capteur à réseaux de Bragg appelé également FBG (*Fiber Bragg Grating*). Nous verrons les différents types de réseaux de Bragg, ainsi que leurs modélisations.

Dans le troisième chapitre nous présenterons une première application concernant la réfractométrie basée sur les réseaux de type FBG, TFBG gravés dans le cœur d'une fibre optique monomode SMF 28 (Corning). La réfractométrie est une technique qui vise à déterminer l'indice de réfraction d'un matériau, le plus souvent liquide, mais également solide ou gazeux. Ce type de réfractomètre est sensible aux variations d'indice du milieu aqueux qui l'entoure. Une importance particulière sera accordée au choix de la technique d'interrogation, à sa gamme de fonctionnement, ainsi qu'à sa sensibilité.

Enfin, le dernier chapitre est consacré à la conception, et à la caractérisation d'un CFO innovant basé sur la technologie des réseaux de Bragg excentriques inscrits par laser femtoseconde dans une fibre de télécommunications Corning SMF 28. Le capteur utilise les propriétés de polarisation, et il est dédié à la mesure des hautes températures. Nous montrerons d'une part comment la séparation différentielle entre les 2 modes orthogonaux linéairement polarisés varie avec la température.

# Chapitre I: Les capteurs à fibres optiques

---

---

## Sommaire

---

Introduction .....	7
I.1 Définitions – Généralités .....	7
I.1.1 La fibre optique .....	7
I.1.2 Les capteurs à fibres optiques.....	7
I.1.3 Fonctions .....	8
I.1.4 Capteur intrinsèque, capteur extrinsèque.....	8
I.1.5 Constitution d'un capteur à fibres optiques .....	8
I.1.6 Avantages des capteurs à fibres optiques .....	9
I.1.7 La recherche - développement et le marché des capteurs à fibres optiques .....	9
I.2 Différents types de capteurs à fibres optiques .....	14
I.2.1 Architecture des capteurs.....	14
I.2.2 Caractéristiques des fibres optiques conventionnelles dans le domaine des CFO .....	14
I.2.3 Capteurs interférométriques .....	15
I.2.4 Les CFO à modulation de polarisation .....	18
I.2.5 Principes des capteurs répartis Raman et Brillouin .....	19
I.2.5.1 La réflectométrie sur fibre optique OTDR.....	19
I.2.5.2 La réflectométrie Raman .....	20
I.2.6 Application de la réflectométrie Raman .....	22
I.2.7 Réflectométrie à effet Brillouin.....	22
I.2.8 Applications de la réflectométrie Brillouin .....	24
I.3 Principales techniques de mesure et de démultiplexage à réseaux de Bragg.....	24
I.4 Principaux domaines d'application des capteurs à réseaux de Bragg.....	26
I.4.1 Aéronautique, et matériaux composites.....	26
I.4.2 Applications en génie civil .....	27
I.4.3 Mesure de déformations .....	28
I.4.4 Surveillance des ponts .....	29
I.4.5 Le monitoring .....	30
I.4.6 Applications des CFO au biomédical .....	30
I.5 Les capteurs à fibres optiques (CFO) de type plasmonique .....	32
I.5.1 Généralités .....	32

I.5.2	Principes de génération d'une onde de plasmon de surface .....	32
I.5.3	Capteur plasmonique à l'aide de réseaux de Bragg inclinés sur fibre optique.....	33
I.5.4	Exemples de biodétection .....	34
	Conclusion.....	34
	Références .....	35

## **Introduction**

Les nombreuses réalisations de Capteurs à Fibres Optiques (CFO) utilisent des fibres de type Télécommunications SMF-28 (*Single Mode Fiber*) à cause du coût peu élevé et de leur disponibilité. Ces fibres qui le plus souvent ont été réalisées autour de critères de transmissions optiques (faible atténuation, faible dispersion) sont mal adaptées aux CFO qui nécessitent des caractéristiques spécifiques (maintien de polarisation, grande sensibilité aux paramètres physiques).

Ce chapitre a pour but de présenter une classification, avec les différentes applications des CFO. On présentera également les principaux acteurs du marché des CFO, ainsi que les tendances pour les prochaines années.

### **I.1 Définitions – Généralités**

#### **I.1.1 La fibre optique**

Une fibre optique est un guide d'onde cylindrique de lumière constitué de deux couches concentriques : le cœur au centre entouré d'une gaine. La majorité des fibres optiques disponibles commercialement est réalisée en verre ou en polymère. Pour les fibres à base de silice, le cœur est généralement dopé avec de l'oxyde de germanium dans le but d'augmenter légèrement son indice de réfraction par rapport à celui de la gaine constituée de silice pure. Une fibre optique est dite monomode, ou multimode selon que la lumière se propage suivant un, ou plusieurs modes. Un diamètre de cœur compris entre 5  $\mu\text{m}$ , et 8  $\mu\text{m}$  entraîne une propagation monomode pour des longueurs d'onde le plus souvent supérieures à 1  $\mu\text{m}$ . Au-delà la propagation est multimodale. Pour les fibres multimodes, le diamètre du cœur est de l'ordre de 50  $\mu\text{m}$ . Pour les deux types de fibres optiques, la gaine a un diamètre externe de 125  $\mu\text{m}$ . Les deux couches concentriques sont généralement entourées d'un revêtement primaire en polyacrylate de 250  $\mu\text{m}$  de diamètre dans le but de donner à l'ensemble une bonne résistance mécanique. Dans le domaine des télécommunications optiques, les longueurs d'onde utilisées se situent autour de 1,55  $\mu\text{m}$ , là où l'atténuation des fibres monomodes présentent le minimum d'atténuation de puissance lumineuse qui est inférieure à 0.2 dB/ Km.

#### **I.1.2 Les capteurs à fibres optiques**

En accord avec la terminologie adoptée par les instances internationales de normalisation (ISO/IEC), et reprise en France par l'AFNOR, un capteur à fibres optiques (CFO) est :

Un dispositif dans lequel l'information est créée dans le chemin optique par réaction de la lumière à la grandeur à mesurer, avant d'être acheminée vers le récepteur optique par l'intermédiaire d'une ou plusieurs fibres optiques.

Le CFO permet dans ce cas de recueillir des informations caractérisant les grandeurs mesurées sans aucun autre apport d'énergie autre que celui des phénomènes observés. Contrairement à une transmission optique où le signal porteur de l'information est véhiculé de l'émetteur au récepteur, le chemin optique d'un CFO n'est pas passif. L'élément optique

sensible à la grandeur à mesurer peut être la fibre elle-même ou bien un élément inséré dans le chemin optique.

### I.1.3 Fonctions

Le capteur consiste uniquement en l'élément sensible (le transducteur) qui est le plus souvent la fibre elle-même, et son conditionnement. Par abus de langage, la communauté scientifique a pris l'habitude de dénommer CFO l'ensemble du capteur et de son système d'acquisition, et qu'on va adopter par la suite.

### I.1.4 Capteur intrinsèque, capteur extrinsèque

Le transducteur qui le plus souvent est la fibre elle-même, est un composant au sein duquel la lumière guidée subit des modifications induites par son environnement, et qui renseignent sur le paramètre à détecter. Les grandeurs physiques qui peuvent changer l'onde optique sont l'amplitude, la phase, la fréquence, ou bien sa polarisation. Les CFO peuvent être subdivisés en trois catégories :

- **Les capteurs directs** : consistent le plus souvent des pyromètres ou des spectrophotomètres analysant le signal provenant de l'autre extrémité de la fibre qui permettent l'analyse directe sur une zone localisée.
- **Les capteurs intrinsèques** : C'est la fibre qui forme elle-même le transducteur. Le phénomène à mesurer modifie une caractéristique de la propagation de la lumière (polarisation, amplitude, longueur d'onde, biréfringence, phase, ..). Ils permettent de faire des mesures dans les zones d'accès difficiles, ou bien dans un environnement bruité. Ils sont avantageux pour leur faible invasivité, ainsi que par la possibilité de réaliser des mesures réparties. Dans ce dernier cas, une même fibre peut véhiculer plusieurs signaux de longueurs d'onde différentes autorisant ainsi le multiplexage optique.
- **Les capteurs extrinsèques** : Ils incluent un transducteur hybride (issu d'une technologie différente de la fibre) convertissant la perturbation qu'il subit du fait du phénomène à détecter sur l'un des paramètres de la lumière.

### I.1.5 Constitution d'un capteur à fibres optiques

Un capteur à fibres optiques est un dispositif comportant une ou plusieurs fibres optiques permettant de recueillir des informations représentatives des grandeurs mesurées. Les fibres utilisées le plus souvent comportent une gaine protectrice en époxyacrylate, et où leurs performances en termes de faible atténuation, et de faible dispersion ont rendu possible leurs utilisations dans le domaine de l'instrumentation. En effet, la première fibre a été mise en service en 1983. La norme ITU-T la définit dans la recommandation G 652 (les anglo-saxons parlent de SMF-28 comme (Single Mode Fiber): elle est à saut d'indice, et possède une longueur d'onde de coupure qui peut varier de 1.15  $\mu\text{m}$  à 1.28  $\mu\text{m}$ . Leur température d'emploi dépend essentiellement de leur conditionnement : la silice a un point de fusion à 1850°C, et peut transmettre de la lumière sans problème jusqu'à 600 ou 700°C. Pratiquement c'est l'époxyacrylate qui limite la température d'emploi de ces fibres entre - 30°C et + 60°C.

### **I.1.6 Avantages des capteurs à fibres optiques**

L'intérêt porté aux CFO est lié aux propriétés intrinsèques de ces fibres, ainsi qu'à l'architecture du capteur lui-même. Ce type de capteur présente les avantages suivants :

- Il ne perturbe pas l'environnement. Il peut notamment être employé dans un environnement explosif.
- Son insensibilité électromagnétique est pratiquement idéale (très hautes tensions, parasites électromagnétiques).
- Ses faibles dimensions, et sa légèreté lui confèrent des applications dans le domaine du biomédical.

En outre, les CFO présentent d'autres avantages par rapport aux types de capteurs traditionnels comme :

- Une grande sensibilité, et une grande dynamique des mesures. En effet, les montages interférométriques permettent l'accès à des résolutions relatives de l'ordre de  $10^{-6}$  de l'étendue de mesure.
- Une grande souplesse de configuration géométrique : le capteur autorise des mesures sans contact sur des objets en mouvement, ou bien dans des milieux interdisant tout contact physique entre l'unité sous test et les sondes de mesure.
- Grande fiabilité : possibilité de fonctionner à hautes températures, avec une bonne résistance aux rayonnements nucléaires. La combinaison de la fiabilité, et la tenue à l'environnement justifie son emploi dans le domaine militaire.
- L'isolation électrique entre le processus et l'instrumentation : les composants délicats sont protégés des risques électriques résultant des différences de potentiel.
- Sécurité intrinsèque généralement assurée par les faibles puissances lumineuses mises en jeu.
- Possibilité de multiplexer plusieurs signaux dans un petit volume.
- Capacité d'effectuer des mesures au moyen de capteurs répartis sur toute la longueur d'une même fibre optique ouvrant la voie vers l'exploitation de réseaux de capteurs chargés de l'acquisition de données dans les processus industriels.
- Possibilité de fabriquer des CFO à usage unique (ou jetables) avec un bon rapport qualité/prix. Aussi, ils occupent un bon positionnement dans le domaine médical.

Néanmoins, les CFO présentent quelques inconvénients qui sont liés principalement à la complexité de la connectique, la limitation en température (+85°C pour les fibres en plastique), ainsi que le coût de réalisation pouvant être assez important.

### **I.1.7 La recherche - développement et le marché des capteurs à fibres optiques**

Le développement des capteurs à fibres optiques est dû essentiellement à deux avancées scientifiques importantes qui sont celles de l'invention du laser (1960), et la fabrication des fibres optiques à faible atténuation (1966). En 40 ans, leur utilisation dans le domaine des capteurs, et de l'instrumentation a constitué un thème majeur dans la recherche et développement. La disponibilité à faible coût de la technologie des fibres optiques, ainsi que

des composants optoélectroniques grâce au secteur des télécommunications, a ouvert la voie dans le domaine des capteurs optiques [Grattan 2000]. Les recherches ont été motivées par les avantages des fibres optiques (faible encombrement, masse réduite, faible atténuation, immunité aux phénomènes électromagnétiques, bonne résistance aux phénomènes ionisants), pour des applications instrumentales, et pour un fonctionnement dans un environnement sévère, ou intégrés dans des structures. Différentes configurations ont été commercialisées avec succès comme le gyroscope à fibres optiques par les sociétés Ixfiber, et Hitachi. D'autres types de capteurs ont pénétré le marché comme les capteurs distribués à fibres optiques, et les capteurs à base de réseaux de Bragg. On peut citer également les capteurs distribués exploitant les effets Stokes, et anti-Stokes pour les mesures de température et de contraintes. Les plus intéressantes du point de vue fonctionnalité industrielle sont aussi la réflectométrie temporelle OTDR (*Optical Time Domain Reflectometry*), la DTS Raman (*Distributed Temperature Sensor*), La BOTDR (*Brillouin Optical Time Domain Reflectometry*), et la BOTDA (*Brillouin Optical Time Domain Analysis*). Les composants optiques, ainsi que l'électronique d'interrogation associée est souvent complexe, et couteuse. Ces capteurs trouvent leurs applications pour la surveillance des structures et installations comme les pipelines dans un contexte mondial qui a fortement évolué, la Chine et l'Asie rattrapant les acteurs historiques qui sont l'Europe, l'Amérique du Nord, et le Japon. Les CFO touchent un panel élargi de secteurs de l'industrie pétrolière, de la surveillance sous-marine, la surveillance des sites en exploitation comme les mines ou bien des sites de stockage de CO<sub>2</sub>), et des infrastructures dans le domaine du génie civil comme cela est illustré sur la figure (I.1). Le marché des capteurs à fibres optiques représentait 585 Millions de dollars en 2013, et il devrait atteindre 1.458 M\$ d'ici 2018, avec 70 % du marché capté par l'industrie pétrolière, selon une étude de marché réalisée par la revue Photonic Sensor Consortium en 2014.

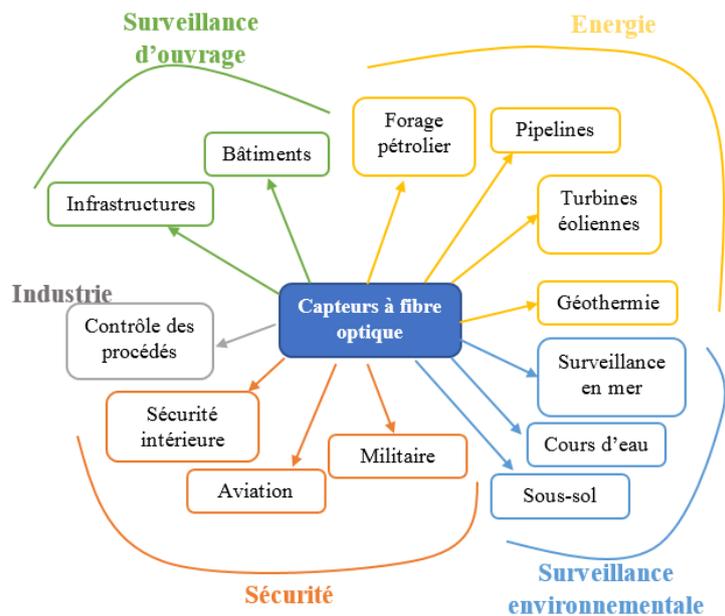


Figure (I. 1) : Les domaines d'application des capteurs à fibres optiques.

Nom	Type	Détails
<b>FOTON (CNRS-Rennes 1)</b>	Pôle d'excellence académique	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Recherche interdisciplinaire : optique, Photonique, STIC</li> <li>• Projets Européens, nationaux et Régionaux avec GE et PMI</li> <li>• Gouvernance du pôle Images et Réseaux et partenaire de l'IRT</li> </ul>
<b>ISCR (CNRS-Rennes 1)</b>	Pôle d'excellence académique	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Expertise dans les fibres et guides optiques pour le moyen IR</li> <li>• Matériaux pour l'optique infrarouge, sources fluorescentes</li> <li>• Projets collaboratifs (ANR-CO2, ANR-SEED, ADEME, Européen...)</li> <li>• Transfert de technologie</li> </ul>
<b>PERFOS</b>	Plateforme R&D (Photonics Bretagne)	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Expertise dans les fibres optiques spécifiques</li> <li>• Conception, fabrication et qualification de prototypes</li> <li>• Projets collaboratifs (ANR-CO2, FuI-ATOS)</li> </ul>
<b>KEOPSYS</b>	Société	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Développement de laser et amplificateurs fibrés haute puissance (nombreuses applications LIDAR)</li> <li>• Mise en place de systèmes de mesures géophysiques sur les fonds marins (signal acoustique : bruits des couches géologiques ou navire en surface)</li> </ul>
<b>IDIL Fibre Optiques</b>	Société	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Développement et intégration de composants et de systèmes fibrés pour différents capteurs physiques (température, contrainte, pression) ou chimiques (concentration, humidité, pH)</li> </ul>
<b>iXFiber</b>	Société	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Développement, fabrication et production de fibres optiques spéciales</li> <li>• Capteurs (gyroscope, température, contrainte, pression)</li> <li>• Réseau de Bras, laser à fibre mono-fréquence, fibre à maintien de polarisation</li> </ul>
<b>NEXANS</b>	Société	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Câbles de surveillance à fibre optiques (y compris sous-marins)</li> <li>• Ombilical pour applications sous-marines offshore et surveillance environnementale des ports</li> </ul>
<b>KERDY</b>	Société	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Spécialiste des dépôts sous vide</li> <li>• Association de fibre optique à des couches métalliques par photolithographie</li> <li>• Partenaire clé pour l'élaboration de capteurs à fibre optique</li> </ul>
<b>Cementys</b>	Société	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Spécialiste de l'instrumentation, la surveillance et l'optimisation de la maintenance des infrastructures par capteurs à fibre optique</li> <li>• Gamme de capteurs à fibre optique pour mesure des forces résiduelles (contraintes), mesure de déplacement (fissuromètre, jointmètre, distancemètre), capteur de pression, accéléromètre, mesure extensométrique, température et déformation</li> </ul>

Tableau (I. 1) : Les principaux acteurs industriels et R & D dans le domaine des capteurs à fibres optiques

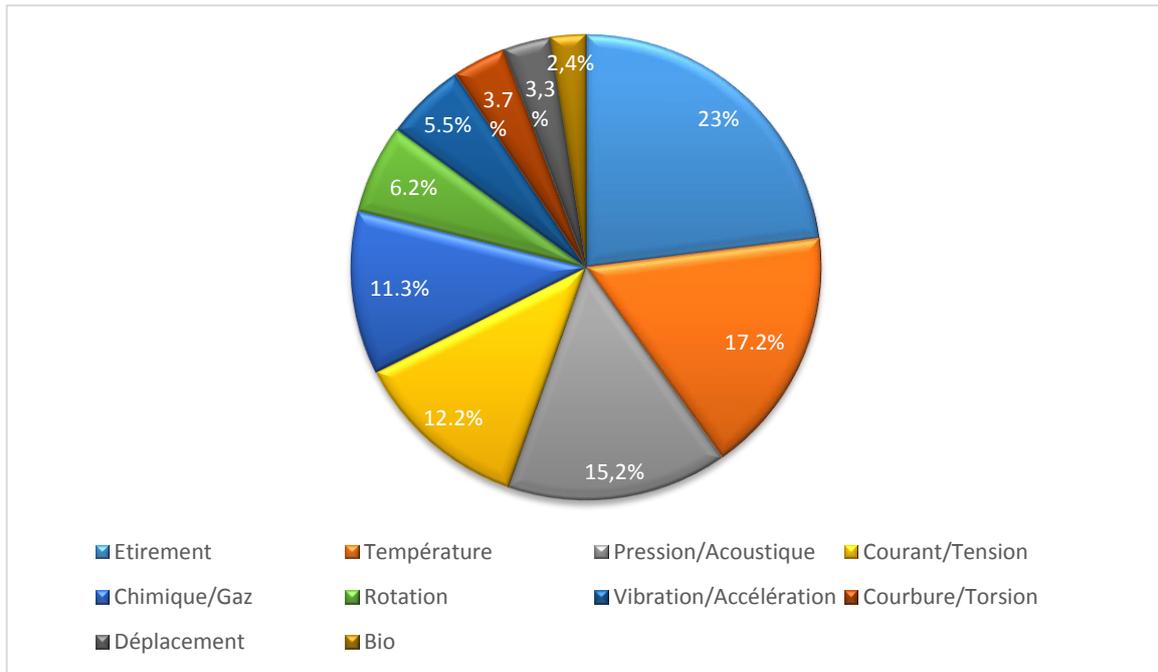


Figure (I. 2) : Répartition des différents secteurs d'applications des CFO lors de la conférence OFS-15 [Lee 2003]

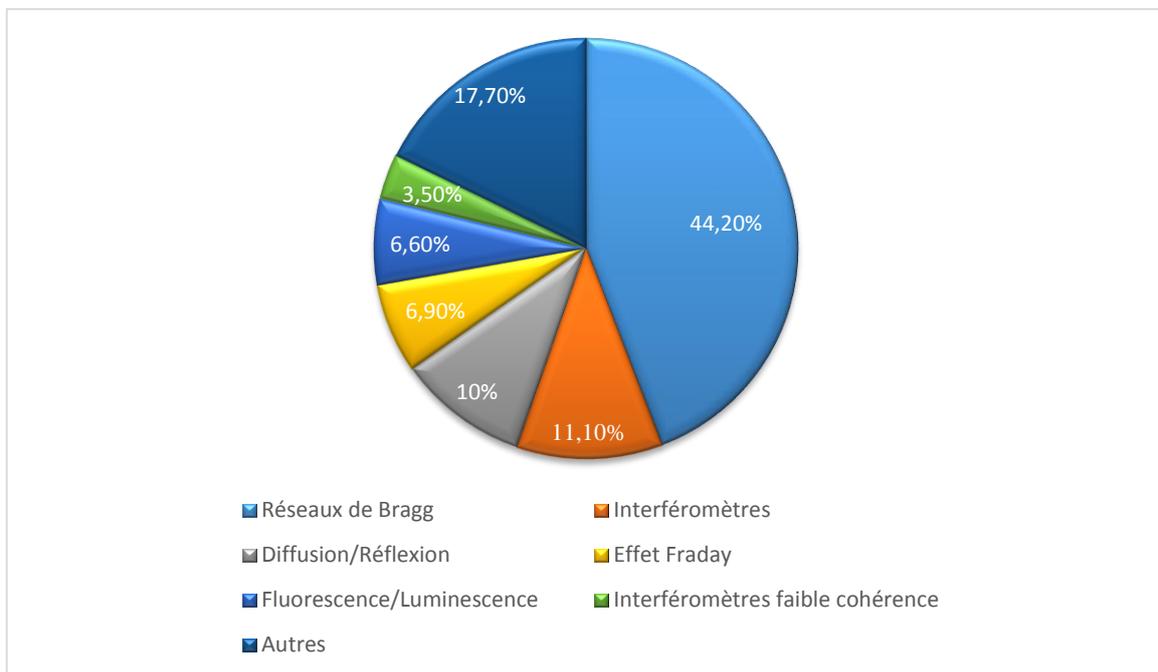


Figure (I. 3) : Répartition des thèmes présentés lors de la conférence OFS-15 [Lee 2003]

La figure (I.2) illustre les différents secteurs d'applications des CFO répertoriés lors de la conférence OFS-15 [Lee 2003]. On peut noter que les paramètres les plus utilisés sont la température, la pression, et l'étirement. Le diagramme représenté par la figure (1.3), et présenté lors de la conférence OFS-15 montre les différentes technologies utilisées

[\[Lee 2003\]](#). On peut remarquer que la technologie des CFO à base de réseaux de Bragg est la plus étudiée avec 44.2 %.

C'est en 1983 que la première conférence internationale OFS (*Optical Fiber Sensor Conference*) fut consacrée aux CFO. Elle se déroule avec une périodicité d'environ 18 mois en Europe, en Asie, puis en Amérique. L'OFS est devenue une référence dans le domaine des CFO. En 2017 (du 24 Avril au 28 Avril) a eu lieu à Jeju (Corée) l'OFS-25.

En alternance avec l'OFS, la conférence EWOFs (*European Workshop on Optical Fiber Sensors*) se déroule tous les 18 mois en Europe.

En France, la Conférence Francophone du Club CMOI (*Club Mesures Optiques pour l'Industrie*) de la Société Française d'Optique (SFO) se déroule chaque année pour traiter des thèmes concernant les mesures optiques dans l'industrie [SFO].

Enfin, chaque année et également en France ont lieu les JNOG (*Journées Nationales d'Optique Guidée*) qui sont consacrées aux CFO, ainsi qu'aux télécommunications optiques.

La Chine qui était peu présente dans les années 2005, a massivement investi dans la R & D des CFO innovants cette dernière décennie [\[Ferdinand 2014\]](#). L'implication des différents pays formant la communauté des CFO, peut être jaugée en consultant les actes de la conférence internationale OFS. Depuis 1983, cette dernière s'est déroulée 8 fois en Europe, et 7 fois en Amérique et en Asie. En 2014, OFS-23 a eu lieu à Santander (Espagne). En 10 ans la Chine a quasiment rattrapé 30 ans de R&D pour se hisser au 4<sup>ème</sup> rang mondial au nombre du total des publications en CFO, et devenir le premier pays contributeur depuis OFS-23. On peut identifier de nombreuses universités prestigieuses, soutenues fortement par des fonds publics qui sont impliquées directement dans les différentes thématiques des CFO (réparties, distribuées, surveillance des structures, etc, ...).

En conclusion, les CFO représentent un domaine en plein essor. Comme le montrent les données prévisionnelles d'évolution du marché, le secteur est promis à une belle croissance pour les années à venir, avec une démocratisation des usages en lien avec les applications disponibles actuellement, et possiblement le développement de nouvelles applications. Les CFO semblent ainsi pouvoir toucher tout type de mesure, en apportant des caractéristiques techniques et fonctionnelles bien plus intéressantes que pour les capteurs traditionnels.

La démocratisation des usages passe cependant par une phase de découverte, de compréhension et d'adaptation de ces technologies pour des marchés de plus en plus diversifiés, pour lesquels les acteurs clés n'ont pas toujours les compétences nécessaires à l'implantation de tels capteurs. Les projets collaboratifs sont ainsi un levier très intéressant pour faire émerger de nouvelles applications, et opérer un transfert de compétences des centres d'excellences et industriels spécialisés, vers de nouveaux acteurs positionnés sur les marchés d'application potentiels.

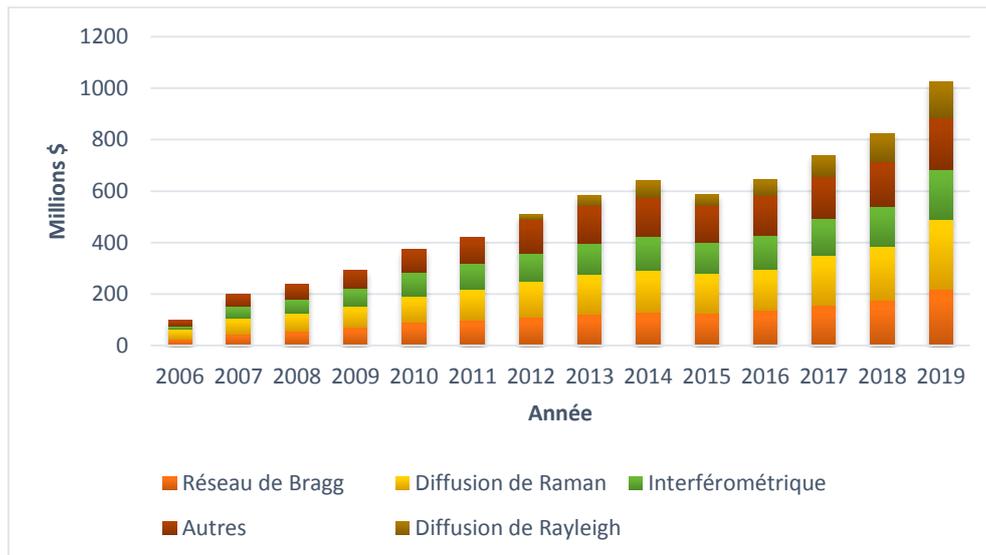


Figure (I. 4) : Distribution du marché des capteurs à fibre optique par technologie

## I.2 Différents types de capteurs à fibres optiques

### I.2.1 Architecture des capteurs

L'architecture d'un CFO comporte les éléments suivants :

- Un émetteur de lumière, constitué d'une ou plusieurs sources lumineuses pouvant être cohérentes ou pas, continues, ou bien impulsionnelles. Le plus souvent on utilise les diodes électroluminescentes (DEL), les diodes Laser (DL), et les diodes superluminecentes.
- Un guide d'onde optique : la fibre optique (monomode, ou multimode) qui peut être standard, ou bien spécialement réalisée pour une application bien définie.
- Un élément sensible à la grandeur physique à mesurer qui joue le rôle de transducteur, et qui donne la correspondance entre la valeur de la grandeur mesurée et la valeur prise par l'une des grandeurs caractéristiques de la lumière.
- Des composants assurant des fonctions complémentaires de modulation, de polarisation, etc.
- Une photodiode, avec amplification.
- Un démodulateur permettant l'extraction des informations sur la grandeur mesurée.

### I.2.2 Caractéristiques des fibres optiques conventionnelles dans le domaine des CFO

Dans le domaine des télécommunications optiques, les informations sont codées numériquement, alors que dans le domaine de l'instrumentation utilisant les CFO les informations sont analogiques. Dans ce contexte, certaines caractéristiques des fibres optiques conventionnelles sont à prendre en considération en fonction des applications visées. On peut citer :

- La nature du matériau constituant la fibre optique qui est en général de la silice, mais qui peut être par exemple du plastique, du verre fluoré, ou autre.

- Le diamètre extérieur du guide qui est déterminant pour son intrusivité dans certaines applications.
- Les propriétés de polarisation des fibres utilisées : HB *High Biréfringence* ou à forte biréfringence, ou bien LB *Low Birefringence* ou à faible biréfringence.
- Le type de gaine entourant la fibre, en particulier pour les hautes températures.
- La résistance mécanique de la fibre. Il s'agit de la contrainte à la rupture en allongement établie par un test de traction.
- Capacité de la fibre à supporter les rayonnements ionisants (gamma, neutrons) lorsqu'elle est placée par exemple dans un milieu radioactif.
- Le coût par unité de longueur.

Hormis les fibres conventionnelles, d'autres types de fibres optiques plus récentes sont apparues sur le marché, et qui trouvent leurs applications non seulement dans le domaine des télécoms, mais aussi dans celui des CFO. Il s'agit des fibres microstructurées (MOF), ou bien des fibres à cristaux photoniques (FCP).

### **I.2.3 Capteurs interférométriques**

La lumière est une onde électromagnétique caractérisée par son amplitude, sa phase, sa longueur d'onde, ainsi que par sa polarisation. Pour chacun de ces paramètres, il existe un CFO. Pour que deux ondes puissent interférer, il faut qu'elles proviennent d'une même source cohérente, et que leurs chemins optiques soient inférieurs à la longueur de cohérence de cette source. Les CFO utilisent en général les interférences dans les fibres monomodes, dont la mise en œuvre est souvent délicate, et qui nécessitent des traitements du signal afin d'obtenir des mesures absolues, et séparer les effets des différentes grandeurs physiques comme les contraintes et la température. Rappelons que la phase  $\Phi$  de l'onde qui se propage dans une fibre optique de longueur  $L$  s'exprime par  $\Phi = k.n.L$ , où  $k$  désigne la constante de propagation, et  $n$  l'indice de réfraction du milieu. Toute variation de ces paramètres induit une variation de phase. La fréquence optique étant de l'ordre de  $10^{12}$ Hz, et les détecteurs sont incapables de mesurer la forme de l'onde, et aussi sa phase. Aussi, une conversion de la phase en modulation d'amplitude est nécessaire. Les interféromètres ont pour fonction de réaliser cette conversion.

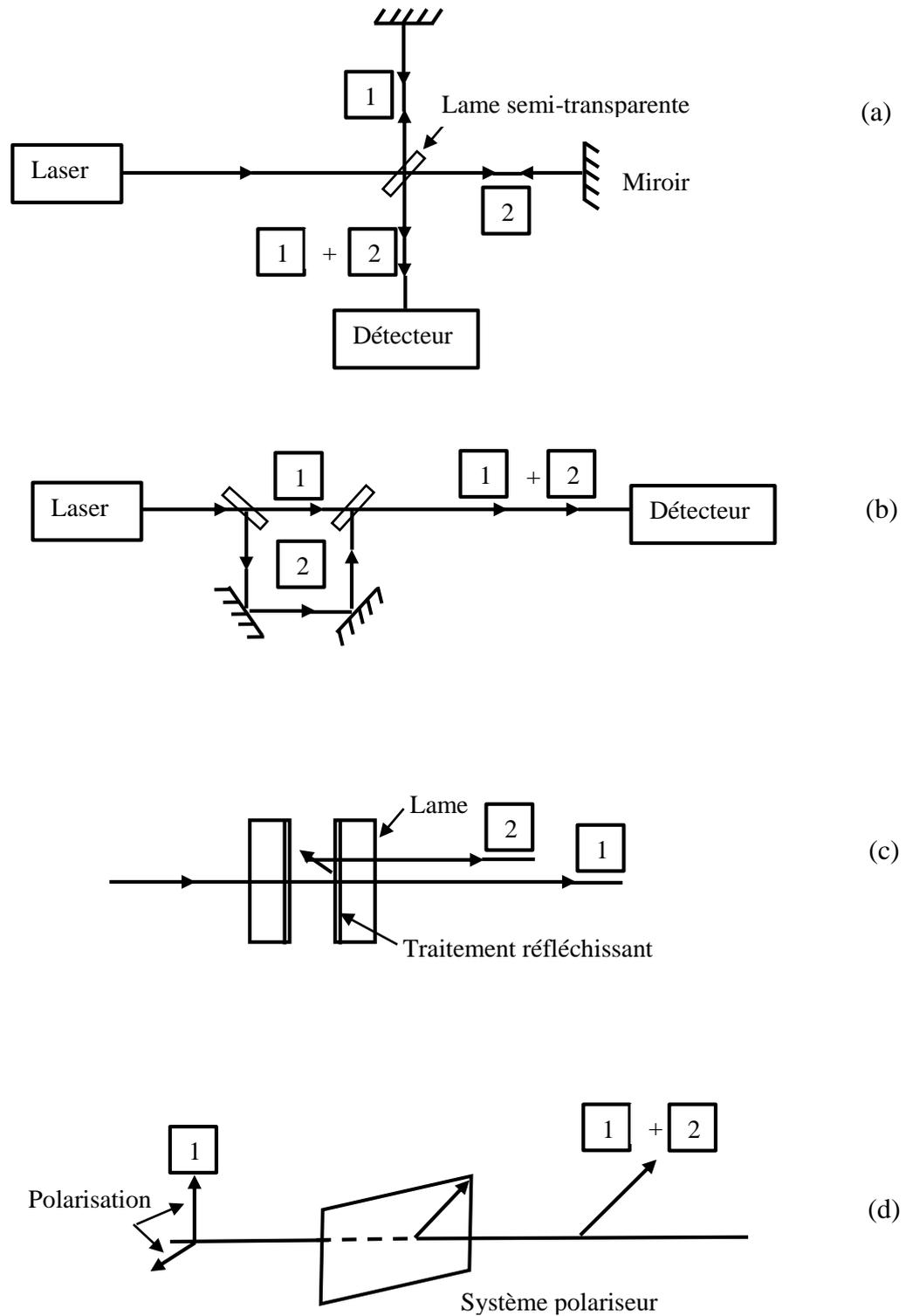
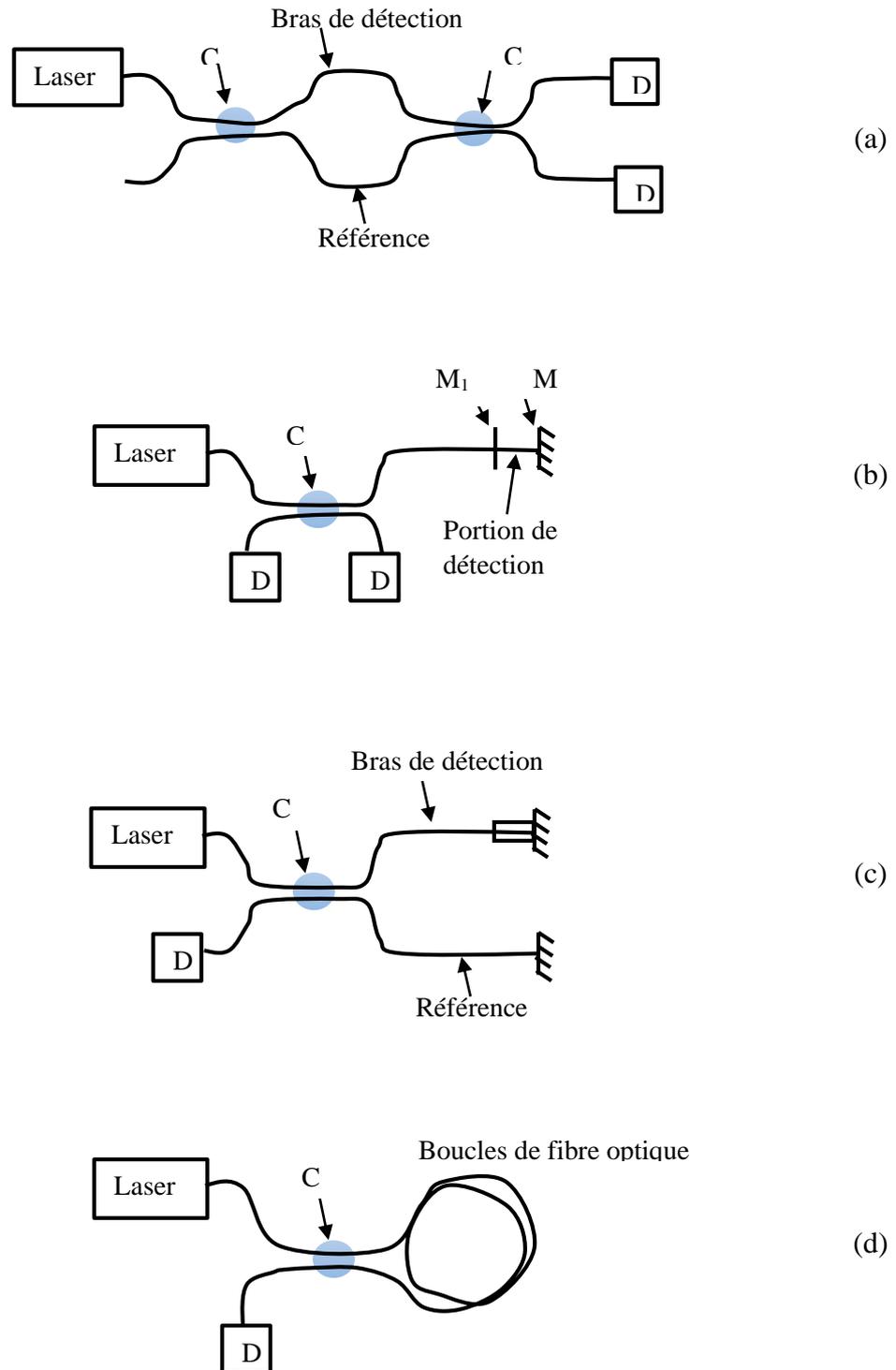


Figure (I. 5) : Principaux types d'interféromètres en optique massive. (a) : Montage type Michelson, (b) : Montage type Mach-Zehnder, (c) : Montage type Fabry-Pérot, (d) : Montage polarimétrique.



C : Coupleurs optiques, D : Photodétecteurs, M : Miroir, M<sub>1</sub> : Miroir semi-transparent

Figure (I. 6) : Principaux types d'interféromètres en fibres optiques. (a) : Montage type Mach-Zehnder, (b) : Montage type Michelson, (c) : Montage type Fabry-Pérot, (d) : Montage Sagnac.

Quatre types interféromètres à fibres optiques sont généralement utilisés : Mach-Zehnder, Michelson, Fabry-Pérot, et Sagnac [Ferreti 1992]. La figure (I.5) illustre les différents montages interférométriques en optique massive, tandis que la figure (I.6) donne leurs équivalents en interféromètres fibrés et qui sont donc plus adaptés aux CFO.

La figure (I.7) illustre le schéma de principe d'un CFO à modulation de phase basé sur l'interféromètre de Mach-Zehnder [Ghorai 2005][Yuan 2000]. Il est constitué essentiellement d'une diode Laser, d'une fibre monomode, d'un coupleur (50/50) de longueurs  $L$  permettant de diviser la puissance lumineuse entre les 2 bras de l'interféromètre. L'un des bras constitue le bras de référence, tandis que l'autre est mis en interaction avec la grandeur à mesurer. Au repos, le déphasage entre les 2 bras peut être réglé pour être annulé, et qui correspond à une intensité maximale. Le déphasage  $\Delta\Phi$  entre le bras de référence, et le bras de mesure va être du à l'allongement d'un bras, ou bien à une variation d'indice  $\Delta n$ , elle-même due le plus souvent à la variation de température  $\Delta T$ , ou bien à une variation de pression  $\Delta P$ . Le déphasage module l'intensité reçue à la sortie de l'interféromètre en  $\cos^2\Delta\phi$ . La phase est mesurée dans ce cas à  $\pi$  près, et on peut lever cette ambiguïté par la mesure à deux longueurs d'onde par exemple.

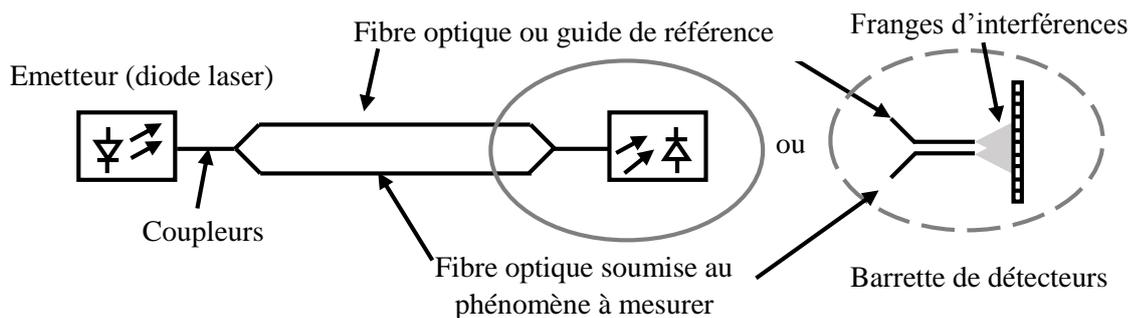


Figure (I. 7) : Capteur interférométrique à modulation de phase.

#### I.2.4 Les CFO à modulation de polarisation

La polarisation de la lumière est caractérisée par un vecteur. Sa détermination s'effectue par la mesure de deux intensités lumineuses au moyen d'un analyseur. Pour modifier l'état de polarisation de la lumière, on utilise des polariseurs, lames quart d'onde, ou demi-ondes, ou des réflexions. La polarisation est une propriété qui a été mise à profit également dans les CFO. La modulation de polarisation apparaît lors de la propagation dans un milieu biréfringent. Contrairement à l'interférométrie qui s'intéresse au déphasage entre deux ondes ayant parcouru deux chemins optiques différents, la polarimétrie concerne le déphasage entre deux ondes polarisées se propageant suivant les axes neutres d'un milieu biréfringent, et qui dans notre cas est une fibre monomode à conservation de polarisation linéaire. Les dispositifs à modulation de polarisation sont basés sur le principe suivant : Lorsqu'une perturbation est appliquée sur une fibre monomode, sa biréfringence se trouve modifiée, avec une modification des constantes de propagation des deux modes se propageant dans la fibre optique. Une variation de l'état de polarisation de la lumière à la sortie de la fibre, et qui est fonction de la perturbation est alors détectée. Ces CFO polarimétriques [Ferreti 1996] sont

appliqués pour la mesure des champs magnétiques, des variations de températures, ou bien des vibrations [\[Pigeon 1991\]](#) [\[Lebrun 2011\]](#).

## I.2.5 Principes des capteurs répartis Raman et Brillouin

Cette classe de capteurs présente la particularité d'utiliser comme élément sensible la fibre optique elle-même, et peut de ce fait jouer le rôle d'un capteur sensible donnant un profil continu de température ou de contraintes le long de son parcours. Il est l'équivalent d'un nombre important de points de mesure élémentaires, et dont la résolution va dépendre de la technique d'interrogation [\[Lecoy 2016\]](#)[\[Ferdinand 2008\]](#). Ils sont basés sur les phénomènes de diffusion (*Scattering*) Raman, et Brillouin dus aux interactions Photon-Phonon, c'est-à-dire aux échanges d'énergie entre une onde lumineuse, et les vibrations acoustiques du matériau.

### I.2.5.1 La réflectométrie sur fibre optique OTDR

La réflectométrie sur fibre optique OTDR (*Optical Time Domain Reflectometry*) est une technique utilisée dans le domaine des télécommunications qui permet d'accéder non seulement au profil d'atténuation, mais aussi à détecter tous les types de défauts le long des liaisons. La technique de la réflectométrie temporelle consiste à injecter dans une fibre optique des impulsions brèves de forte puissance issues d'une diode laser pulsée, puis de mesurer la variation temporelle du signal rétrodiffusé. Ce dernier comporte les fluctuations d'indice du cœur de la fibre optique (Diffusion de Rayleigh), ainsi que les réflexions de type Fresnel dues aux discontinuités locales comme les défauts, épissures, ou connecteurs. L'analyse temporelle de la puissance lumineuse rétrodiffusée élastiquement permet d'accéder ainsi au profil d'atténuation, et des défauts. Le phénomène de diffusion Rayleigh est considéré comme un phénomène élastique, c'est-à-dire qu'il ne s'accompagne d'aucun échange d'énergie entre les photons incidents, et les molécules de silice. Ainsi, les photons incidents, et diffusés auront la même longueur d'onde. La puissance rétrodiffusée de type Raleigh après un temps  $t$  est de la forme suivante [\[Ferdinand 2008\]](#) :

$$P_R(t) = \frac{1}{2} P_0 \cdot \tau \cdot V_G \cdot \alpha_d \cdot B \cdot \exp[-\alpha(t) \cdot V_G \cdot t] \quad (\text{I.1})$$

Avec :

$P_0$  Puissance incidente

$\tau$  Durée de l'impulsion incidente

$V_G$  Vitesse de groupe des ondes dans la fibre

$\alpha_d$  Atténuation de la silice de l'ordre de  $10^{-3}$  pour les fibres monomodes.

$B$  Fraction de la puissance rétrodiffusée par rapport à la puissance incidente, de l'ordre de  $10^{-3}$  pour les fibres monomodes.

$\alpha$  Somme de l'atténuation  $\alpha_d$ , et de l'absorption  $\alpha_a$

Les réflectomètres commerciaux affichent le signal rétrodiffusé en coordonnées semi-log, de telle sorte que la trace OTDR est une droite comme cela est visualisé sur la figure (I.8). Un changement d'unité permet de visualiser la pente  $\alpha$  qui correspond à l'atténuation en dB/unité de longueur de la fibre optique sous test. La figure (I.9) est l'instrument de mesure OTDR.

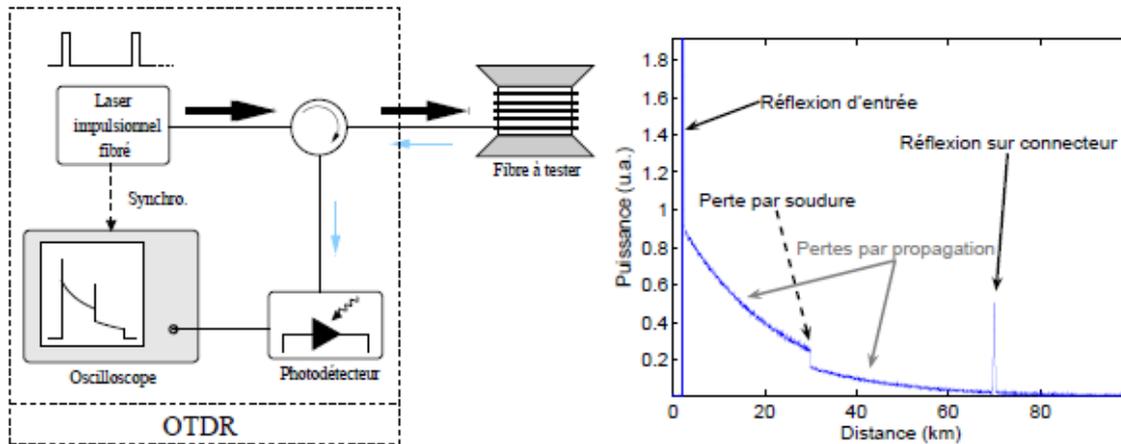


Figure (I. 8) : Principe de fonctionnement d'un appareil OTDR



Figure (I. 9) : Instrument de mesure OTDR

La résolution (capacité à résoudre deux défauts voisins) est fixée par la durée des impulsions incidentes, ainsi que par la bande passante du détecteur. Pratiquement une impulsion de l'ordre de 10 ns, et avec une bande passante électronique de 100 MHz permet d'obtenir une résolution de 1m. Par contre, une impulsion de 1  $\mu$ s donne une résolution de 1m [\[Ferdinand 2008\]](#).

### 1.2.5.2 La réflectométrie Raman

Dans le paragraphe précédent on a présenté la technique de l'OTDR basée sur la puissance lumineuse rétrodiffusée de type Raleigh à la longueur d'onde d'excitation  $\lambda_0$ . Le spectre de rétro- diffusion comme le montre la figure (I.10) se décompose en trois parties :

- La rétro- diffusion Rayleigh
- La rétro- diffusion Raman
- La rétro- diffusion Brillouin

Les rétro- diffusions Raman, et Brillouin sont la conséquence d'effets non-linéaires qui font apparaître des longueurs d'ondes différentes. Comme cela est illustré sur la figure (I.10), lorsque les ondes ont des fréquences moins élevées (i.e longueurs d'ondes plus élevées) que l'onde incidente, on parlera d'ondes de Stokes, et dans le cas contraire d'ondes anti- Stokes.

La réflectométrie Raman s'intéresse au décalage fréquentiel par diffusion inélastique. Ce mécanisme conduit à générer deux fréquences (ou deux longueurs d'onde) qui sont disposées symétriquement par rapport à la fréquence d'excitation ou de pompe  $\nu_0$  et appelées respectivement raie Stokes ( $\nu_S = \nu_0 - \nu_B$ ), et anti-Stokes ( $\nu_{AS} = \nu_0 + \nu_B$ ), et où  $\nu_B$  désigne la fréquence de vibration caractéristique du milieu qui dans notre cas est la silice.

Dans l'effet Raman, lorsqu'une onde pompe de fréquence  $\nu_0$  interagit avec un matériau, certains photons perdent une partie de leur énergie  $h\nu_0$  au profit d'un phonon, particule associée à la vibration de fréquence  $\nu_B$  qui apparaît dans la matière. Ils sont alors diffusés avec une énergie plus faible, c'est-à-dire à une longueur d'onde plus élevée, et qui constitue l'onde de Stokes  $\nu_S = \nu_0 - \nu_B$ . Le décalage  $\nu_B$  ne dépend que du matériau, et non de la longueur d'onde d'excitation  $\nu_0$ . Le spectre de l'onde de Stokes est une caractéristique de la composition chimique, ainsi que du caractère ordonné, ou désordonné de la matière. En outre, le rapport  $R(T)$  des intensités optiques diffusées dans les deux régimes Stokes, et anti-Stokes est donné par la relation suivante [\[Ferdinand 2008\]](#) :

$$R(T) = \left( \frac{\lambda_S}{\lambda_{AS}} \right)^4 \exp\left( \frac{-h\nu_B}{K.T} \right) \quad (I.2)$$

Avec :

$h$  Constante de Planck

$K$  Constante de Boltzmann

$T$  Température

$\lambda_S$  Longueur d'onde de la raie de Stokes

$\lambda_{AS}$  Longueur d'onde de la raie de anti-Stokes

$\nu_B$  Décalage fréquentiel de la raie Brillouin ( $\approx 11 \text{ GHz}$ ) par à la raie de pompe

Le rapport donné par l'équation ci-dessus n'est fonction que de la température, et des caractéristiques vibrationnelles du milieu. Aussi, le principal intérêt de la technique Raman réside dans son insensibilité aux contraintes mécaniques pouvant être subies par la fibre, et que le rapport  $R(T)$  n'est fonction que de la valeur locale de l'impulsion sonde. Ainsi ce phénomène peut-être mis à profit pour connaître la température de la fibre optique au point de mesure avec une précision de l'ordre de  $0.1^\circ\text{C}$ . La localisation du point de mesure peut être déterminée par la technique OTDR basée sur le décalage temporel entre l'impulsion émise et la réponse, et mesurée simultanément aux longueurs d'onde Stokes, et anti-Stokes.

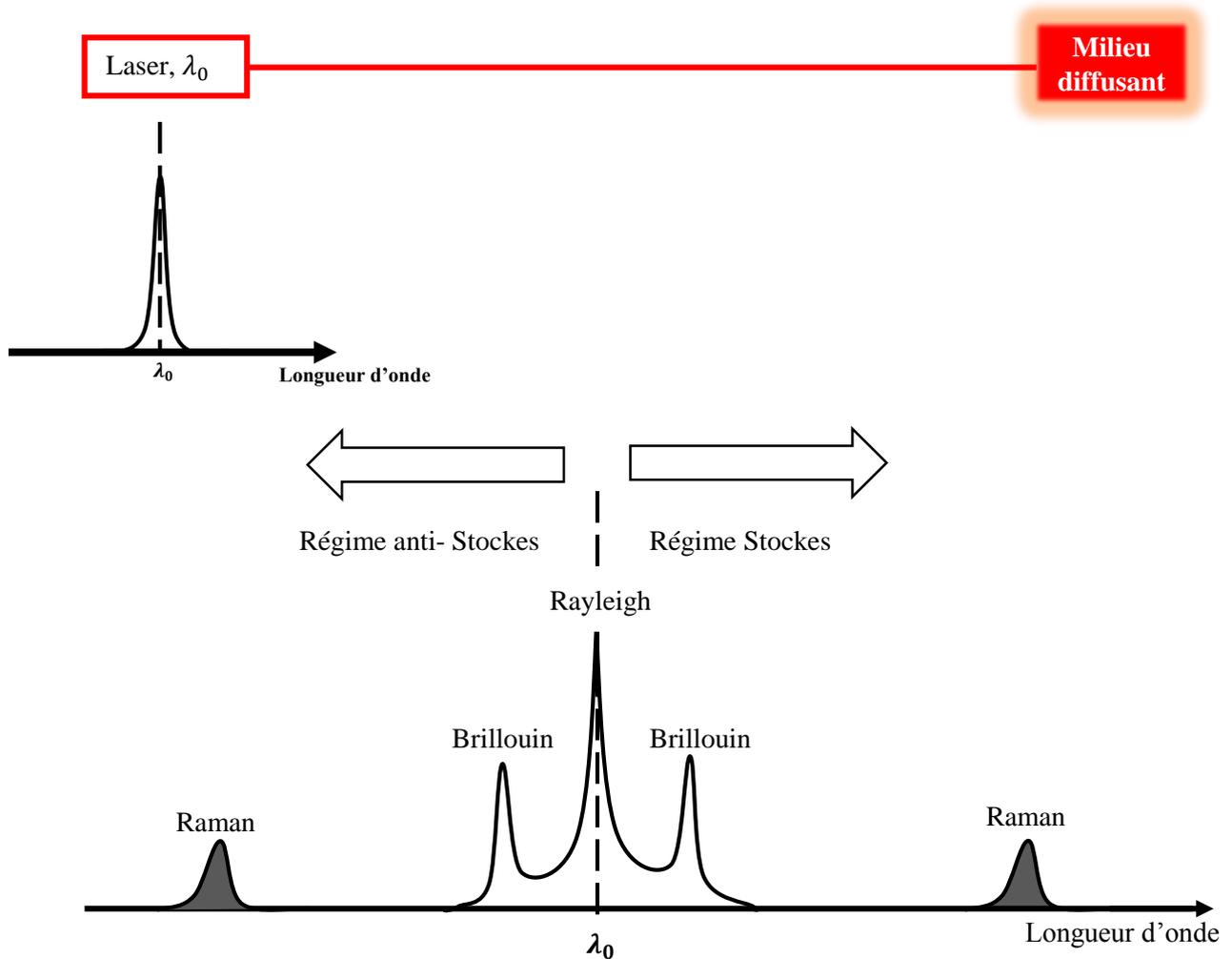


Figure (I. 10) : Spectre de rétro- diffusion de la silice lorsqu'une onde de longueur d'onde  $\lambda_0$  est injectée

### I.2.6 Application de la réflectométrie Raman

La technique Raman peut être utilisée pour détecter, et localiser des points chauds ou froids (fuite de Gaz par exemple), le long des lignes d'énergie ou de tubes transportant des fluides, et la détection d'incendies dans les tunnels. Différents appareils DTS (*Distributed Temperature Sensor*) sont commercialisés par les sociétés Shlumberger, Agilent, et Siemens pour la surveillance des incendies.

### I.2.7 Réflectométrie à effet Brillouin

C'est une classe de CFO basée sur la diffusion Brillouin qui est un mécanisme de même nature que la diffusion Raman, mais l'interaction se fait cette fois ci avec des phonons acoustiques prenant naissance dans la fibre optique. La fréquence Brillouin dépend des paramètres acousto-optiques du matériau constituant la fibre optique, comme l'indice effectif  $n_{eff}$  du mode fondamental, et la vitesse acoustique du mode acoustique  $V_{eff}$ . Le décalage

fréquentiel des raies Brillouin dépend de l'indice de réfraction  $n$  de la fibre optique, de la vitesse des ondes acoustiques ( $V_a$  de l'ordre de 500 m/s), ainsi que de la longueur d'onde incidente  $\lambda_0$ . A la longueur d'onde de  $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$ , la fréquence Brillouin est d'environ 11 GHz, et qui est donnée par la relation  $\nu_B = 2 \cdot n \cdot V_a / \lambda_0$  [Sikali Mamdem 2012].

La variation de la fréquence Brillouin dépend de la température, et des contraintes internes ou externes exercées sur la fibre optique. C'est sur ce principe que fonctionnent les CFO Brillouin. Dans le cas d'une fibre optique monomode standard de télécommunications SMF-28 dopée Germanium, le décalage fréquentiel  $\Delta\nu_B$  s'exprime comme suit [Sikali Mamdem 2012] :

$$\Delta\nu_B = C_\epsilon \Delta\mu + C_T \Delta T \quad (\text{I.3})$$

Avec

$C_\epsilon = 0.05 \text{ MHz}/\mu\epsilon$  Sensibilité à la déformation de la fibre optique à  $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$   
 $C_T = 1 \text{ MHz}/^\circ\text{C}$  Sensibilité à la température de la fibre optique à  $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$

Le décalage fréquentiel de l'ordre de 11 GHz, par rapport à la longueur d'onde d'excitation est généralement beaucoup plus faible que le régime Raman. Il est impossible de l'isoler également de la raie Rayleigh par filtrage spectral. La mesure temporelle de ce décalage nécessite la mise au point d'autres techniques plus élaborées comme la BOTDR (*Brillouin Optical Time Domain Reflectometry*), et la BOTDA (*Brillouin Optical Time Domain Analysis*) [Ferdinand 2008]. Le Système de mesure basée sur la technique BOTDA (Brillouin Optical Time Domain Analysis) de Scslumberger est représenté par la figure (I.11).

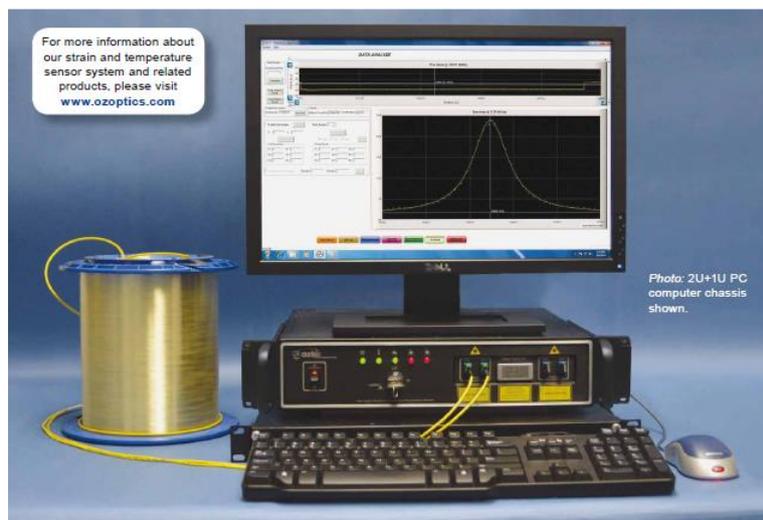


Figure (I. 11) : Système de mesure basée sur la technique BOTDA (Brillouin Optical Time Domain Analysis) de Scslumberger

### I.2.8 Applications de la réflectométrie Brillouin

La technologie des capteurs distribués de type Brillouin est adaptée à la surveillance de grands ouvrages pour déterminer le profil de température, ainsi que le profil de déformation. On peut citer par exemple :

- Les barrages, tunnels, ponts, autoroutes.
- Plateformes pétrolières, et les pipelines.
- Surveillance des sites de stockage des déchets chimiques, ou radioactifs
- Surveillances des installations cryogéniques, et des cuves de méthaniers.
- Détection d'incendies.

### I.3 Principales techniques de mesure et de démultiplexage à réseaux de Bragg

La détermination des mesures des différents capteurs installés dans une fibre optique comme le montre la figure (I.12), impose d'identifier chacun d'eux à l'aide d'une adresse, ainsi que la longueur d'onde de Bragg qui va donner la mesure. Suivant que le démultiplexage se fait en série, ou en parallèle, l'acquisition des données est plus ou moins rapide.

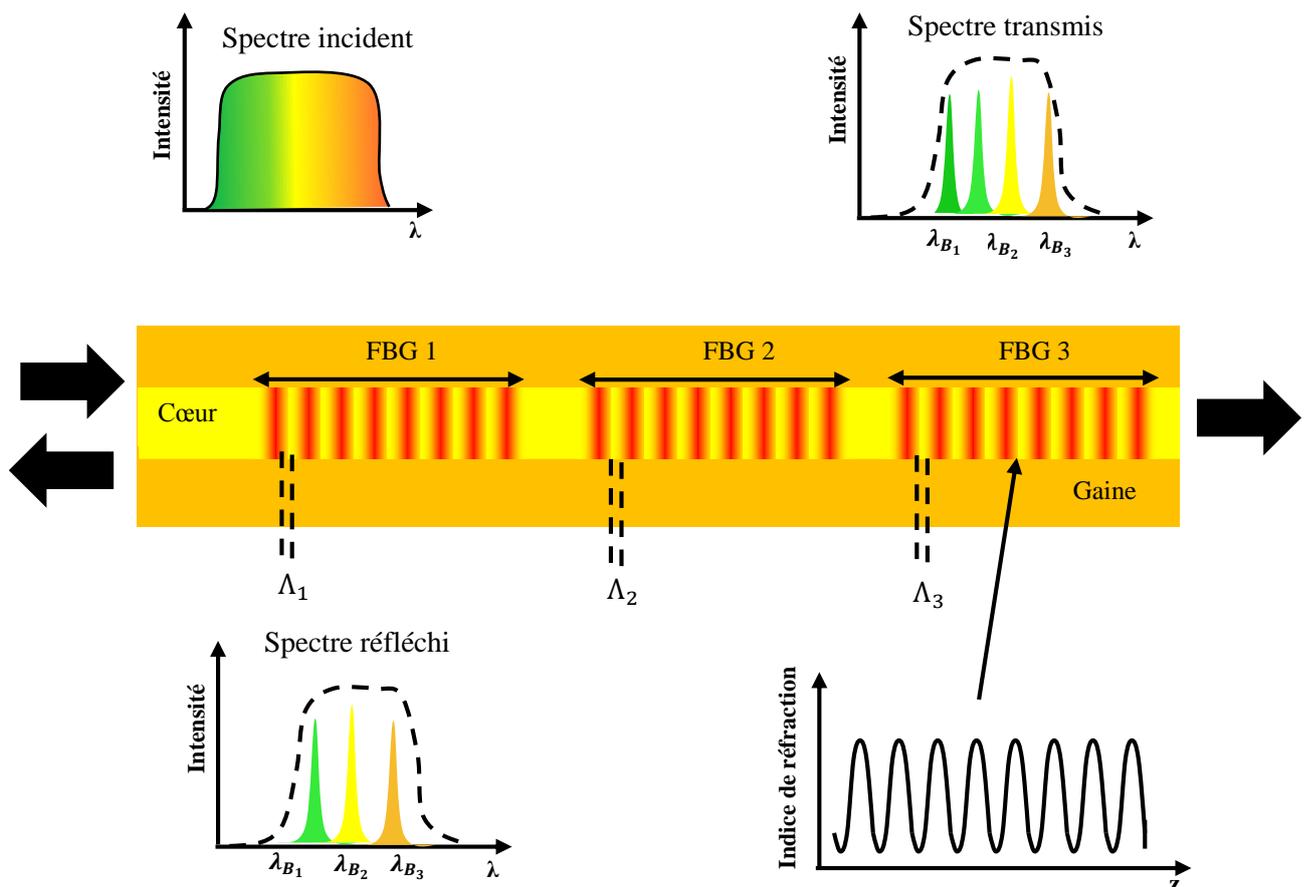


Figure (I. 12) : Principe du multiplexage en longueur d'onde à base de réseaux de Bragg [Dupont 2002]

Les réseaux de Bragg fibrés présentent l'avantage d'être multiplexés. Pour cela, il suffit de mettre en cascade plusieurs réseaux de Bragg de pas différents ( $\Lambda_1, \Lambda_2, \Lambda_3, \Lambda_i$ ), puis de les interroger par le système autour de leur propre longueur d'onde. La lumière incidente est réfléchiée aux différentes longueurs d'onde de Bragg ( $\lambda_{B1}, \lambda_{B2}, \lambda_{B3}, \lambda_{Bi}$ ). La capacité de multiplexage (i.e. le nombre de réseaux que l'on peut placer simultanément) est limitée principalement par l'étendue de mesure désirée. Dans le cas d'un capteur de température par exemple, interrogé par une diode super luminescente (SLD) de largeur spectrale à mi-hauteur  $\Delta\lambda = 40 \text{ nm}$ , autour de  $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$ . L'étendue de la mesure théorique est d'environ  $\Delta T > 3000^\circ\text{C}$ . En multiplexant 30 réseaux de Bragg inscrits à des longueurs d'ondes régulièrement espacés dans l'intervalle spectral, l'étendue de mesure devient  $\Delta T > 100^\circ\text{C}$ . La capacité de multiplexage dépendra donc toujours de l'application, mais on peut retenir le nombre de 100 comme une limite à ne pas dépasser. L'inscription d'un nombre important de réseaux de Bragg sur une même fibre nécessite une bonne maîtrise de la technologie. Le système d'interrogation permettant de faire l'acquisition, et le traitement constitue la partie déportée de l'instrument. La figure (I.13) illustre le principe d'une mesure de température, et de déformations dans le cas de trois réseaux de Bragg pour une variation de température  $\Delta T = T_2 - T_1$ , et de déformations  $\Delta L/L$  [Ferdinand 2008]. Le tableau (I.2) donne les principales techniques de démultiplexage d'un réseau de capteurs CFO.

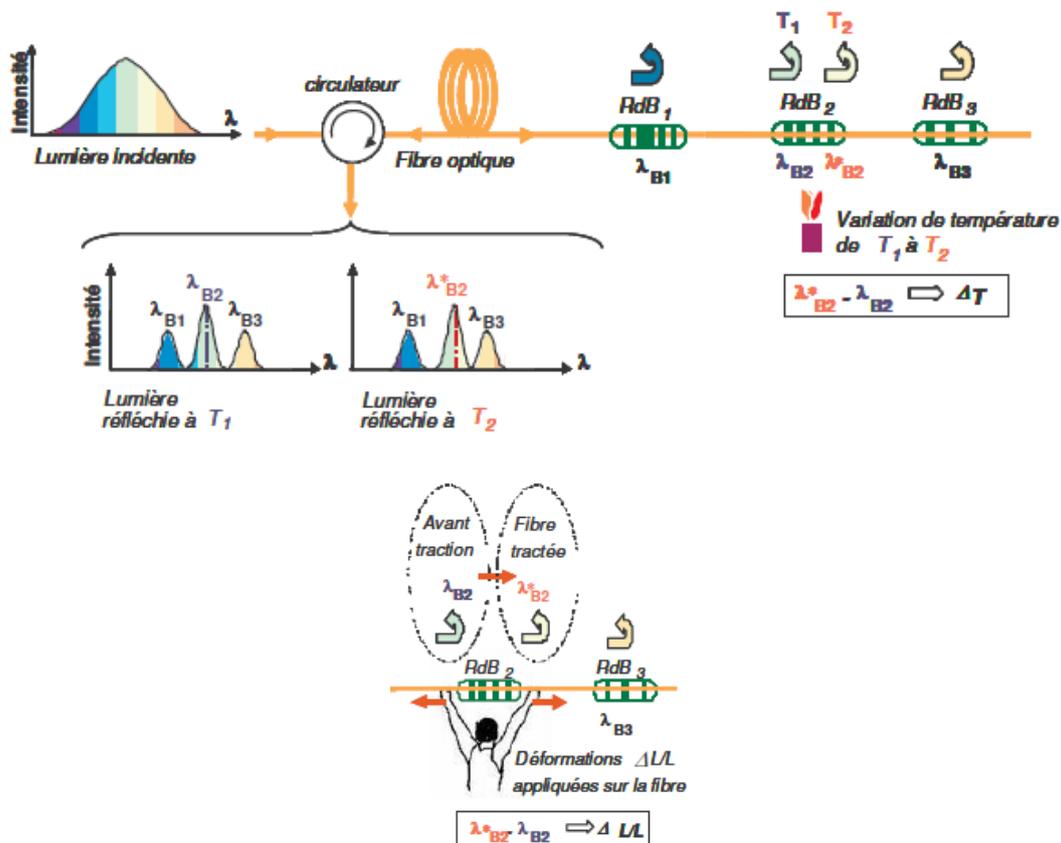


Figure (I. 13) : Exemple d'un système à réseaux de Bragg pour la mesure de température ou de déformations pour une variation de température  $\Delta T = T_2 - T_1$ , et de déformations  $\Delta L/L$  [Ferdinand 2008]

Système d'analyse des déplacements spectraux	Source optique	Distribution spectrale des réseaux sur une ligne	Nombre de capteurs N/ligne	Fréquence d'acquisition B par ligne	Résolution R des mesures en déformations
Source accordable	Diode Laser à cavité externe (DBR)	$\lambda_B$ différentes	20	$10^{-3}$ Hz à 0.5 Hz en continu	$1 \mu\epsilon$
Fabry-Pérot à balayage	DEL ou		15	10 à 100 Hz	$10 \mu\epsilon$
Asservissement de N sources	SLD		20	1 KHz	$10 \mu\epsilon$ à $100 \mu\epsilon$
Filtre linéaire d'analyse			100	100 Hz	$10 \mu\epsilon$

Tableau (I. 2) : Principales techniques de démultiplexage d'un réseau de capteurs CFO

## I.4 Principaux domaines d'application des capteurs à réseaux de Bragg

### I.4.1 Aéronautique, et matériaux composites

Les matériaux composites stratifiés à matrice organique, c'est-à-dire en résine époxyde ou polyester renforcés de fines fibres résistantes de verre, carbone noyées en couches successives sont très attractifs pour les applications de haute technologie comme l'aéronautique, le spatial, ou le TGV. Ils permettent de concevoir des structures performantes présentant de bonnes qualités mécaniques (résistance, et rigidité spécifiques rapportées à leur densité, et souvent inégalées par la plupart des matériaux métalliques grâce aux choix du type de lamifié, au nombre de plis, et à l'orientation des fibres de renfort. Le FBG est placé sur un patch (dont la forme est optimisée) qui est lui-même fixé sur des zones critique de l'avion figure (I.14).

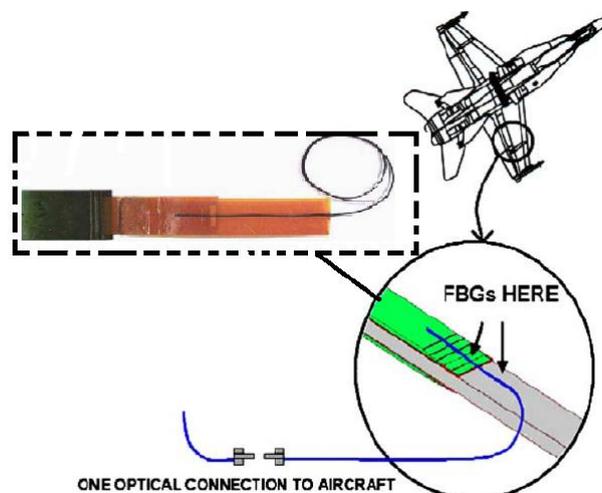


Figure (I. 14) : Patch pour le SHM sur des structures d'avions militaires Australiens [Baker 2004]

Dans le domaine militaire, les hélicoptères Westland ou Lynx, le Boeing 777 ou encore l'Eurofighter ont été concernés par l'usage des capteurs à fibres optiques. Cependant, ils ont été écartés car jugés encore trop immatures comparés aux capteurs électriques classiques. Une des fonctions recherchées pour l'aéronautique est la détection des impacts sur des surfaces. En France, le consortium DRET/AIA/ONERA/CEA s'intéresse de près à la détection "d'impacts invisibles". La NASA ainsi que Photonics Groups développent un capteur FBG de pression au sein d'une aile d'hélicoptère. En Suède, l'institut de recherche optique a lancé un projet national SMART pour développer un système de mesure de température et de déformation dans l'aéronautique de défense. British Aerospace avec la coopération de 11 partenaires a projeté en 1999 de réduire de 20% les inspections en 5 ans. En Allemagne, le groupe de recherche de Daimler-Benz, en collaboration avec Airbus depuis 1996 envisage l'emploi des capteurs FBG pour améliorer les performances aérodynamiques et optimiser les formes des pièces. La NASA et Photonic Group Research ont choisi les capteurs FBG pour la surveillance des conditions des conteneurs cryogéniques. Lockheed Martin est un partenaire de la NASA ayant identifié les FBG comme pouvant surmonter le milieu chimique (hydrogène et oxygène, carburants) et pouvant opérer dans une large gamme de température pouvant surmonter le milieu chimique (hydrogène et oxygène, carburants) et pouvant opérer dans une large gamme de température [Demirel 2009]. Un dernier exemple d'application des FBG pour les avions est proposé par Baker et al. [Baker 2004] où les auteurs ont utilisé le FBG pour le suivi de tenue de la structure (SHM) dans les avions militaires australiens F/A-18 et le F-111C [Demirel 2009].

#### **I.4.2 Applications en génie civil**

La combinaison de plusieurs solutions de fibres optiques permet la surveillance de digues, grâce à la combinaison de mesures de niveau, d'inclinomètres, afin de surveiller l'affaissement et les déformations associées, mais également de thermométrie pour détecter les fuites au sein des ouvrages en terre, grâce à la mesure de l'écart de température existant entre la zone exposée à la fuite, et une zone soumise à la température de l'air.

La mesure de fuites a débuté dans le secteur pétrolier, dans l'objectif de surveillance des forages, et des pipes- lines. Depuis 2011, EDF démocratise l'usage de la fibre pour la surveillance d'infrastructures hydrauliques, comme dans le canal de Curbans en France (eaux de la Durance) en 2011 avec 11 km de fibre optique installés. La figure (I.13) montre une mesure des fuites par l'utilisation des CFO [Captiven 2014].



Figure (I. 15) : Mesures des fuites par les CFO [Captiven 2014]

### I.4.3 Mesure de déformations

Les fibres optiques peuvent être utilisées pour mesurer des contraintes. Elles peuvent être utilisées également dans les mines, les carrières, les tunnels ou sous les chaussées ou les ponts afin de mesurer l'affaissement des voutes, ou les effets de tassement.



Figure (I. 16) : Mesures de contraintes dans un pont [Captiven 2014]

En 2013, EDF et VNF ont débuté l'installation de 43 km de fibre sur une digue du Rhin en Alsace (Figure 1.16). Ce projet a permis d'inaugurer une nouvelle technique de pose de la fibre optique par trancheuse, mis en œuvre par le groupe d'entreprises Vinci- Cegelec-GTC-Kappelmeyer. Ce nouveau dispositif a permis de passer de 300 m de pose journalier, à un rendement de 2 km. Le système est composé de la fibre, enfouie à 1 m de profondeur, complété par un réseau de piézomètres. Le tout représente un coût des travaux de 2 M€, dont 1,2 uniquement pour la pose de la fibre optique. La figure (I.17) illustre un réseau de capteurs

enfou pour la surveillance des digues entre du Rhin entre Strasbourg et Iffezheim [Captiven 2014].



Figure (I. 17) : Réseau de capteurs pour les digues du Rhin entre Strasbourg et Iffezheim [Captiven 2014]

#### I.4.4 Surveillance des ponts

La surveillance des ponts constitue également une application de CFO à base de réseaux de Bragg (FBG). L'équipe de Chan [Chan 2006] a installé 40 capteurs de déformation pour la surveillance du plus haut pont suspendu Ma Tsing (2200 m) qui supporte à la fois une voie ferrée, et une voie pour véhicules (Figure I.18).

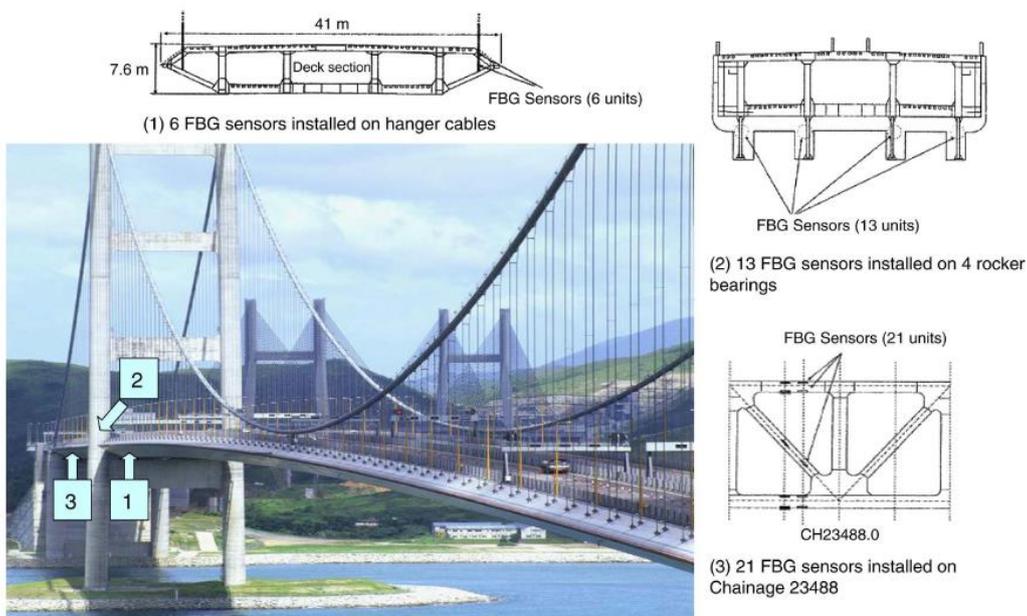


Figure (I. 18) : Instrumentation du Ma Tsing (Honk Hong) par 40 FBG distribués [Chan 2006]

### I.4.5 Le monitoring

Les mesures ont pour objectif la surveillance des structures en vue de prévenir les dommages sur les biens et les personnes. Les mesures sont exploitables sur sites ou à distance via les prolongateurs à fibres optiques mais par ailleurs les données étant analysées et codées en numérique il est possible de réaliser un transfert via des lignes téléphoniques classiques ou le GSM et de mettre les moyens de gestion en ligne sur internet. Les données et les alarmes gérées in situ permettent d'activer des alarmes, de joindre des personnels d'astreinte sur leurs téléphones portables par SMS ou message vocal, d'alerter les PC de commandement des différents intervenants dans la gestion du risque et, naturellement de permettre à certains experts de pouvoir suivre, en temps réel la gestion du risque. Différents sites peuvent-être installés en réseaux pour permettre à une ville, une communauté d'agglomérations, un département ou une région de suivre différentes problématiques comme le problème des éboulements rocheux et la gestion de tunnels et de ponts.

### I.4.6 Applications des CFO au biomédical

Les derniers développements des CFO ouvrent de nouvelles perspectives, et opportunités dans le domaine du biomédical, et de la biophotonique. La fibre optique est intéressante car il s'agit d'un matériau biologiquement inerte, avec les possibilités de multiplexage de plusieurs transducteurs sur une même fibre. Parmi les applications, on peut citer :

- Mesures d'indices de réfraction du cytoplasme cellulaire, ainsi que les mesures quantitatives de biomolécules (anticorps, antigènes, protéines, ADN, toxines) [\[Ferdinand 2006\]](#).

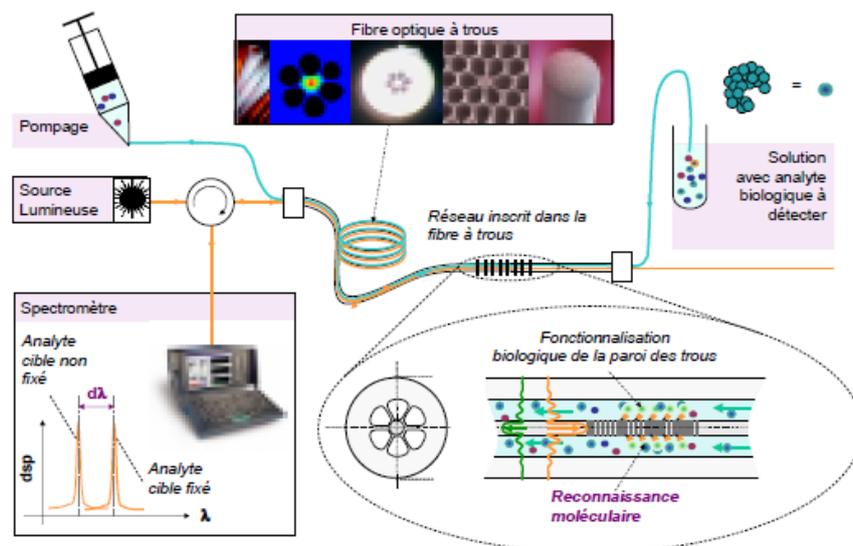


Figure (I. 19) : Principe de détection de biomolécules par mesure d'indices dans les fibres microstructurées [\[Ferdinand 2006\]](#)

Cette technique repose sur les technologies des réseaux de Bragg, et celle des fibres microstructurées (ou fibres à trous). L'indice de réfraction vu par le réseau de Bragg inscrit dans une telle fibre dépend du milieu présent dans les trous. Les molécules cibles qui sont accrochés en surface modifient l'indice de réfraction, et par suite la longueur d'onde de Bragg. La mesure de cette dernière permettra de remonter à la quantité de molécules cibles. La figure (I.19) illustre le principe de la détection des biomolécules par la mesure d'indice dans les fibres microstructurées.

- Mesures corporelles de températures (hypothermie, hyperthermie), et de déformations (musculaires, osseuses), et du volume respiratoire.

La figure (I.20) montre une surface tactile à base de FBG distribués [\[Demirel 2009\]](#).

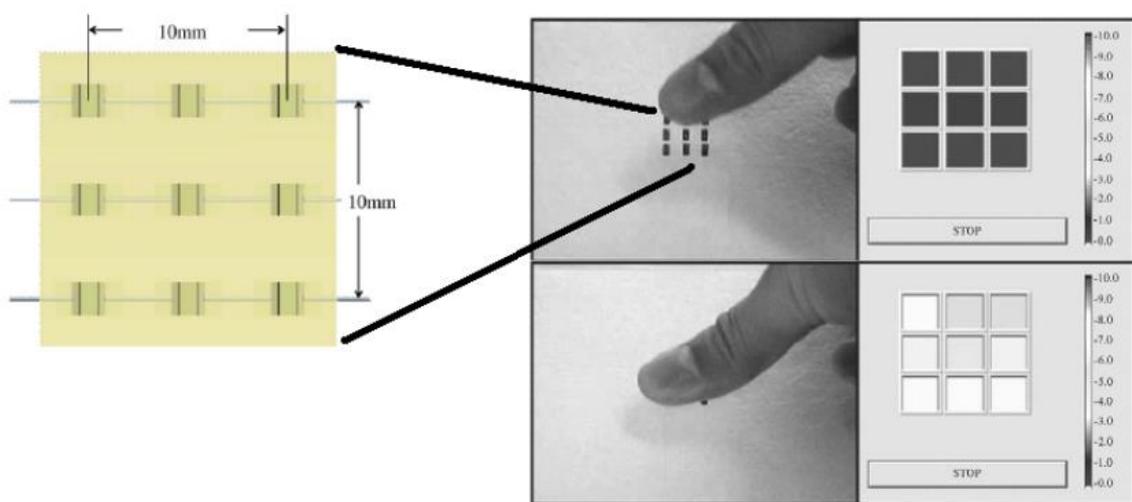


Figure (I. 20) : Surface tactile réalisée avec FBG distribués [\[Demirel 2009\]](#)

Rao. Et al. [\[Rao 98\]](#) présentent un capteur de température FBG *in vivo* pouvant fournir une température à 0.2°C près toutes les 0.4 secondes et pouvant fonctionner pleinement dans une machine d'IRM (celle-ci délivre trop de champs magnétiques pour l'usage du thermocouple). Rao et al. [\[Rao 98\]](#) ont proposé un capteur qui s'installe dans le cathéter employé dans la surveillance du flux sanguin au niveau cardiaque. En observant l'évolution de la température avec une fréquence d'acquisition de 10 Hz, on peut remonter à une estimation du flux. Un dernier exemple d'application des FBG est donné grâce aux travaux de Heo et al. [\[Heo 2006\]](#). Les auteurs ont réalisé des surfaces tactiles à l'aide de  $3 \times 3$  FBG répartis permettant de détecter la pression d'un doigt, et de donner une cartographie associée [\[Demirel 2009\]](#).

La figure (I.21) montre une illustration d'un relevé de températures, ou de microdéformations à l'aide d'un réseau de CFO [\[Ferdinand 2006\]](#).

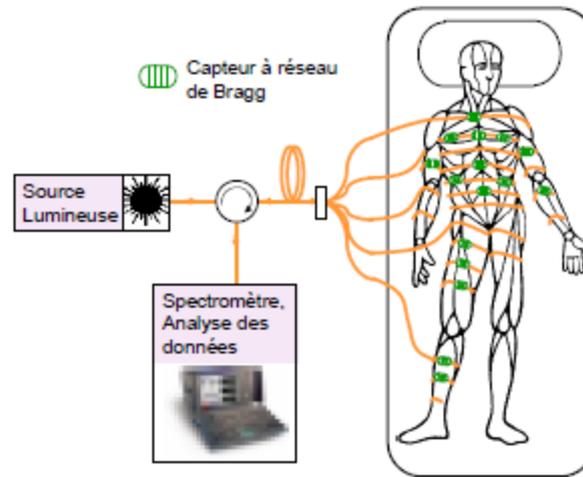


Figure (I. 21) : Illustration d'un relevé de températures, ou de microdéformations à l'aide d'un réseau de CFO [\[Ferdinand 2006\]](#)

## I.5 Les capteurs à fibres optiques (CFO) de type plasmonique

### I.5.1 Généralités

Une onde de plasmon de surface est un mode particulier du champ électromagnétique qui existe à l'interface entre un métal, et un diélectrique et qui se comporte comme un plasma d'électrons libres. Le champ électromagnétique de cette onde atteint son amplitude maximale à l'interface et décroît exponentiellement au sein des deux milieux. La longueur de pénétration de cette onde dans le milieu diélectrique (milieu extérieur) est de quelques centaines de nanomètres, et varie en fonction de la longueur d'onde de la lumière utilisée.

L'excitation des ondes de plasmon par les modes d'une fibre optique permet de développer des biocapteurs miniaturisés pouvant être interrogés à distance. Des réseaux de diffraction photo-inscrits au sein du cœur des fibres monomodes ont été exploités pour la génération d'ondes de plasmon de surface. Des réseaux à pas longs qui couplent la lumière du cœur vers la gaine dans le sens co-propagatif ont été utilisés [\[ He Y.J\) 2006\]](#). Plus récemment, l'utilisation des réseaux de Bragg inclinés couplant la lumière du cœur vers les modes de dans le sens contra-propagatif a été également utilisé [\[Shevchenko \(Y.Y\) 2007\]](#). Le développement des de biocapteurs plasmoniques sur fibres optiques est en plein essor, et date d'environ 30 ans.

### I.5.2 Principes de génération d'une onde de plasmon de surface

Le guidage de la lumière dans une fibre optique est basé sur le phénomène de réflexions totales internes à l'interface cœur-gaine, avec l'apparition d'ondes évanescentes se propageant le long de celle-ci. Un capteur plasmonique est obtenu en ôtant la gaine sur une petite portion de la fibre comme illustré sur la figure (I.22), et en déposant directement sur le cœur une couche métallique nanométrique.

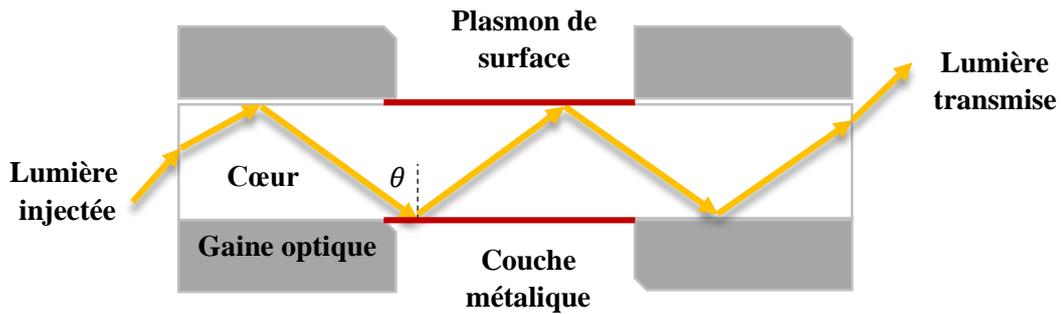


Figure (I. 22) : Schéma de principe d'un capteur plasmonique sur fibre optique

### I.5.3 Capteur plasmonique à l'aide de réseaux de Bragg inclinés sur fibre optique

La génération d'ondes de plasmon de surface à l'aide des réseaux de Bragg inclinés a été reportée pour la première fois en 2007 par l'équipe du professeur J. Albert de la Carleton University d'Ottawa, au Canada [\[Shevchenko \(Y.Y\) 2007\]](#). La résonance de plasmon de surface se manifeste par un engorgement dans le spectre de transmission au niveau des modes de gaine dont l'indice effectif correspond à celui du diélectrique extérieur comme illustré sur la figure (I. 23) [\[Caucheteur 2013\]](#). La polarisation de la lumière joue un rôle critique et on assiste à un comportement antagoniste pour les deux modes de polarisation orthogonaux s et p. La démodulation d'un tel capteur se base sur la mesure du décalage en longueur d'onde du mode de gaine le plus sensible en fonction du changement d'indice de réfraction externe. Il s'agit du mode situé quelques nanomètres en deçà du mode présentant l'atténuation maximale.

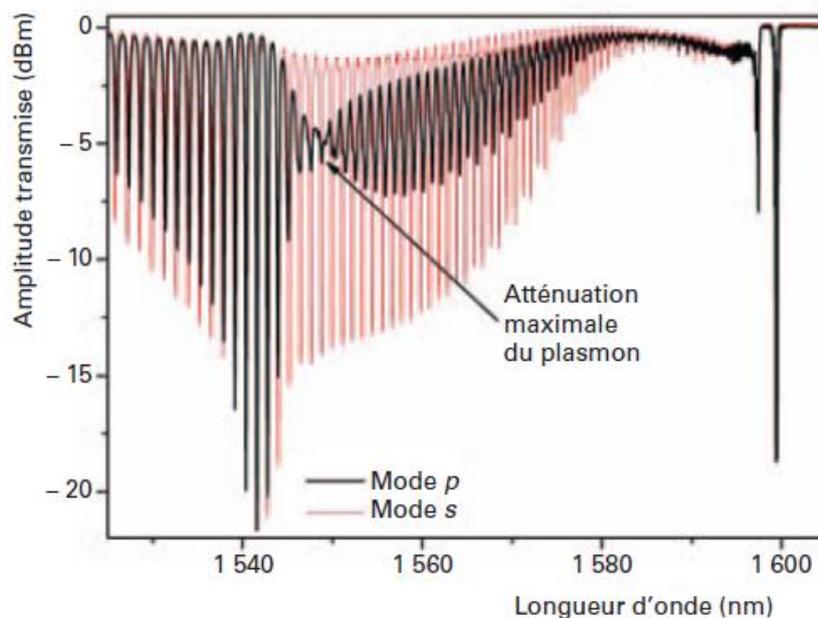


Figure (I. 23) : Spectres de transmission orthogonaux pour un réseau incliné à  $10^0$  recouvert d'une couche d'or de 50 nm d'or immergé dans de l'eau salée) [\[Caucheteur 2013\]](#)

#### **I.5.4 Exemples de biodétection**

La technologie des CFO de type plasmonique n'est pas encore suffisamment mure pour être disponible commercialement. En pratique, de nombreux types de molécules ont été utilisés comme éléments biorécepteurs greffés sur la couche d'or [Naimushin 2003][Rusmini 2007]. Les anticorps offrent une spécificité et une affinité relativement grande et ont été largement utilisés dans les CFO plasmoniques. Au vu de la diversité et de la complexité de ces différents biorécepteurs, il n'existe pas de méthode de greffage universelle. Cette dernière est déterminée compte tenu de la molécule à greffer. Celles-ci sont soit attachées directement à la surface de l'or soit encapsulées dans une matrice tridimensionnelle.

#### **Conclusion**

Nous avons présenté dans ce chapitre un aperçu des capteurs à fibres optiques (CFO), et leurs applications potentielles dans les différents domaines comme le biomédical, le génie civil, ou bien l'aéronautique. La littérature regorge d'exemples dans différents domaines. Les CFO entrent en compétition avec beaucoup de capteurs déjà existants, mais du fait de leurs atouts, ils deviennent dans certains domaines une solution intéressante. Les projets à l'échelle Européenne, de l'Amérique du Nord, et de la Chine comme cela a été indiqué au début de ce chapitre traduisent l'importance des enjeux.

## Références

### B

[**Baker 2004**] W Baker, I. McKenzie & R. Jones. “Development of life extension strategies for Austrian military aircraft using structural health monitoring of composite repairs and joints “composite repairs and joints. *Composite Structures*, vol. 66, no. 1-4, pages 133-143 (2004).

### C

[**Captiven 2014**] [www.captiven.fr](http://www.captiven.fr)

[**Chan 2006**] T.H.T. Chan, L. Yua, H.Y. Tam, Y.Q. Ni, S.Y. Liu, W.H. Chung & L.K. Cheng « *Fiber Bragg grating sensors for structural health monitoring of Tsing Ma bridge : Background and experimental observation*. *Engineering Structures*, vol. 28, pages 648–659, (2006).

[**Caucheteur 2013**] C. Caucheteur « Biocapteurs plasmoniques sur fibre optique « *Techniques de l’ingénieur*, (2013).

[**Cementys**] <http://www.cementys.com/technologies/capteurs-fibre-optique/>

### D

[**Demirel 2009**] Demirel Mustafa « Contribution à l’optimisation des mesures de température et de déformations par fibre optique à réseau de Bragg : application au procédé de fabrication des composites par infusion de résine » Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint- Etienne, (2009).

[**Dupont 2002**] James Dupont. « Comportements de capteurs à fibres optiques, noyés ou fixés En surface d’ouvrage en béton « Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Ponts et Chaussées, Paris/Marne-la-Vallée, (2002).

### F

[**Ferdinand 2014**] Pierre Ferdinand « Les capteurs à fibres optiques en Chine « Journées Nationales d’Optique Guidée JNOG – (2014).

[**Ferdinand 2006**] Pierre Ferdinand « Applications des Capteurs à Fibres Optiques au Biomédical » Journées photoniques et sciences du vivant – ESPCSI. (2006).

[**Ferdinand 2008**] Pierre Ferdinand « Réseaux de capteurs à fibres optiques – Mesures et multiplexage « *Techniques de l’ingénieur, traité Mesures et contrôle – R460v2-* (2008).

[**Ferreti 1996**] Ferreti Marc « Capteurs à fibres optiques « *Techniques de l’ingénieur, traité Mesures et contrôle – R415-* (1996).

### G

[Ghorai 2005] S.K. Ghorai, D. Kumar, B.K. Hura, « Strain measurement in a Mach-Zehnder fiber interferometer using genetic algorithm » Sensors and Actuators A.122, (2005).

[Grattan 2000] K. T. V. Grattan, T. Sun Dr., « Fiber optic sensor technology : an overview » , Sensors and Actuators A: Physical, Vol. 82, pp 40-61, 2000.

## H

[Heo 2006] J.S. Heo, J.H. Chung & J.J. Lee. “*Tactile sensor arrays using fiber Bragg grating grating sensors*”. Sensors and Actuators, vol. 126, pages 312–327, (2006).

## N

[Nexans] [http://www.nexans.fr/eservice/France\\_fr\\_FR/navigate\\_266054/Cables\\_de\\_surveillance\\_a\\_fibres\\_optiques\\_y\\_compris\\_sous\\_marins\\_.html](http://www.nexans.fr/eservice/France_fr_FR/navigate_266054/Cables_de_surveillance_a_fibres_optiques_y_compris_sous_marins_.html)

## L

[Lecoy 2016] Pierre Lecoy “ Les fibres optiques en capteurs et en instrumentation “La revue 3EI No85 – (2016)

[Lee 2003] B. Lee “Review of the present status of optical fiber sensors” Optical Fiber Technology, 9, pp. 57-59, (2003).

[Lebrun 2011] A. Lebrun “ Modélisation d’un capteur à fibres optiques de modulation de polarisation pour la détection de vibrations sismiques” Thèse de l’université de Strasbourg (2011).

## P

[http://www.igigroup.com/st/pages/photonic\\_sensor\\_report.html](http://www.igigroup.com/st/pages/photonic_sensor_report.html)

[Pigeon 1991] Pigeon F, Mure- Ravaud A, Veillas C, Gagnaire H, “ Utilisation d’une fibre optique unimodale standard à la detection de vibrations mécaniques” OFS’8 Conference- Monterey Californie USA (1992).

## R

[Rao 1998] Y.J. Rao, D.J. Webb, D.A. Jackson, L. Zhang & I. Bennion. « *Optical In- Fiber Bragg Grating Sensor Systems for Medical Applications*. Journal of Biomedical Optics, Vol.3, p.38, (1998).

## S

<http://www.sensorsmag.com/sensors/news/distributed-fiber-optic-sensor-market-forecast-grow-1525-12206>

[Sikali 2012] Sikali Mamdem Yolande « Capteurs à fibres optiques répartis par effet Brillouin séparation de la dépendance à la température et à la déformation » Thèse de Doctorat Ecole Nationale de Télécommunications (2012).

## **T**

[**Tech Anticipia 2013**] <http://www.technopole-anticipa.com/IMG/pdf/PresOffreCapteur-2.pdf>

## **Y**

[**Yuan 2000**] Li-bo Yuan, Li-min Zhou, Jong-Sheng Wu, “Fiber optic temperature sensor with duplex Michelson interferometric techniques” *Sensors and Actuators*, 86, (2000).

## **Chapitre II: Les réseaux de Bragg fibrés**

---

---

## Sommaire

---

Introduction.....	40
II.1 Propagation dans les fibres optiques .....	40
II.1.1 Structure des fibres optiques.....	40
II.1.2 Théorie du guidage .....	41
II.1.2.1 Approche géométrique par la théorie des rayons .....	42
II.1.2.2 Approche modale par l'optique électromagnétique.....	43
II.1.2.3 Démarche générale .....	43
II.1.2.4 Equations de Maxwell pour les milieux diélectriques.....	44
II.1.2.5 Guides d'onde invariants en translation .....	45
II.1.2.6 Guidage faible et équation d'onde scalaire pour les fibres optiques .....	46
II.1.2.7 Modèle d'une fibre optique à saut d'indice à deux couches.....	47
II.1.2.8 Equation caractéristique des modes LP .....	50
II.1.2.9 Répartition transverses des modes propagés .....	53
II.2 Les réseaux de Bragg.....	57
II.2.1 Généralités, et Principe.....	57
II.2.2 Du réseau de diffraction aux réseaux de Bragg.....	58
II.2.3 Réseaux de Bragg à pas courts Fiber Bragg Grating (FBG) .....	58
II.2.4 Variation de la longueur du réseau :.....	60
II.2.5 Réseaux de Bragg à pas Longs, Long Period Grating (LPG).....	60
II.2.6 Variation de la longueur du réseau :.....	62
II.2.7 Réseaux de Bragg à pas Inclinés, Tilted Fiber Bragg Grating (TFBG) .....	64
II.3 Théorie des modes couplés.....	65
Conclusion.....	68
Références .....	69

## Introduction

L'intégration des réseaux de Bragg aux fibres optiques présente un grand intérêt non seulement pour les télécommunications optiques comme la conception de composants tout-fibre permettant l'addition ou l'extraction (systèmes *Add and Drop*) de signaux à des longueurs d'ondes prédéterminées, mais également dans le domaine des capteurs.

Il existe plusieurs façons de créer des réseaux de Bragg dans les fibres, et les techniques diffèrent selon qu'il s'agit de réseaux réflecteurs à pas courts ou FBG (*Fiber Bragg Grating*), ou transmetteurs à pas longs ou LPG (*Long Bragg Grating*), ou bien à pas inclinés TFBG (*Tilted Fiber Bragg Grating*).

Les réseaux FBG assurent le couplage du mode fondamental de cœur avec lui-même en réflexion. Les longueurs typiques du pas  $\Lambda$  sont dans ce cas de la demi-longueur d'onde d'un réseau de période  $\Lambda \approx 500 \text{ nm}$  réfléchit le mode fondamental avec lui-même à la longueur d'onde  $\lambda \approx 1.55 \mu\text{m}$ .

Contrairement aux réseaux FBG, les réseaux LPG ne présentent pas de spectre de réflexion, et sont utilisés uniquement en transmission. Ainsi, le couplage se fait entre le mode fondamental incident, et les modes de gaine co-propagatifs.

Les caractéristiques spectrales des réseaux TFBG appartiennent à la famille des réseaux à pas courts mais qui sont inscrits avec un angle d'inclinaison par rapport à l'axe de la fibre. La structure du spectre est plus complexe que celle des réseaux FBG. Le couplage du mode fondamental vers les modes de gaine contra-propagatifs se traduit par un grand nombre de résonnances étalées sur plusieurs dizaines de nanomètres sur le spectre de transmission.

Ce chapitre a pour objectifs de rappeler les notions importantes de l'optique guidée, l'analogie entre les réseaux de diffraction et les réseaux de Bragg fibrés ainsi que leurs modélisations à l'aide de la méthode des modes couplés. Enfin, des résultats de simulation seront présentés pour les différentes classes de réseaux de Bragg.

## II.1 Propagation dans les fibres optiques

Le but de cette partie est de présenter les résultats les plus importants de la propagation guidée dans les fibres optiques en vue de leurs applications dans le domaine des Capteurs à Fibres optiques (CFO). On se limitera au cas des fibres à saut d'indice. Nous présenterons la théorie du guidage, en insistant sur le calcul des modes scalaires linéairement polarisés en utilisant l'approximation du guidage faible.

### II.1.1 Structure des fibres optiques

Dans une fibre idéale, à symétrie de révolution, et invariante longitudinalement, l'indice de réfraction  $n$  ne dépend que de la distance  $r$  à l'axe de la fibre optique, et la courbe  $n(r)$  est appelée le profil d'indice. La figure (II.1) donne la section transverse avec les différentes régions. En partant de l'extérieur, on rencontre successivement :

- Une couche protectrice en polymère, ou bien en acrylate simple ou double.
- Une gaine protectrice où  $n(r)$  reste constant, et égale à  $n_g$ .
- Un cœur, au voisinage de l'axe, où  $n(r)$  présente un maximum égale à  $n_c$ , et tel que  $n_c > n_g$ .

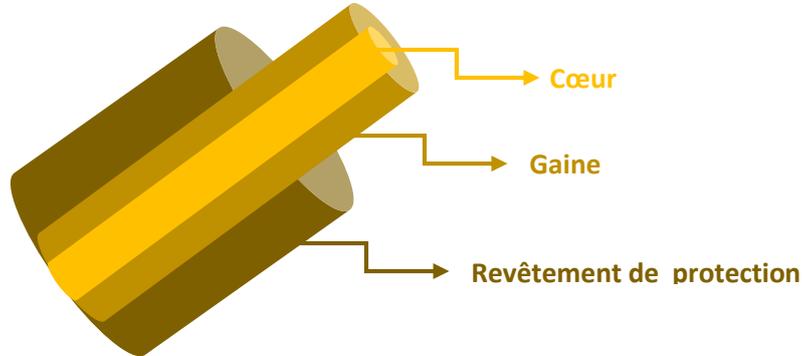


Figure (II. 1) : Structure d'une fibre optique

La fibre optique est un guide d'onde diélectrique de symétrie cylindrique. Cette structure est décrite naturellement en coordonnées cylindriques.

$r$  étant le rayon,  $\theta$  l'angle azimutal, et  $z$  la coordonnée longitudinale. C'est le modèle le plus courant pour décrire les fibres optiques. Lorsque  $n(r)$  est constant dans le cœur, on dira que la fibre est à saut d'indice. Dans le cas contraire, elle est à gradient d'indice.

### II.1.2 Théorie du guidage

Les principes du guidage de la lumière dans une fibre optique sont pratiquement les mêmes que ceux qui s'appliquent dans un guide diélectrique plan. La différence réside dans le fait que la symétrie est cylindrique, qui présente l'avantage de confiner la lumière dans le cœur de la fibre. Ainsi, la lumière se propage sous forme de modes. Chaque mode étant caractérisé par sa constante de propagation  $\beta$ , et sa structure spatiale qui se propage avec une vitesse de groupe qui lui est propre. Lorsque le diamètre de la fibre est très petit, un seul mode pourra se propager, et la fibre est dite monomode. Dans le cas contraire, les fibres sont multimodes.

Deux paramètres opto-géométriques importants  $\Delta$ , et  $V$  sont définis à partir du profil d'indice de réfraction, et de la géométrie de la fibre :

- Lorsque  $\Delta \ll 1$ , la différence d'indice relative est donnée par :

$$\Delta = \frac{1}{2} \cdot \left(1 - \frac{n_2^2}{n_1^2}\right) \approx \frac{n_2 - n_1}{n_1} \quad (\text{II.4})$$

Cette approximation est justifiée par le fait que dans le cas des fibres monomodes, la différence d'indice entre le cœur, et la gaine est de l'ordre de  $4 \cdot 10^{-3}$ .

- La fréquence normalisée  $V$  est définie par :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_c^2 - n_g^2} = \frac{2\pi}{\lambda} a n_c \sqrt{2\Delta} \quad (\text{II.5})$$

Où  $a$ , et  $\lambda$  désignent respectivement le rayon du cœur de la fibre, et la longueur d'onde dans le vide.

### II.1.2.1 Approche géométrique par la théorie des rayons

Le principe de la transmission de la lumière à l'aide d'une fibre optique est simple, la lumière pénètre dans le cœur de la fibre avec un angle suffisamment petit, elle subit une réflexion totale à la surface qui sépare le cœur de la gaine, et elle se propage en zigzag le long de l'axe de la fibre, suite aux réflexions successives comme le montre la figure (II.2).

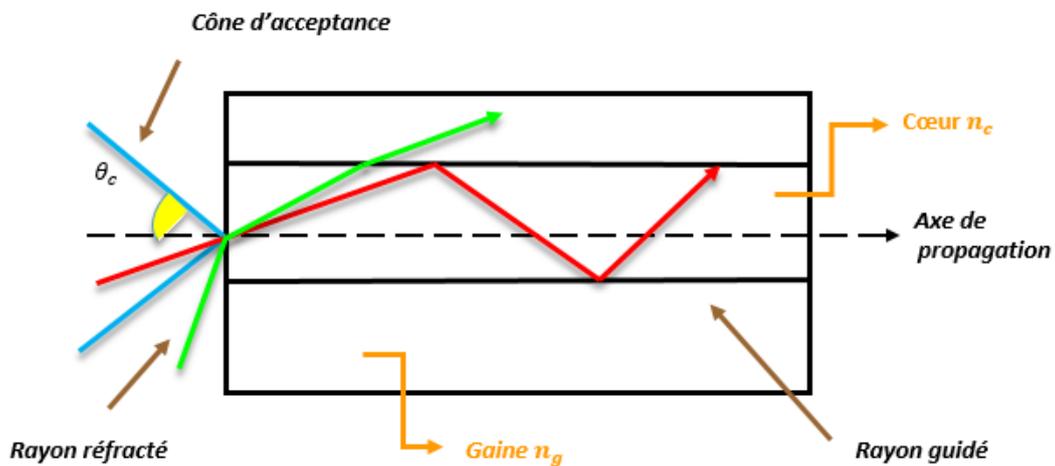


Figure (II. 2) : Propagation des rayons dans la F.O

Pour que ceci soit possible deux conditions sont nécessaires :

- Il faut que  $n_c > n_g$ .
- Il faut que l'angle d'injection du rayon lumineux soit inférieur à l'angle d'acceptance  $\theta_{acc}$  par rapport à l'axe de la fibre comme cela est illustré sur la figure (II.2).

La fibre optique est souvent définie par deux paramètres :

- la différence d'indice relative, qui donne une mesure de saut d'indice entre le cœur et la gaine, et qui s'exprime par :

$$\Delta = (n_c - n_g)/n_c \quad (\text{II.6})$$

- L'ouverture numérique (ON) d'une fibre optique qui définit l'ouverture du cône d'acceptance de la fibre. Elle représente la quantité maximale qu'une fibre optique peut accepter, et elle est mesurée par rapport à l'axe de la fibre [Assad 2008].

$$ON = \sin \theta_{acc} = (n_c^2 - n_g^2)^{1/2} \quad (\text{II.7})$$

### II.1.2.2 Approche modale par l'optique électromagnétique

Dans cette partie on va présenter les principaux résultats de l'optique électromagnétique. Le lecteur trouvera une étude plus détaillée dans les ouvrages [\[Agrawal 2002\]](#)[\[Marcuse 1974\]](#) [\[Bures 2008\]](#). On va établir les équations aux valeurs propres donnant les constantes de propagation  $\beta$ , ainsi que les expressions analytiques des champs pour les fibres optiques à deux couches. La fibre optique représentée par la figure (II.3) est invariante en translation le long de l'axe Oz. Le cœur de rayon  $a$  a pour indice  $n_c$ . La gaine d'indice  $n_g$  s'étend de  $r = a$  jusqu'à l'infini.

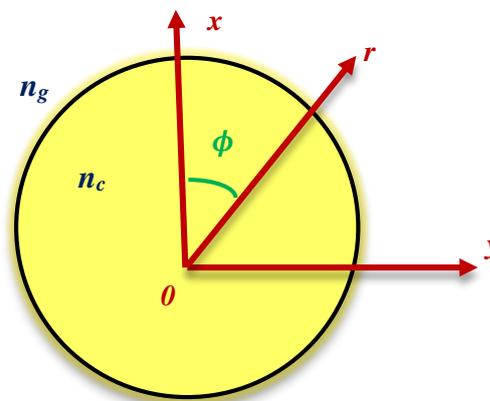


Figure (II. 3) ; Représentation en coordonnées polaires  $(r, \phi)$  d'une fibre optique

### II.1.2.3 Démarche générale

L'optique géométrique nous a montré que la lumière se propage par réflexions totales successives à l'intérieur du cœur de la fibre optique. Toutefois, elle n'est plus valable lorsque la lumière a une longueur d'onde comparable ou inférieure aux dimensions du guide d'onde. D'autre part, l'optique géométrique ne permet pas d'expliquer les distributions lumineuses visualisées à la sortie d'une fibre optique. La théorie électromagnétique plus complète, s'appuie sur les équations de Maxwell afin de décrire, et de calculer les modes dans une fibre optique. Les différentes étapes de cette théorie sont les suivantes :

- Résolution des équations de Maxwell qui relient les champs électriques, et magnétique dans le cas d'un guide d'onde à 2 diélectriques qui sont le cœur, et la gaine de la fibre optique.
- Cette résolution permet d'en déduire l'équation de propagation satisfaite dans les 2 milieux par les composantes des champs électriques, et magnétique. Un mode guidé optique fait référence à une solution de cette équation d'onde. On doit choisir parmi les solutions mathématiquement trouvées les solutions qui ont une réalité physique. On va retenir uniquement les modes guidés dans le cœur, et qui sont décroissants exponentiellement dans la gaine. En outre, la continuité des

composantes tangentielles des champs électrique, et magnétique à l'interface cœur-gaine doit être satisfaite.

- Etablir l'équation caractéristique, appelée aussi équation de dispersion des modes guidés, et dont la résolution va nous fournir la constante de propagation  $\beta$  caractérisant un mode guidé.

#### II.1.2.4 Equations de Maxwell pour les milieux diélectriques

Les champs électrique  $\vec{E}$  et magnétique  $\vec{H}$  s'écrivent en coordonnées cartésiennes sous la forme suivante :

$$\begin{cases} \vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(x, y, z)e^{-i\omega t} \\ \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(x, y, z)e^{-i\omega t} \end{cases} \quad (\text{II.8})$$

Et en coordonnées cylindriques  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  prennent la forme suivante :

$$\begin{cases} \vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(r, \phi, z)e^{-i\omega t} \\ \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(r, \phi, z)e^{-i\omega t} \end{cases} \quad (\text{II.9})$$

Un milieu diélectrique est caractérisé par une permittivité diélectrique  $\varepsilon(\vec{r}) = n^2(\vec{r})\varepsilon_0$ , et une perméabilité magnétique  $\mu$  pratiquement égale à celle du vide  $\mu = \mu_0$ . En absence de charges, et de courants, ces équations s'écrivent :

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = i\omega\mu_0 \vec{H} = i \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} k \vec{H} \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \varepsilon_0 n^2 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -i\omega\varepsilon_0 n^2 \vec{E} = -i \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} k n^2 \vec{E} \end{cases} \quad (\text{II.10})$$

Avec les divergences :

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \cdot (\varepsilon_0 n^2 \vec{E}) = 0 \\ \vec{\nabla} \cdot (\mu_0 \vec{H}) = 0 \end{cases} \quad (\text{II.11})$$

Avec :

$$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda} = \frac{k}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \quad (\text{II.12})$$

En unités MKSA les valeurs de la permittivité et de la perméabilité sont données respectivement  $\epsilon_0 = 10^7/4\pi c^2 \text{ F/m}$  et  $\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \text{ H/m}$ . Le facteur  $\sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$  est l'impédance celle du vide qui vaut  $377 \Omega$ .

### II.1.2.5 Guides d'onde invariants en translation

Le profil de l'indice de réfraction  $n(x,y)$  est indépendant de  $z$ , de plus les champs électrique et magnétique peuvent s'exprimer par une superposition de champs ou de modes du guide. Un mode est une onde plane inhomogène (les surfaces équiphasés sont des plans déphasés de  $\beta z$  et l'amplitude dépend des coordonnées transversales) qui se propage selon  $z$  de façon invariante avec la constante de propagation  $\beta$ .

Les équations d'onde vectorielles modales s'écrivent [\[Bures 2008\]](#) :

$$\begin{cases} (\vec{\nabla}_t^2 + k^2 n^2 - \beta^2) \vec{e} = -(\vec{\nabla}_t + i\beta \hat{z})(\vec{e}_t \cdot \vec{\nabla}_t \ln n^2) \\ (\vec{\nabla}_t^2 + k^2 n^2 - \beta^2) \vec{h} = \{(\vec{\nabla}_t + i\beta \hat{z}) \wedge \vec{h}\} \wedge \vec{\nabla}_t \ln n^2 \end{cases} \quad (\text{II.13})$$

L'opérateur vecteur Laplacien transversal est noté  $\vec{\nabla}_t^2$ .

Le facteur imaginaire  $i$  dans les équations d'onde fait que les composantes transversales  $(\hat{x}, \hat{y})$  sont réelles, et les composantes longitudinales  $(\hat{z})$  imaginaires ou le contraire. Les solutions générales de ces équations peuvent se classer en deux catégories :

- Les modes guidés, solutions discrètes de valeurs réelles de  $\beta$  : se propagent sans pertes dans le guide et sont les équivalents des rayons guidés dans l'optique géométrique, ceci a un grand intérêt dans les télécommunications optiques.
- Les modes de radiation composés de deux groupes :
  - Les solutions discrètes de valeurs complexes de  $\beta$  : ce sont des modes guidés à fuite appelés aussi ondes évanescentes, ils présentent des pertes plus au moins importantes à chaque réflexion. Ceci est un inconvénient majeur pour les télécommunications optiques, mais s'avère être un avantage dans le domaine des CFO.
  - Les solutions continues de valeurs complexes de  $\beta$  : correspondent à des modes non guidés, autrement dit des rayons réfractés. Ces modes s'atténuent très rapidement par rapport aux modes guidés à fuite. Ils s'atténuent lentement à mesure que l'on s'éloigne de la source. Leurs champs ne tendent pas vers zéro, et ne sont pas évanescents.

Pour les fibres optiques en général, les composantes des champs existent et forment des modes hybrides  $HE$  ou  $EH$ . Si l'une des deux composantes longitudinales est nulle nous avons les modes transverse électrique ou magnétique  $TE$  ( $e_z = 0$ ),  $TM$  ( $h_z = 0$ ).

### II.1.2.6 Guidage faible et équation d'onde scalaire pour les fibres optiques

Nous avons vu dans les équations d'ondes vectorielles décrite du paragraphe précédent, qu'il y'a un terme  $\ln n^2$  apparaissant dont on ne peut pas trouver de solutions analytiques générales pour ces équations, sauf dans le cas où les indices sont constants dans chaque couche (guides à profil à saut d'indice). Le guidage faible est obtenu lorsque les différences d'indice sont petites, cette approximation permet de négliger le terme  $\vec{\nabla}_t \ln n^2$  dans les équations d'ondes vectorielles, et d'en déduire une équation d'onde scalaire plus simple dont les solutions sont les modes  $LP$  linéairement polarisés.

Maintenant nous allons établir l'équation d'onde scalaire pour les guides invariants en translation, et suivant les deux directions orthogonales  $x$  et  $y$  tout en négligeant les termes en  $\ln n^2$  [Bures 2008] :

$$(\nabla_t^2 + k^2 n^2 - \beta^2) \left( \begin{Bmatrix} e_x \\ h_y \end{Bmatrix} \text{ ou } \begin{Bmatrix} e_y \\ h_x \end{Bmatrix} \right) \quad (\text{II.14})$$

A cause de la symétrie circulaire des fibres, on doit tenir compte des dépendances des champs en coordonnées  $(r, \phi)$  :

$$\begin{cases} \vec{E}(r, \phi, z) = \vec{e}_t(r, \phi) e^{i\beta z} \text{ avec } e_z \approx 0 \\ \vec{H}(r, \phi, z) = \vec{h}_t(r, \phi) e^{i\beta z} \text{ avec } h_z \approx 0 \end{cases} \quad (\text{II.15})$$

Les vecteurs unitaires  $\hat{x}$  et  $\hat{y}$  définissent les modes linéairement polarisés, et qui déterminent deux directions de polarisation, ayant respectivement leur composante électrique selon  $\hat{x}$  ou  $\hat{y}$ .

La relation générale reliant les champs transversaux électrique et magnétique s'écrit :

$$\begin{cases} \vec{e}_x = \hat{x} F_l(r, \phi) \Rightarrow \vec{h}_y = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \beta}{\mu_0 k}} \hat{z} \wedge \vec{e}_x \Rightarrow h_y = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \beta}{\mu_0 k}} e_x \text{ polarisation } \hat{x} \\ \vec{e}_y = \hat{y} F_l(r, \phi) \Rightarrow \vec{h}_x = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \beta}{\mu_0 k}} \hat{z} \wedge \vec{e}_y \Rightarrow h_x = -\sqrt{\frac{\epsilon_0 \beta}{\mu_0 k}} e_y \text{ polarisation } \hat{y} \end{cases} \quad (\text{II.16})$$

$F_l(r, \phi)$  est l'amplitude des modes en tout point  $(r, \phi)$  du plan.

A cause de la symétrie circulaire de la fibre, ces modes doivent être invariants pour une rotation de  $2\pi$  autour de l'axe, les champs peuvent s'écrire sous la forme séparable suivante :

$$e_x \text{ ou } e_y = F_l(r, \phi) = \Psi(r) \begin{cases} \cos l\phi \\ \sin l\phi \end{cases} \quad (\text{II.17})$$

$l$  est le nombre entier modal azimutal. La solution en sinus renvoie aux modes impairs, et celle en cosinus se réfère aux modes pairs. L'amplitude des composantes ne dépend que de la quantité scalaire  $F_l(r, \phi)$ , l'équation d'onde prend alors la forme suivante:

$$(\nabla_t^2 + k^2 n^2 - \beta^2) F_l(r, \phi) = 0 \quad (\text{II.18})$$

En remplaçant l'opérateur Laplacien transversal scalaire en coordonnées polaires :

$$\nabla_t^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \quad (\text{II.19})$$

On en déduit l'équation suivante :

$$\frac{d^2 \Psi_l(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d \Psi_l(r)}{dr} + \left( k^2 n^2(r) - \beta^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) \Psi_l(r) = 0 \quad (\text{II.20})$$

C'est l'équation d'onde scalaire dont les solutions vont définir les constantes de propagation  $\beta_{lm}$  des familles de modes scalaires linéairement polarisés  $LP_{lm}$ .

### II.1.2.7 Modèle d'une fibre optique à saut d'indice à deux couches

La figure (II.4) montre le profil radial des deux indices  $n_c$  et  $n_g$  respectivement pour le cœur et la gaine infinie, le rayon  $r = a$  délimite l'interface cœur-gaine, pour un mode guidé dont l'indice effectif  $n_{eff} = \beta/k$  doit être compris entre l'indice du cœur et de la gaine.

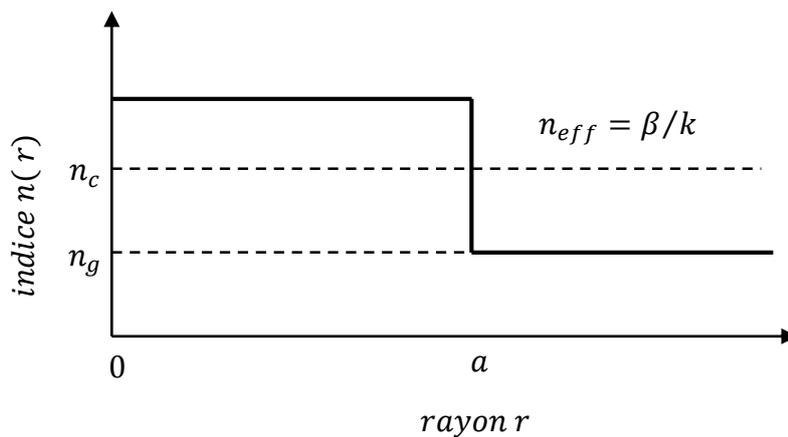


Figure (II. 4) : Profil radial d'indice et indice effectif

Les paramètres modaux sont définis comme suit, tout en respectant les paramètres de guidage  $n_g \leq n_{eff} \leq n_c$  :

$$\begin{cases} U^2 = a^2 k^2 (n_c^2 - n_{eff}^2) \text{ dans le coeur} \\ W^2 = a^2 k^2 (n_{eff}^2 - n_g^2) \text{ dans la gaine} \\ V^2 = a^2 k^2 (n_c^2 - n_g^2) \text{ fréquence normalisée} \end{cases} \quad (\text{II.21})$$

Et

$$V^2 = U^2 + W^2 \quad (\text{II.22})$$

- **Solutions dans le cœur :  $r \leq a$**

Dans le cœur  $n_g \leq n_{eff} \leq n_c$  et  $k^2(n_c^2 - n_{eff}^2) \geq 0$ , la solution dans le cœur est donnée par l'expression suivante :

$$\Psi_l(r) = A.J_l(Ur) + B.I_l(U.r) \quad (\text{II.23})$$

Les fonctions  $J_l(Ur)$ , et  $I_l(U.r)$  appartiennent respectivement à la famille des fonctions de Bessel de première et deuxième espèce d'ordre  $l$ . La figure (II.5) représente la fonction de Bessel de première espèce  $J_l(Ur)$  pour les 5 premiers ordres ( $l = 0,1,2,3,4,5$ ) qui se comporte comme une fonction oscillatoire amortie (amplitude d'oscillation décroissante).

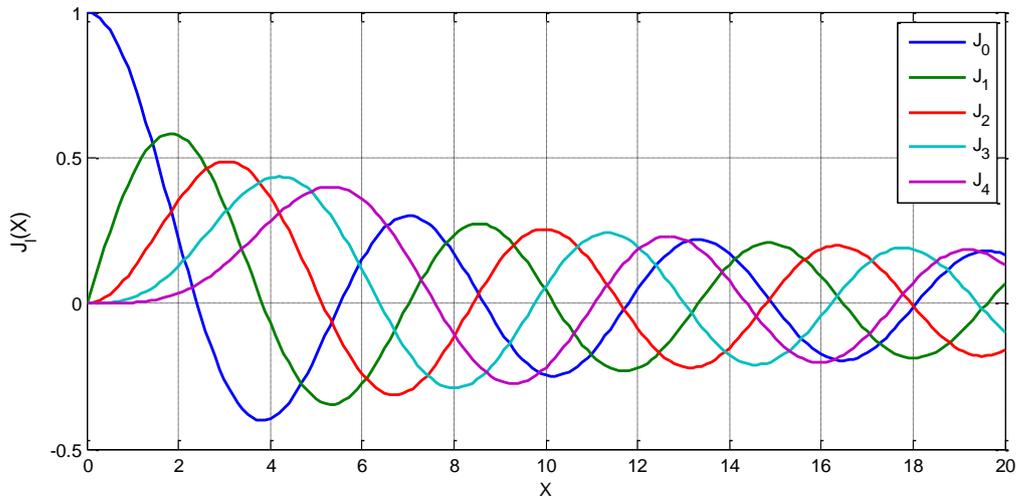


Figure (II. 5): Fonction de Bessel de première espèce pour les 5 premiers ordres  $l = (0,1,2,3,4,5)$

La figure (II.6) représente la fonction de Bessel de deuxième espèce  $I_l(Ur)$  pour les 5 premiers ordres ( $l = 0,1,2,3,4,5$ ) qui n'a pas de réalité physique, car elle tend vers l'infini pour toute valeur de  $l$  lorsque  $r$  tend vers 0, c'est-à-dire au centre de la fibre.

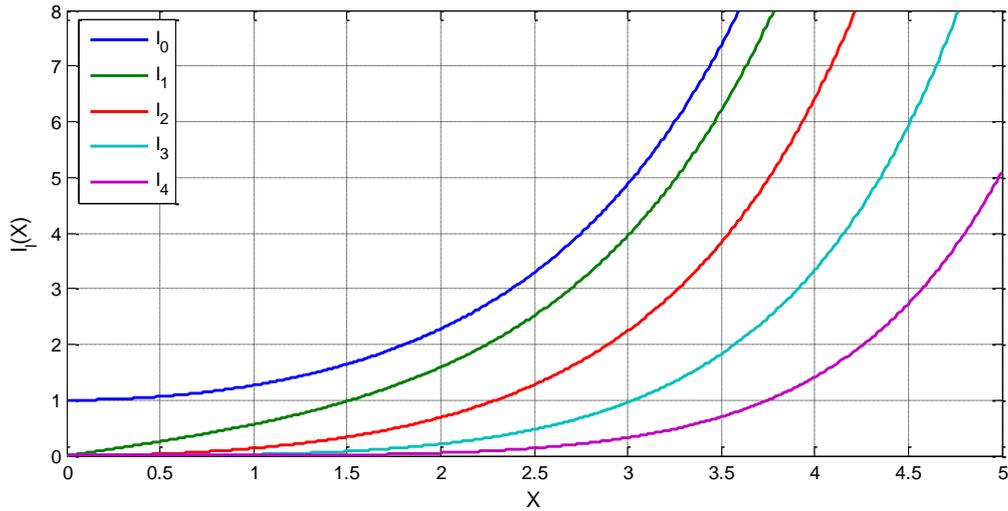


Figure (II. 6) : Fonction de Bessel de deuxième espèce pour les 5 premiers ordres ( $l = 0,1,2,3,4,5$ )

Finalement, dans le cœur on ne retient que la solution :

$$\Psi_l(r) = A.J_l(Ur) \tag{II.24}$$

- **Solutions dans gaine :  $r > a$**

Dans la gaine  $n_c < n_g$  et  $k^2(n_g^2 - n_{eff}^2) < 0$ , la solution dans la gaine est donnée par l'expression suivante :

$$\Psi_l(r) = C.K_l(Ur) + D.Y_l(U.r) \tag{2.25}$$

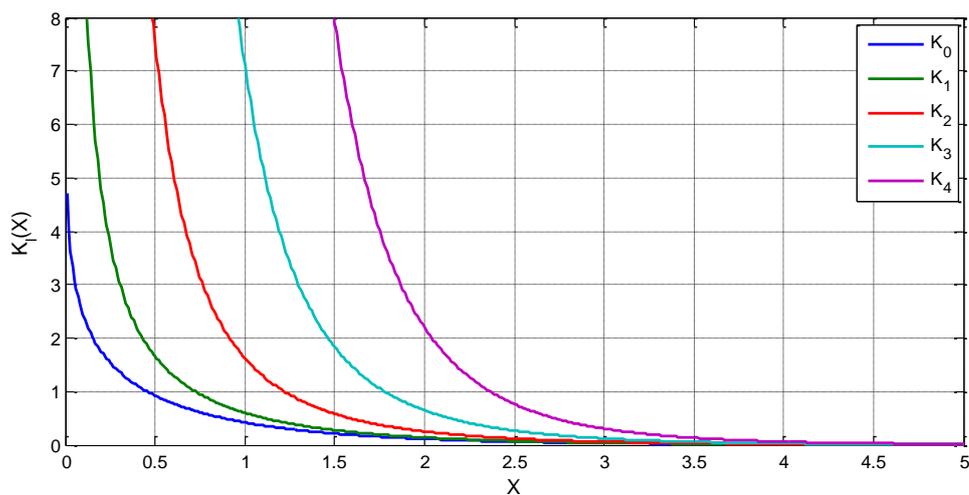


Figure (II. 7) : Fonction de Bessel  $K_l(x)$  modifiée de première espèce pour les 5 premiers ordres  $l = 0,1,2,3,4,5$

Les fonctions  $K_l(Ur)$ , et  $Y_l(U.r)$  appartiennent respectivement à la famille des fonctions de Bessel modifiées de première, et deuxième espèce d'ordre  $l$ . La figure (II.7) représente la fonction de Bessel modifiée de première espèce  $K_l(Ur)$  pour les 5 premiers ordres ( $l = 0,1,2,3,4,5$ ) qui sont monotones décroissantes. Leur décroissance est exponentielle pour les grandes valeurs de l'argument.

La figure (II.8) représente la fonction de Bessel modifiée de deuxième espèce  $Y_l(Ur)$  pour les 5 premiers ordres ( $l = 0,1,2,3,4,5$ ). Elle n'a pas de réalité physique, car elle est divergente en  $r = 0$ .

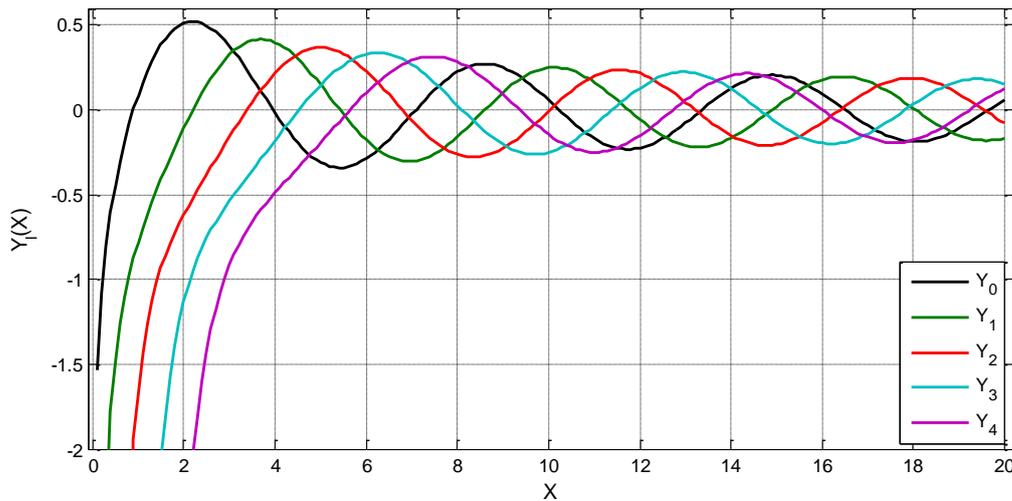


Figure (II. 8) : Fonction de Bessel  $Y_l(x)$  modifiée de deuxième espèce pour les 5 premiers ordres  $l = 0,1,2,3,4,5$

Finalement, dans gaine on ne retient que la solution :

$$\Psi_l(r) = C. K_l(Ur) \tag{II.26}$$

### II.1.2.8 Equation caractéristique des modes LP

En utilisant les propriétés des fonctions de Bessel, on en déduit l'équation caractéristique des modes  $LP_{lm}$  [Bures 2008] :

$$U \frac{J_{l-1}(U)}{J_l(U)} = -W \frac{K_{l-1}(W)}{K_l(W)} \tag{II.27}$$

Les solutions de l'équation caractéristique des modes  $LP$  sont comprises entre les zéros des fonctions de Bessel  $J_{l-1}$ , et  $J_l$ . Une approximation dite du guidage faible a été introduite. Elle suppose que la variation d'indice relative entre le cœur et la gaine est faible ( $\Delta = 1 -$

$n_g/n_c \ll 1$ ), ce qui est le cas des fibres optiques à saut d'indice. Le guidage faible n'est valable que pour des rayons qui sont proches de l'axe de la fibre, c'est-à-dire pour des modes d'ordres faibles. Selon cette approximation, tous les modes caractérisés par le même couple  $(l, m)$  satisferont à la même équation caractéristique. Cela signifie qu'ils ont la même constante de propagation  $\beta$ . Ils sont dits dégénérés, et sont appelés également modes linéairement polarisés, désignés par  $LP_{lm}$ . A chaque valeur de la constante de propagation  $\beta_{lm}$  ( $l = 0, 1, 2, \dots; m = 1, 2, \dots$ ) correspond un mode ayant pour composantes  $E_z$ , et  $H_z$ . Contrairement aux guides d'ondes planaires, ces composantes sont non nulles dans le cas des fibres optiques. Dans ce cas, les modes sont hybrides, et sont exprimés par  $HE_{lm}$ , ou bien  $EH_{lm}$  selon la composante  $E_z$ , ou  $H_z$  est dominante. Dans le cas particulier où  $l = 0$ ,  $HE_{0m}$ , et  $EH_{0m}$  sont respectivement les modes transverses électriques  $TE_{0m}$  ( $H_z = 0$ ), et transverse magnétique  $TM_{0m}$  ( $E_z = 0$ ).

La figure (II.9) illustre la variation de l'indice effectif des différents modes en fonction de la fréquence normalisée  $V$ . Cette représentation a été calculée numériquement, car l'équation caractéristique (2.24) rapportée plus haut n'a pas de solutions analytiques. Chaque mode est relié à son indice effectif pour toute géométrie de la fibre (indice, écart d'indice cœur-gaine, rayon du cœur).

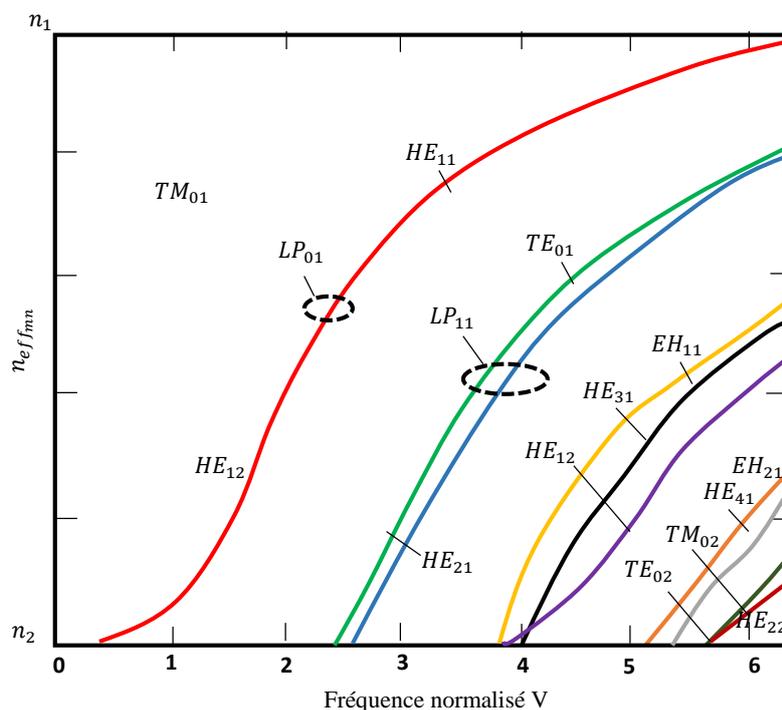


Figure (II. 9) : Indice effectif des modes hybrides  $EH/HE$  en fonction de la fréquence normalisée  $V$  pour une fibre à saut d'indice [Keiser 2000]

On peut observer sur la figure (II.9) les différentes familles de modes qui ont des constantes de propagation très similaires, et pouvant être approximés par la même constante de propagation. Ainsi, le mode  $LP_{01}$  représente le mode  $\{HE_{11}\}$ , le mode  $LP_{11}$  représente le

groupe de modes  $\{TE_{01}, TM_{01}, HE_{21}\}$ , le mode  $LP_{21}$  représente le groupe  $\{HE_{31}, EH_{11}\}$ , et le mode  $LP_{02}$  représente le mode  $\{HE_{12}\}$ .

Il apparait également sur la figure (II.9) que plus la fréquence normalisée  $V$  est grande, plus le nombre de modes guidés est important. On peut remarquer aussi, que pour une fréquence inférieure à 2.405, seul le mode  $LP_{01}$  ou  $HE_{11}$  peut se propager. De la même manière, lorsque  $V$  est de l'ordre de 3.83 seuls les modes  $LP_{01}$ , et  $LP_{11}$  peuvent se propager.

Le tableau (2.1) représente les différentes familles de modes  $LP_{lm}$ , avec leurs fréquences de coupure  $V_{cut-off}$ , ainsi que le nombre de dégénérescences. Si le nombre azimutal est strictement positif ( $l > 0$ ), on dit que le champ est dégénéré quatre fois (les 2 polarisations orthogonales, et  $\pm l$ ), mais lorsque  $l = 0$ , le champ n'est dégénéré que 2 fois.

Le tableau (II.1) ci-dessous donne quelques modes  $LP$  avec leurs groupes de modes, leurs fréquences spatiales normalisées, ainsi que le nombre de dégénérescences. La figure (II.10) donne la variation de la constante de propagation normalisée  $b$  en fonction de la fréquence normalisée  $V$  pour une fibre à saut d'indice.

Mode LP	$V_{coupure}$	Fonction de Bessel	$l$	Modes dégénérés	Nombre de dégénérescences
$LP_{01}$	0	-	0	$HE_{11} \times 2$	2
$LP_{11}$	2.405	$J_0$	1	$TE_{01}, TM_{01}, HE_{21} \times 2$	4
$LP_{21}$	3.832	$J_1$	2	$EH_{11} \times 2, HE_{31} \times 2$	4
$LP_{02}$	3.832	$J_{-1}$	0	$HE_{12} \times 2$	2
$LP_{31}$	5.163	$J_2$	3	$EH_{21} \times 2, HE_{41} \times 2$	4
$LP_{12}$	5.520	$J_0$	1	$TE_{02}, TM_{02}, HE_{22} \times 2$	4
$LP_{41}$	6.380	$J_3$	4	$EH_{31} \times 2, HE_{51} \times 2$	4
$LP_{22}$	7.016	$J_1$	2	$EH_{12} \times 2, HE_{32} \times 2$	4
$LP_{03}$	7.016	$J_{-1}$	0	$HE_{13} \times 2$	2
$LP_{51}$	7.588	$J_4$	5	$EH_{41} \times 2, HE_{61} \times 2$	4
$LP_{32}$	8.417	$J_2$	3	$EH_{22} \times 2, HE_{42} \times 2$	4
$LP_{13}$	8.654	$J_0$	1	$TE_{03}, TM_{03}, HE_{23} \times 2$	4

Tableau (II. 1) : Modes LP et modes dégénérés [Keiser 2000]

La constante de propagation normalisée est définie par la relation suivante :

$$b = \frac{n_{eff}^2 - n_g^2}{n_c^2 - n_g^2} \quad (II.28)$$

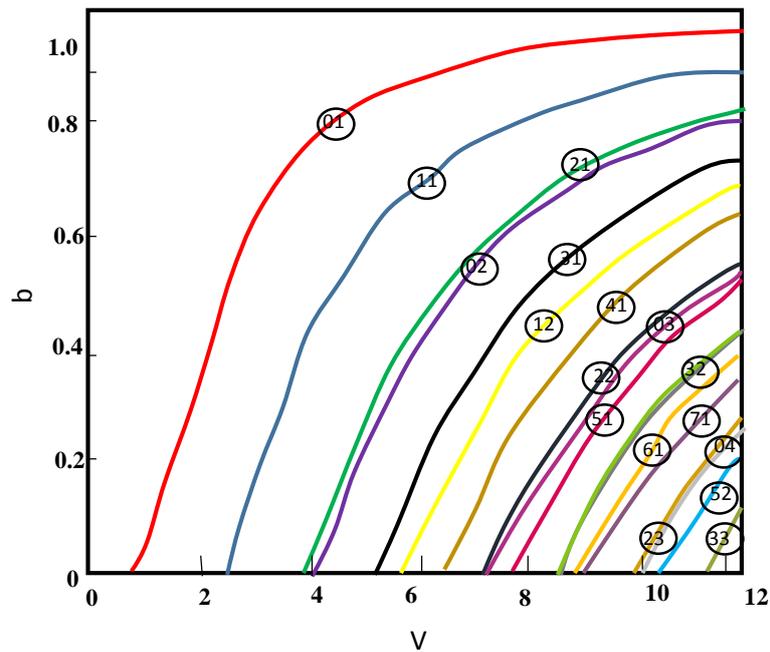


Figure (II. 10) : Constante de propagation normalisée  $b$  en fonction de la fréquence normalisée  $V$  pour une fibre à saut d'indice [Keiser 2000]

### II.1.2.9 Répartition transverses des modes propagés

Les différents modes propagés dans une fibre optiques peuvent être regroupés en une famille de modes  $LP_{lm}$  linéairement polarisés dans le cadre de l'approximation du guidage faible. Ils sont caractérisés par deux paramètres  $l$ , et  $m$  qui sont d'autant plus grands que la structure est complexe.

Les figures (II.11), (II.12) et (II.13) ci-dessous donnent la répartition d'intensité en 2D, et 3D des groupes de modes suivants ( $LP_{01}, LP_{02}, LP_{03}$ ), ( $LP_{11}, LP_{12}, LP_{13}$ ) et ( $LP_{21}, LP_{22}, LP_{31}$ ). Notons que le mode fondamental  $HE_{11}$  guidé dans le cœur de la fibre optique est illustré par le mode  $LP_{01}$  qui a une structure d'un mode Gaussien.

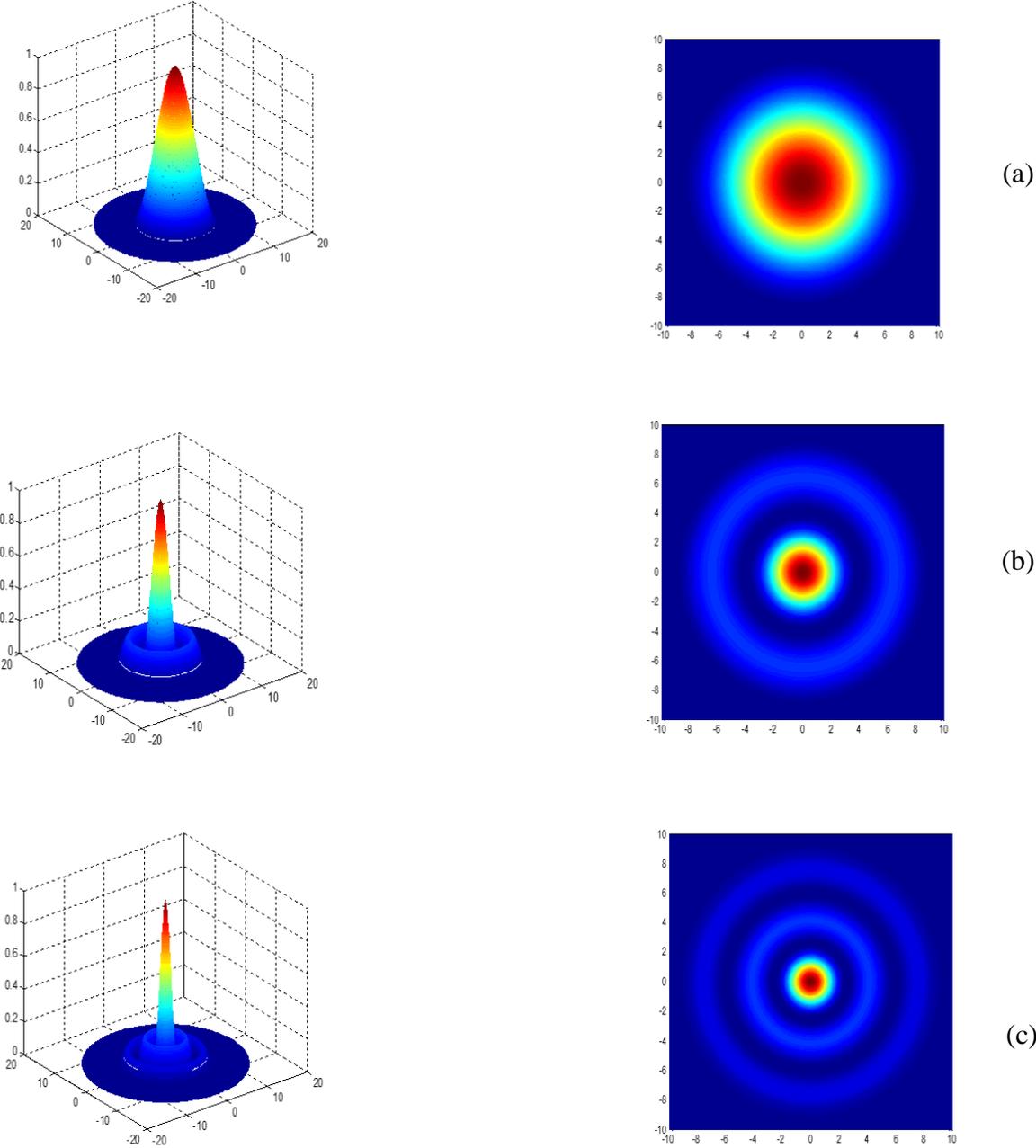


Figure (II. 11) : Répartition en 2D et 3D des modes. (a) : LP<sub>01</sub>, (b) : LP<sub>02</sub>, (c) : LP<sub>03</sub>

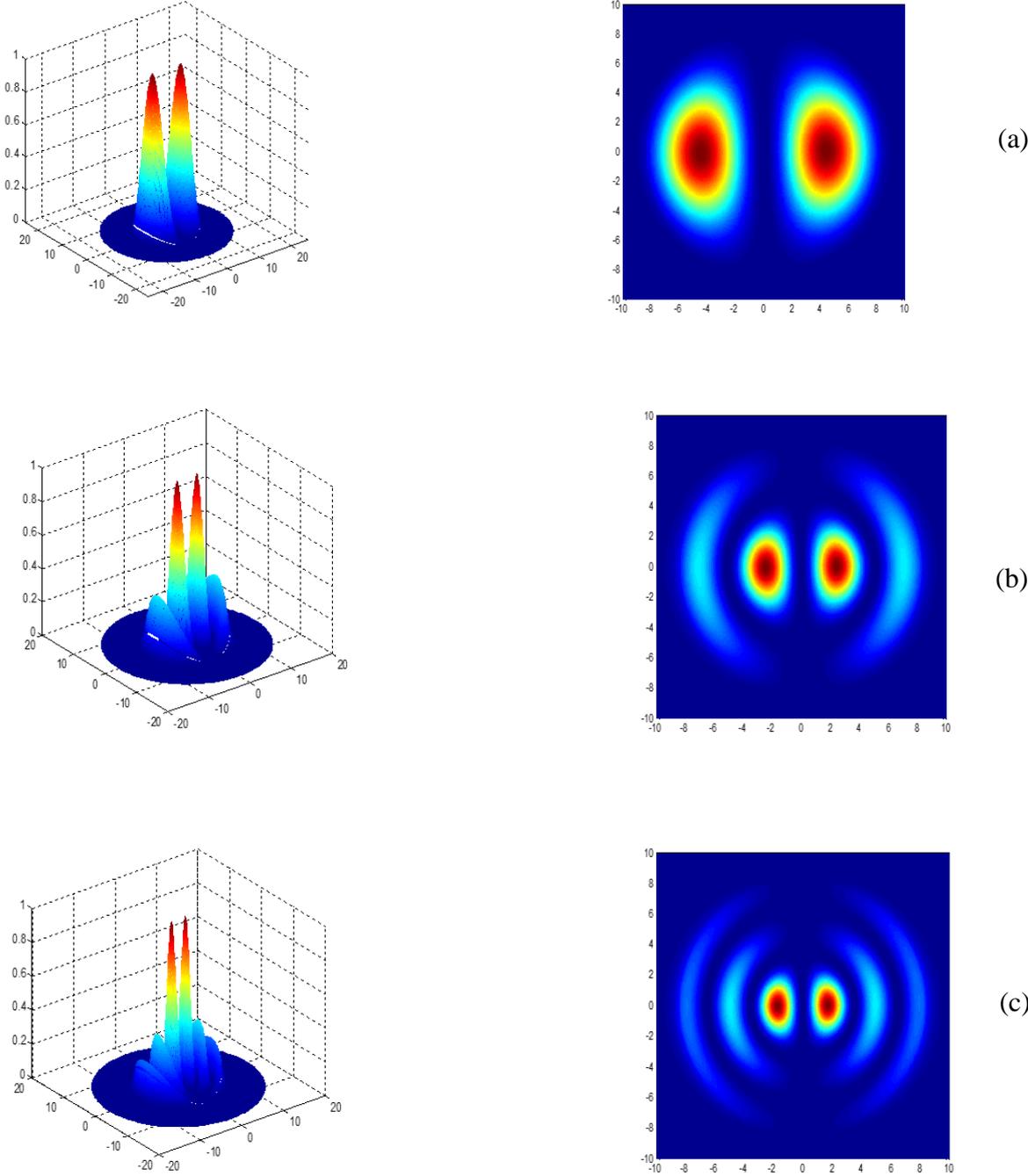


Figure (II. 12) : Répartition en 2D et 3D des modes. (a) : LP<sub>11</sub>, (b) : LP<sub>12</sub>, (c) : LP<sub>13</sub>

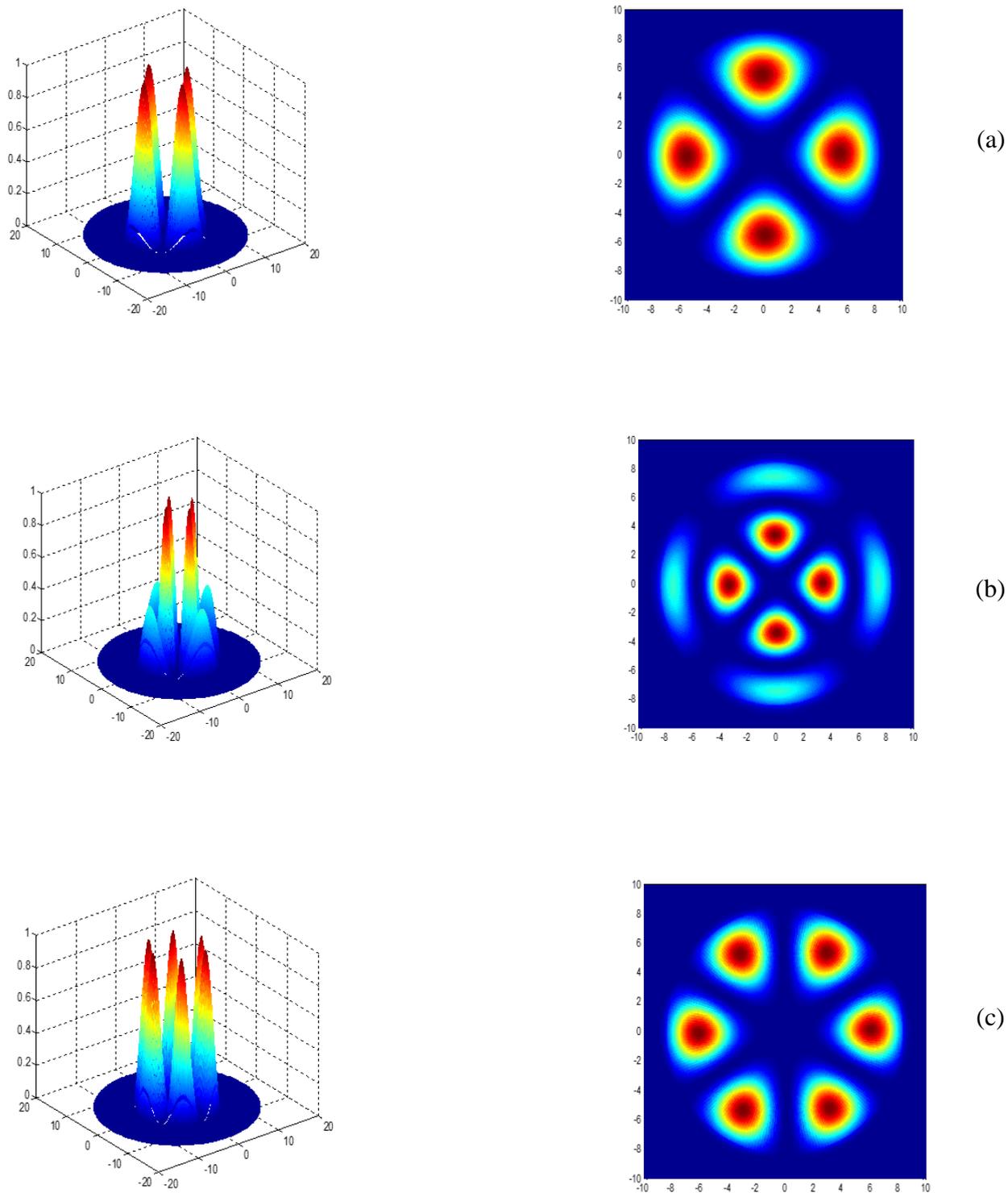


Figure (II. 13) : Répartition en 2D et 3D des modes. (a) :  $LP_{11}$ , (b) :  $LP_{12}$ , (c) :  $LP_{13}$

## II.2 Les réseaux de Bragg

### II.2.1 Généralités, et Principe

Un réseau de Bragg est un filtre spectral photo-inscrit dans le cœur d'une fibre optique. A chaque réseau de Bragg est associée une longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$  qui représente la longueur d'onde centrale qui est réfléchi, ou bien transmise. En raison de leurs nombreuses applications, les réseaux de Bragg ont donné lieu à plusieurs études qu'on peut trouver dans les livres de Kashyap [Kashyap 1999], d'Othonos et Kalli [Othonos 1999], ainsi que d'autres articles.

La figure (II.14) montre le principe de fonctionnement d'un réseau de Bragg fonctionnant en réflexion. La variation de l'indice de réfraction  $\delta n_{eff}(z)$  d'un réseau de Bragg de longueur  $L$  suivant l'axe longitudinal  $Oz$  est donnée par l'équation suivante :

$$\delta n_{eff}(z) = \delta n(z) \left\{ 1 + \nu(z) \cdot \cos \left[ \frac{2\pi}{\Lambda(z)} \cdot z + \Delta\phi(z) \right] \right\} \quad (\text{II.29})$$

Avec :

$\delta n(z)$  est la valeur moyenne de la variation d'indice.

$\nu(z)$  est la visibilité des franges d'interférences ( $0 < \nu < 1$ ).

$\Lambda(z)$  est le pas du réseau.

$\Delta\phi(z)$  est la variation de phase le long du réseau.

L'équation (II.29) ci-dessus montre que l'amplitude, le pas du réseau, ainsi que la phase de l'indice de réfraction sont susceptibles de varier le long du réseau. Différents types de réseaux (uniformes, chirpés, etc..) peuvent être obtenus par le contrôle de ces paramètres ( $\delta n(z)$ ,  $\Lambda$ ,  $L$ ). Un FBG uniforme a les caractéristiques suivantes : le pas  $\Lambda$  est de l'ordre de  $0.5 \mu\text{m}$ , la longueur  $L$  varie entre 1 et 30 mm, et l'amplitude moyenne  $\delta n$  varie de  $10^{-5}$  à  $10^{-3}$ . Compte tenu de la faible différence d'indice entre deux périodes, un grand nombre de périodes est nécessaire pour que le phénomène soit perceptible (environ 2000). La qualité d'un réseau est proportionnelle à la valeur maximale du taux de transmission ou de réflexion. Un réseau FBG est considéré comme de bonne qualité lorsque ce dernier dépasse les 90%.

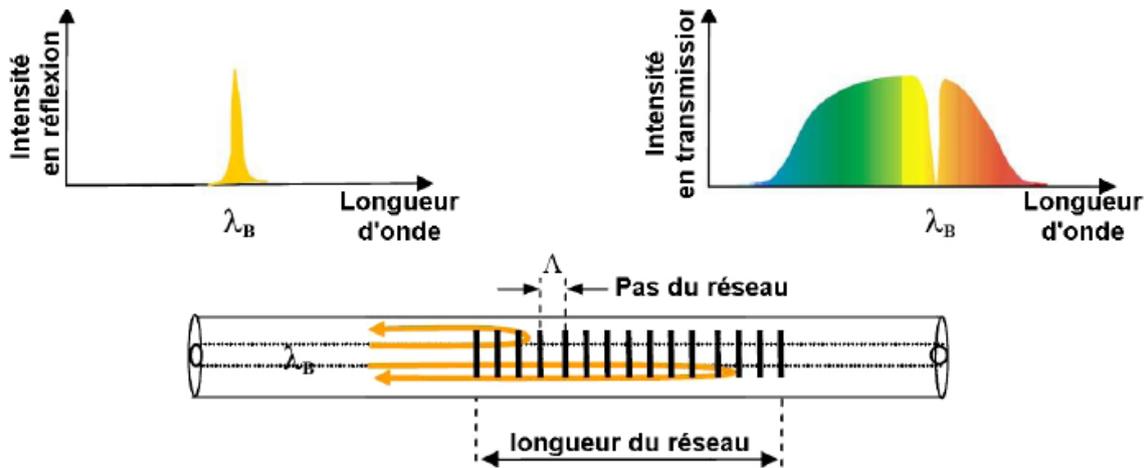


Figure (II. 14) : Principe de fonctionnement d'un réseau de Bragg fonctionnant en réflexion

### II.2.2 Du réseau de diffraction aux réseaux de Bragg

La première approche pour appréhender le fonctionnement des réseaux de Bragg, consiste à les considérer comme un milieu dont les propriétés varient spatialement d'un pas  $\Lambda$ . Le réseau plan est constitué de  $N$  traits par mm, de largeur, soit  $N - 1$  fentes. Chaque fente va diffracter dans une direction  $\theta_2$ . A la sortie du réseau, toutes les ondes vont interférer de manière constructive si la différence du chemin optique  $\Lambda \cdot [\sin \theta_2 - \sin \theta_1]$  est un multiple entier de la longueur d'onde. Le mode fondamental incident arrivant sur le réseau avec un angle  $\theta_1$  par rapport à la normale à l'axe de la fibre est diffracté avec un angle  $\theta_2$  selon l'équation générale des réseaux de diffraction :

:

$$n \cdot \sin \theta_2 = n \cdot \sin \theta_1 + p \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (\text{II.30})$$

### II.2.3 Réseaux de Bragg à pas courts *Fiber Bragg Grating* (FBG)

Les réseaux périodiques qui assurent le couplage du mode fondamental de cœur avec lui-même en réflexion sont les réseaux de Bragg à pas courts ou FBG. Les longueurs typiques du pas  $\Lambda$  sont dans ce cas de la demi-longueur d'onde d'un réseau de période  $\Lambda \approx 0.5 \mu m$  réfléchit le mode fondamental avec lui-même à la longueur d'onde  $\lambda \approx 1.55 \mu m$  qui est située dans la troisième fenêtre spectrale des télécommunications. C'est souvent ce type de réseau FBG (*Fiber Bragg Grating*) auquel on fait allusion lorsqu'on parle de réseau de Bragg dans les fibres optiques. C'est des réseaux réflecteurs.

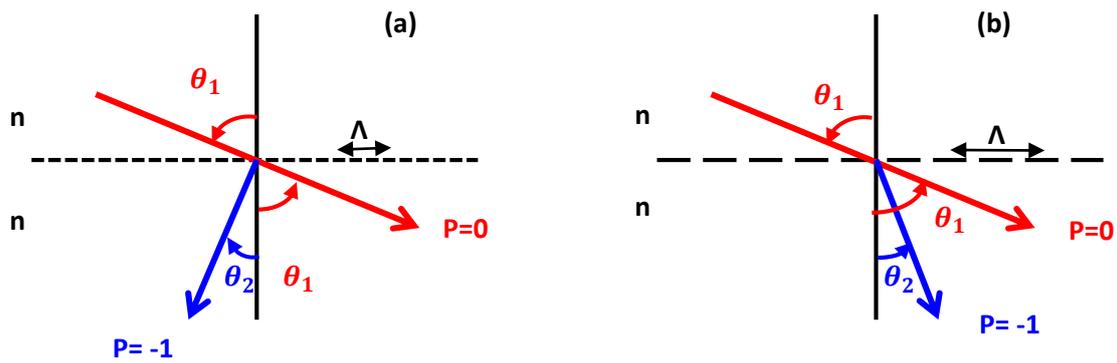


Figure (II. 15) : Diffraction de la lumière par un réseau de période  $\Lambda$   
(a) à pas courts, et (b) à pas longs.

Comme on peut le voir sur la figure (II.15.a) ci-dessous, l'ordre de diffraction -1 correspond à un faisceau contra-propagatif. Pour qu'il soit guidé, il faut que l'angle  $\theta_2$  remplisse les conditions de réflexion totale à l'interface cœur- gaine. Si la fibre est monomode, ces conditions ne peuvent être remplies que si  $\theta_2 = -\theta_1 = -\pi/2$ . En d'autres termes, du fait de la perturbation uniforme de l'indice de réfraction à l'intérieur du réseau FBG, le couplage du mode fondamental  $LP_{01}$  se fait vers les modes discrets ayant la même symétrie azimutale  $LP_{0m}$ . Ainsi la longueur d'onde de Bragg réfléchi est donnée par :

$$\lambda_B = 2 \cdot n_{eff} \cdot \Lambda \quad (II.31)$$

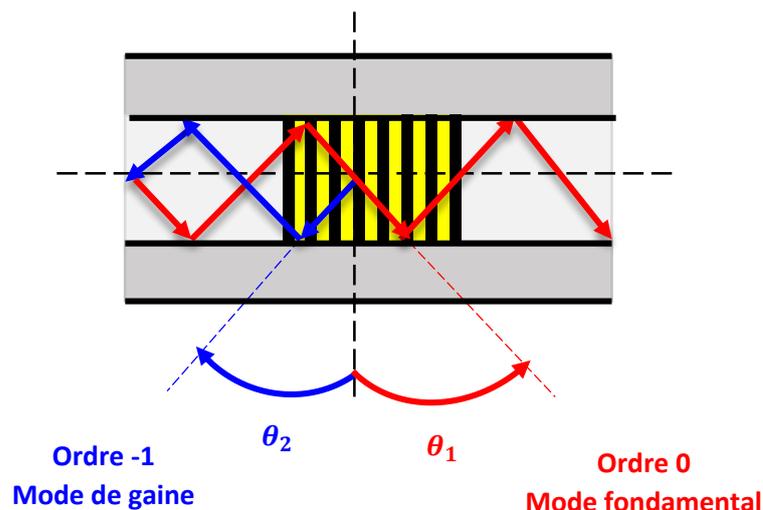


Figure (II. 16) : Couplage du mode fondamental co-propagatif (incident) avec le mode contra- propagatif (réfléchi) dans un réseau FBG

### II.2.4 Variation de la longueur du réseau :

La figure (II.17) illustre deux spectres simulés d'un FBG, dont la période du réseau est fixe avec un indice de modulation  $\Delta n_{eff} = 7 \cdot 10^{-4}$ . La réflectivité spectrale des réseaux de Bragg dépend à la fois de la longueur du réseau ainsi que de l'indice de réfraction du cœur de la fibre optique. On remarque que lorsqu'on augmente la longueur, la bande passante du réseau diminue, cela est dû à la lumière qui ne pénètre pas sur toute la longueur du réseau.

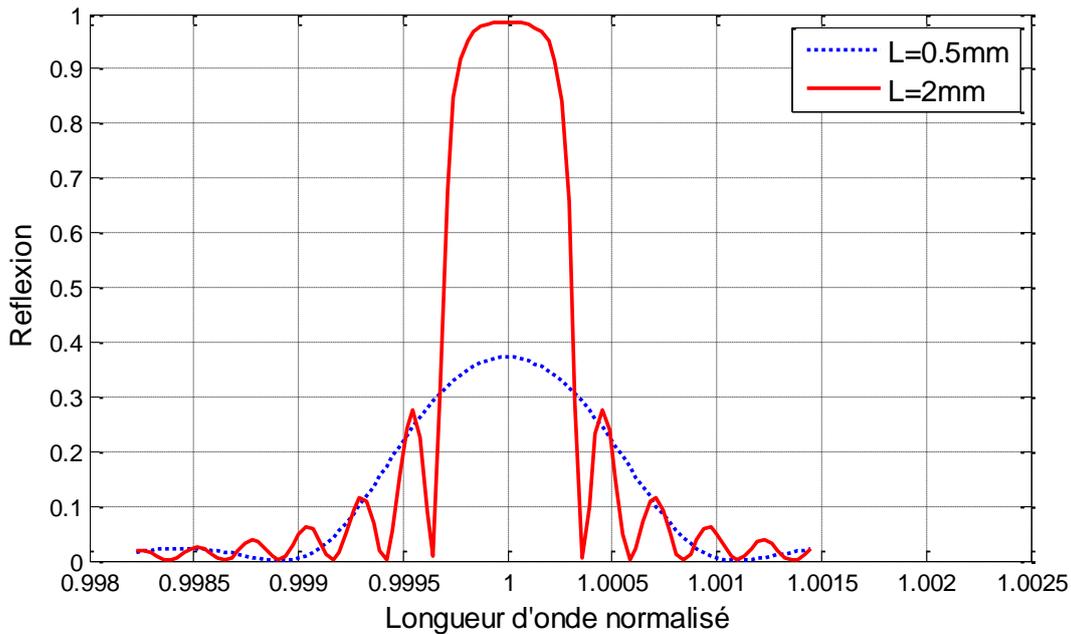


Figure (II. 17) : Spectres de transmission d'un FBG pour des longueurs L= 0.5 mm, L=2mm

### II.2.5 Réseaux de Bragg à pas Longs, *Long Period Grating* (LPG)

Les premiers travaux sur les réseaux de Bragg à pas longs, *Long Period Grating* (LPG) ont été rapportés par Vengsarkar [Vengsarkar 1996] d'ATT Bell Labs. Ils diffèrent principalement des réseaux FBG par leur période qui est d'environ 100 fois supérieure, et également par leur longueur qui est de l'ordre de 2 à 10 cm contre quelques mm. Comme le montre la figure (II.15.b), dans le cas des réseaux LPG l'ordre de diffraction -1 correspond à un faisceau co- propagatif correspondant au faisceau se propageant dans le même sens que celui du faisceau incident. Ainsi, le couplage se fait entre le mode fondamental incident, et les modes de gaine co-propagatifs comme le montre les figures (2.18), et (2.19). La condition de résonance pour un réseau LPG s'écrit de la manière suivante :

$$\lambda_r = (n_{eff,coeur} - n_{eff,gaine}^i) \cdot \Lambda \quad (II.32)$$

où  $\lambda_r$  est la longueur d'onde de résonance,  $n_{eff,coeur}$  est l'indice effectif du cœur,  $n_{eff,gaine}^i$  est l'indice effectif du  $i^{ème}$  mode de gaine. Le signe (-) de l'expression entre-parenthèses traduit le couplage de modes co-propagatifs.

Contrairement aux réseaux FBG, les réseaux LPG ne présentent pas de spectre de réflexion, et sont utilisés uniquement en transmission. L'écart spectral entre deux résonances successives est de l'ordre du nanomètre pour un LPG, tandis que pour un FBG il peut atteindre plusieurs dizaines de nanomètres. La largeur à mi-hauteur d'un pic de transmission d'un réseau LPG est de plusieurs nanomètres, alors que pour un FBG elle est de quelques centaines de picomètres. Notons enfin, que la sensibilité thermique d'un réseau LPG est dix fois meilleure que celle d'un réseau FBG. Ceci a été mis profit pour le découplage de la température/déformation [Kersey 1999] [Krol 2000].

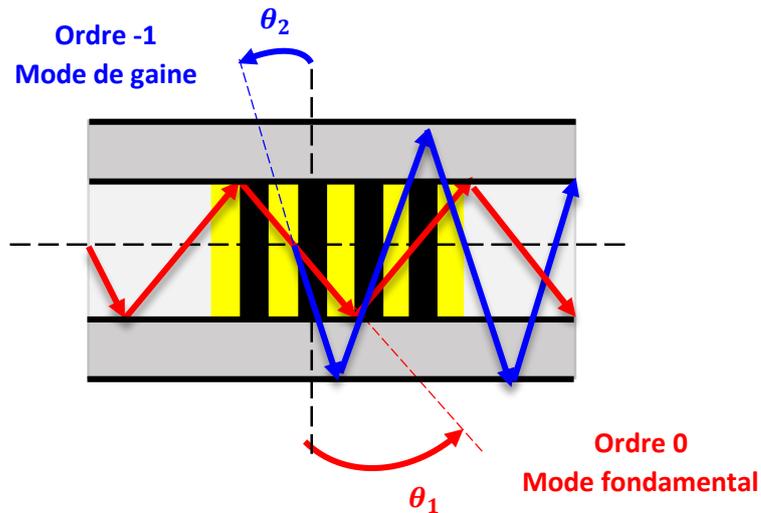


Figure (II. 18) : Couplage du mode guidé (incident) avec le mode co- propagatif (réfléchi) dans un réseau LPG

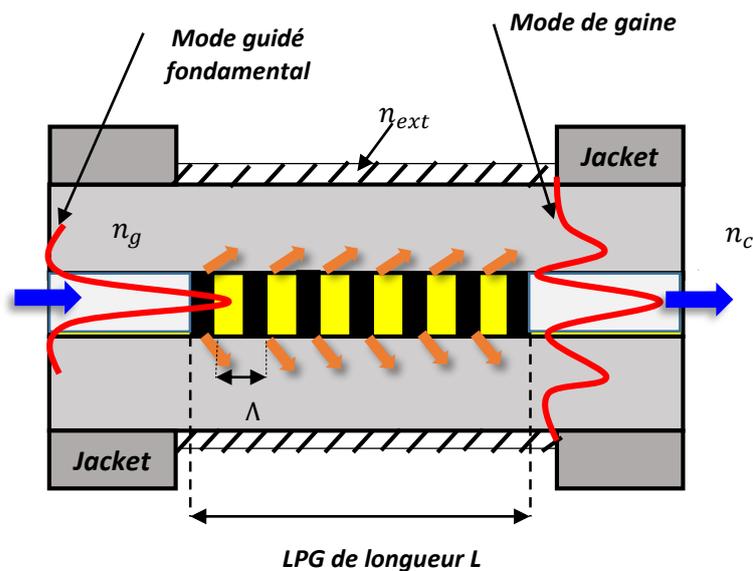


Figure (II. 19) : Couplage du mode guidé (incident) avec le mode co- propagatif (réfléchi) dans un réseau LPG

### II.2.6 Variation de la longueur du réseau :

La figure (II.20) illustre les différents spectres simulés d'un LPG, dont la période du réseau est de  $\Lambda=350 \mu\text{m}$  et son indice de modulation  $\Delta n = 2 \cdot 10^{-4}$ . On remarque que la largeur des pics diminue avec l'augmentation de la longueur du réseau, ainsi que l'amplitude de la puissance transmise qui décroît avec l'augmentation de la longueur du réseau.

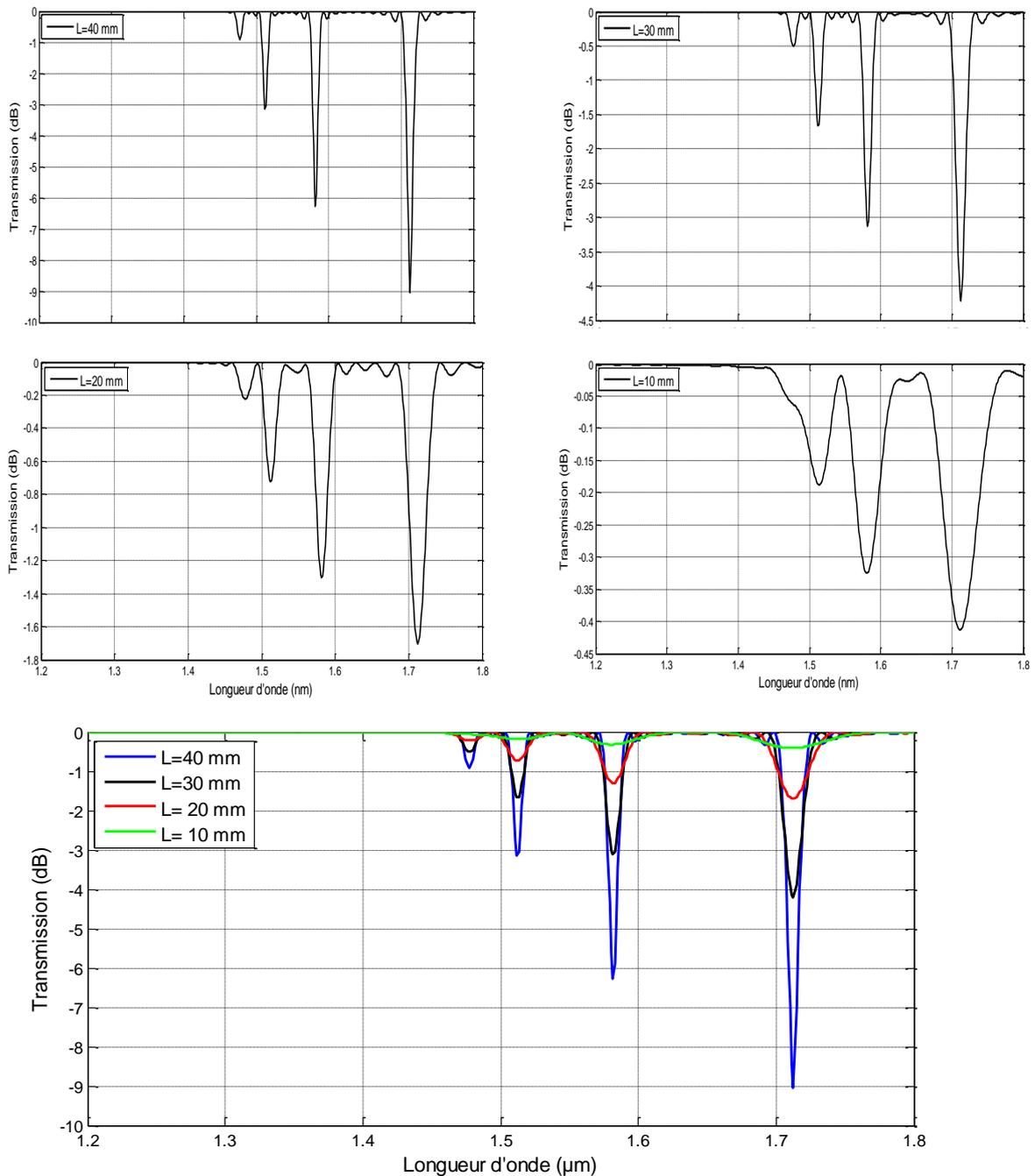


Figure (II. 20) : Spectres de transmission d'un LPG pour des longueurs  $L= 40 \text{ mm}$ ,  $L=30 \text{ mm}$ ,  $L= 20 \text{ mm}$  et  $L=10 \text{ mm}$

**Variation de la période du réseau :**

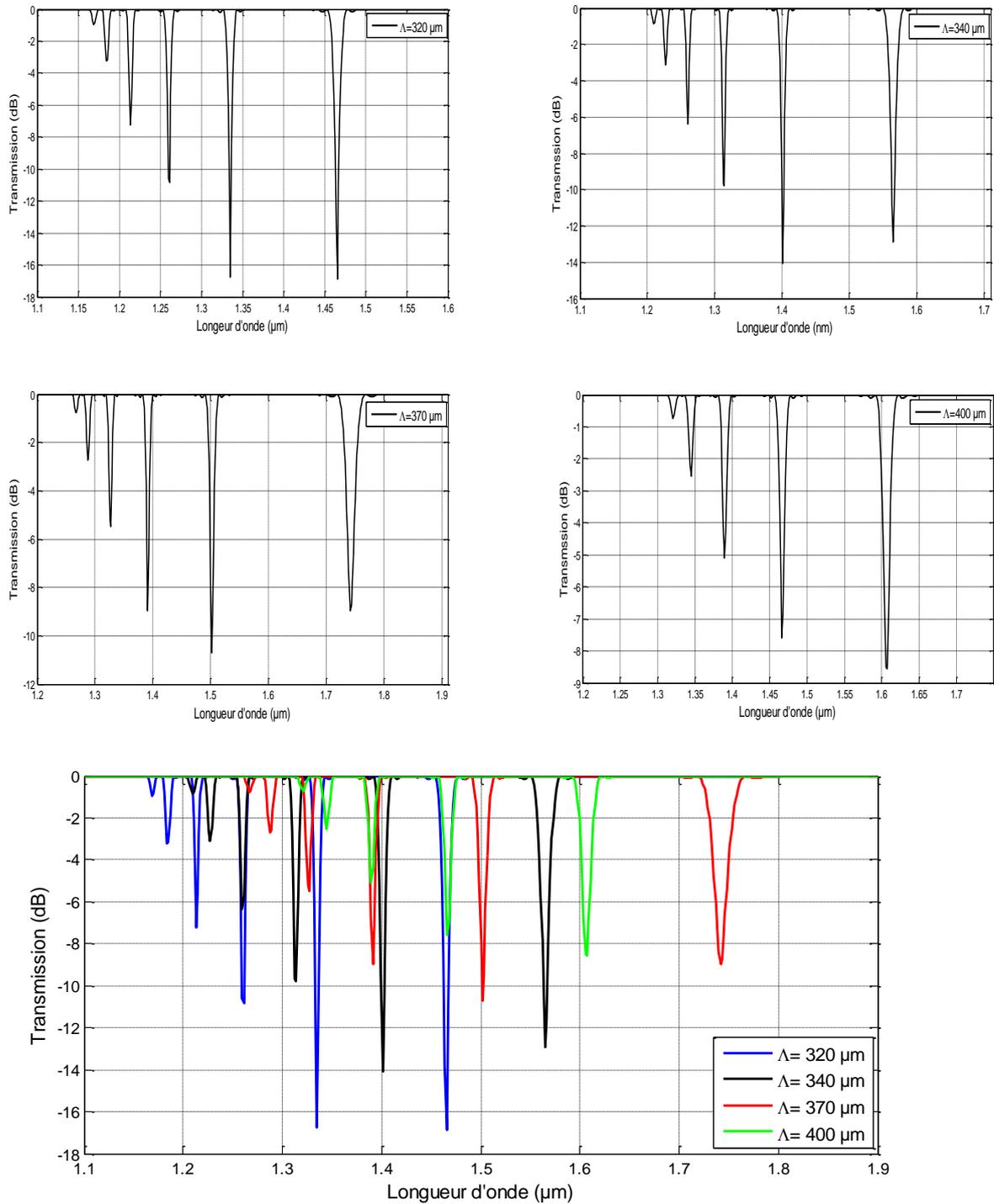


Figure (II. 21) : Spectres de transmission d'un LPG pour des pas de  $\Lambda=320 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda=340 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda=370 \mu\text{m}$  et  $\Lambda=400 \mu\text{m}$

La figure (II.21) illustre les différents spectres simulés d'un LPG, dont la longueur du réseau est de  $L= 35 \mu\text{m}$  et avec un indice de modulation  $\Delta n = 2. 10^{-4}$ . On remarque que l'amplitude de la puissance transmise diminue lorsque la longueur du réseau augmente.

### II.2.7 Réseaux de Bragg à pas Inclinés, *Tilted Fiber Bragg Grating* (TFBG)

Les réseaux de Bragg à pas courts dans lesquels la modulation d'indice est inclinée d'un angle  $\theta$  par rapport à la normale à l'axe de propagation de la fibre optique sont appelés des réseaux inclinés ou blazés, *Tilted Fiber Bragg Grating* (TFBG) [Erdogan 1996]. Cet angle  $\theta$  introduit dans la perturbation d'indice va briser la symétrie de la perturbation dans le plan transverse de la fibre optique, et va permettre le couplage du mode fondamental  $LP_{01}$  dans tous les modes  $LP_{lm}$  de la fibre que ce soit dans les modes de gaine discrets, ou bien dans le continuum des modes radiatifs. La condition de résonance pour un réseau TFBG qui traduit le couplage entre le mode fondamental  $LP_{01}$  et les modes de gaine contra-propagatifs à la forme suivante :

$$\lambda_r = (n_{eff,coeur} + n_{eff,gaine}^i) \cdot \frac{\Lambda}{\cos\theta} \quad (II.33)$$

où  $\lambda_r$  est la longueur d'onde de résonance,  $n_{eff,coeur}$  est l'indice effectif du mode de cœur  $LP_{01}$ ,  $n_{eff,gaine}^i$  est l'indice effectif du  $i^{ème}$  mode de gaine. Le signe (+) de l'expression entre-parenthèses traduit le couplage de modes contra-propagatifs. La figure (II.22) illustre le couplage induit par un réseau TFBG du mode fondamental  $LP_{01}$  (incident) avec un seul mode de gaine contra- propagatif. La figure (II.23) illustre un spectre de transmission d'un TFBG incliné de  $6^\circ$ .

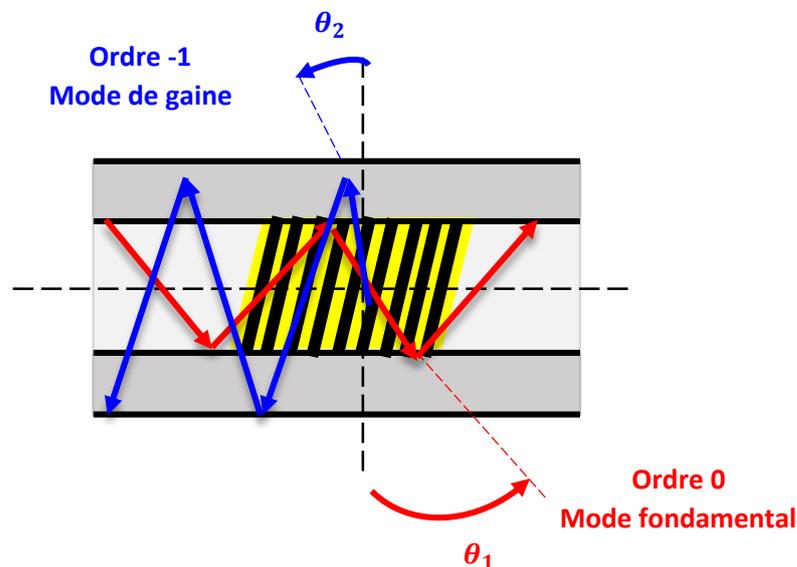


Figure (II. 22) : Couplage du mode fondamental (incident) avec un mode de gaine contra- propagatif dans un réseau TFBG

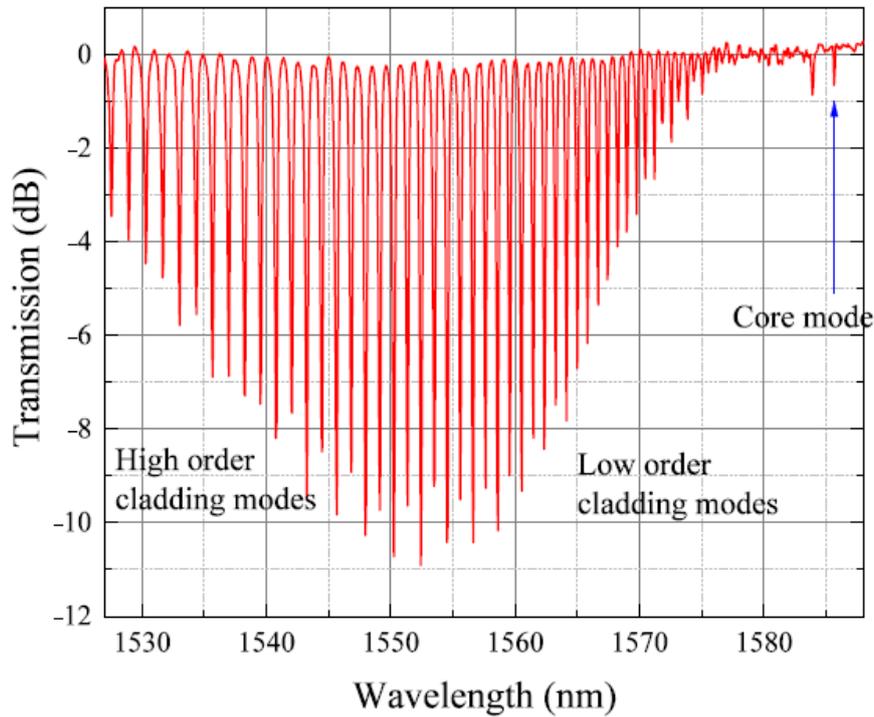


Figure (II. 23) : Spectre de transmission d'un TFBG incliné de  $6^\circ$  [Diaa Baiad 2014]

### II.3 Théorie des modes couplés

Les modes des guides d'ondes sans perturbation, c'est-à-dire invariants en translation ne se couplent pas. Mais, en présence d'une perturbation, des phénomènes de couplage interviennent entre tous les modes se propageant dans le sens propagatif, et contra-propagatif. Ces perturbations peuvent être de nature diverses : corrugation du guide (aléatoire ou périodique), interaction non linéaire (génération de seconde harmonique par exemple), ou encore la présence d'un guide optique proche vers lequel l'onde peut se coupler par l'intermédiaire d'un effet tunnel de photons. La théorie des modes couplés est une méthode qui s'applique à de nombreux domaines de l'optique, de l'acoustique, de la mécanique, où interviennent les propagations d'ondes dans les différents milieux. Dans le domaine de l'optique, la théorie des modes couplés est décrite par de nombreux travaux [Kashyap 1999] [Erdogan 1997] [Othonos 1999] et [Skaar 2000]. Nous allons établir dans ce chapitre les équations générales de couplage de modes, puis étudier le cas des couplages de deux modes co-directionnels et contra-directionnels en présence d'une perturbation d'indice : ce sont les réseaux de Bragg respectivement à pas courts (réflecteurs), à pas longs (transmetteurs). Nous allons étudier le cas où la perturbation de l'indice du cœur le long de l'axe d'une fibre est sinusoïdale. Elle est représentée par [Bures 2008]

$$n(z) = n_0 + \Delta n \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} \cdot z\right) \quad (\text{II.34})$$

Lorsque  $0 < z < L$

Où :  $L$  est la longueur du réseau,  $n_0$  est l'indice du cœur,  $\Delta n$  est l'amplitude de la variation d'indice, et  $\Lambda$  est le pas du réseau de Bragg. L'onde électromagnétique doit satisfaire l'équation d'Helmutz :

$$\Delta \vec{E} + k^2 \cdot n^2(z) \cdot \vec{E} = \vec{0} \quad (\text{II.35})$$

Avec  $k = \omega/c$

Dans le cas d'une permittivité dépendant du milieu de propagation, l'équation ci-dessus prend alors la forme suivante :

$$\Delta \vec{E} + k^2 \cdot n_0^2 \cdot \vec{E} = -k_2 n_0 \cdot \Delta n \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right) \vec{E} \quad (\text{II.36})$$

Le second membre de cette équation contient les perturbations au niveau de la propagation dues à la présence du réseau de Bragg. Un couplage de modes est créé entre les modes contra-propagatives. La théorie postule que la propagation de l'onde électromagnétique dans le guide d'onde est la superposition de deux ondes avec un mode de propagation : une onde à mode co-propagatif, et un mode à mode contra-propagatif. Le champ électrique s'écrit de la manière suivante [Bures 2008] :

$$\vec{E}(x, y, z) = A_1(z) \cdot \vec{E}_1(x, y) \cdot e^{-j(\omega t - \beta_1 z)} + B_2(z) \cdot \vec{E}_2(x, y) \cdot e^{-j(\omega t - \beta_2 z)} \quad (\text{II.37})$$

Où:

$\beta_1$ , et  $\beta_2$  sont les constants de propagation des deux ondes, avec  $\beta_1 = -\beta_2$

$A_1$  et  $B_2$  sont les amplitudes des champs dépendant de  $z$ .

En injectant la solution (II.37) dans l'équation (II.35), et en faisant l'approximation de l'enveloppe lentement variable, on obtient le système d'équations différentielles couplées qui régit la propagation des ondes contra- propagatives suivant [Bures 2008] :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dA_1(z)}{dz} = -j\kappa B_2(z) e^{j(2\beta-K)z} \\ \frac{dB_2(z)}{dz} = -j\kappa A_1(z) e^{j(2\beta-K)z} \end{array} \right. \quad (\text{II.38})$$

Avec :

$$2\beta - K = \Delta\beta \quad (\text{II.39})$$

Et

$$\Delta\beta = 2\pi \cdot n_{eff} \left( \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_B} \right) \quad (\text{II.40})$$

$\Delta\beta$  est le désaccord des constantes de propagation de phase, et  $\lambda_B$  est la longueur d'onde de Bragg.  $\kappa$  désigne le coefficient de couplage entre les deux ondes contra-propagatives. Il représente la force du couplage, et il est donné par l'expression suivante :

$$\kappa = \frac{\pi \Delta n}{\lambda_B} \Gamma(V) \quad (\text{II.41})$$

$\Gamma(V)$  est le facteur de confinement de la fibre optique qui dépend de la fréquence normalisée  $V$ . Il est défini par l'expression suivante [\[Pocholle 1993\]](#):

$$\Gamma(V) = \frac{V^2 - U^2}{V^2} \cdot \left\{ 1 + \left( \frac{J_0(U)}{J_1(U)} \right)^2 \right\} \quad (\text{II.42})$$

Où :

$$V = 2.405 \frac{\lambda_c}{\lambda} \quad (\text{II.43})$$

$\lambda_c$  est la longueur d'onde de coupure, et  $U$  est la constante de propagation transverse.  $J_0(U)$ , et  $J_1(U)$  sont respectivement les fonctions de Bessel de première espèce d'ordre 0, et d'ordre 1. En tenant compte des conditions aux limites où seule une onde  $E_1(0)$  est incidente sur le réseau, et qu'il n'y'a aucune onde contra-propagative qui arrive sur le réseau en  $z = L$ , soit  $E_2(L) = 0$ . On peut calculer les coefficients de réflexion  $R(\lambda, L)$ , et de transmission  $T(\lambda, L)$  en considérant deux cas :

- Lorsque  $\Delta\beta^2 < \kappa^2$  : le désaccord de phase est (proche de zéro) est inférieur au coefficient de couplage  $\kappa$ . Il y a échange d'énergie entre le mode 1 vers le mode 2.

$$R(\lambda, L) = \frac{\kappa^2 \cdot \sinh^2 \left( \sqrt{\kappa^2 - \Delta\beta^2} \cdot L \right)}{\kappa^2 \cdot \cosh^2 \left( \sqrt{\kappa^2 - \Delta\beta^2} \cdot L \right) - \Delta\beta^2} \quad (\text{II.44})$$

$$T(\lambda, L) = \frac{\Delta\beta^2 - \kappa^2}{\Delta\beta^2 - \kappa^2 \cdot \cosh^2 \left( \sqrt{\kappa^2 - \Delta\beta^2} \cdot L \right)} \quad (\text{II.45})$$

- Lorsque  $\Delta\beta > \kappa^2$  : Les constantes de propagation sont différentes.  $\Delta\beta$  devient dans ce cas très supérieures à  $\kappa$ , et les coefficients de réflexion  $R(\lambda, L)$ , et de transmission prennent respectivement les formes suivantes [\[Bures 2008\]](#) :

$$R(\lambda, L) = \frac{\kappa^2 \cdot \sin^2 \left( \sqrt{\Delta\beta^2 - \kappa^2} \cdot L \right)}{\Delta\beta^2 - \kappa^2 \cdot \cos^2 \left( \sqrt{\Delta\beta^2 - \kappa^2} \cdot L \right)} \quad (\text{II.46})$$

$$T(\lambda, L) = \frac{\Delta\beta^2 - \kappa^2}{\Delta\beta^2 - \kappa^2 \cdot \cos^2 \left( \sqrt{\Delta\beta^2 - \kappa^2} \cdot L \right)} \quad (\text{II.47})$$

## **Conclusion**

Dans ce chapitre, on a présenté les résultats les plus significatifs concernant la théorie des modes guidés, ainsi les différents types de réseaux de Bragg périodiques avec leurs caractéristiques spectrales, et leurs principes physiques de fonctionnement.

Dans le chapitre suivant, on va présenter la conception, et la caractérisation de quelques dispositifs réfractométriques à base de TFBG, et FBG.

## Références

### A

[Agrawal 2002] G.P. Agrawal, « Fiber optic communication systems », Wiley & Sons, New York (2002).

[Assad 2008] Cours Télécommunications Optiques. 2008

### B

[Bures 2008] J. Bures “ Optique guidée “ Presses internationales Polytechniques, (2008).

### D

[Diaa Baiad 2014] M. Diaa Baiad 2014, “ Surface plasmon resonance sensor interrogation with cladding modes excited by tilted fiber bragg grating”, PHD ,Ecole Polytechnique de Montréal, (2014).

### E

[Erdogan 1996]

[Erdogan 1997] T.Erdogan, “Fiber grating spectra”, Journal of lightwave Technology, Vol. 15,pp. 1277-1294, 1997.

### K

[Kashyap 1999] R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*, Academic Press, 1999.

[Keiser 2000] G. Keiser. *Optical Fiber Communications*. Boston Mc Graw Hill, 2000.

[Kersey 1999] A.D. Kersey & H.J. Patrick. *Hybrid fiber bragg grating/long period fiber grating sensor for strain/temperature discrimination*, August 31 1999. US Patent 5,945,666.

[Krol 2000] M.F. Krol. *Dual wavelength interrogation sensor employing long-period gratings*, June 13 2000. US Patent 6,075,907.

### M

[Marcuse 1974] D. Marcuse “ Theory of dielectric optical waveguides “ Academic press, (1974).

### O

[Othonos 1999] A. Othonos and K. Kalli, *Fiber Bragg Grating, Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing*. Boston: Artech House, 1999.

### P

**[Pocholle 1993]** J.P. Pocholle, « L'optique guidée monomode et ses applications » Thomson CSF, Ed Masson. (1993).

## S

**[Skaar 2000]** J. Skaar, "Synthesis and characterization of fiber Bragg gratings", 2000.

## V

**[Vengsarkar 1996]** A. M. Vengsarkar, P. J. Lemaire, J. B. Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan, J. E. Sipe, « Long-period fiber gratings as band-rejection filters », Journal of lightwave technology", Vol 14, pp 58-65, 1996.

## **Chapitre III: Développement de réfractomètres basés sur les réseaux de Bragg Tiltés et droits**

---

## Sommaire

Introduction .....	74
III.1 Etat de l'art des capteurs à fibres optiques appliqués à la réfractométrie .....	74
III.1.1 Réfractométrie à fibre optique basée sur la Réflectométrie OTDR.....	74
III.1.2 Réfractométrie basée sur la technologie des fibres microstructurées et des réseaux de Bragg ... ..	76
III.1.3 Réfractométrie à fibre optique standard basée sur les réseaux de Bragg .....	77
III.1.3.1 Réfractométrie basée sur les Réseaux de Bragg à Pas Longs ou LPG .....	78
III.1.3.2 Réfractométrie basée sur les Réseaux à Pas Inclinés ou TFBG .....	79
III.2 Mesures d'indices de réfraction à l'aide de réseaux Tiltés : Dispositifs et résultats .....	79
III.2.1 Inscription des réseaux de Bragg Tiltés ( TFBG) par masque de phase.....	79
III.2.2 Description du montage expérimental :.....	82
III.2.3 Techniques d'interrogation des réseaux TFBG .....	83
III.2.3.1 Technique du suivi spectral .....	84
III.2.3.2 Technique du suivi de l'amplitude d'une résonance .....	84
III.2.3.3 Méthode des aires .....	84
III.2.3.4 Méthode d'analyse, et choix de la technique d'interrogation.....	85
III.3 Mesures expérimentales, et caractérisation d'un réfractomètre à base de TFBG inscrit par la technique du masque de phase .....	85
III.3.1 Mesures expérimentales d'une eau salée .....	85
III.3.1.1 Caractérisation du réfractomètre TFBG à fibre optique .....	88
III.3.1.2 La sensibilité pour la technique d'interrogation du suivi spectral .....	88
III.3.1.3 La sensibilité pour la technique d'interrogation du suivi de l'amplitude .....	90
III.3.1.4 La résolution ou limite de détection .....	92
III.3.1.5 La gamme de fonctionnement du réfractomètre.....	92
III.4 ...Inscription par la technique point à point d'un réseau de Bragg à pas courts excentrique par laser femtoseconde .....	92
III.4.1 Choix et préparation des fibres optiques .....	93
III.4.2 Principe de la technique d'inscription point par point.....	94
III.4.3 Description de la source Laser femtoseconde et du système de focalisation .....	95
III.4.4 Système de focalisation .....	96
III.4.5 Système de translation .....	96
III.4.6 Avantages de l'inscription Point-par-Point par laser femtoseconde.....	97

III.4.7 Inconvénients de l'inscription Point-par-Point par laser femtoseconde .....	97
III.4.8 Alignement du banc d'inscription .....	98
III.4.9 Montage expérimental pour l'inscription des réseaux de Bragg FBG excentriques par la technique point par point .....	98
III.4.10 Mesures spectrales par analyseur de spectre .....	99
III.5 Mesures de réfractométrie d'une eau salée .....	99
III.6 Caractérisation du réfractomètre FBG excentrique.....	102
III.6.1 La sensibilité pour la technique d'interrogation du suivi spectral.....	102
Conclusion.....	103
Références .....	104

## Introduction

La première partie de ce chapitre est dédiée à l'état de l'art de la réfractométrie à fibre optique. La réfractométrie est une technique qui vise à déterminer l'indice de réfraction d'un matériau, le plus souvent liquide, mais également solide ou gazeux. L'instrument de laboratoire ou de terrain utilisé est le réfractomètre. Nous allons voir notamment comment, et pourquoi, cette grandeur physique est d'une grande importance dans de nombreux domaines comme celui de la biophotonique, et du génie civil. Dans cette présentation, nous allons nous intéresser particulièrement aux différentes techniques de mesure de ce paramètre basées sur les Capteurs à Fibres Optiques (CFO).

La deuxième partie de ce chapitre sera consacrée aux résultats expérimentaux obtenus dans le cadre du développement d'un réfractomètre basé sur la technologie des Réseaux de Bragg Inclinés ou tiltés (Tilted Fiber Bragg Grating) gravés dans le cœur d'une fibre optique monomode Corning SMF 28. Ce type de réfractomètre est sensible aux variations d'indice du milieu aqueux qui l'entoure. Une importance particulière sera accordée à la technique d'interrogation, à sa gamme de fonctionnement, ainsi qu'à sa sensibilité.

Ces travaux s'inscrivent dans le cadre d'une collaboration avec le Département d'Electromagnétisme, et de Télécommunications de l'Université de Mons, sous la direction du Dr. Christophe Caucheteur.

### III.1 Etat de l'art des capteurs à fibres optiques appliqués à la réfractométrie

Les propriétés des capteurs à fibres optiques (CFO), et leurs nombreux avantages, justifient leur mise en œuvre pour des applications dans les domaines du génie civil (suivi de polymérisation des matériaux composites), ou bien la caractérisation des tissus biologiques, et à la mesure de l'indice de réfraction du cytoplasme des cellules vivantes (Biophotonique). Ainsi, la Technique de réflectométrie optique OTDR (Optical Time Domain Reflectometry) qui est un instrument d'un usage courant dans le domaine des télécommunications optiques (localisation de problèmes de courbure, de rupture de fibre, ou bien rupture de connecteur), peut-être mise à profit pour le domaine de la réfractométrie. De la même manière, les fibres optiques nouvelle génération, ou fibres à cristaux photoniques (ou fibres microstructurées) développées initialement pour des fonctions particulières dans le domaine des télécommunications optiques (Compensation de dispersion chromatique, génération de supercontinuum, etc...), ont été également mises en œuvre dans le domaine de la réfractométrie.

Enfin, l'utilisation des transducteurs basés sur la technologie des réseaux de Bragg gravés dans le cœur des fibres optiques monomodes sont également de bons candidats dans le domaine de la réfractométrie.

#### III.1.1 Réfractométrie à fibre optique basée sur la Réflectométrie OTDR

Cette technique utilise le réflectomètre optique (OTDR), et déjà décrite dans le chapitre I de ce manuscrit. Son principe consiste à envoyer des impulsions issues d'une source et cadencées à une certaine fréquence dans la fibre optique. On peut mesurer le coefficient de réflexion du milieu à analyser placé en bout de fibre comme le montre la figure (III.1). C'est le principe de la réflexion de Fresnel [\[Ferdinand 2008\]](#).



Figure (III. 1) : Principe de mesure d'indice de réfraction en bout de fibre par Réflectométrie OTDR [\[Ferdinand 2008\]](#)

Le coefficient de réflexion de Fresnel ( $R$ ) à cette interface est lié à la différence des indices du milieu ( $n_m$ ) et de la silice composant la fibre optique ( $n_f$ ) ainsi qu'à l'angle d'incidence  $\theta$  de la lumière sur le plan de clivage de la fibre selon :

$$R = \left[ \frac{\left( n_f \cdot \cos \theta - \left( n_m^2 - n_f^2 \cdot \sin^2 \theta \right)^{\frac{1}{2}} \right)}{\left( n_f \cdot \cos \theta + \left( n_m^2 - n_f^2 \cdot \sin^2 \theta \right)^{\frac{1}{2}} \right)} \right]^2 \quad (\text{III.1})$$

Où :

$R$  : Coefficient de réflexion de Fresnel.

$\theta$  : Angle d'incidence de la lumière sur le plan de clivage de la fibre.

$n_m$  : Indice de réfraction du milieu à tester.

$n_f$  : Indice de réfraction de la fibre.

Cette formulation est grandement simplifiée lorsque  $\theta$  est nul. Ainsi, le coefficient de réflexion aura la valeur suivante :

$$R = \left( \frac{(n_f - n_m)}{(n_f + n_m)} \right)^2 \quad (\text{III.2})$$

Ce coefficient de réflexion est accessible aisément via les mesures de pertes en réflexion (Return Loss) fournies par le réflectomètre, et permet ainsi d'accéder à l'indice de réfraction  $n_m$  du milieu à sonder. Cette mesure d'indice de réfraction extrêmement localisée (en bout de fibre) est d'un grand intérêt pour les mesures des propriétés des tissus biologiques, ainsi que des cellules vivantes. Cette technique a été mise en œuvre conjointement entre le Laboratoire de mesures optiques du CEA (Commissariat à l'Energie Atomique), et le Laboratoire LPBC de l'Université de Paris VI en 2006. Des cellules de carcinomes œsophagiens humains OE21 ont été placées dans une solution nutritive. Les valeurs d'indices obtenus par cette technique ont été : 1,3611 pour la solution, et 1,3746 pour le cytoplasme. Ces mesures ont été annoncées avec une précision cent fois meilleures que celle des données répertoriées.

### III.1.2 Réfractométrie basée sur la technologie des fibres microstructurées et des réseaux de Bragg

Les fibres optiques nouvelle génération, ou Fibres Optiques Microstructurées (MOF) sont constituées d'une gaine optique contenant des canaux d'air parallèles à l'axe de la fibre. Ces dernières années, ce nouveau type de guide est devenu très répandu dans le domaine des télécommunications, et de l'instrumentation par les nombreuses possibilités offertes par ce type de composant. Des illustrations de préformes et de fibres étirées sont fournies par la figure (III.2) ci-dessous.

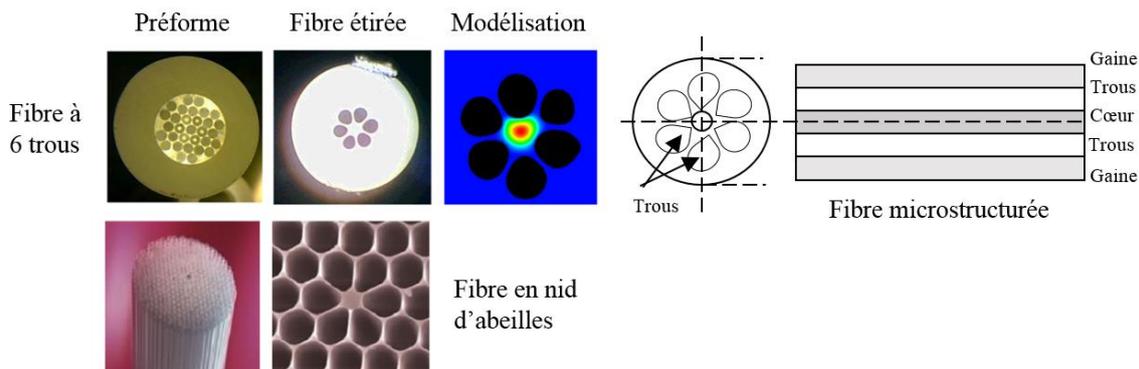


Figure (III. 2) : Illustration de la préforme et de la fibre étirée pour deux types de fibres microstructurées [Ferdinand 2008]

Aussi, dans le cadre des applications en réfractométrie, le principe physique repose sur le fait que le champ optique des différents modes des MOF est directement en interaction avec le milieu liquide inséré dans les canaux, et dont le principe est illustré sur la figure (III.3) ci-dessous. Ainsi, lorsque l'indice de réfraction du fluide circulant dans les canaux change, les modes d'ordre supérieur voient leurs propriétés de guidage évoluer. Enfin, le recours à des réseaux de Bragg photo-inscrits dans le cœur de la fibre MOF complète avantageusement la fonction transductrice de ce type de réfractomètre en rendant possible les mesures déportées, et spectralement multiplexées. Cette méthode permet une mesure d'indice dans la gamme de 1.43 à 1.45, la plage pour laquelle une optimisation des MOF, et des Réseaux de Bragg permet d'accéder à des résolutions de l'ordre de  $10^{-5}$ . D'autre part, les travaux réalisés par le CEA LIST en collaboration avec les Laboratoires de Limoges, et de Nice ont conduit à la réalisation de MOF dopeés Ge de 6, et 18 canaux.

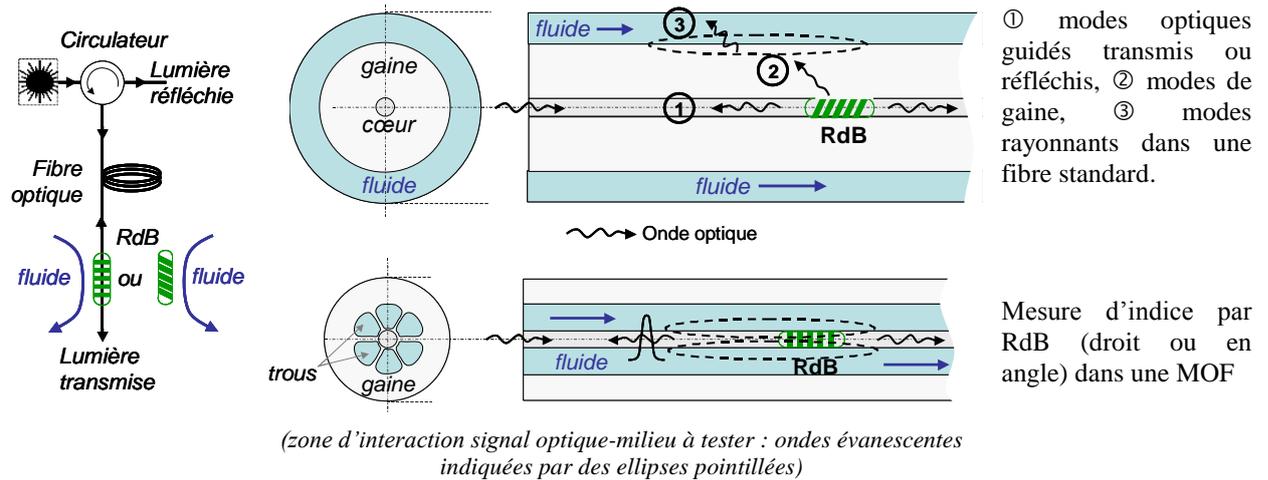


Figure (III. 3) : Schémas de principe pour les mesures d'indice par réseaux de Bragg

Ces dernières ont été photo-inscrites avec des réseaux de Bragg à pas droits, et à pas inclinés. Les sensibilités obtenues pour les différentes structures de MOF sont résumées dans le Tableau (III.1) ci-dessous [\[Ferdinand 2008\]](#).

Indice de réfraction à 1550 nm, et à 25°C	Sensibilité de la longueur d'onde vis-à-vis de l'indice de réfraction (RIU/pm)			
	Réseaux à Traits Droits			Réseaux à Traits Inclinés
	MOF à 3canaux	MOF à 18 canaux	MOF à 6 canaux	MOF à 6 canaux + Mode ordre sup
1,33	$3 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$2,3 \cdot 10^{-4}$
1,41	$6 \cdot 10^{-6}$	$1,8 \cdot 10^{-4}$	$2,1 \cdot 10^{-4}$	
1,44		$2 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-5}$	

Tableau (III. 1) : Sensibilités à l'indice de réfraction de plusieurs types de MOF [\[Ferdinand 2008\]](#)

A titre d'exemple, on peut noter sur le tableau (III.1), pour une même fibre MOF à 6 canaux, comparer la sensibilité ( $4 \cdot 10^{-3} RIU/pm$ ) de la raie de Bragg d'un réseau droit à celui d'un des modes d'ordre supérieur d'un réseau incliné ( $4 \cdot 10^{-4} RIU/pm$ ), et ceci pour une même valeur de l'indice de réfraction 1,33. Un dispositif réfractométrique permettant l'insertion, et l'extraction de liquides à analyser dans les canaux des fibres MOF a été proposé par Minh Châu Phan Han Huy [\[Phan Huy 2006\]](#).

### III.1.3 Réfractométrie à fibre optique standard basée sur les réseaux de Bragg

Les Différentes possibilités offertes par les fibres optiques monomodes dites classiques où les réseaux de Bragg à pas longs ou bien Long Period Grating [\[James 2003\]](#), ou bien à pas inclinés TFBG (Tilted Fiber Bragg Grating) [\[Laffont 2001\]](#) sont photoinscrits dans le cœur de ces fibres. D'autres techniques ont été proposées pour les mêmes types de réseaux de Bragg

cités précédemment, mais qui sont inscrits dans des fibres optiques en D (D-Shape optical fiber) dont la sensibilité peut nettement être augmentée par l'abrasion de la gaine [Zhou 2005][Chen 2004].

### III.1.3.1 Réfractométrie basée sur les Réseaux de Bragg à Pas Longs ou LPG

Ce type de réfractomètre est basé sur la photo- inscription d'un réseau de Bragg à pas longs (LPG) de période de 400  $\mu\text{m}$  dans une fibre standard SMF 28. La sensibilité à l'indice de réfraction du milieu extérieur dépend en premier lieu de la condition d'accord à l'indice effectif des modes de gaine. Pour ce type de réseau, le couplage est réalisé entre le mode fondamental, et un mode de gaine co-propagatif. Tout changement de l'indice de réfraction du milieu environnant le LPG va induire une modification de l'indice effectif du mode de gaine, et par suite un décalage de la longueur d'onde de Bragg. La mesure du décalage spectrale de cette dernière est reliée à l'indice de réfraction du liquide à analyser [Patrick 1998].

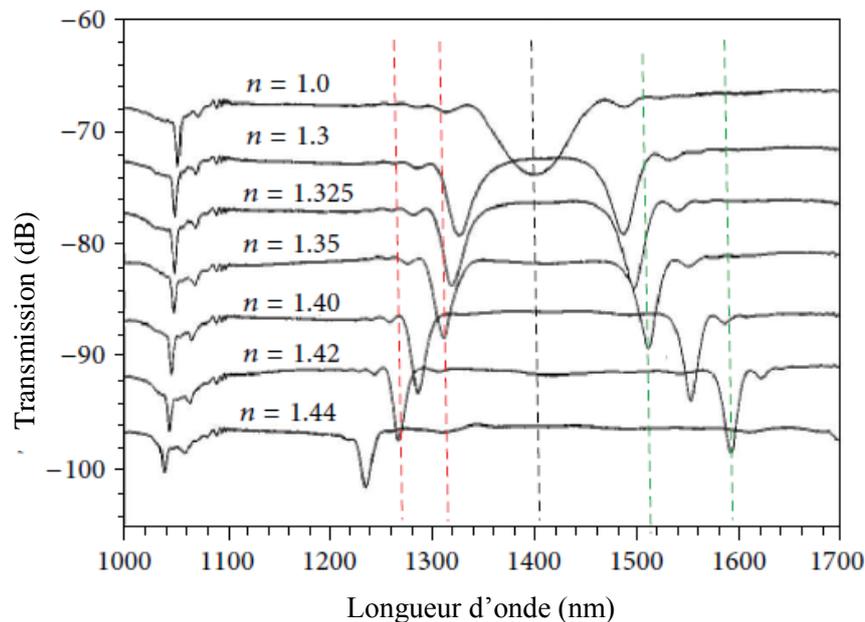


Figure (III. 4) : Déplacement du pic de résonance pour différents indices de réfraction [Shu 2002]

Les réfractomètres à base de réseaux LPG présentent une bonne sensibilité à l'indice de réfraction du milieu entourant le capteur, toutefois ils présentent une grande dépendance vis-à-vis de la température, et des déformations. Aussi, l'utilisation d'un tel type de réseau nécessite des techniques de découplage des différentes contraintes pour remonter à l'effet de la variation de l'indice de réfraction.

### III.1.3.2 Réfractométrie basée sur les Réseaux à Pas Inclinés ou TFBG

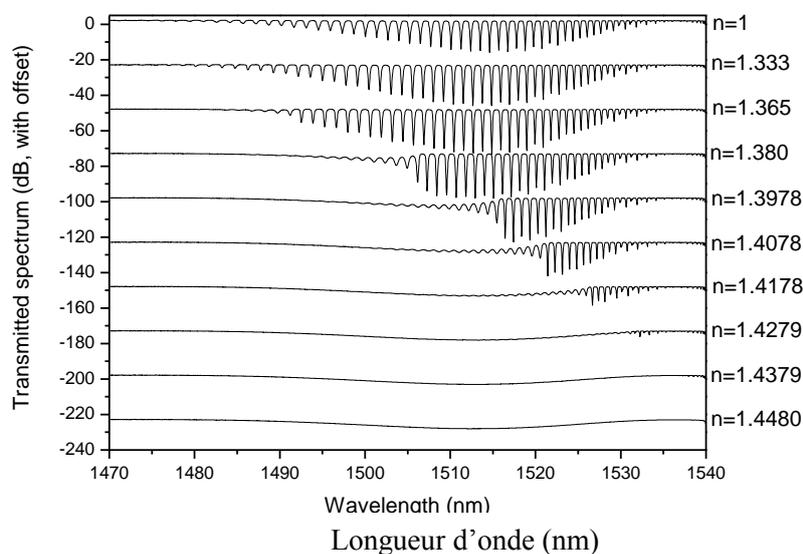


Figure (III. 5) : Spectres de transmission pour différents indices de réfraction  
[\[Caucheteur 2013\]](#)

## III.2 Mesures d'indices de réfraction à l'aide de réseaux Tiltés : Dispositifs et résultats

### III.2.1 Inscription des réseaux de Bragg Tiltés (TFBG) par masque de phase

Le masque de phase est constitué d'une lame à faces parallèles dans laquelle ont été gravés des rainures étroites, et parallèles entre elles, avec une périodicité  $d$ . Il forme un composant dispersif, et diffractant dont les propriétés sont fixées par la profondeur, et la période des sillons. Le principe de la photo-inscription des réseaux de Bragg par masque de phase repose sur la division d'amplitude du faisceau UV [\[Hill 1993\]](#). La source UV utilisée est un Laser à Argon ionisé fonctionnant en continu avec une puissance moyenne de 60 mW, dont la fréquence est doublée intra cavité au moyen d'un cristal BBO (Béta-Borate de Baryum). La longueur d'onde du faisceau est de  $\lambda_{UV} = 244$  nm.

Nous avons inscrit des réseaux de Bragg uniformes, mais inclinés dont la modulation d'indice est constante le long du réseau. Pour cela, il est nécessaire que le faisceau ait une intensité constante sur sa longueur. Comme le faisceau est de forme Gaussienne, une fente placée à la sortie du laser va nous permettre de sélectionner la partie la plus intense. Le banc d'inscription est muni de 2 lentilles cylindriques de focales différentes qui vont nous permettre d'agrandir la largeur du faisceau. Une deuxième fente réglable, va nous donner la possibilité de choisir à volonté la largeur du réseau à inscrire sur la fibre optique. Une lentille cylindrique de focale 100 mm va faire converger le faisceau sur la fibre optique placée à quelques dizaines de microns du masque de phase. Ce dernier étant placé sur un goniomètre afin d'induire l'angle d'inclinaison nécessaire à la fabrication des réseaux TFBG. La figure (III.6) montre le banc d'inscription par masque de phase d'un réseau de Bragg à pas inclinés.

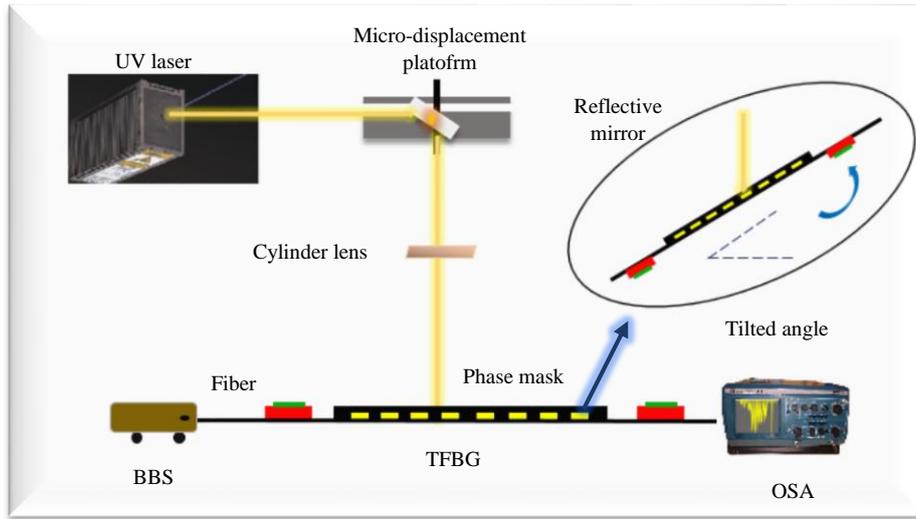


Figure (III. 6) : Banc d'inscription des réseaux de Bragg à pas inclinés par masque de phase

Le masque, ainsi que la fibre optique sont montés sur des platines de translation x, y et z afin d'assurer la précision souhaitée. Le masque de phase qu'on a utilisé provient de la société Coherent, et qui est optimisé pour une inscription à 244 nm. Il a été conçu de telle sorte que l'intensité diffractée dans les ordres (0, -2, et +2) soit pratiquement nulle. Les sillons ont été gravés à une profondeur  $e$  définie par la relation suivante:

$$e = \frac{\lambda_{UV}}{2(n - 1)} \quad (\text{III.3})$$

Cette profondeur correspond à une intensité diffractée minimale dans les ordres pairs. La largeur des traits sera de  $d/2$ .  $\lambda_{UV}$  est la longueur d'onde du laser utilisé, et  $n$  l'indice de réfraction de la silice qui compose le masque. L'efficacité de diffraction de notre masque dans les ordres +1, ou -1 est définie comme étant le rapport entre l'intensité du faisceau diffracté, et l'intensité totale du faisceau incident est de l'ordre de 40 %. Alors que dans l'ordre 0 elle reste inférieure à 3%. Les faisceaux diffractés dans les ordres +1, et -1 vont interférer après le masque pour former un système de franges d'interférences sur la fibre optique, comme cela est illustré sur la figure (III.7). Dans le cas idéal, où il ne subsiste que les ordres +1, et -1, l'interfrange  $\Lambda$  est égale à la moitié de la période  $d$  des sillons du masque, c'est-à-dire  $\Lambda = d/2$ . Dans notre cas la photo-inscription a été faite dans le cœur d'une fibre optique hydrogénée photosensible avec un pas de 1070 nm.

Pour un masque de phase de période  $d$ , la longueur d'onde de résonance de Bragg pour un réseau de Bragg uniforme FBG est donnée par la relation :

$$\lambda_B = 2 \cdot n_{eff} \cdot \Lambda = n_{eff} \cdot d \quad (\text{III.4})$$

Où  $n_{eff}$  est l'indice effectif du mode fondamental guidé  $LP_{01}$ .

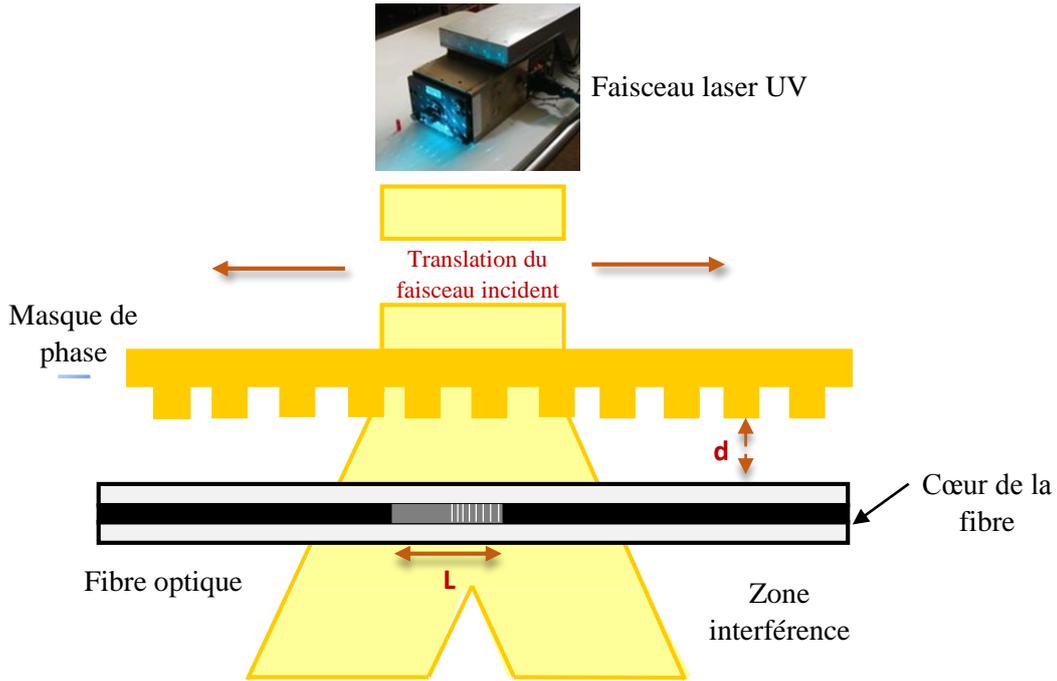


Figure (III. 7) : Inscription d'un réseau de Bragg par la méthode du masque de phase

Pour induire un angle dans la perturbation d'indice, nous avons donc choisi d'incliner le masque parallèlement à la fibre, et dans un plan vertical. Pour une fibre SMF 28, cet angle doit être choisi de telle sorte que la réflexion parasite soit minimale, c'est-à-dire aux environs de  $6^\circ$ . L'introduction de cet angle dans les réseaux à pas courts est pour obtenir des réseaux inclinés TFBG. Cet angle produit une perturbation d'indice, et la symétrie de la perturbation avec le plan transverse de la fibre optique est rompue. Ainsi, l'efficacité de couplage du mode fondamental guidé du cœur  $LP_{01}$  vers tous les modes  $LP_{lm}$  de gaine dans la direction contrapropagative sera nettement améliorée. Par contre, l'efficacité du couplage entre le mode fondamental vers le mode fondamental contrapropagatif est diminuée. C'est cette propriété intéressante qui est à la base de la conception des capteurs à base de TFBG. Les couplages obéissent à la condition d'accord de phase donnée par l'expression suivante :

$$\beta_{01} + \beta_j - \frac{2\pi \cdot \cos \theta}{\Lambda} \quad (\text{III.48})$$

$\beta_{01}$  et  $\beta_j$  sont respectivement les constantes de propagation du mode fondamental, et du mode de gaine considéré.  $\theta$  étant l'angle entre les franges d'interférences UV, et la normale à l'axe de la fibre.  $\Lambda$  est la période du réseau de Bragg photoinscrit. La figure (III.8) montre la superposition de 11 spectres de transmission réfractométriques pour différents indices de réfraction. La longueur d'onde de résonance de Bragg pour un réseau TFBG est donnée par l'expression suivante :

$$\lambda_B = \frac{2 \cdot n_{eff} \cdot \Lambda}{\cos \theta} \quad (\text{III.6})$$

Les couplages entre le mode fondamental, et les modes de gaine contra-propagatifs ont lieu pour des longueurs d'ondes inférieures à la longueur d'onde de Bragg.

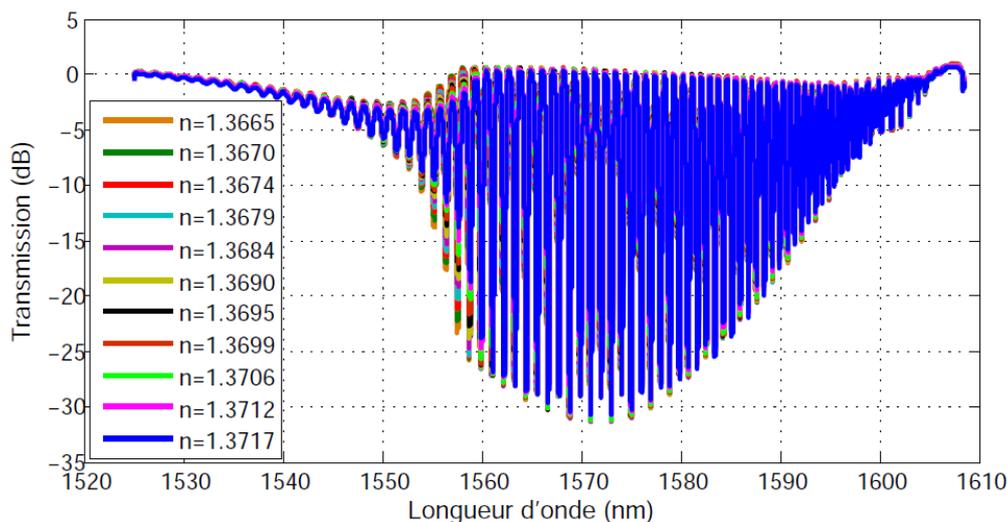


Figure (III. 8) : Acquisition des spectres de transmission pour les différents indices de réfraction

### III.2.2 Description du montage expérimental :

Le dispositif expérimental est constitué essentiellement de deux parties :

- Une partie destinée à l'insertion du liquide à analyser.
- Une partie consacrée à la transduction et la détection.

La partie destinée à l'insertion du liquide à analyser est constituée d'un Bécher contenant le liquide à analyser qui sera dans notre cas une solution d'eau distillé et de chlorure de lithium (LiCl). Un agitateur magnétique sera utilisé afin de bien faire le mélange. Un réfractomètre de type Reichert AR200 va permettre de contrôler les indices de réfraction des différentes concentrations des liquides à analyser.

La partie transduction / détection comprend la fibre optique contenant le réseau de Bragg TFBG inscrit et le système d'analyse. Nous avons clivé et conectorisé une extrémité de la fibre optique à quelques millimètres du réseau afin de pouvoir se connecter sur le système de détection qui est l'Analyseur Optique Vectoriel OVA (Optical Vectoriel Analyser 500) de la société LUNA Technologies. Ce dernier est doté d'une source, et d'un récepteur optique. Il permet d'effectuer certaines fonctions telles que le calcul des pertes d'insertion (Insertion Loss IL), Return Loss (RL), la polarisation Dependent Loss (PDL), Group Delay (GD),...). Son interface permet de le connecter directement à un ordinateur. Un logiciel spécifique permet à l'utilisateur de configurer les mesures. En ce qui nous concerne, les spectres mesurés sont dus aux pertes d'insertion (Insertion Loss) et peuvent être définis comme étant le rapport entre la puissance à l'entrée, et la puissance à la sortie de la fibre optique. L'OVA va nous permettre de faire l'acquisition des spectres de transmission dans une bande spectrale étroite [1525-1610] nm, et qui est de l'ordre de 85 nm avec une cadence d'acquisition de 3 secondes. La résolution de l'OVA est de 1.6 pm. La figure (III.9) représente le dispositif expérimental utilisé pour l'enregistrement des spectres de transmission.

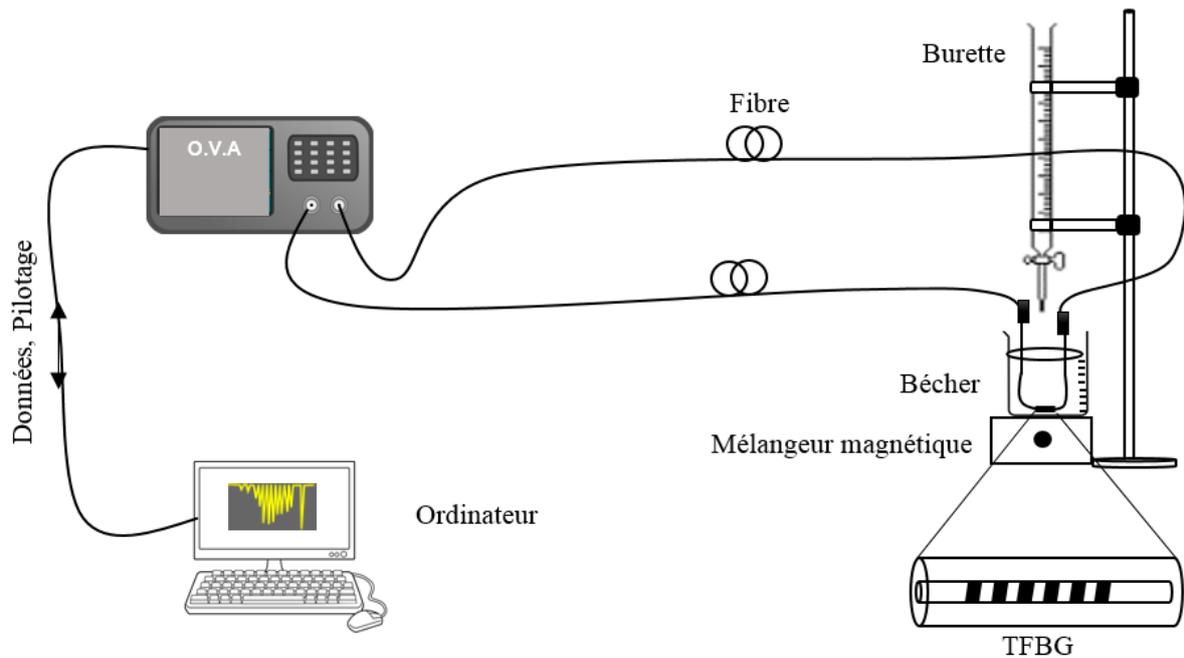


Figure (III. 9) : Dispositif expérimental

Ces spectres seront enregistrés, et peuvent être ensuite traités en différé sur ordinateur. La figure (III.10) montre l'agitateur, ainsi que le béccher contenant la solution LiCl.

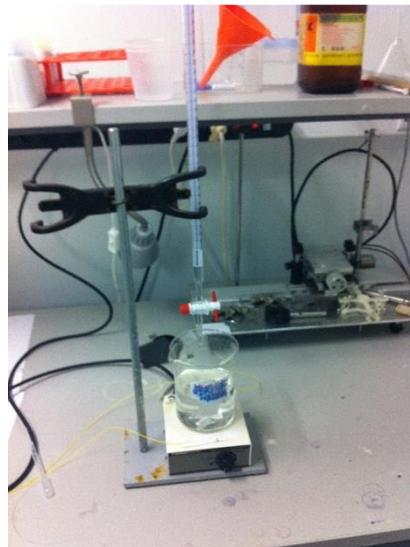


Figure (III. 10) : Dispositif contenant l'eau salée

### III.2.3 Techniques d'interrogation des réseaux TFBG

Nous allons présenter dans cette partie, les différentes techniques d'interrogation utilisées afin de lire l'information contenue dans les spectres de transmission obtenus à la sortie de la chaîne de mesure. Le système d'interrogation doit permettre de faire une lecture rapide sur la gamme de longueurs d'onde du réseau de Bragg. Rappelons que l'augmentation de l'indice de réfraction du milieu aqueux dans la gamme comprise entre l'indice de l'air, et celui de la gaine va se traduire par un décalage en longueur d'onde des différentes résonances, et par

une atténuation des modes de gaine. Plusieurs techniques ont été mises en œuvre pour exploiter les spectres afin de remonter à la mesure de l'indice de réfraction.

### III.2.3.1 Technique du suivi spectral

La technique du suivi spectral consiste à suivre le décalage spectral d'une résonance d'un mode de gaine en fonction de l'indice de réfraction du milieu extérieur, et avec la condition  $1 < n_{ext} < n_g$ . Dans le cas où  $n_{ext} > n_g$ , la longueur d'onde centrale des résonances des modes de gaine ne varie pas en fonction de  $n_{ext}$ , et la technique du suivi spectral ne peut être utilisée. Dans la gamme  $1 < n_{ext} < n_g$ , et pour obtenir une bonne résolution sur la mesure de l'indice de réfraction du milieu extérieur, il faut que la mesure du décalage spectral soit effectuée avec une bonne résolution.

Des résolutions de l'ordre de  $10^{-4}$  RIU peuvent être atteintes lorsque la résolution du décalage spectrale est de l'ordre du pm. Un algorithme spécifique pour le traitement des différents spectres doit être développé afin de localiser, et choisir la résonance la plus sensible

Pour aller au-delà, et faire des mesures du décalage spectral avec des résolutions très inférieures au pm, des techniques interférométriques doivent être mises en œuvre. On peut citer par exemple les travaux de A. D. Kersey et T. A. Berkoff [[Kersey 1992](#)][[Kersey 1992](#)].

### III.2.3.2 Technique du suivi de l'amplitude d'une résonance

Cette technique consiste à mesurer la variation de l'amplitude d'une seule résonance en fonction de la variation de l'indice de réfraction  $n_{ext}$  du milieu extérieur sur une gamme bien précise. Rappelons que l'amplitude des résonances de gaine décroît lorsque  $n_{ext}$  augmente. De la même façon que précédemment un algorithme spécifique doit être développé pour cette technique d'interrogation.

### III.2.3.3 Méthode des aires

Cette méthode dite « méthode des aires » est basée sur le calcul de l'aire occupée par les différents modes de gaine quand l'indice de réfraction du milieu  $n_{ext}$  change. En effet, lorsque ce dernier augmente, l'aire délimitée par les 2 enveloppes supérieure et inférieure diminue comme on peut le remarquer sur la figure (III.11) ci-dessous [[Laffont 2001](#)].

Grace à une courbe de calibrage de l'aire ainsi délimitée en fonction de l'indice  $n_{ext}$ , une sensibilité de l'ordre de  $10^{-4}$  RIU a pu être obtenue. Cette technique a été mise au point par G. Laffont et P. Ferdinand, et brevetée [[Laffont 2000](#)]

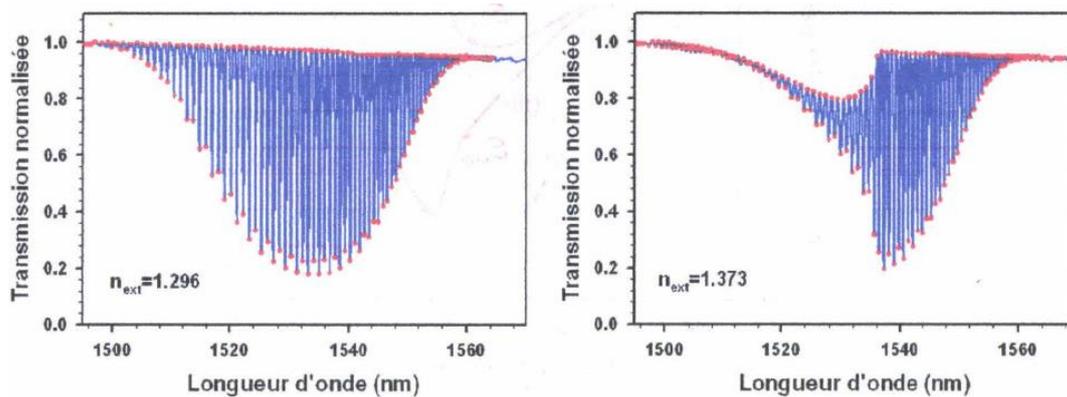


Figure (III. 11) : Détermination des enveloppes supérieure et inférieure des résonnances du spectre de transmission d'un TFBRG pour 2 valeurs de l'indice de réfraction du milieu extérieur 1,296 et 1,373 [Laffont 2001].

### III.2.3.4 Méthode d'analyse, et choix de la technique d'interrogation

La méthode d'analyse que nous avons choisi pour exploiter la sensibilité spectrale des TFBRG à la variation du milieu extérieur lorsque  $n_{ext} < n_g$  est l'utilisation des 2 techniques d'interrogation décrites plus haut à savoir : la technique du suivi spectral, et celle du suivi de l'amplitude dans une gamme étroite de longueurs d'ondes appartenant à l'intervalle [1525-1610] nm. L'implémentation d'un algorithme spécifique pour les 2 techniques d'interrogation dans une gamme étroite va nous permettre de faire une comparaison très fine en termes de sensibilité, et de résolution spectrale. Ce choix est motivé également par le fait que le dispositif expérimental n'est pas très encombrant.

Les différentes étapes qu'on a effectuées pour le traitement numérique sont les suivantes :

- (a) Acquisition des spectres en transmission d'un TFBRG à l'aide d'un Analyseur de Spectre Vectoriel OVA, et dont la résolution spectrale est de 1,6 pm.
- (b) Mesure de la puissance transmise en bout de fibre à l'aide d'un Wattmètre optique de marque dBm Optics, modèle 4100.
- (c) Localisation, et détermination de la longueur d'onde centrale du mode de gaine le plus sensible, c'est-à-dire le mode qui présente les plus grandes variations d'amplitude dans la plage [1525-1610] nm lorsque  $n_{ext}$  augmente.
- (d) Détermination numérique des minimums, et des maximums du mode le plus sensible correspondant respectivement aux pieds, et aux sommets.

## III.3 Mesures expérimentales, et caractérisation d'un réfractomètre à base de TFBRG inscrit par la technique du masque de phase

### III.3.1 Mesures expérimentales d'une eau salée

Le réseau de Bragg à traits inclinés ou TFBRG dédié à la réfractométrie a été inscrit par la technique du masque de phase avec un Laser Argon au premier ordre à la longueur d'onde de

244 nm dans une fibre optique monomode de Télécommunications Corning SMF 28. Le réseau TFBG inscrit dans la fibre hydrogénée a une longueur de 1cm, et dont l'inclinaison est de  $6^{\circ}$ . Cet angle a été optimisé afin que le coefficient de couplage entre le mode fondamental, et les modes de gaine soit maximal, et ceci quelque soit leur nombre azimutal. Pour la bonne stabilité du TFBG, celui-ci a été mis dans un four à  $85^{\circ}\text{C}$  pendant 12 heures. L'acquisition, et l'enregistrement des différents spectres ont été réalisés dans la bande étroite [1525-1610] nm avec l'analyseur OVA ayant une résolution de 1,6 pm à une cadence de 3s.

Le liquide à analyser est une solution salée LiCl qu'on a dilué afin de faire varier son indice de réfraction. A chaque étape de dilution, on fait une mesure de l'indice de réfraction de la solution à l'aide d'un réfractomètre d'Abbe de marque Reichert AR200, et dont la résolution est de  $10^{-4}$  RIU (Refractive Index Unit). Pour chaque mesure, on fait l'acquisition, et l'enregistrement d'un spectre de transmission suite à une dilution. Au total, on a fait 11 spectres de transmission correspondant aux indices de réfraction. Sur la figure (III.12), on peut observer la superposition des 11 spectres de transmission enregistrés, correspondant à la gamme des indices de réfraction de la solution aqueuse compris dans l'intervalle [1,3665-1,3717].

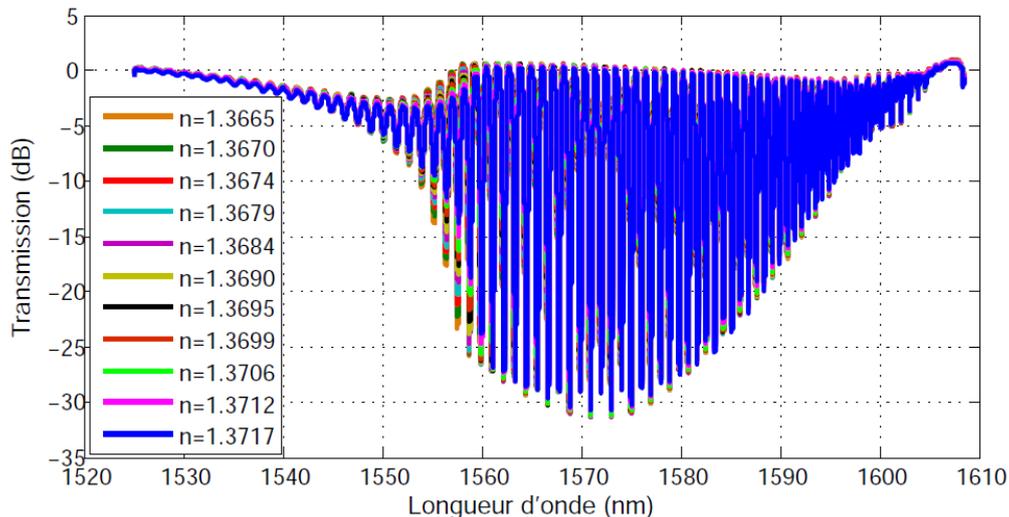


Figure (III. 12) : Spectres de transmission d'un réseau TFBG d'une eau salée

Chaque incrément de l'indice de réfraction se traduit par un décalage vers les grandes longueurs d'onde d'amplitude supérieure à l'écart entre deux résonances. Sur la figure (III.13), on a représenté 6 spectres de transmission pour différents indices de réfraction.

Chaque résonance spectrale correspond au couplage entre le mode fondamental, et un mode de gaine contrapropagatif ( $l, m$ ) particulier, et qui est caractérisé par son coefficient de couplage qui donne l'intensité du phénomène. Les amplitudes des résonances spectrales sont proportionnelles aux coefficients de couplage. L'augmentation de l'indice de réfraction de l'eau salée se traduit par un décalage spectral de l'ensemble des résonances vers les grandes longueurs d'onde. Cependant lorsque l'indice de réfraction de la solution entourant la gaine se rapproche de l'indice effectif des modes de gaine, le phénomène s'accompagne d'une disparition complète des différentes résonances constituant le spectre de transmission. On se trouve alors dans le cas du couplage du mode fondamental vers le continuum des modes radiatifs

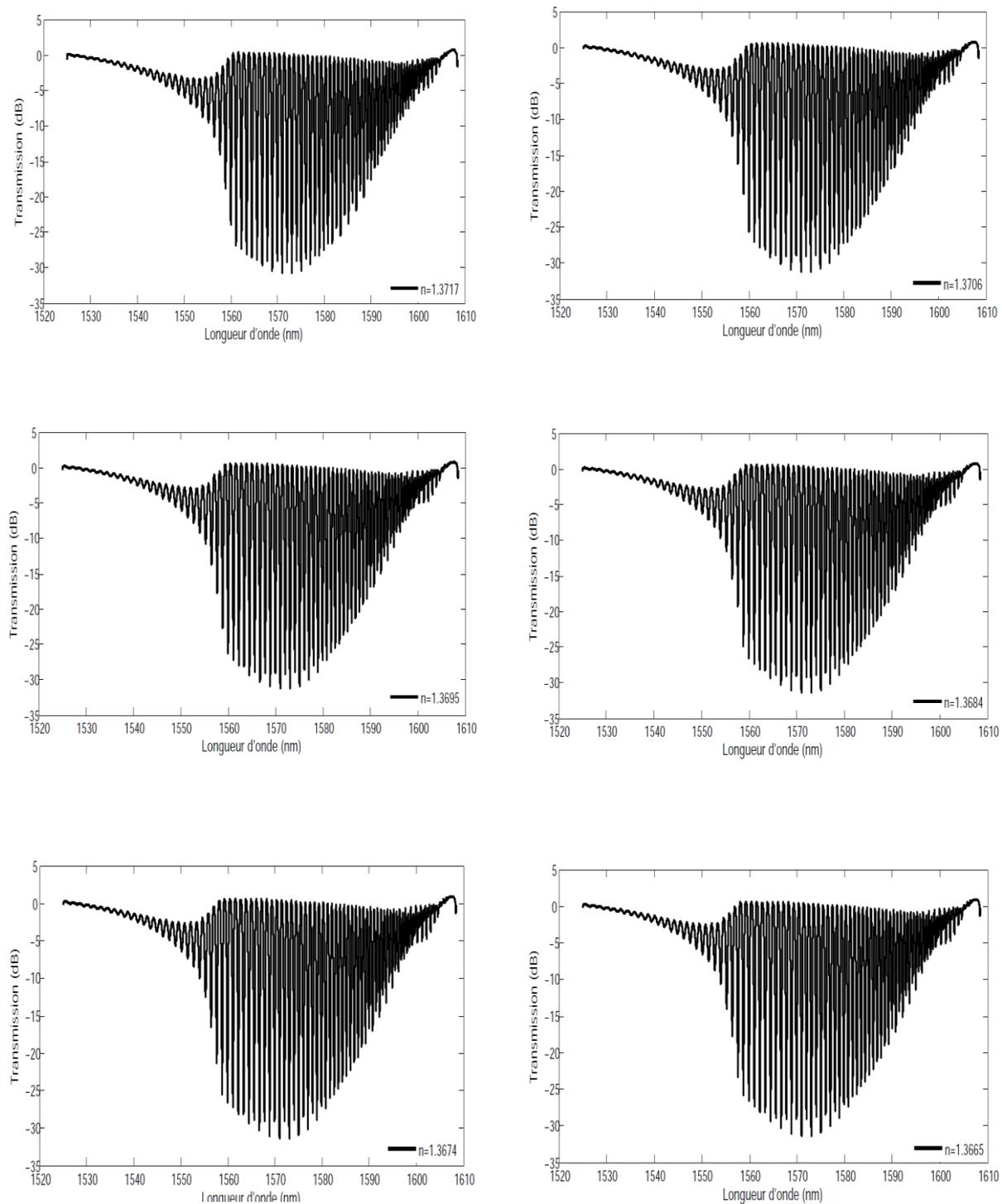


Figure (III. 13) : Spectres de transmission pour différents indices de réfraction

### III.3.1.1 Caractérisation du réfractomètre TFBG à fibre optique

Le réfractomètre TFBG à fibre optique réalisé doit fonctionner avec les 2 techniques d'interrogation citées précédemment. Pour chaque position en longueur d'onde du pic de résonance d'un mode de gaine particulier correspond un indice de réfraction du milieu extérieur  $n_{ext}$ . La variation de l'indice de réfraction d'une quantité  $\delta n_{ext}$  va se traduire par un décalage du pic de résonance  $\delta \lambda_{res}$  de la longueur d'onde de résonance (figure III.14). Afin d'évaluer les performances de notre réfractomètre TFBG, nous allons évaluer 2 paramètres : la sensibilité  $S$ , et la résolution (ou limite de détection). Nous allons présenter ensuite une comparaison de ces 2 paramètres pour les 2 techniques d'interrogation que nous avons développées. Dans le cas général, et pour un bon fonctionnement d'un capteur à fibre optique, la sensibilité et la résolution doivent avoir les plus faibles valeurs.

### III.3.1.2 La sensibilité pour la technique d'interrogation du suivi spectral

En général un capteur est dit sensible s'il est capable de détecter des petites variations de la grandeur mesurée qui peut être un indice de réfraction, une épaisseur, ou encore une concentration. Dans notre cas, la mesure de la variation de la longueur d'onde centrale d'un pic de résonance par rapport à l'indice de réfraction  $n_{ext}$  permet de définir la sensibilité  $S$  comme suit [\[Homola 1997\]](#)[\[Sharma 2006\]](#) :

$$S = \frac{\delta \lambda_{res}}{\delta n_{ext}} \quad [nm/RIU] \quad (III.7)$$

L'indice de réfraction qui est normalement une valeur sans unité sera noté par conformité avec la littérature spécialisée en RIU pour *Refractive Index Unit*.

Sur la figure (III.14), on a représenté le décalage spectral du même pic de résonance d'un mode de gaine par rapport à un changement de l'indice de réfraction du milieu extérieur. La largeur à mi-hauteur du mode est caractérisé par  $\Delta \lambda_{1/2}$ , et le décalage spectrale est noté par  $\Delta \lambda_{rés}$ .

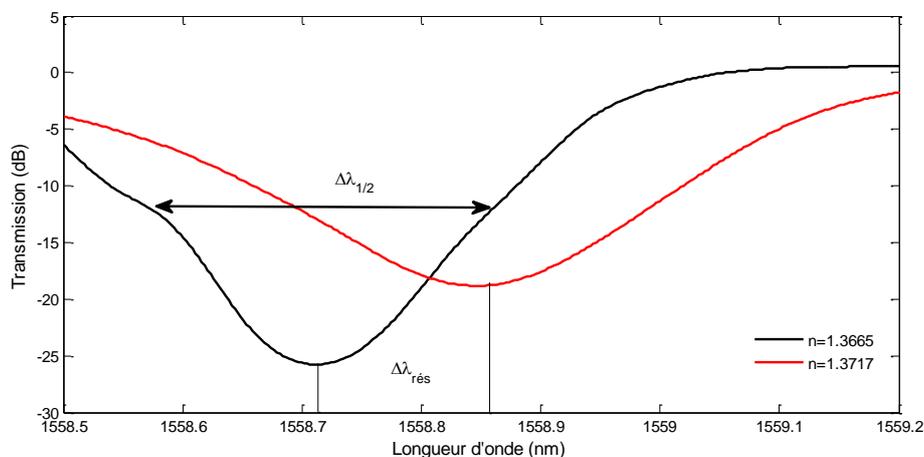


Figure (III. 14) : Réponse du réfractomètre TFBG en fonction de l'indice du milieu extérieur

Comme nous l'avons mentionné, la première technique d'interrogation retenue est celle du suivi spectral d'un mode de gaine le plus sensible à la variation de l'indice de réfraction. L'algorithme que nous avons développé nous a permis de localiser la longueur d'onde centrale de ce mode et qui est situé aux environs de 1558.8 nm. On peut observer sur la figure (III.15) la variation de la longueur d'onde centrale du mode de gaine entre 1558.5 nm et 1559.2 nm pour des variations de l'indice de réfraction de l'eau salée de 1.3665 nm à 1.13717 nm. Pour étudier la sensibilité du réfractomètre TFBG qu'on a réalisé, on doit suivre son comportement vis-à-vis de l'indice de réfraction du liquide à analyser.

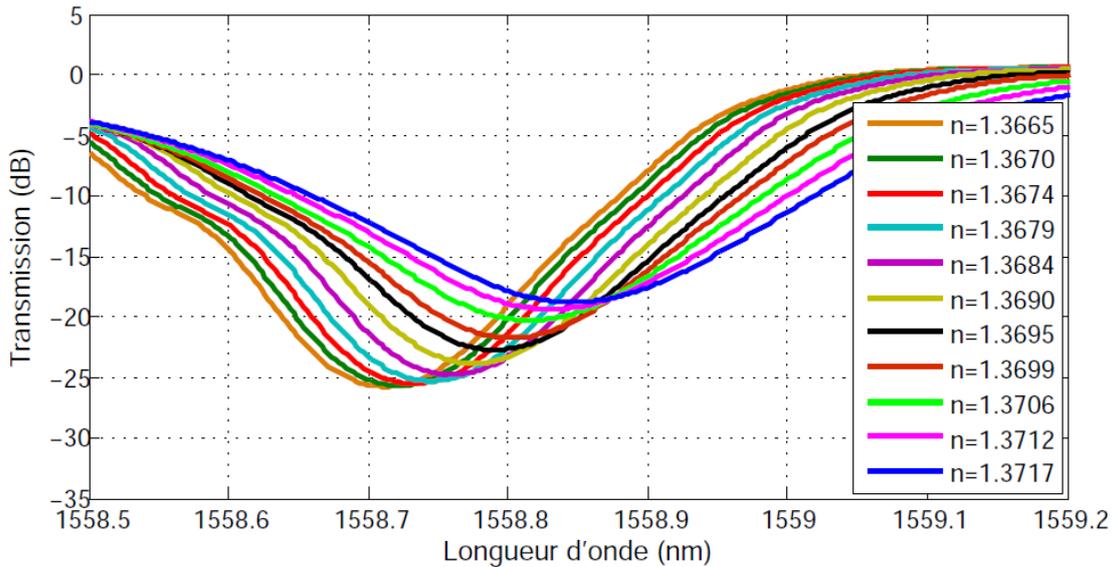


Figure (III. 15) : Influence de la variation l'indice de réfraction de l'eau salée sur la longueur d'onde centrale du mode de gaine le plus sensible

La figure (III.16) traduit les variations de la longueur d'onde centrale du mode le plus sensible en fonction de l'indice de réfraction. On remarque que le capteur a un comportement linéaire. La pente de cette droite va nous donner la sensibilité de notre capteur, et qui est de l'ordre de 26.055 nm/R.I.U.

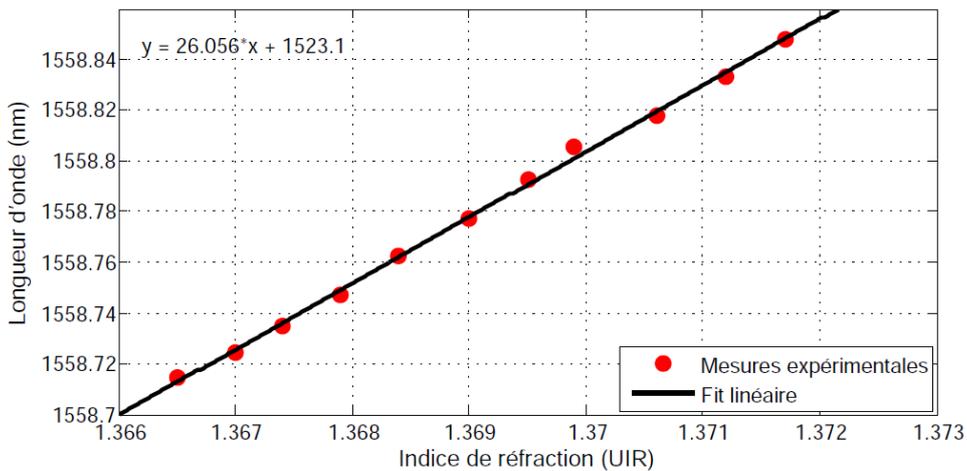


Figure (III. 16) : Variations de la longueur d'onde centrale du mode de gaine le plus sensible en fonction de l'indice de réfraction

### III.3.1.3 La sensibilité par la technique d'interrogation du suivi de l'amplitude

Il est possible de mesurer la variation de la puissance transmise ( $\delta P$  par rapport à la variation de l'indice de réfraction du milieu extérieur  $\delta n_{ext}$  à une longueur d'onde fixe, et qui correspond à la longueur d'onde pour laquelle la dérivée  $\delta P/\delta \lambda$  est maximale. Ainsi on pourra définir une deuxième sensibilité lorsqu'on fait une détection de puissance de la façon suivante :

$$S = \frac{\delta P}{\delta n_{ext}} \quad [dBm/RIU] \quad (III.49)$$

La meilleure sensibilité est obtenue à une longueur d'onde fixe qu'il faudra détecter numériquement, et qui présente la plus grande variation de puissance pour un mode de gaine donné. Ainsi, la deuxième technique d'interrogation mise en œuvre est celle du suivi de l'amplitude d'une résonance d'un mode de gaine. L'algorithme mis en œuvre nous a permis de le localiser à la longueur d'onde de 1559,8 nm. Après un traitement automatique des spectres de transmission, nous avons fait un zoom pour des longueurs d'ondes comprises entre 1558.5 nm, et 1559.2 nm. La figure (III.17) montre les variations de la puissance transmise du mode le plus sensible en fonction de la longueur d'onde, et qui est situé autour de 1559.9 nm lorsque l'indice de réfraction change..

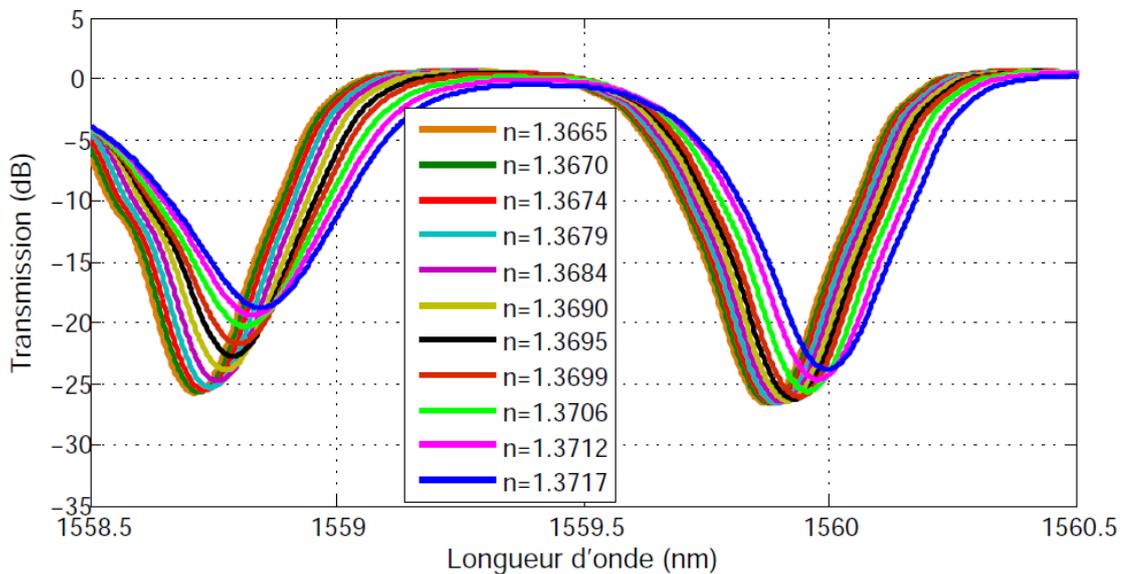


Figure (III. 17) : Influence de la variation l'indice de réfraction de l'eau salée sur l'amplitude du mode de gaine le plus sensible autour de 1559.9 nm.

De la même manière que pour la première technique d'interrogation, la détermination expérimentale de la sensibilité requiert les variations de la puissance transmise vis-à-vis des variations de l'indice de réfraction du liquide à analyser comme le montre le dispositif expérimental la figure (III.18).

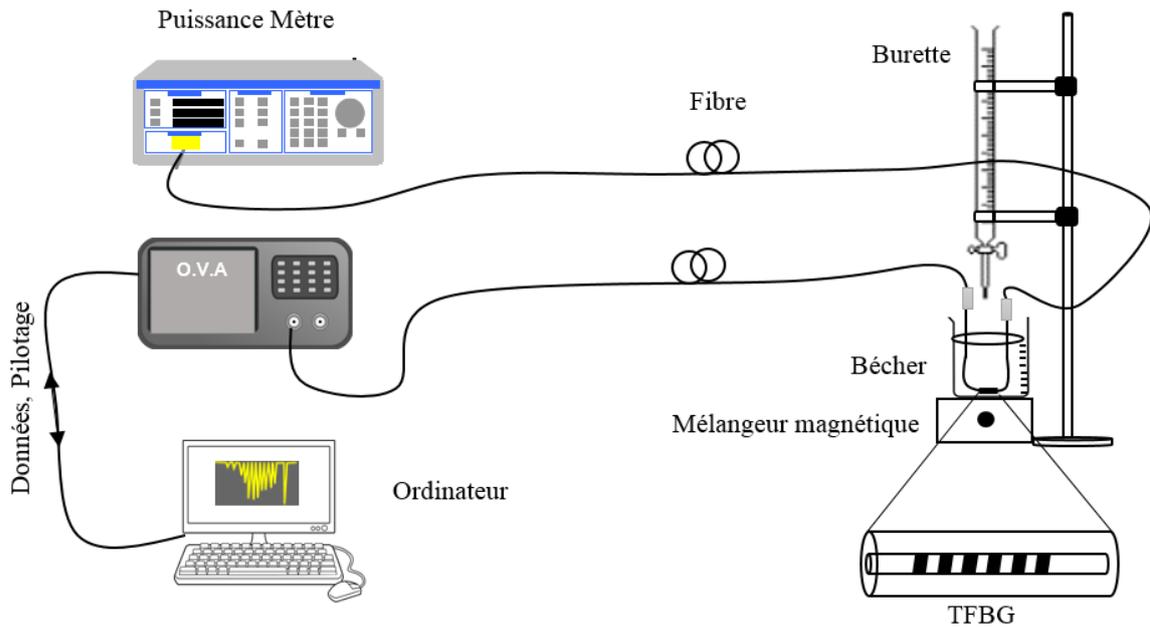


Figure (III. 18) : Dispositif expérimental

En termes de puissance transmise, la figure (III.19) montre un comportement non linéaire du réfractomètre en fonction de l'indice de réfraction sur la plage [1.365-1.373].

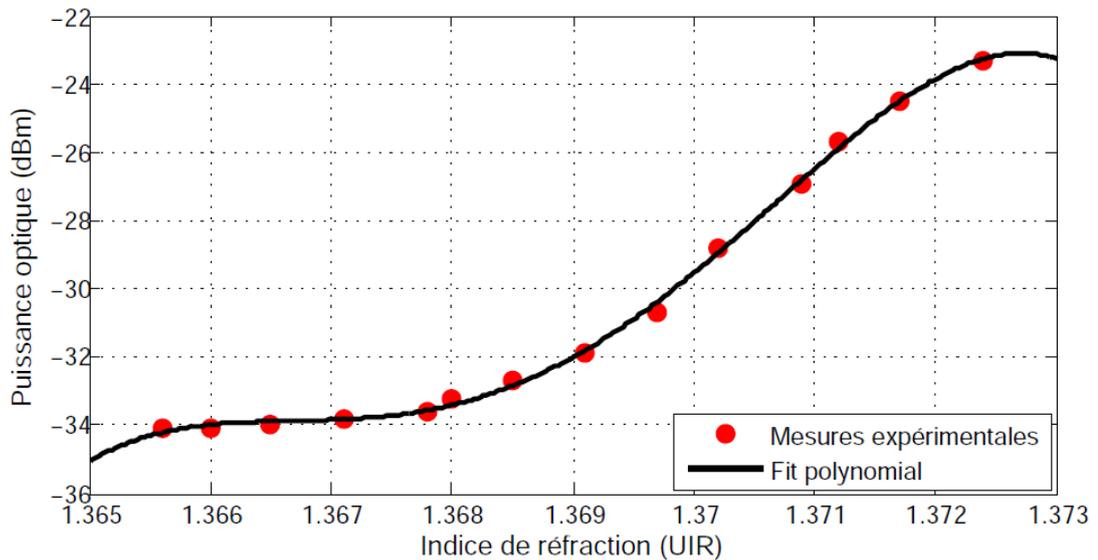


Figure (III. 19) : Influence de la variation l'indice de réfraction de l'eau salée sur la puissance transmise du mode de gain le plus sensible autour de 1559.8 nm.

Dans la région linéaire, une sensibilité de l'ordre de 3094 dBm/RIU a été mesurée. Par contre, cette technique d'interrogation basée sur la puissance transmise du mode le plus sensible à l'amplitude peut s'avérer adaptée lorsque les variations d'indice de réfraction sont typiquement de l'ordre de quelques pm comme c'est le cas en biodétection.

### III.3.1.4 La résolution ou limite de détection

La résolution est le deuxième paramètre qu'il faut déterminer afin de caractériser notre réfractomètre TFBG. En général, la résolution d'un capteur est définie comme étant la valeur minimale du paramètre mesuré que le capteur est capable de résoudre. Dans notre cas, c'est l'indice de réfraction ou bien la puissance transmise.

La résolution ou la limite de détection dépend de la résolution spectrale  $R_{spectrale}$  qui dépend des paramètres suivants :

- (i) La résolution instrumentale dépend non seulement des dispositifs de détection (analyseur de spectre, Wattmètre optique, etc..), mais aussi des différents algorithmes utilisés. Ainsi, la résolution instrumentale est fortement influencée par la précision avec laquelle la longueur d'onde de résonance est mesurée.
- (ii) La forme du spectre mesuré est une succession de pics de résonances d'amplitudes, de formes, et de largeurs différentes. En particulier, lorsque les pics de résonances sont trop larges, la détermination de la longueur d'onde de résonance est difficile à estimer.

Finalement, la résolution exprimée par RIU est définie en multipliant la sensibilité intrinsèque du capteur par la résolution spectrale de la chaîne de mesure :

$$\begin{aligned} \text{Résolution} &= \text{limite de détection} = S \times R_{spectrale} & (III.9) \\ &= \frac{dn}{d\lambda} \times R_{spectrale} \quad [RIU] \end{aligned}$$

### III.3.1.5 La gamme de fonctionnement du réfractomètre

La gamme de fonctionnement du capteur est l'intervalle des indices de réfraction pour lequel le réfractomètre est performant. Dans notre cas, les solutions analysées concernent la gamme des indices de réfraction compris dans l'intervalle [1.3665-1.3717] RIU. Cette gamme peut paraître assez étroite, mais comme notre réfractomètre peut être parfaitement envisagé pour la détection de polluants, ou bien d'espèces biologiques en petite quantité autour de l'indice de réfraction de l'eau qui est typiquement de l'ordre de 1.3335 (à 589 nm et 20°C). Les sources d'erreur qui peuvent influencer nos résultats expérimentaux sont tout d'abord les variations d'indices de réfraction en fonction de la longueur d'onde. Ensuite, il faut que l'ensemble capteur et liquide à analyser soit placé dans une chambre thermostatée à l'aide d'un élément à effet Peltier avec une précision inférieure au dixième de degré.

## III.4 Inscription par la technique point à point d'un réseau de Bragg à pas courts excentrique par laser femtoseconde

Dans cette section, on va présenter les différentes étapes qui nous ont permis d'implémenter la technique d'inscription Point-Par-Point ou PpP (Poin-by-Point) des réseaux de Bragg dans une fibre de télécommunications SMF-28. Nous commencerons par décrire en détail le dispositif, et les protocoles expérimentaux utilisés, en donnant une importance aux

paramètres les plus critiques. On va s'intéresser particulièrement à l'inscription des réseaux de Bragg à pas courts excentriques, c'est-à-dire des réseaux de Bragg qui ne sont pas gravés suivant l'axe de symétrie de l'axe de la fibre optique, mais à proximité de la gaine optique. C'est l'un des aspects novateurs de la technique de fabrication présentée dans cette thèse, et qui sont les réseaux de Bragg excentriques. Ce type de réseau particulier, et dont on va présenter les caractéristiques va avoir une réponse spectrale semblable à celui d'un TFBG.

### III.4.1 Choix et préparation des fibres optiques

Dans le but d'utiliser une fibre optique comme transducteur du CFO à Réseaux de Bragg à pas courts excentriques ou FBGe, celle-ci doit-être soumise à une série de traitements préalables qui sont essentiels aux bonnes performances du capteur. Le capteur est dédié à la mesure des indices de réfraction c'est-à-dire à la réfractométrie.

Notre choix s'est porté sur la fibre optique de télécommunications SMF-28 (Single-Mode Optical Fiber) de la Société Corning. Ce choix est motivé par le fait que cette fibre est très répandue, avec de bonnes propriétés optiques et mécaniques, et enfin son bas cout de fabrication. Le Tableau (3.2) regroupe les principales caractéristiques à  $\lambda=1550$  nm de la fibre SMF-28 à la longueur d'onde  $\lambda=1550$  nm.

Paramètres	Valeurs
Rayon du cœur	4.5 $\mu\text{m}$
Rayon de la gaine	62.5 $\mu\text{m}$
Différence d'indice	0.0045
Atténuation	0.05 dB/Km
Longueur d'onde de coupure	1260 nm
Diamètre de Mode	10.4 $\pm$ 0.8 nm
PMD	< 0.5 ps/ $\sqrt{\text{Km}}$
Ouverture Numérique (NA)	0.14

Tableau (III. 2) : Caractéristiques de la fibre optique SMF-28

Les différents échantillons que nous avons préparés provenant de la fibre SMF-28, ont un revêtement, et une gaine optique de nature différente (silice, polyimide). Avant l'inscription des réseaux de Bragg, une zone d'environ 1 à 2 cm doit être dénudée. Cette zone doit être éloignée de la zone d'entrée afin de favoriser le couplage du mode de cœur avec les modes de gaine. Une attaque chimique par acide fluorhydrique (HF) est nécessaire pour enlever la gaine optique. Cette procédure se fait dans une cuve en plastique (PVC) remplie d'acide fluorhydrique. Toutefois, l'attaque chimique reste délicate à contrôler, et nécessite l'utilisation d'acides très dangereux (souvent interdits dans certains laboratoires). Il faut noter également que les perturbations extérieures peuvent entraîner des irrégularités, et une rugosité de surface assez importantes. Après le dénudage qui va ôter le polymère sans fragiliser la fibre optique, un nettoyage à l'acétone va permettre d'éliminer les différents résidus, afin d'obtenir une surface bien lisse. La propreté de la surface de la fibre optique est primordiale pour les bonnes performances du capteur. La technique utilisée pour augmenter la photosensibilisation est celle de l'hydrogénation. Elle consiste à faire diffuser sous forte pression (typiquement 100 à 200 bars) dans le cœur de la fibre avant de l'insoler. C'est le procédé qu'on a utilisé pour charger les fibres optiques pendant 12 heures avant de les insoler.

### Principe de la technique d'inscription point par point

Le réseau de Bragg FBG à pas courts eccentricité dédié à la réfractométrie a été inscrit par la technique point à point par un laser femtoseconde à la longueur d'onde de 800 nm dans une fibre optique monomode Corning SMF 28. La technique d'inscription point par point (PbP) des réseaux de Bragg proposée initialement par Malo et al [\[Malo 1993\]](#) en 1993 consiste à modifier localement l'indice de réfraction du cœur de la fibre en focalisant un faisceau laser à l'aide d'un objectif de microscope de forte ouverture numérique. La fibre optique est ensuite déplacée de façon très précise afin de former la structure périodique comme le montre la figure (III.20). Ce déplacement correspond au pas du réseau photoinscrit dans la fibre optique. Ces étapes sont répétées jusqu'à l'obtention du réseau périodique. L'avantage principal de cette technique réside dans sa grande versatilité. L'inconvénient de la technique PbP réside dans la nécessité de réaliser un déplacement de la fibre très petit inférieur au micron, ce qui va compliquer la réalisation du réseau. A titre d'exemple, la conception d'un réseau de Bragg opérant à 1550 nm nécessite plus de 10000 pas, ce qui va prendre un temps plus élevé que les autres techniques d'inscription classiques tels le masque de phase, ou bien par interférométrie.

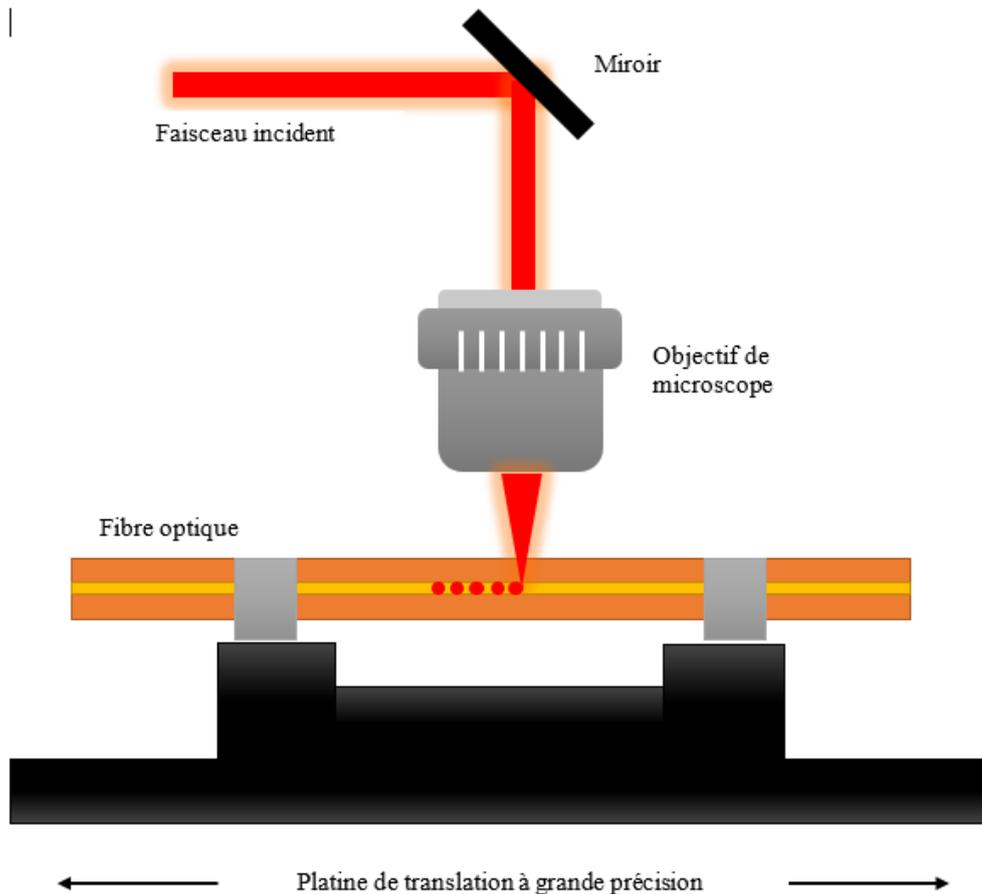


Figure (III. 20): Principe de l'inscription Point-par Point (PbP)

La première démonstration de la technique PbP en utilisant des impulsions femtosecondes dans le proche l'infrarouge à 800 nm est due à Martinez et al en 2004 [\[Martinez 2006\]](#). Cette technique nécessite un système de déplacement extrêmement précis, un bon alignement, et une stabilité mécanique parfaite. Il a été démontré que les réseaux de Bragg inscrits par la

technique PbP avaient une bonne stabilité thermique jusqu'à une température d'environ  $900^{\circ}\text{C}$  [Martinez 2005]. Martinez et al ont démontré également que l'inscription pouvait se faire à travers la gaine protectrice de polymère de la fibre sans avoir à la retirer. Ainsi, on évite de fragiliser la fibre en retirant le revêtement pour inscrire le réseau. Les composants fabriqués par le biais de ce process sont plus robustes. L'inscription par la technique PbP a pour conséquence la création de micro-trous dans le cœur de la fibre (microvoids). Ils sont responsables de la modulation d'indice comme l'a montré Martinez et al [Martinez 1 2006], et d'une biréfringence dans le cœur de la fibre optique.

### III.4.2 Description de la source Laser femtoseconde et du système de focalisation

Le système Laser femtoseconde de la compagnie Spectra-Physics représenté par la figure (III.21) est composé d'un oscillateur Mai Tai, et d'un amplificateur Spitfire qui fonctionne dans l'infrarouge à une longueur d'onde de 800 nm. Il est capable de délivrer des impulsions ayant une énergie de  $E = 4 \text{ mJ}$ , d'une durée de  $\tau = 120 \text{ fs}$ , avec une cadence de  $f = 1 \text{ KHz}$ . Les spécifications techniques de l'ensemble des différentes parties du système (laser +amplificateur) sont les suivantes :

- Mode de fonctionnement : impulsionnel
- Durée des impulsions :  $< 150 \text{ fs}$
- Longueur d'onde centrale : 800 nm
- Diamètre du faisceau : 8 mm
- Accordabilité :  $> 70 \text{ nm}$
- Taux de répétition : 1 à 5 KHz
- Energie délivrée en sortie :  $> 3 \text{ mJ}$
- Profil du faisceau :  $TEM_{00}$  Gaussien
- Polarisation : linéaire



Figure (III. 21): Le système Laser femtoseconde de la compagnie Spectra-Physics

La source lumineuse est constituée du laser accordable délivrant les impulsions femtosecondes, d'un amplificateur laser comprenant un obturateur (Stretcher), d'un compresseur pour le fonctionnement femtoseconde, et enfin d'un système permettant la génération de troisième harmonique à base d'un cristal non linéaire. Ainsi, en plus de la longueur d'onde de 800 nm, d'autres longueurs d'onde sont accessibles comme 400 nm, et 266 nm. En contrôlant le taux de répétition, répétition et/ou le nombre d'impulsions, il devient possible de maîtriser la taille des microstructures et ainsi de tirer parti de ce régime d'excitation. En pratique, les structures photoinduites doivent être répétables, contrôlables, et de tailles micrométriques. Lorsque l'ouverture numérique de l'objectif de focalisation NA est fixée, une fois le seuil énergétique atteint, les modifications structurales induites vont être différentes en augmentant la valeur de l'énergie  $E$ . Si cette énergie est proche du seuil de photoionisation, des changements d'indice de réfraction localisés au niveau du volume focal peuvent être mesurés. Ils sont typiquement de l'ordre de  $10^{-3}$  [Hirao 1998].

### III.4.3 Système de focalisation

Le système de focalisation utilisé est un objectif de microscope à huile qui va ainsi déterminer la taille du volume focal, et aussi du défaut induit. Pour un faisceau laser de longueur d'onde  $\lambda$  focalisé par un objectif de microscope d'ouverture numérique NA, la taille du faisceau dans la zone focale est donnée par les relations suivantes [Farcy 1993] :

$$W_0 = \frac{0.518 \cdot \lambda}{NA} \quad \text{et} \quad Z_R = \frac{0.76 \cdot \lambda}{NA^2} \quad (\text{III.50})$$

$W_0$  est le rayon minimum (ou Beam waist). La longueur de Rayleigh  $Z_R$  correspond typiquement à la distance de propagation pour laquelle le faisceau peut rester collimaté, à la sortie du laser, et avant de pénétrer dans l'objectif de microscope.

La qualité Gaussienne du faisceau laser est donnée par le facteur M tel que [Farcy 1993] :

$$M = \frac{\theta \cdot \pi \cdot W_0}{\lambda} \quad (\text{III.51})$$

Avec  $\theta$  la divergence du faisceau laser.

Lorsque  $M < 1,35$ , le faisceau considéré peut être approximé par une Gaussienne.

### III.4.4 Système de translation

Le système de déplacement x,y utilisé pour la fabrication des réseaux de Bragg représenté par la figure (III.22) est un moteur Aerotech de type « air-bearing » permettant une excellente stabilité, tout en offrant une précision en position de l'ordre de  $\sim 20$  nm. La longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$  correspondante au réseau inscrit est déterminée par une équation semblable à l'équation des réseaux de Bragg à pas courts. Elle va inclure l'ordre d'inscription  $m$ , la vitesse de translation  $v$  de la fibre optique, et la fréquence  $f$  des impulsions laser [Marshall 2010]:

$$\lambda_B = \frac{2 \cdot n_{eff} \cdot v}{m \cdot f} \quad (III.10)$$

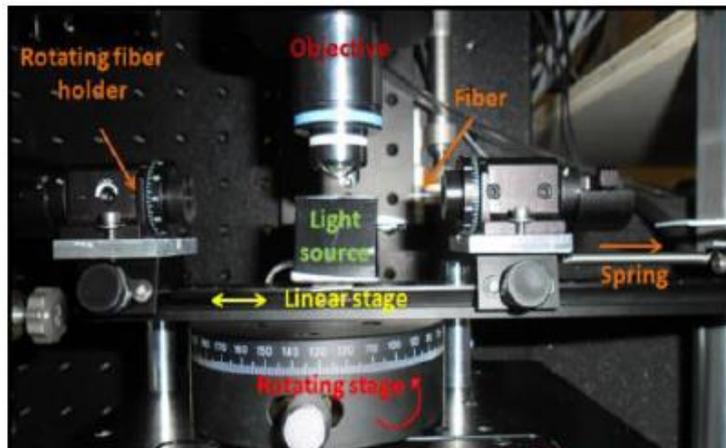


Figure (III. 22): Système de translation (x,y,z) avec l'objectif de focalisation

### III.4.5 Avantages de l'inscription Point-par-Point par laser femtoseconde

Les principaux avantages d'inscrire des réseaux de Bragg de bonne qualité par laser femtoseconde sont les suivantes :

- Possibilité d'inscrire des réseaux sur tous les types de fibres optiques, et ce quelle que soit la composition, et le dopage.
- Le traitement préliminaire de photosensibilisation avant l'inscription n'est pas nécessaire, ce qui simplifie le processus d'inscription, et diminue le coût de fabrication.
- Une bonne stabilité, et robustesse aux hautes températures, généralement jusqu'à la température de transition de la silice.
- L'inscription par laser femtoseconde est possible à travers le revêtement de polymère de la fibre qui est transparent à 800nm. Ainsi, la fibre optique n'est pas fragilisée en retirant le revêtement pour inscrire le FBG. Les composants fabriqués sont alors plus robustes tout en simplifiant le procédé de fabrication.

### III.4.6 Inconvénients de l'inscription Point-par-Point par laser femtoseconde

L'inscription PbP par laser femtoseconde présente néanmoins quelques inconvénients, et qu'on peut résumer ainsi :

- L'atténuation est plus importante (30 dB) par comparaison à l'inscription par laser UV [\[Nikogosyan 2006\]](#)
- Répartition dissymétrique de la modulation d'indice de réfraction
- Présence d'une biréfringence, due principalement au micro trous localisées, et induites lors du processus d'inscription.

### III.4.7 Alignement du banc d'inscription

L'alignement optique est un élément crucial qu'il faut prendre en considération pour la réussite de l'inscription des réseaux de Bragg. Un simple désalignement de quelques microns entre la fibre et le foyer de l'objectif de microscope empêcherait la formation du réseau.

En effet, on peut donner les étapes suivantes pour avoir un bon alignement comme suit :

- Vérifier, et s'assurer que le faisceau laser, et la fibre optique sont à la même hauteur.
- Vérifier que le faisceau laser passe au centre de l'objectif de microscope, et faire l'autocollimation.
- Vérifier que le faisceau est bien focalisé sur la fibre optique (mise au point) à travers l'objectif.

### III.4.8 Montage expérimental pour l'inscription des réseaux de Bragg FBG excentriques par la technique point par point

Cette technique d'inscription est adaptée à la fabrication de tous les types de réseaux : uniformes, et non uniformes. Grâce à cette technique, on a réussi des réseaux de Bragg à pas courts excentriques, c'est-à-dire des réseaux qui ne sont pas symétriques par rapport à l'axe de la fibre. On peut tirer un avantage de la technique d'inscription point par point en inscrivant des réseaux FBG excentriques. C'est une technique récente [H. Chikh-Bled 2016] qui permet d'obtenir des réponses spectrales semblables aux TFBG. La figure (III.23) illustre le schéma de principe du montage utilisé pour l'écriture des réseaux de Bragg à pas courts excentriques point par point. Le faisceau a une forme gaussienne ( $M < 1,35$ ) avec un diamètre de 8 mm (mesuré à  $1/e$  en intensité). La longueur d'onde centrale du laser est de 800nm et sa polarisation de sortie est linéaire et horizontale. Le faisceau d'inscription est ensuite dirigé vers un miroir pour l'envoyer sur la platine de translation Aerotech de type «air bearing» dont le rôle est de permettre le balayage de la fibre à inscrire suivant x, y, et z. Ce système de déplacement qui est piloté par ordinateur, permet une excellente stabilité, ainsi qu'une très bonne précision en position. Le système est monté sur un support en granit offrant la stabilité nécessaire. La fibre optique monomode SMF-28 ayant subi un traitement d'hydrogénation est maintenue par une paire de pinces à fibre optique située aux extrémités du système de déplacement.

La présence de l'objectif de microscope d'ouverture numérique  $NA=0.6$  a pour rôle de focaliser les impulsions laser au niveau du cœur de la fibre afin de maximiser l'efficacité des mécanismes d'ionisation non linéaire. Il faut noter également que l'objectif est monté sur trois actionneurs piézoélectriques pouvant osciller indépendamment suivant les axes x,y, et z.

La technique d'inscription PbP combine le déplacement de la fibre optique avec le taux de répétition des impulsions laser. Grâce à cette technique, on a pu inscrire des réseaux FBG excentriques. Dans notre cas la vitesse de déplacement de la fibre optique est d'environ 0.540 mm/s pour l'inscription autour de 1550 nm. Il est important aussi, de conserver l'alignement avec le cœur de la fibre optique lors de l'écriture du réseau. En effet, un désalignement de quelques microns entre la fibre et le foyer de l'objectif empêcherait la formation du réseau. Le réseau est inscrit à l'ordre 1, et la longueur totale du réseau de Bragg est de 10 mm, avec une période de  $\Lambda=0.55\mu\text{m}$ . Comme la technique d'inscription PbP provoque la formation de micro-trous dans le cœur de la fibre optique, une forte biréfringence

est observée. Cette biréfringence a été mise à profit pour réaliser des capteurs de températures comme on le verra dans le prochain chapitre.

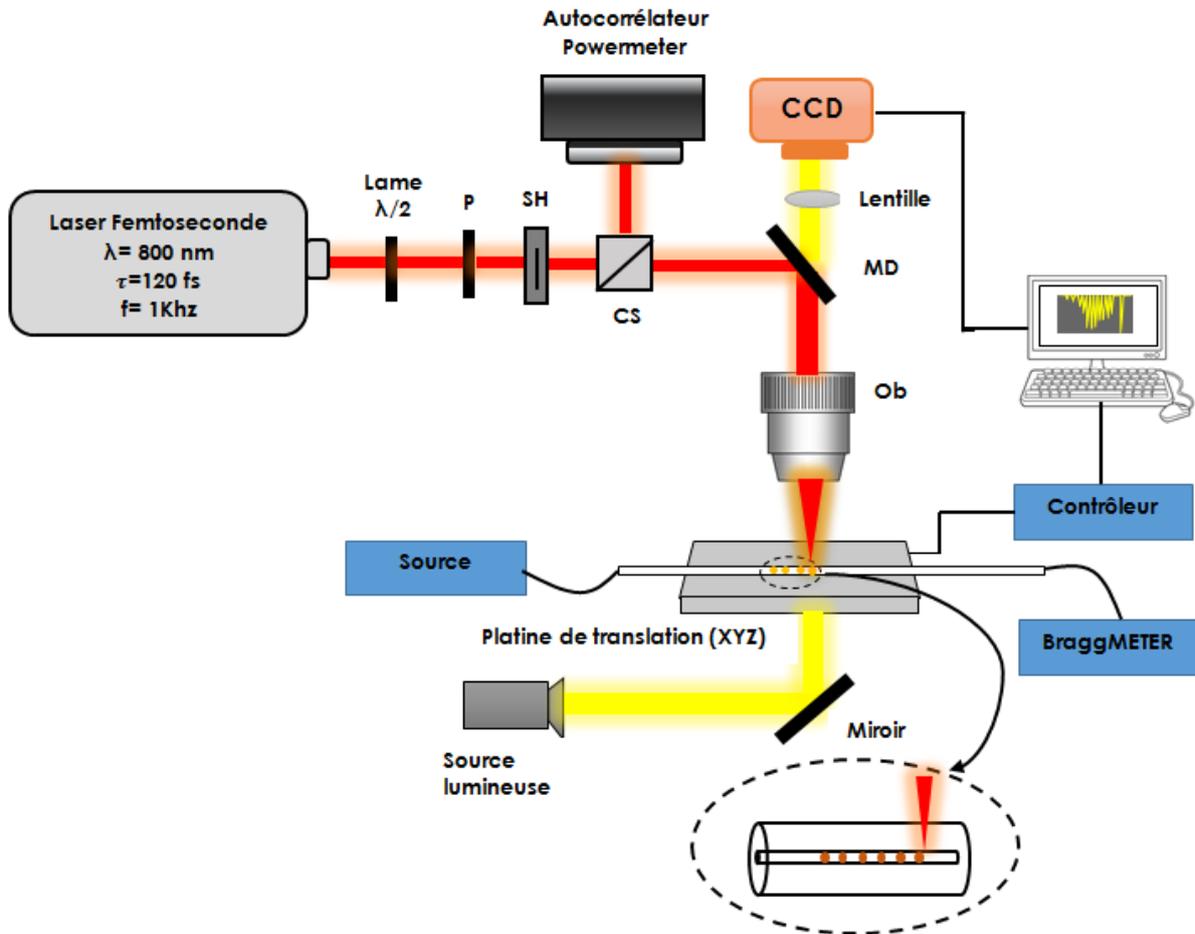


Figure (III. 23): Banc d'inscription des réseaux de Bragg par la technique Point par point (PbP)

### III.4.9 Mesures spectrales par analyseur de spectre

L'Analyseur de spectre Optique Vectoriel est l'instrument qui va nous permettre de mesurer la puissance transmise ou bien réfléchiée des réseaux de Bragg en fonction de la longueur d'onde. Les spectres obtenus vont nous renseigner sur la force du couplage entre les modes propagatifs, et contra-propagatifs, ainsi que sur la modulation d'indice induite.

### III.5 Mesures de réfractométrie d'une eau salée

Le réseau de Bragg FBG excentrique dédié à la réfractométrie a été inscrit par la technique PbP avec un Laser femtoseconde au premier ordre à la longueur d'onde de 800 nm dans une fibre optique monomode de Télécommunications Corning SMF 28. Pour la bonne stabilité du réseau, celui-ci a été mis dans un four à 85°C pendant 12 heures.

L'acquisition, et l'enregistrement des différents spectres a été réalisée dans la bande étroite [1525-1610] nm avec l'OVA dont la résolution est 1,6 pm avec une cadence de 3s.

Le liquide à analyser est une solution salée LiCl qu'on a dilué afin de faire varier son indice de réfraction. A chaque étape de dilution, on fait une mesure de l'indice de réfraction de la

solution à l'aide d'un réfractomètre d'Abbe de marque Reichert AR200, et dont la résolution est de  $10^{-4}$  RIU (Refractive Index Unit). On fait l'acquisition, et l'enregistrement d'un spectre de transmission suite à cette dilution. Au total, on a fait 10 spectres de transmission correspondant aux indices de réfraction.

Sur la figure (III.24), on peut observer la superposition des 10 spectres de transmission enregistrés, et correspondant à la gamme des indices de réfraction de la solution aqueuse compris dans l'intervalle [1,3793-1,3703]. Les différents spectres représentés paraissent identiques car la plage des indices de réfraction étudiée est très faible.

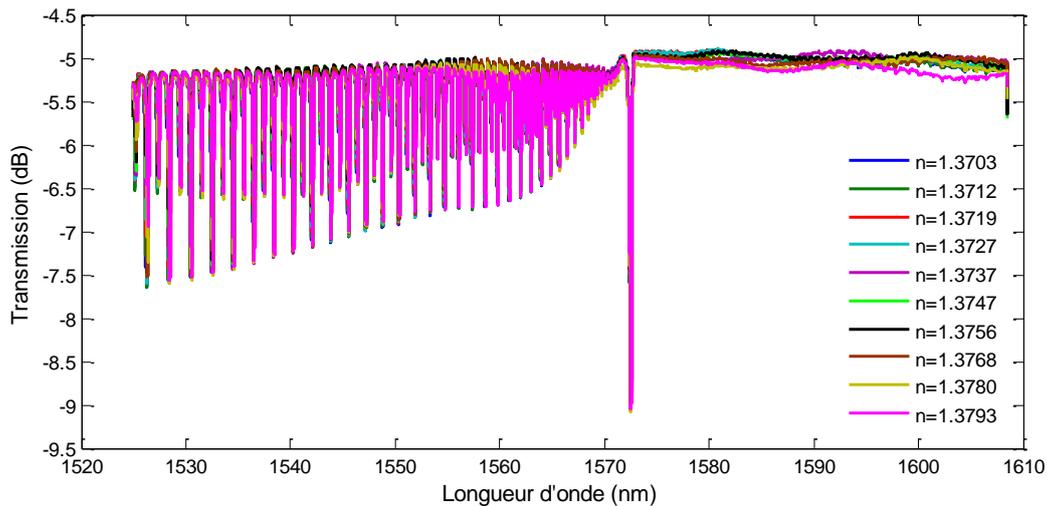
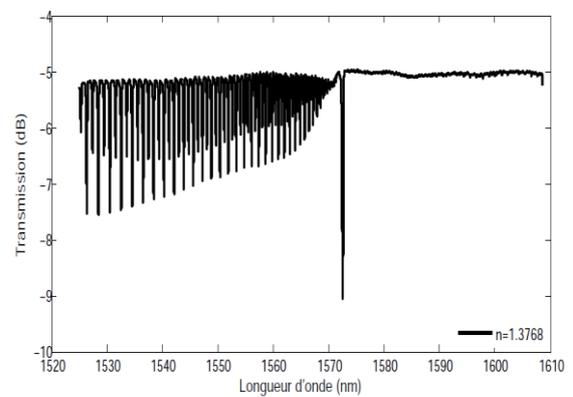
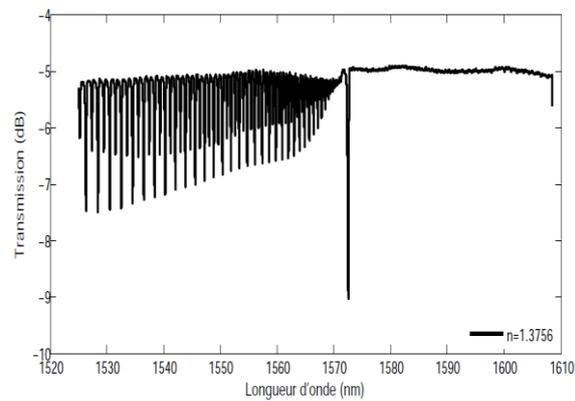
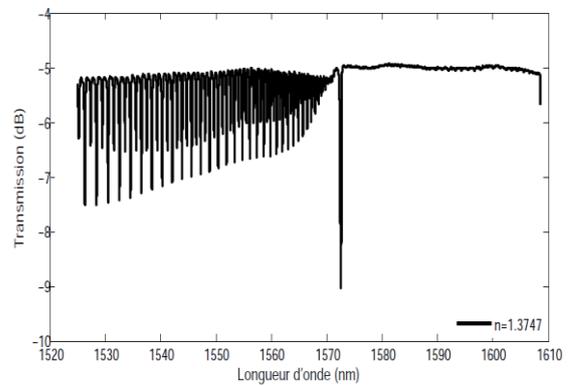
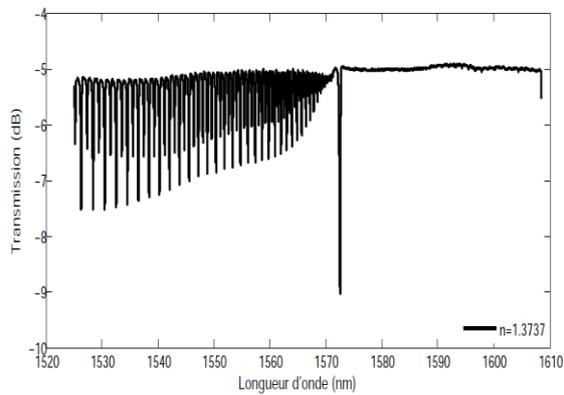
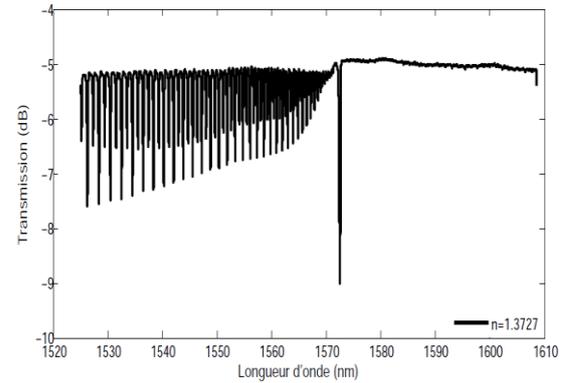
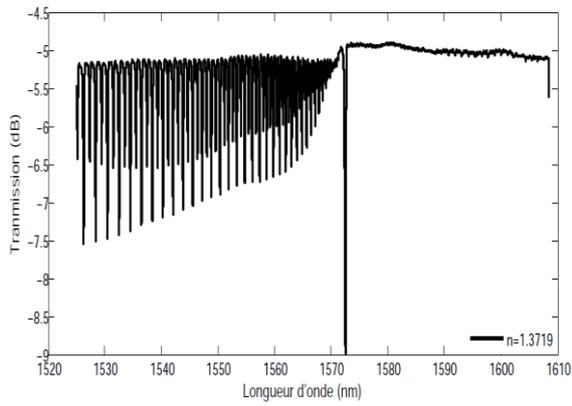
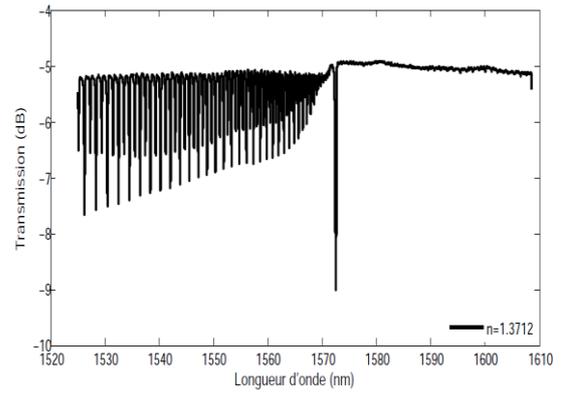
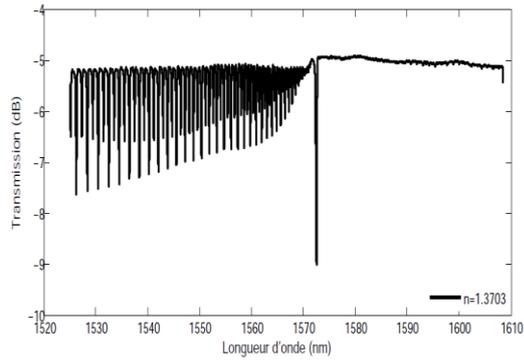


Figure (III. 24): Spectres de transmission superposés d'un réseau FBG excentrique d'une eau salée

Chaque incrément de l'indice de réfraction induit un décalage vers les grandes longueurs d'onde d'amplitude supérieure à l'écart entre deux résonances. Sur la figure (III.25), on a représenté les 10 spectres de transmission correspondant aux différents indices de réfraction. Chaque résonance spectrale correspond au couplage entre le mode fondamental, et un mode de gaine contrapropagatif  $l, m$  particulier, et qui est caractérisé par son coefficient de couplage qui donne l'intensité du phénomène. Les amplitudes des résonances spectrales sont proportionnelles aux coefficients de couplage. L'augmentation de l'indice de réfraction de l'eau salée se traduit par un décalage spectral de l'ensemble des résonances vers les grandes longueurs d'onde. Cependant lorsque l'indice de réfraction de la solution entourant la gaine se rapproche de l'indice effectif des modes de gaine, le phénomène s'accompagne d'une disparition complète des différentes résonances constituant le spectre de transmission. On se trouve alors dans le cas du couplage du mode fondamental vers le continuum des modes radiatifs.



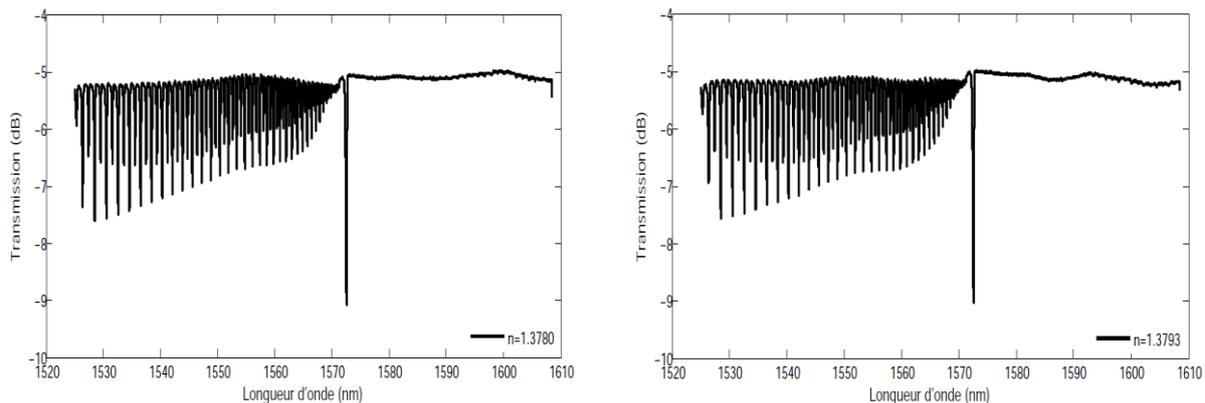


Figure (III. 25) : Spectres de transmission d'un réseau FBG excentrique d'une eau salée

### III.6 Caractérisation du réfractomètre FBG excentrique

On a choisi de faire fonctionner le réfractomètre FBG excentrique à fibre optique avec la technique d'interrogation du suivi spectral du mode de gaine le plus sensible. Cette technique a été décrite en détail au début de ce chapitre. Rappelons, que pour chaque position en longueur d'onde du pic de résonance d'un mode de gaine particulier correspond un indice de réfraction du milieu extérieur  $n_{ext}$ . La variation de l'indice de réfraction d'une quantité  $\delta n_{ext}$  va se traduire par un décalage du pic de résonance  $\delta \lambda_{res}$  de la longueur d'onde de résonance. De la même manière lorsqu'on a évalué les performances de notre réfractomètre TFBG, nous allons évaluer la sensibilité  $S$  de notre réfractomètre à base du FBG excentrique.

#### III.6.1 La sensibilité pour la technique d'interrogation du suivi spectral

La figure (III.26) traduit les variations de la longueur d'onde centrale du mode le plus sensible en fonction de l'indice de réfraction. On remarque que le capteur a un comportement linéaire. La pente de cette droite va nous donner la sensibilité de notre capteur, et qui est de l'ordre de 21.257 nm/R.I.U.

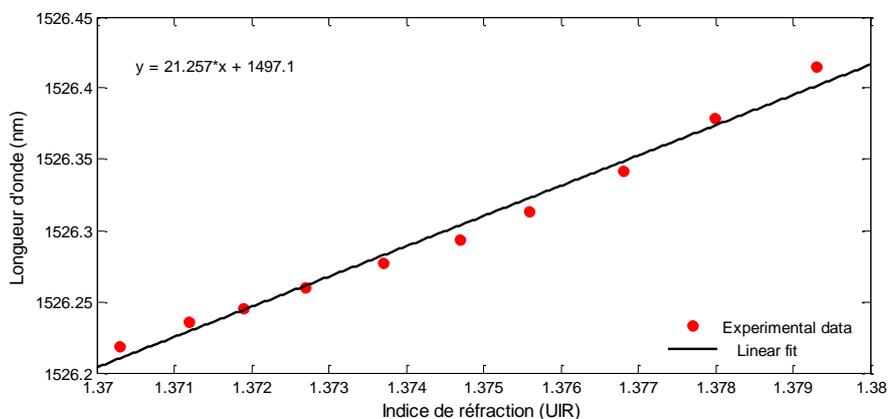


Figure (III. 26) : Sensibilité du réseau FBG excentrique

## **Conclusion**

Dans ce chapitre on a présenté les résultats expérimentaux concernant la réfractométrie basée sur les technologies des réseaux de Bragg TFBG, et celle des réseaux FBG excentriques. La première concerne l'inscription des TFBG par masque de phase avec un laser Argon UV à la longueur d'onde de 244 nm, tandis que la seconde fait appel à l'inscription des FBG excentriques par laser femtoseconde PbP à 800 nm. D'autre part, deux techniques d'interrogation ont été mises en œuvre : celle du suivi spectral, et celle de la détection de l'amplitude. Une étude de faisabilité en termes de sensibilité de la résonance de Bragg à l'indice de réfraction, et de gamme de mesure a été mise en œuvre. Une sensibilité de l'ordre de 3094 dBm/RIU a été mesurée par la technique du suivi de l'amplitude, tandis qu'une sensibilité de l'ordre de 21.25 nm/RIU a été obtenue par la technique d'interrogation du suivi spectral.

Le prochain, et dernier chapitre sera consacré au capteur de hautes températures.

## Références

### C

[**Caucheteur 2013**] Christophe Caucheteur, Valérie Voisin and Patrice Mégret « Light Polarization-Assisted Sensing with Tilted Fiber Bragg Gratings “*The Open Optics Journal*, 7, (Suppl-1, M6) 95-103 – (2013).

[**Chen 2004**] X. Chen, K. Zhou, L. Zhang and I. Bennion, “Optical chemsensors utilizing Long Period fiber gratings UV-inscribed in D-fiber with enhanced sensitivity through cladding etching,” *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16** (5) 1352-1354 (2004).

[**Chikh-Bled 2016**] Hicham Chikh-Bled, Karima Chah, Alvaro Gonzalez-Villa, Boumediène Lasri, and Christophe Caucheteur “ Behavior of femtosecond laser-induced eccentric fiber Bragg gratings at very high temperatures” *Optics Letters*, Vol.41, Issue 17, pp. 4048-4051, (2016).

### F

[**Farcy 1993**] R. Farcy « Applications des lasers » Editions Masson (1993).

[**Ferdinand 2008**] « Réseaux de capteurs à fibres optiques » Techniques de l’Ingénieur.

### H

[**Hill 1993**] K.O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D.C. Johnson et J. Albert. Erratum: Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask. *Applied Physics Letters*, vol. 63, page 424, (1993).

[**Homola 1997**] J. Homola, On the sensitivity of surface plasmon resonance sensors with spectral interrogation, *Sensors and Actuators B* 41 207-211 (1997).

[**Hirao 1998**] K. Hirao and K. Miura. Writing waveguides and gratings in silica and related materials by a femtosecond laser. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 239 :91–95, (1998).

### J

[**James 2003**] S. W. JAMES AND R. P. TATAM, “ Optical fibre long-period grating sensors: characteristics and application,” Review Article *Meas. Sci. Technol.* **14** (5) R49-R61 (2003).

### K

[**Kersey 1992**] A. D. KERSEY et T. A. BERKOFF.- Fiber Grating-Based Sensing System with Interferometric Wavelength-Shift Detection. - *United States Patent*, (5361130), Novembre 1992.

**[Kersey\_1 1992]** A. D. KERSEY, T. A. BERKOFF, et W. W. MOREY.- High-Resolution Fibre-Grating Based Strain Sensor With Interferometric Wavelength-Shift Detection. - *Electron. Lett.*, 28(3) :236-238, Janvier 1992.

## L

**[Laffont 2000]** G. Laffont et P. Ferdinand, « Réfractomètre à réseaux de Bragg à traits inclinés » Brevet d'invention (2000).

**[Laffont 2001]** G. LAFFONT, “ Etude et développement de transducteurs et systèmes de mesure à réseaux de Bragg à traits inclinés photoinscrits dans des fibres optiques monomodes,” *PhD thesis*, Université de Lille, (2001).

## M

**[Marshall 2010]** G. D. Marshall, Robert J. Williams, Nemanja Jovanovic, . M. J. Steel and Michael J. Withford, “Point-by-point written fiber-Bragg gratings and their application in complex grating designs” *Optics expres* , Vol. 18, No. 19 , (2010).

**[Martinez 2005]** Martinez A., Khrushchev I. and Bennion I., "Thermal properties of fibre Bragg gratings inscribed point-by-point by infrared femtosecond laser," *Electron. Lett.* 41,176 (2005).

**[Martinez 2006]** Martinez A., Dubov M., Khrushchev I. and Bennion I., "Photoinduced modifications in fiber gratings inscribed directly by infrared femtosecond irradiation," *IEEE Photon. Technol. Lett.* 18, 2266 (2006).

**[Martinez\_1 2006]** Martinez A., Khrushchev I. and Bennion I., "Direct inscription of Bragg gratings in coated fibers by an infrared femtosecond laser," *Opt. Lett.* 31, 1603 (2006).

**[Malo 1993]** B. Malo, K. O. Hill, F. Bilodeau, D. C. Johnson, J. Albert, “ Point by point fabrication of micro-Bragg gratings in photosensitive fibre using single excimer pulse refractive index modification techniques” *Elec. Lett.* 29 (18), pp 1668-1669, (1993).

## N

**[Nikogosyan 2006]** D. N. Nikogosyan. Long-period gratings in a standard telecom fibre fabricated by highintensity femtosecond UV and near-UV laser pulses. *Meas. Sci. Technol.*, 17 :960–967, (2006).

## P

**[Patrick 1998]** H. J. PATRICK, A. D. KERSEY AND F. BUCHOLTZ, “Analysis of the response of long period fiber gratings to external index of refraction,” *J. Lighthwave Tech.* **16** (9), pp 1606-1612 – (1998).

**[Phan Huy 2006]** Minh Châu Phan Huy « Développement de composants transducteurs et de dispositifs aux fonctionnalités innovantes fondés sur la technologie des fibres microstructurées et des réseaux de Bragg » Thèse de Doctorat de l'université de Limoges – (2006).

## S

**[Shu 2002]** X. Shu, L. Zhang, and I. Bennion, “Sensitivity characteristics of long-period fiber gratings,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 20, no. 2, pp. 255–266, 2002.

**[Sharma 2006]** A. Sharma, B. Gupta, Fibre-optic sensor based on surface plasmon resonance with Ag–Au alloy nanoparticle films, *Nanotechnology* 17 124–131 (2006)

## Z

**[Zhou 2005]** K. ZHOU , X. CHEN, L. ZHANG AND I. BENNION, “ Optical chemsensors based on etched fibre Bragg gratings in D-shape and multimode fibres,” *Proc. 17th Int. Conf. on Optical Fibre Sensors* (Bruges), pp 158-161 (2005).

## Chapitre IV : Etude, conception, et caractérisation d'un capteur dédié aux hautes températures.

---

---

## Sommaire

---

Introduction.....	109
IV.1 Les réseaux de Bragg à pas courts excentriques (ou assymétriques).....	109
IV.2 Sensibilités des réseaux de Bragg à la température .....	111
IV.2.1 Sensibilité à la température des réseaux FBG .....	111
IV.2.2 Sensibilité à la température des réseaux LPG .....	112
IV.2.3 Sensibilité à la température des réseaux TFBG.....	113
IV.3 Origines de la biréfringence dans les réseaux de Bragg .....	114
IV.3.1 La biréfringence dans les fibres optiques .....	114
IV.3.2 La biréfringence photoinduite .....	116
IV.3.3 Biréfringence due à la polarisation du faisceau d'écriture .....	116
IV.3.4 Biréfringence de forme .....	116
IV.3.5 La biréfringence causée par les contraintes extérieures .....	118
IV.4 Conséquences du dédoublement des spectres de transmission des 2 modes propres ...	118
IV.5 Le capteur de hautes températures à réseaux de Bragg innovant.....	120
IV.5.1 Objectifs.....	120
IV.5.2 Principe .....	120
IV.5.3 Inscription par laser femtoseconde IR .....	121
IV.5.4 Description du dispositif experimental.....	125
IV.5.5 Choix du système d'interrogation.....	127
IV.5.6 Réponse du capteur à la température .....	127
IV.5.7 Mesure de la biréfringence à partir des propriétés de polarisation des réseaux de Bragg... ..	131
IV.5.8 ..Comportement aux hautes températures des réseaux de Bragg asymétriques inscrits par laser femtoseconde .....	132
IV.6 Sensibilité du capteur à la température .....	133
IV.6.1 Sensibilité du capteur à la température pour la polarisation-S .....	133
IV.6.1.1 Sensibilité du capteur à la température pour la polarisation-P .....	136
IV.6.1.2 Comparaison entre les deux polarisations .....	138
Conclusion.....	138
Références .....	139

## Introduction

La première partie de ce chapitre portera sur les phénomènes de biréfringence dans les fibres optiques, et en particulier dans les réseaux de Bragg fibrés. Elle sera directement suivie par une étude sur les sensibilités dans les différents types de réseaux de Bragg à savoir les réseaux à pas courts (FBG), les réseaux à pas longs (LPG), et dans les réseaux à pas inclinés (TFBG).

La deuxième partie sera consacrée aux origines physiques de la biréfringence. En effet, la biréfringence globale dans une fibre contient plusieurs contributions provenant essentiellement d'une biréfringence intrinsèque à la fibre optique, ainsi que d'autres types de biréfringence qui seront détaillées, et analysées.

Nous discuterons dans la troisième partie des conséquences de cette biréfringence, ainsi que du rôle de la polarisation dans les spectres de transmission. La biréfringence va se traduire par une perte de la symétrie circulaire, avec l'apparition de deux indices de réfraction suivant l'axe lent, et l'axe rapide.

Enfin, la dernière partie de ce chapitre sera consacrée à la conception, et à la caractérisation du Capteur à Fibre Optique (CFO) dédié aux hautes températures.

### IV.1 Les réseaux de Bragg à pas courts excentriques (ou assymétriques)

La technique d'inscription par laser femtoseconde point par point de réseaux de Bragg à pas courts génère des réseaux excentriques (ou bien assymétriques), c'est-à-dire des réseaux FBG légèrement désaxés par rapport à l'axe de symétrie de la fibre optique. Ces réseaux ont un spectre de transmission pratiquement identique à celui des réseaux inclinés, appelés aussi tiltés (TFBG). C'est cette propriété originale qu'on va exploiter pour concevoir notre capteur de température. Le schéma d'un tel réseau est représenté sur la figure (IV.1), dans le cas particulier d'une inscription PbP réalisée dans une fibre monomode.

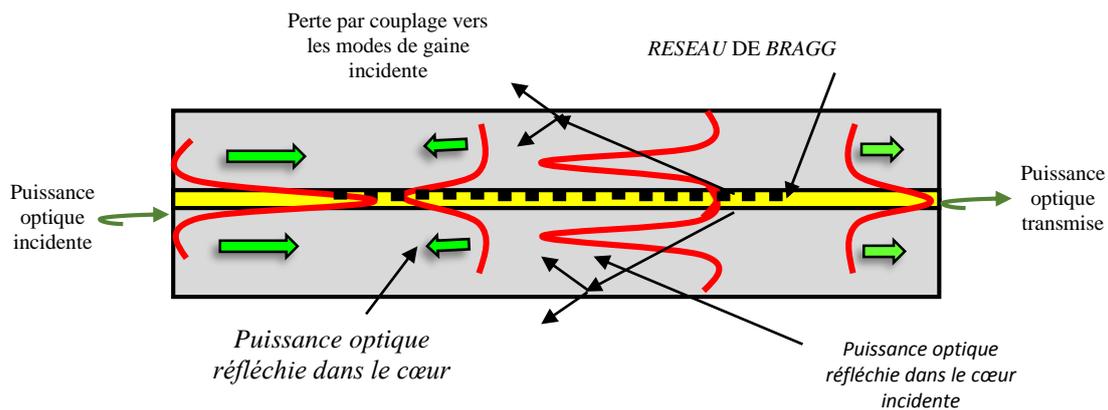


Figure (IV. 1) : Principe de fonctionnement d'un réseau de Bragg

Les caractéristiques spectrales de ce type de réseau appartenant à la famille des réseaux de Bragg à pas courts dont la période d'environ 500 nm est de l'ordre de la demi-longueur d'onde de la lumière. Sa structure est plus complexe que celle des réseaux FBG. Le couplage du mode fondamental vers les modes de gaine contra- propagatifs se traduit par un grand

nombre de résonances étalées sur plusieurs dizaines de nanomètres sur le spectre de transmission comme on peut l'observer sur la figure (IV.2).

■ Par analogie avec les réseaux TFBG, les réseaux FBG eccentrices induisent deux types de couplage: le couplage du mode fondamental avec lui-même à la longueur d'onde de Bragg, et du mode de cœur avec les longueurs d'onde de résonance.

■ Le spectre de transmission en amplitude est composé d'un ensemble discret de résonances sur plusieurs dizaines de nanomètres à gauche de la longueur d'onde de Bragg comme le montre la figure (IV.2).

■ Le pic de résonance appelé mode de cœur, ou mode de Bragg ( $\lambda_B$ ) résulte du couplage du mode fondamental de cœur  $LP_{01}$  avec lui-même et obéit à la condition de résonance suivante :

$$\lambda_B = 2 \cdot n_{eff,coeur} \cdot \Lambda \quad (IV.1)$$

Où  $n_{eff,coeur}$  est l'indice de réfraction effectif du mode de cœur, et  $\Lambda$  le pas du réseau.

Dans tous les spectres, la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$  est toujours plus grande, car l'indice effectif du cœur est supérieur à l'indice effectif de la gaine. En pratique la longueur d'onde de Bragg est la plus sensible à la température.

■ Les différents pics de résonances ou modes de gaines d'ordre  $i$  qui résultent du couplage du mode de cœur vers les modes de gaine sont donnés par l'équation suivante :

$$\lambda_{gaine}^i = n_{eff,coeur} + n_{eff,gaine}^i \quad (IV.2)$$

Où  $n_{eff,gaine}^i$  représente l'indice de réfraction effectif du  $i^{ème}$  mode dans la gaine. Chacune de ces résonances présente une largeur de bande à mi-hauteur de quelques centaines de picomètres.

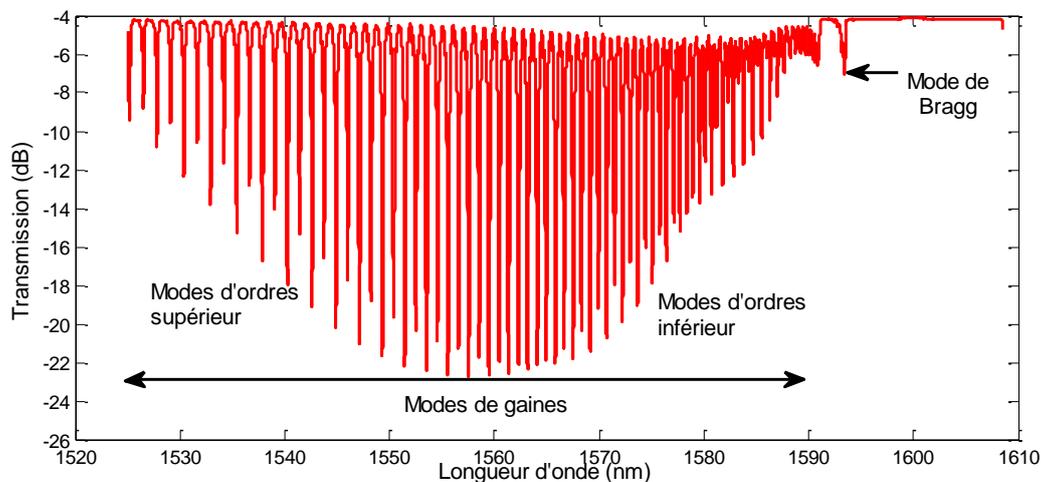


Figure (IV. 2) : Spectre de transmission d'un réseau de Bragg assymétrique inscrit par la technique laser femtoseconde PbP

## IV.2 Sensibilités des réseaux de Bragg à la température

La température est considérée comme une valeur moyenne sur tout le volume entourant un capteur à réseaux de Bragg. La longueur d'onde de Bragg dépend de l'indice effectif, ainsi que du pas du réseau. Toute modification  $\Delta T$  de la température engendre un décalage de la longueur d'onde de Bragg d'une quantité  $\Delta\lambda_B$ . Ce phénomène provient principalement de deux origines : la première concerne l'effet de dilatation ou de contraction qui induit un changement de la période  $\Lambda$  du réseau. La deuxième origine est attribuée à la modification de l'indice effectif lorsque la fibre optique subit un changement de température, et/ou déformation, et/ou pression, et/ou allongement. Ces différents changements sont dus principalement aux propriétés thermo-optiques, et photo-élastiques de la silice. Dans cette partie on va comparer uniquement les sensibilités dues à la température pour les 3 types de réseaux à savoir : FBG, LPG, et TFBG.

### IV.2.1 Sensibilité à la température des réseaux FBG

La longueur d'onde de Bragg pour un réseau FBG est donnée par la relation :

$$\lambda_{B,FBG} = 2 \cdot n_{eff,coeur} \cdot \Lambda \quad (IV.3)$$

Si une variation de température est appliquée au capteur, les paramètres du réseau FBG vont être modifiés. Le pic de résonance correspondant au mode de Bragg sera déplacé d'une quantité  $\Delta\lambda_{B,FBG}$  suivant l'équation :

$$\frac{d\lambda_{B,FBG}}{dT} = 2 \cdot \Lambda \cdot \frac{dn_{eff,coeur}}{dT} + 2 \cdot n_{eff,coeur} \frac{d\Lambda}{dT} \quad (IV.4)$$

$$= \lambda_{B,FBG} \frac{1}{n_{eff,coeur}} \frac{dn_{eff,coeur}}{dT} + \lambda_{B,FBG} \frac{1}{\Lambda} \cdot \frac{d\Lambda}{dT} \quad (IV.5)$$

Ou bien :

$$\frac{\Delta\lambda_{B,FBG}}{\Delta T} = \lambda_{B,FBG} \left( \frac{1}{n_{eff,coeur}} \frac{dn_{eff,coeur}}{dT} + \frac{1}{\Lambda} \cdot \frac{d\Lambda}{dT} \right) \quad (IV.6)$$

- Le premier terme de l'équation (IV.6) ci-dessus correspond à la contribution du matériau au décalage spectral : c'est le coefficient thermo-optique  $\zeta$  qui est donné par :

$$\zeta = \frac{1}{n_{eff,coeur}} \frac{dn_{eff,coeur}}{dT} \quad (IV.7)$$

- Le second terme de l'équation (IV.6) ci-dessus correspond à la contribution du guide d'onde au décalage spectral : c'est le coefficient de dilatation thermique  $\alpha$  qui s'exprime comme suit :

$$\alpha = \frac{1}{\Lambda} \cdot \frac{d\Lambda}{dT} = \frac{1}{L} \cdot \frac{dL}{dT} \quad (IV.8)$$

Finalement la relation donnant le décalage spectral en fonction des coefficients thermo-optique, et de dilatation  $\alpha$  prend la forme suivante :

$$\Delta\lambda_{B,FBG} = \lambda_{B,FBG} \cdot (\zeta + \alpha) \cdot \Delta T \quad (IV.9)$$

$$= S_{T,FBG} \cdot \Delta T \quad (IV.10)$$

$\Delta\lambda_{B,FBG}$  est le décalage spectral de la longueur d'onde de Bragg correspondant à une variation de température  $\Delta T$ .

Pour une fibre optique standard SMF-28, les valeurs du coefficient thermo-optique, et de dilatation sont donnés approximativement par [\[Shibata 1981\]](#):  $\zeta = 10^{-5}/^{\circ}C$ , et  $\alpha = 3 \cdot 10^{-7}/^{\circ}C$ . La sensibilité thermique d'un réseau de Bragg à pas courts FBG à 1550 nm pour une fibre optique standard SMF-28 est d'environ [\[Bhatia 1996\]](#):  $S_{T,FBG} = 12 \text{ pm}/^{\circ}C$ .

## IV.2.2 Sensibilité à la température des réseaux LPG

Les réseaux LPG proposés initialement par [\[Vengsarkar 1996\]](#) ont une période d'environ 100 fois plus importante que celle d'un réseau FBG. Ils ne présentent pas de spectre de réflexion, contrairement au réseau FBG. Le spectre de transmission en amplitude s'étale sur bande de quelques nanomètres, contre une bande de seulement 100 picomètres pour le réseau FBG. De plus, le pic de transmission est large et peut poser des problèmes de détection. Dans le cas d'un réseau de Bragg à pas longs ou LPG ( $\Lambda$  supérieur à 100  $\mu\text{m}$ ), les différents pics de résonances ou modes de gaines d'ordre  $i$  qui résultent du couplage du mode de cœur vers les modes de gaine sont donnés par l'équation suivante [\[Vengsarkar 1996\]](#):

$$\lambda_{LPG}^i = (n_{eff,coeur} - n_{eff,gaine}^i) \cdot \Lambda = (\delta n_{eff}^i) \cdot \Lambda \quad (IV.11)$$

De la même manière que pour les réseaux FBG, si une variation de température est appliquée au capteur, les paramètres du réseau LPG vont être modifiés. Les différentes longueurs d'onde de résonances peuvent être obtenues en différentiant la condition de résonance donnée par l'équation (IV.12) ci-dessous :

$$\frac{d\lambda_{LPG}^i}{dT} = \frac{d(\delta n_{eff}^i)}{dT} \cdot \Lambda + \delta n_{eff}^i \frac{d\Lambda}{dT} \quad (IV.12)$$

$$\frac{d\lambda_{LPG}^i}{dT} = \frac{d(\delta n_{eff}^i)}{dT} \cdot \frac{\lambda_{LPG}^i}{\delta n_{eff}^i} + \frac{\lambda_{LPG}^i}{\Lambda} \frac{d\Lambda}{dT} \quad (IV.13)$$

Ou bien :

$$\frac{\Delta\lambda_{LPG}^i}{\lambda_{LPG}^i} = \left( \frac{1}{\delta n_{eff}^i} \cdot \frac{d(\delta n_{eff}^i)}{dT} + \frac{1}{\Lambda} \frac{d\Lambda}{dT} \right) \cdot \Delta T \quad (IV.14)$$

- Le premier terme de cette équation dépend de la différence des indices effectifs entre le mode de cœur, et le mode de gaine d'ordre  $i$  : c'est le coefficient thermo-optique  $\zeta'$ .

- Le second terme montre la contribution du changement de la période du réseau suite à une variation de température : c'est le coefficient de dilatation thermique  $\alpha'$ .

Ou encore :

$$\Delta\lambda_{LPG}^i = \lambda_{LPG}^i \cdot (\zeta' + \alpha') \cdot \Delta T \quad (IV.52)$$

La sensibilité thermique du réseau LPG est donnée par la relation suivante :

$$\Delta\lambda_{LPG}^i = S_{T,LPG} \cdot \Delta T \quad (IV.16)$$

La sensibilité thermique d'un réseau LPG à 1550 nm pour une fibre optique standard SMF-28 est d'environ [\[Bhatia 1996\]](#) :

$$\Delta\lambda_{LPG}^i = 40 \text{ pm}/^\circ\text{C} \quad (IV.17)$$

### IV.2.3 Sensibilité à la température des réseaux TFBG

Dans le cas d'un réseau de Bragg à pas courts inclinés d'un angle  $\theta$  ou TFBG, la longueur d'onde de Bragg, et les différents modes de gaines d'ordre  $i$  qui résultent du couplage du mode de cœur vers les modes de gaine sont donnés par les 2 équations de résonances suivantes :

$$\lambda_{B,TFBG} = 2 \cdot n_{eff,cœur} \Lambda / \cos \theta \quad (IV.18)$$

Et

$$\lambda_{TFBG}^i = (n_{eff,cœur} + n_{eff,gaine}^i) \cdot \Lambda \quad (IV.19)$$

Quand une variation de température est appliquée au réseau TFBG, la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_{B,TFBG}$ , et les différentes longueurs d'onde de résonances  $\lambda_{TFBG}^i$  d'ordre  $i$  peuvent être obtenues en différentiant les 2 équations (IV.18), et (IV.19) ci-dessus:

$$\frac{d\lambda_{B,TFBG}}{dT} = 2 \left( \frac{\Lambda_G}{\cos\theta} \cdot \frac{dn_{eff,cœur}}{dT} + \frac{n_{eff,cœur}}{\cos\theta} \frac{d\Lambda_G}{dT} \right) \quad (IV.20)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\lambda_{TFBG}^i}{dT} = & \left( \frac{\Lambda_G}{\cos\theta} \frac{dn_{eff,cœur}}{dT} + \frac{dn_{eff,gaine}^i}{dT} \right) \quad (IV.21) \\ & + \frac{d\Lambda_G}{dT} \cdot \frac{(n_{eff,cœur} + n_{eff,gaine}^i)}{\cos\theta} \end{aligned}$$

Les variations de la longueur d'onde de Bragg  $\Delta\lambda_{B,TFBG}$ , et des modes de gaine  $\Delta\lambda_{TFBG}^i$  sont données ainsi par les équations suivantes :

$$\Delta\lambda_{B,TFBG} = 2 \left( \frac{\Lambda_G}{\cos\theta} \cdot \frac{dn_{eff,coeur}}{dT} + \frac{n_{eff,coeur}}{\cos\theta} \frac{d\Lambda_G}{dT} \right) \cdot \Delta T \quad (IV.22)$$

$$\Delta\lambda_{TFBG}^i = \left( \left( \frac{\Lambda_G}{\cos\theta} \frac{dn_{eff,coeur}}{dT} + \frac{dn_{eff,gaine}^i}{dT} \right) + \frac{(n_{eff,coeur} + n_{eff,gaine}^i)}{\cos\theta} \cdot \frac{d\Lambda_G}{dT} \right) \cdot \Delta T \quad (IV.23)$$

- Le premier terme de l'équation (IV.23) dépend de la différence des indices effectifs entre le mode de cœur, et le mode de gaine d'ordre.
- Le second terme de l'équation (IV.23) montre la contribution du changement de la période du réseau suite à une variation de température  $\Delta T$ .

Ou bien encore :

$$\Delta\lambda_{TFBG}^i = \lambda_{TFBG}^i \cdot (\zeta'' + \alpha'') \cdot \Delta T \quad (IV.24)$$

$\zeta''$ , et  $\alpha''$  sont respectivement le coefficient thermo-optique, et le coefficient de dilatation thermique. En faisant intervenir la sensibilité thermique  $S_{T,TFBG}$ , on peut écrire :

$$\Delta\lambda_{TFBG}^i = S_{T,TFBG} \cdot \Delta T \quad (IV.25)$$

La sensibilité thermique d'un réseau TFBG à 1550 nm pour une fibre optique standard SMF-28 est d'environ [\[Voisin 2014\]](#):

$$\Delta\lambda_{TFBG}^i = 10 \text{ pm}/^\circ\text{C} \quad (IV.26)$$

### IV.3 Origines de la biréfringence dans les réseaux de Bragg

Il existe plusieurs contributions à la biréfringence totale des réseaux de Bragg. Elles peuvent être regroupées en trois groupes :

- La biréfringence intrinsèque à la fibre optique.
- La biréfringence photoinduite lors de l'inscription du réseau.
- La biréfringence due aux contraintes extérieures (contraintes, température, pression, etc...)

#### IV.3.1 La biréfringence dans les fibres optiques

Dans une fibre monomode, seul le mode  $HE_{11}$  peut se propager au-delà d'une longueur d'onde  $\lambda$ . Si l'on considère une fibre à saut d'indice, la longueur d'onde de coupure est donnée par l'équation suivante [\[Huard 1993\]](#):

$$\lambda_c = \frac{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{n_c^2 - n_g^2}}{2.405} \quad (\text{IV.27})$$

En fait, le mode fondamental  $HE_{11}$  est constitué de 2 modes presque dégénérés, polarisés rectilignement  $HE_{11}^x$ , et  $HE_{11}^y$  dirigés suivant deux axes orthogonaux Ox, et Oy qui sont les axes principaux dans une section transversale de la fibre optique. Aux 2 modes  $HE_{11}^x$ , et  $HE_{11}^y$  correspondent les 2 constantes de propagation :

$$\beta_x = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot n_{eff,x} \quad (\text{IV.28})$$

et

$$\beta_y = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot n_{eff,y} \quad (\text{IV.29})$$

Dans le cas d'une fibre optique idéale, les 2 constantes sont égales. Dans ce cas les 2 modes  $HE_{11}^x$ , et  $HE_{11}^y$  sont dégénérés et un état de polarisation incident se conserve tout le long de la fibre. Dans la pratique, la fibre a un cœur de forme elliptique, ainsi que par la présence d'impuretés et de contraintes résiduelles dues au processus de fabrication qui ont pour effet d'introduire une différence d'indice assez faible entre les indices de réfraction associés aux 2 états de polarisations orthogonaux. C'est cette propriété qui est appelée la biréfringence. Ainsi, les 2 modes ne sont plus dégénérés, et seront donc caractérisés par des constantes de propagations différentes. La différence entre les 2 constantes de propagation  $\beta_x$  et  $\beta_y$  définit la biréfringence, et qui peut- être exprimée de la manière suivante [\[Huard 1993\]](#):

$$\beta_{x,y} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot [n_{eff,x} - n_{eff,y}] = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta n \quad (\text{IV.30})$$

$\Delta n$  étant la différence des indices effectifs des 2 modes x, y ou modes propres. Dans une telle fibre biréfringente, une vibration polarisée rectilignement suivant Ox ou bien Oy reste inchangée le long de la fibre. Si la vibration lumineuse incidente est à  $45^\circ$  des axes Ox, et Oy, elle sera modifiée au cours de sa propagation dans la fibre. Au bout d'une longueur de fibre  $L$ , la différence de phase entre  $HE_{11}^x$ , et  $HE_{11}^y$  sera :

$$\varphi = (\beta_x - \beta_y) \cdot L \quad (\text{IV.31})$$

Si  $\varphi = \pi/2$  la vibration devient circulaire, et si  $\varphi = 2 \cdot \pi$  la vibration redevient rectiligne. La longueur  $L_B$  produisant un déphasage de  $\varphi = 2 \cdot \pi$  est la longueur de battement. Elle correspond à la longueur de fibre après laquelle l'état de polarisation retrouve son état de polarisation initial. Elle est définie par l'équation suivante [\[Huard 1993\]](#):

$$L_B = \frac{\lambda}{\Delta n} \quad (\text{IV.32})$$

La biréfringence dite intrinsèque des fibres optiques peut varier de  $10^{-7}$  à  $10^{-6}$  le type de fibre. Les fibres monomodes standard de télécommunications SMF-28 présentent des valeurs de biréfringence de l'ordre de  $10^{-7}$ .

### IV.3.2 La biréfringence photoinduite

L'inscription des réseaux de Bragg par le laser femtoseconde, introduit une biréfringence photoinduite qui vient s'ajouter à la biréfringence intrinsèque (initiale) de la fibre optique. Les propriétés spectrales des réseaux de Bragg photoinscrits se trouvent ainsi dépendantes de la polarisation. La biréfringence va se traduire principalement par un dédoublement des spectres de transmission en amplitude, et en phase, ainsi que par des pertes de polarisation (PDL). D'une manière générale, la biréfringence présente dans les composants optiques peut présenter des avantages, ou bien des inconvénients selon les applications souhaitées. En effet, la biréfringence est néfaste dans les communications optiques longue distance car elle introduit un retard entre les 2 modes orthogonaux, ce qui va provoquer une détérioration de la qualité, et du débit d'informations [Joindot 1996]. Par contre, dans certains domaines des capteurs basés sur la technologie des réseaux de Bragg, cette biréfringence peut être mise à profit au développement d'un capteur de température spécifique comme on va le voir dans ce chapitre.

On peut scinder la biréfringence photoinduite en trois types de biréfringence : Le premier type concerne la polarisation du faisceau qui a servi à l'inscription des réseaux de Bragg, le second type est dû à l'asymétrie du changement d'indice dans le plan transversale de la fibre (appelée aussi biréfringence de forme) [Bette 2008], et enfin le dernier qui est dû au stress photoinduit. On peut encore citer d'autres facteurs pouvant influencer la biréfringence photoinduite qui peuvent l'augmenter, la diminuer, ou bien en changeant l'orientation des axes propres de la fibre optique. Les sources Laser utilisés, les types de fibres, les longueurs d'onde d'écriture, ainsi que les techniques d'écriture, et de photosensibilisation des réseaux de Bragg jouent également un rôle important.

### IV.3.3 Biréfringence due à la polarisation du faisceau d'écriture

Des travaux portant sur l'influence de la polarisation du faisceau laser servant à l'écriture des réseaux de Bragg ont été rapportés par P. St.-J. Russell [Russel 1990], et T. Meyer [Meyer 1996]. Ils ont montré particulièrement que lorsque la polarisation du faisceau d'écriture est orthogonale par rapport à l'axe de la fibre, une anisotropie remarquable a été détectée par rapport à la polarisation axiale. T. Erdogan [Erdogan 1994] a également montré qu'une polarisation linéaire parallèlement à l'axe de la fibre optique engendre une biréfringence moins importante dans le cas d'une polarisation orthogonale. T. Meyer [Meyer 1996] a donné une explication de ce phénomène en faisant intervenir l'orientation des dipôles lors de l'inscription des réseaux de Bragg.

### IV.3.4 Biréfringence de forme

La principale conséquence de l'inscription des réseaux de Bragg par la technique d'inscription PbP par laser UV, ou bien IR est la génération de réseaux de Bragg asymétriques, qui ont pour effet d'introduire de la biréfringence appelée biréfringence de

forme. En effet, comme l'irradiation se fait uniquement que d'un seul côté de la fibre, et à cause de la forte absorption de la lumière UV, l'augmentation d'indice décroît le long de la section transverse de la fibre comme on peut l'observer sur la figure (IV.3).

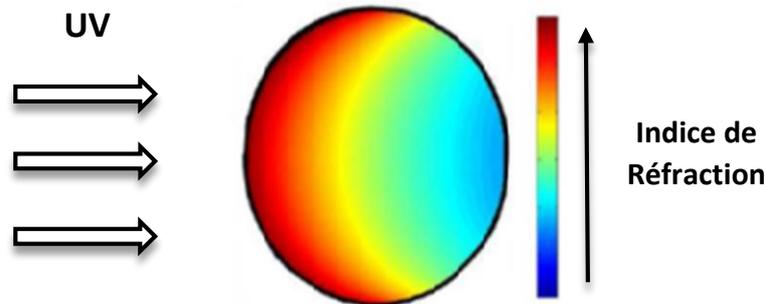


Figure (IV. 3) : Modification non uniforme de l'indice de réfraction dans la section transverse d'une fibre optique lors de l'inscription latérale [\[Bette 2008\]](#)

Ces phénomènes ont été étudiés initialement par D.Innis [\[Innis 1994\]](#), et A.M. Vengsarkar [\[Vengsarkar 1994\]](#) en s'appuyant sur la microscopie à forces atomiques. Cette biréfringence dite de forme vient se rajouter à la biréfringence intrinsèque de la fibre optique. Les travaux menés par [\[Dossous 2002\]](#), [\[Renner 2001\]](#), [\[Belhadji 2004\]](#), [\[Belhadji 2008\]](#) basées sur des méthodes numériques ont permis de modéliser, et de quantifier cette biréfringence de forme. D'autre part, l'inscription des réseaux de Bragg par laser femtoseconde introduit du stress dû à la densification des centres colorés, et qui se traduit par une anisotropie au cœur de la fibre, comme le montre la figure (IV.4) ci-dessous.

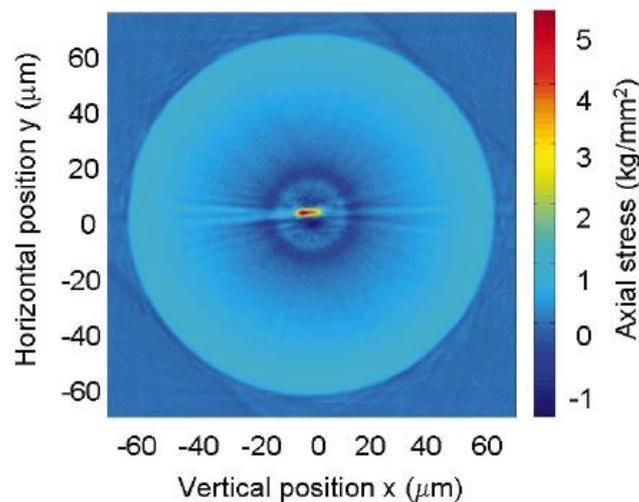


Figure (IV. 4) : Stress photoinduit dans une fibre SMF-28 par laser femtoseconde [\[Durr 2004\]](#)

### IV.3.5 La biréfringence causée par les contraintes extérieures

Enfin, la troisième origine pouvant contribuer à la biréfringence totale du réseau de Bragg est celle provenant des contraintes extérieures, comme les contraintes mécaniques, ou bien des contraintes dues de la température. En effet, lorsqu'une contrainte est appliquée dans un plan transversal à un réseau de Bragg fibré, ce dernier devient biréfringent [\[Meyer 1996\]](#) [\[Huard 1993\]](#).

### IV.4 Conséquences du dédoublement des spectres de transmission des 2 modes propres

Rappelons que la biréfringence est définie par [\[Azzam 1977\]](#) :

$$B = \frac{\beta_x - \beta_y}{k} = n_{eff,x} - n_{eff,y} = \Delta n \quad (IV.33)$$

Où  $\beta_x$  et  $\beta_y$  sont les constantes de propagation et  $n_{eff,x} = \beta_x/k$ ,  $n_{eff,y} = \beta_y/k$  sont les indices effectives suivant x et y respectivement.

La longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$  s'exprime à partir de la condition de résonance comme suit :

$$\frac{2\pi}{\Lambda} = 2\beta(\lambda_B) \quad (IV.34)$$

Où  $\Lambda$  est le pas du réseau de Bragg.

Dans le cas des fibres biréfringentes, la condition de résonance se généralise par la relation suivante [\[Renner 2001\]](#):

$$\frac{2\pi}{\Lambda} = 2\beta_x(\lambda_{Bx}) = 2\beta_y(\lambda_{By}) \quad (IV.35)$$

Ou bien en termes d'indices effectifs :

$$\lambda_y n_{eff,x}(\lambda_{Bx}) = \lambda_x n_{eff,y}(\lambda_{By}) \quad (IV.36)$$

La longueur d'onde moyenne  $\lambda_m$  pour les 2 longueurs d'onde de Bragg  $\lambda_{Bx}$  et  $\lambda_{By}$  est définie par :

$$\lambda_m = \frac{(\lambda_{Bx} + \lambda_{By})}{2} \quad (IV.37)$$

Les longueurs d'onde de Bragg  $\lambda_{Bx}$ , et  $\lambda_{By}$  suivant les 2 axes propres de la fibre optiques sont données respectivement par :

$$\lambda_{Bx} = \lambda_m + \frac{\Delta\lambda_B}{2}, \quad \lambda_{By} = \lambda_m - \frac{\Delta\lambda_B}{2} \quad (\text{IV.38})$$

Ecrivons maintenant les développements limités de Taylor au 1<sup>er</sup> ordre autour de la longueur d'onde moyenne  $\lambda_m$  pour les 2 indices de réfraction,  $n_x(\lambda_{Bx})$ , et  $n_y(\lambda_{By})$  suivant les 2 polarisations orthogonales :

$$\begin{cases} n_x(\lambda_{Bx}) = n_x(\lambda_m) + \frac{\partial n_x}{\partial \lambda}(\lambda_{Bx} - \lambda_m) \\ n_y(\lambda_{By}) = n_y(\lambda_m) + \frac{\partial n_y}{\partial \lambda}(\lambda_{By} - \lambda_m) \end{cases} \quad (\text{IV.39})$$

En remplaçant  $\lambda_{Bx}$  et  $\lambda_{By}$  l'équation (IV.36) devient :

$$\begin{cases} n_x(\lambda_{Bx}) = n_x(\lambda_m) + \frac{\partial n_x}{\partial \lambda}(\lambda_B) \cdot \frac{\Delta\lambda_B}{2} \\ n_y(\lambda_{By}) = n_y(\lambda_m) - \frac{\partial n_y}{\partial \lambda}(\lambda_B) \cdot \frac{\Delta\lambda_B}{2} \end{cases} \quad (\text{IV.40})$$

$$\Delta\lambda_B = \frac{2\lambda(n_x - n_y)}{n_{gx} + n_{gy}} \Big|_{\lambda=\lambda_m} \quad (\text{IV.41})$$

avec :

$$n_{gx} = n_x - \lambda \frac{\partial n_x}{\partial \lambda}, \quad n_{gy} = n_y - \lambda \frac{\partial n_y}{\partial \lambda} \quad (\text{IV.42})$$

$n_{gx}$  et  $n_{gy}$  sont les indices de groupes [\[Renner 2001\]](#) suivant des deux axes propres  $x$  et  $y$  de la fibre optique. En pratique pour les fibres à guidage faible on peut faire l'approximation de  $n_{gx} + n_{gy} = 2n_g \simeq 2n_{cl}$  et l'équation (IV.40) devient :

$$\Delta\lambda_B \simeq \lambda_m \frac{n_x(\lambda_m) - n_y(\lambda_m)}{n_g(\lambda_m)} \simeq \lambda_m \frac{B(\lambda_m)}{n_{cl}} \quad (\text{IV.43})$$

Dans le cas des réseaux à longs pas (LPG), l'écart spectral entre les 2 longueurs d'ondes de Bragg peut-être exprimé par la relation suivante :

$$\Delta\lambda_B = \frac{(B_C - B_g) \cdot \lambda}{n_{gc} - n_{gg}} \Big|_{\lambda=\lambda_m} \quad (\text{IV.44})$$

$B_C$ , et  $B_g$  sont respectivement les biréfringences du mode fondamental du cœur, et du mode d'ordre supérieur de la gaine.

$n_{gc}$ ,  $n_{gg}$  sont respectivement les indices de groupe du mode fondamental du cœur, et du mode de gaine d'ordre supérieur. Notons que dans le cas où le mode fondamental du cœur, et le mode d'ordre supérieur dans la gaine ont la même biréfringence, il n'y pas de dédoublement de la longueur d'onde de Bragg.

Dans le cas où c'est uniquement le cœur qui est biréfringent, l'écart spectral  $\Delta\lambda_B$  entre les 2 polarisations va dépendre des indices de réfraction du cœur  $n_c$ , et de la gaine  $n_g$ . Dans ce cas, la sensibilité spectrale est plus importante dans les réseaux LPG, que dans les réseaux FBG [Belhadj 2008]. Le dédoublement spectral pour les réseaux LPG peut atteindre 3 nm pour une biréfringence photoinduite de  $3 \cdot 10^{-5}$ , et  $\Delta n = 0.0165$  [Duhem 2000].

## IV.5 Le capteur de hautes températures à réseaux de Bragg innovant

### IV.5.1 Objectifs

La littérature ne décrit pas de capteur à réseaux de Bragg excentriques inscrit dans une fibre monomode SMF-28, basé sur les propriétés de la biréfringence, et destiné à la mesure des hautes températures (jusqu'à 900 degrés Celsius). Les besoins de l'industrie dans le domaine de la mesure des hautes températures dans les milieux hostiles, et parfois inaccessibles pour l'homme constituent un problème sérieux.

Le capteur que nous avons développé en collaboration avec le Laboratoire d'Electromagnétisme de Mons, sous la direction du Dr. Christophe Caucheteur répond parfaitement à cette problématique. Basé sur la technologie des réseaux de Bragg, le capteur de température bénéficie des avantages de l'utilisation des fibres optiques de télécommunications, ainsi que des capteurs fibrés : Immunité aux perturbations électromagnétique, isolation électrique, sécurité intrinsèque, résistance aux températures élevées, ainsi qu'aux fortes irradiations. La géométrie filiforme de ce capteur fibré, et ses dimensions de l'ordre du dixième de millimètre, et son faible encombrement offre des possibilités par rapport aux types de capteurs pour l'intégration dans des espaces restreints. La fibre en silice présente une bonne tenue aux hautes températures, mais présente toutefois une certaine fragilité due aux connecteurs, et aux pertes par courbure.

### IV.5.2 Principe

Ce capteur innovant à base d'un réseau de Bragg excentriques est basé sur les phénomènes de biréfringence. Il est constitué d'une fibre de communication SMF-28, d'une longueur de 50 mm, sur laquelle a été inscrit un réseau de Bragg à pas courts ( $\Lambda$  de l'ordre de 500 nm). Ce dernier est localisé à l'interface cœur-gaine de la fibre optique qui va provoquer un fort couplage entre les modes de gaine, et le mode de cœur, ainsi qu'une forte biréfringence photo-induite. En dépit d'une bonne stabilité thermique de ce type de réseaux qui a déjà confirmé sa

robustesse dans le domaine de la réfractométrie à haute température, nous rapportons dans ce travail un effet de polarisation intéressant sur le mode de cœur, et sur les différentes familles des modes de gaine. Nous montrerons d'une part comment la séparation différentielle entre les 2 modes orthogonaux linéairement polarisés diminue avec la température, et d'autre part comment cet écart au contraire augmente avec la température. Ce comportement différentiel est d'un grand intérêt pour le développement de plates-formes de détection multiparamétriques et à haute résolution.

Deux caractéristiques importantes interviennent dans le fonctionnement du capteur :

- La biréfringence  $\Delta n$  induite par une variation de température  $\Delta T$ .
- Le décalage différentiel entre les 2 modes propres de la longueur d'onde de Bragg ( $\Delta\lambda_B$ ), ou bien des modes de gaine d'ordre  $i$  ( $\Delta\lambda_{gaine}^i$ ) pour les 2 polarisations -S et -P.

La technique d'interrogation est celle du suivi spectral. L'écart spectral entre les deux modes orthogonaux est directement proportionnel à la variation de température. Il est mesuré avec un Analyseur de spectre Optique Vectoriel (OVA) avec une précision d'environ 1.25 pm.

### IV.5.3 Inscription par laser femtoseconde IR

La technologie d'inscription des réseaux de Bragg FBG sur fibre optique en silice est bien maîtrisée de nos jours pour résister à des températures élevées allant jusqu'à 1000°C [[Bandyopadhyay 2008](#)] [[Martinez 2005](#)]. Ils ont également démontré que l'inscription pouvait se faire efficacement à travers le revêtement de polymère de la fibre sans devoir le retirer [[Martinez 2006](#)] ce qui évite de fragiliser la fibre. Parmi les différents procédés de photo-inscription, notre choix s'est porté sur l'utilisation de la technique point par point par point PbP par laser femtoseconde infrarouge (IR). Cette technique présente les avantages de flexibilité pour produire des modulations d'indice présentant une bonne stabilité thermique, avec une bonne résistance pour des températures supérieures à 1000° [[Grobnc 2005](#)].

En fonction de l'énergie des impulsions femtoseconde, une classification de deux types de réseaux a pu être établie: Les réseaux de type I, et les réseaux de type II IR dans les fibres monomodes. Les réseaux inscrits par laser femtoseconde IR dans les fibres monomodes SMF-28 présentent une biréfringence assez importante (de l'ordre de  $10^{-5}$ ), alors que dans les fibres chargés en Hydrogène, elle est de l'ordre de  $10^{-5}$ , avec une forte dépendance à la polarisation [[Koutsides 2011](#)].

Le dispositif expérimental qui a servi à l'inscription PbP par laser femtoseconde IR est illustré sur la figure (IV.5) ci-dessous. Il est constitué essentiellement de la source laser, d'un système de focalisation, d'un système de translation x, y solidaire de la fibre à inscrire, d'instruments de contrôle (Powermeter, Braggmeter, CCD), et d'un micro-ordinateur qui va piloter le système de translation ainsi que la caméra CCD. Pour cela on a utilisé une fibre monomode SMF-28 de télécommunications [[Corning](#)] non hydrogénée, et dont les paramètres sont les suivants :  $n_{cœur} = 1.4504$ ,  $n_{gaine} = 1.44402$ , rayon du cœur = 4.1  $\mu\text{m}$ , rayon

de la gaine=  $62.5\mu\text{m}$  et l'indice effectif du mode guidé (mode de cœur)  $n_{\text{eff, cœur}}=1.44717$  à la longueur d'onde  $\lambda=1550\text{ nm}$ .

Avant l'insolation du réseau de Bragg, une zone d'environ 1 à 2 cm a été dénudée. Cette zone doit être éloignée de la zone d'entrée afin de favoriser le couplage du mode de cœur vers les modes de gaine. Le dénudage de la gaine a été réalisé par attaque chimique à l'acide fluorhydrique (HF). Cette procédure se fait dans une cuve en plastique (PVC) remplie d'acide HF. Toutefois, l'attaque chimique reste délicate à contrôler, et nécessite l'utilisation d'acides très dangereux (souvent interdits dans certains laboratoires). Il faut noter également que les perturbations extérieures peuvent entraîner des irrégularités, et une rugosité de surface assez importantes. En contrôlant le taux de répétition, et/ou le nombre d'impulsions, il devient possible de maîtriser la taille des microstructures et ainsi de tirer parti de ce régime d'excitation. En pratique, les structures photoinduites doivent être répétables, contrôlables, et de tailles micrométriques. Lorsque l'ouverture numérique de l'objectif de focalisation NA est fixée, une fois le seuil énergétique atteint, les modifications structurales induites vont être différentes en augmentant la valeur de l'énergie  $E$ . Si cette énergie est proche du seuil de photoionisation, un changement d'indice de réfraction localisé au niveau du volume focal peut être mesuré. Sont typiquement de l'ordre de  $10^{-3}$  [Hirao 1998].

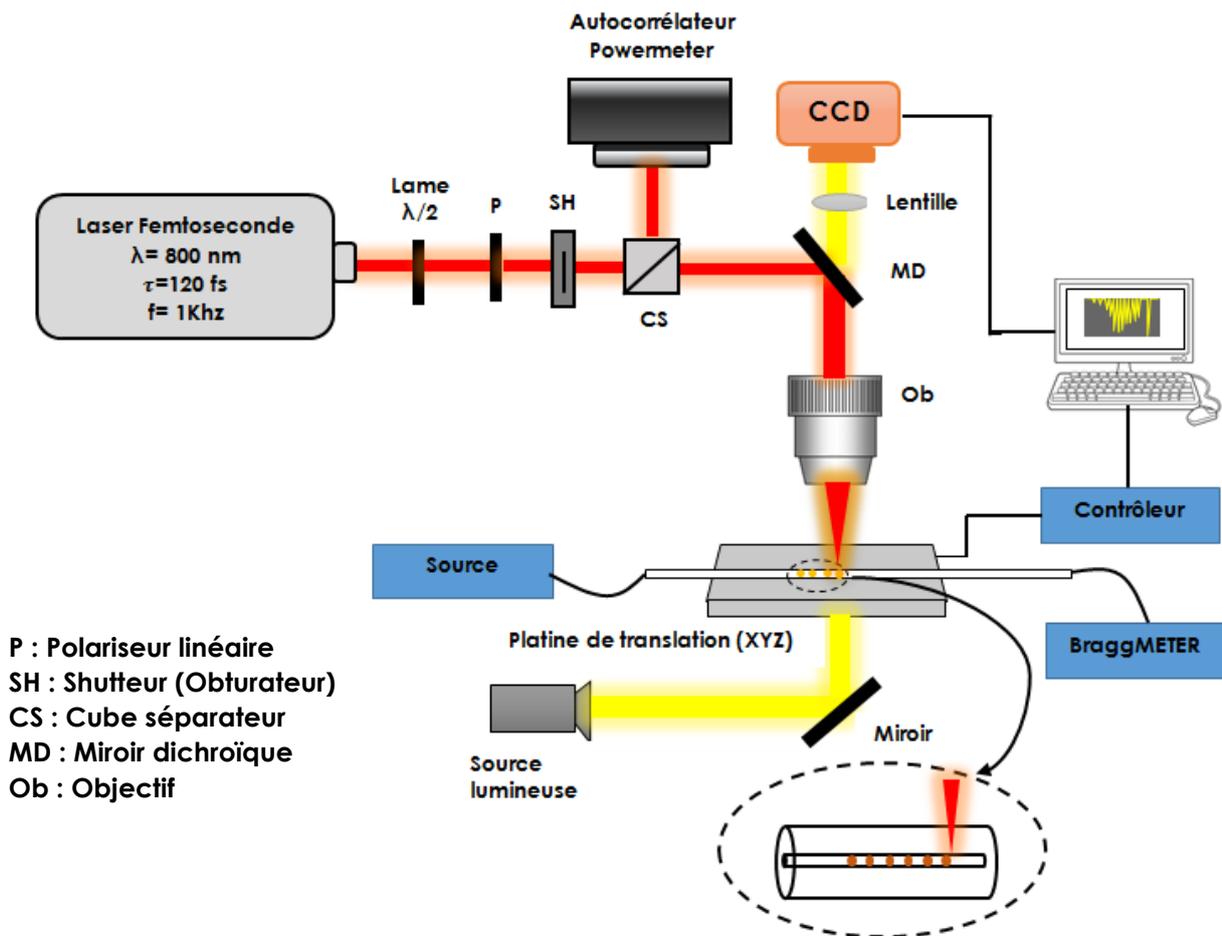


Figure (IV. 5) : Dispositif d'inscription des réseaux de Bragg par laser femtoseconde IR

Le faisceau laser IR qui produit des impulsions d'une durée de 120 fs, à une cadence de 1KHz, avec une longueur d'onde 800 nm, et dont la polarisation de sortie est linéaire horizontale, a une forme gaussienne avec un diamètre de l'ordre de 1  $\mu\text{m}$  (mesuré à 1/e en intensité).

Le faisceau d'inscription est ensuite dirigé vers un miroir pour l'envoyer sur la platine de translation Aerotech de type « air bearing » dont le rôle est de permettre le balayage de la fibre à inscrire suivant x, y, et z. Ce système de déplacement qui est piloté par ordinateur, permet une excellente stabilité, ainsi qu'une très bonne précision en position. Le système est monté sur un support en granit offrant la stabilité nécessaire. La fibre optique est maintenue par une paire de pinces à fibre optique située aux extrémités du système de déplacement. La présence de l'objectif de microscope d'ouverture numérique  $\text{NA}=0.65$  illustré dans la figure (IV.6)(a) a pour rôle de focaliser les impulsions laser au niveau du cœur de la fibre afin de maximiser l'efficacité des mécanismes d'ionisation non linéaire. Il faut noter également que l'objectif est monté sur trois actionneurs piézoélectriques pouvant osciller indépendamment suivant les axes x,y, et z. Par conséquent, les impulsions délivrées par le laser permettent de créer une modulation d'indice de réfraction très localisée n'importe où dans la fibre optique [Martinez 2004] [Koutsides 2011].

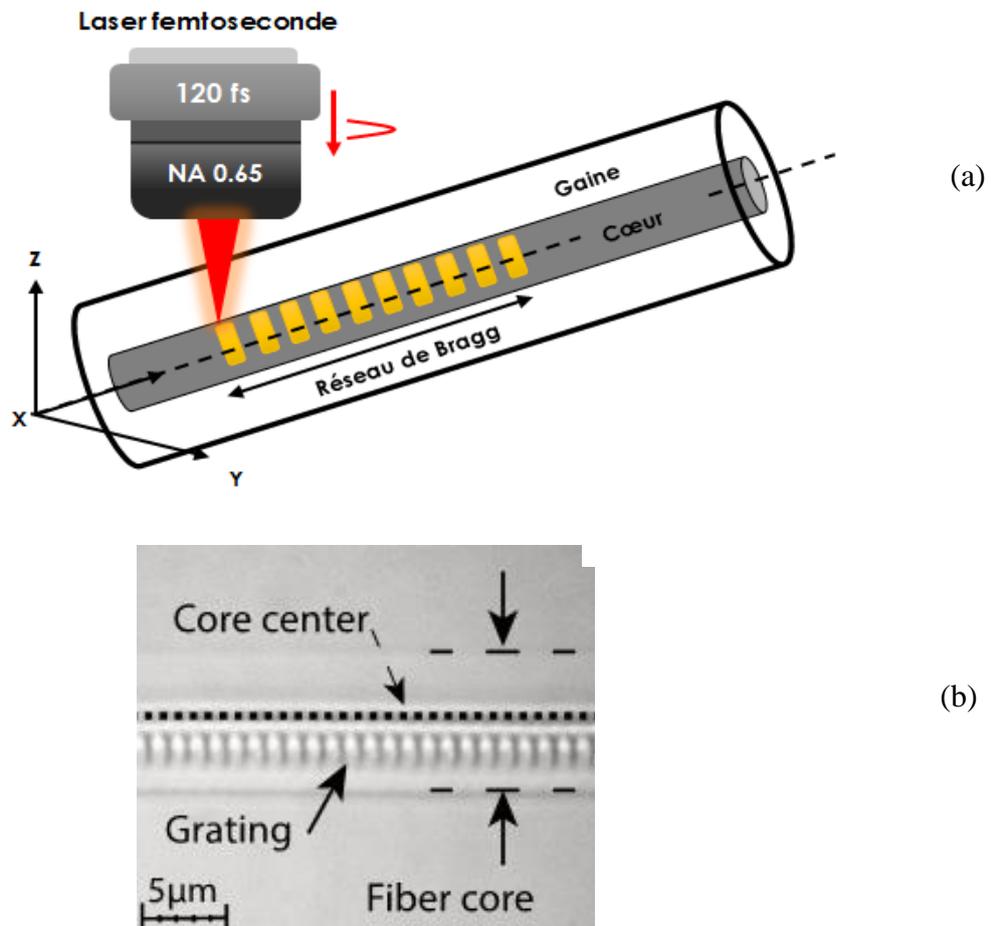


Figure (IV. 6) : (a) Inscription du réseaux de Bragg par laser femtoseconde IR  
(b) Image microscopique du réseau de Bragg excentrique réalisé

La technique d'inscription PbP combine le déplacement de la fibre optique avec le taux de répétition des impulsions laser. Grâce à cette technique, on a pu inscrire des réseaux FBG excentriques. Dans notre cas la vitesse de déplacement de la fibre optique est d'environ 0.540 mm/s pour l'inscription autour de de 1550 nm. Il est important aussi, de conserver l'alignement avec le cœur de la fibre optique lors de l'écriture du réseau. En effet, un désalignement de quelques microns entre la fibre et le foyer de l'objectif empêcherait la formation du réseau. Le réseau est inscrit à l'ordre 1, la longueur totale du réseau de Bragg est de 10 mm, avec une période de  $\Lambda=0.55\mu\text{m}$ .

La figure (IV.6) (b) montre une image microscopique en transmission du réseau de Bragg excentrique. La résolution du microscope utilisé est de  $1\mu\text{m}$ . Les FBG asymétriques ainsi réalisés ont une modulation d'indice très localisée à proximité de l'interface cœur-gaine, et qui peuvent être reproduit de manière efficace, et fiable [Thomas 2012]. Ce type de réseau présente des propriétés semblables à ceux des réseaux inclinés TFBG [Albert 2013]. Ils sont le siège d'un couplage entre le mode de cœur et les modes de gaine qui présente un spectre d'amplitude transmise sous forme d'une succession de pics de résonance à bande étroite (FWHM~100 pm). Ces modes peuvent être également utilisés principalement pour la détection biochimique [Guo 2016], et dans la réfractométrie [Caucheteur 2005].

La technique d'inscription PbP induit de la biréfringence, et qui est fortement dépendante de la taille, de l'ellipticité, ainsi que du positionnement vertical des micros-trous (micro-ovoids) dans la section transversale de la fibre optique [Jovanic 2009], [Marshall 2010]. La figure (IV.7) illustre ce phénomène.

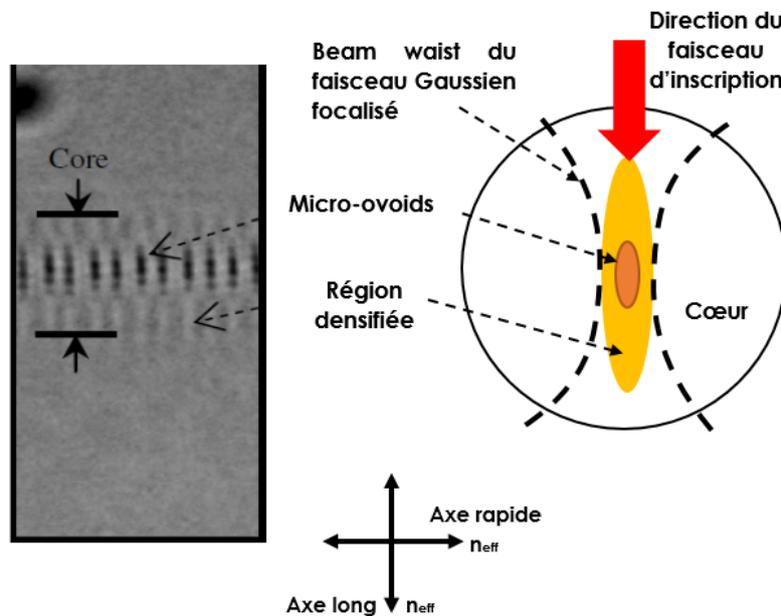


Figure (IV. 7) : Image, et forme elliptique des micro- ovoids d'une section transversale d'une fibre SMF-28 après inscription d'un réseau FBG par la technique PbP laser femtoseconde IR [Jovanic 2009]

La prédiction d'une biréfringence de l'ordre de  $6.4 \cdot 10^{-5}$  par une modélisation par éléments finis a été rapportée par N. Jovanic [\[Jovanic 2009\]](#).

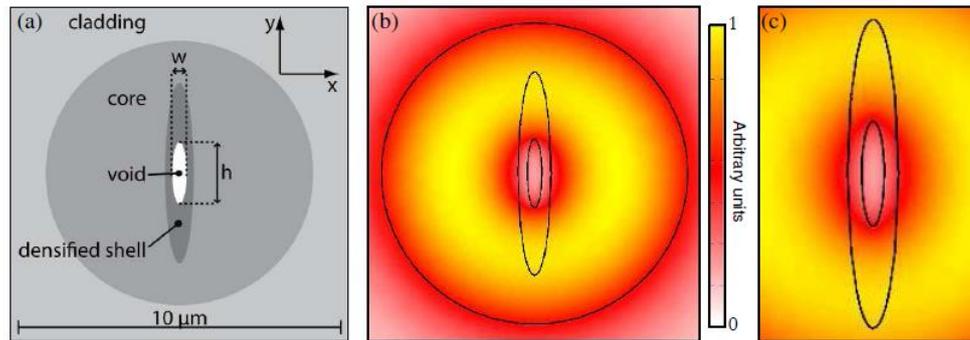


Figure (IV. 8) : Modélisation, et simulation par éléments finis de la biréfringence induite lors de l'inscription des FBG par la technique PbP [\[Jovanic 2009\]](#) .

- (a) Paramètres physiques
- (b) Energie véhiculée suivant el mode x
- (c) Energie véhiculée suivant le mode y

La Figure (IV.8) ci-dessus montre les différents paramètres utilisés lors de la simulation, ainsi que l'énergie véhiculée par les 2 modes orthogonaux x, et y. Les effets combinés de la biréfringence, et de l'assymétrie de ce type de réseau ont été mis à contribution pour la conception de réfractomètres de type plasmonique [\[Chah 2014\]](#).

#### IV.5.4 Description du dispositif expérimental

Le dispositif expérimental illustré par la Figure (IV.9) est constitué essentiellement de trois parties :

- Une partie comprenant le four, et adapté à l'insertion de la partie sensible de notre capteur de température.
- Une partie consacrée à la détection, et à la l'acquisition des spectres de transmission.
- Un système pour changer la polarisation de la lumière à l'entrée du capteur comme le montre la figure (IV.10).

La partie consacrée à l'insertion du capteur dans le four (on insère soigneusement la fibre optique dans le tube du four).

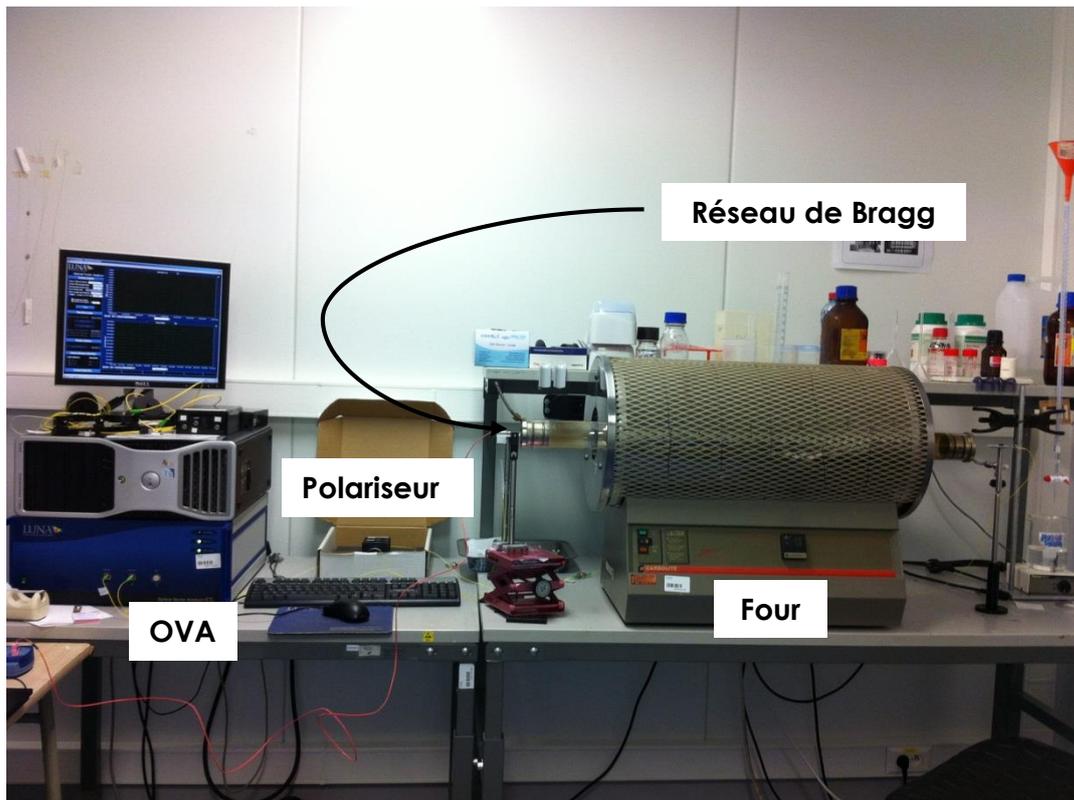


Figure (IV. 9) : Dispositif expérimental

Rappelons que l'augmentation de la température du milieu extérieur va se traduire par un décalage en longueur d'onde du mode de Bragg, ainsi que des modes de gaine qui seront également atténués. Un algorithme spécifique pour le traitement des différents spectres a été développé afin de localiser, les modes de Bragg, et deux modes de gaine.



Figure (IV. 10) : Polariseur utilisé dans le dispositif expérimental

### IV.5.5 Choix du système d'interrogation

Nous avons clivé, et conectorisé les deux extrémités de la fibre optique à quelques mm du réseau de Bragg préalablement inscrit afin de pouvoir se connecter sur le système d'interrogation. Des raccords de type FC/APC ont été choisis. Ils présentent l'avantage de limiter les réflexions dues à l'interface fibre-air qui sont capturées par le cœur de la fibre optique. L'extrémité de la fibre est polie avec un angle de 8°.

Notre choix s'est porté sur l'Analyseur Optique Vectoriel (Optical Vector Analyser 500) fabriqué par la société LUNA Technologies (Figure IV.11), et dont la résolution spectrale est de 1,25 pm. C'est la solution la plus adaptée à notre projet. Ce choix est motivé par la grande étendue spectrale balayée, la rapidité de changement de sa longueur d'onde, la précision de la longueur d'onde d'accord, ainsi que par la finesse du spectre.

Cet appareil comprend une source monochromatique accordable dans la bande ( C [1530-1565]nm + L[1565-1625]nm), un récepteur, et qui intègre un système d'acquisition. La source lumineuse va balayer toutes les longueurs d'ondes comprises dans cette bande spectrale. Ainsi à chaque acquisition dont la fréquence est de l'ordre du Hz, toutes les longueurs d'onde sont scrutées. L'interface de l'OVA permet la connexion à un ordinateur. Un logiciel spécifique permet à l'utilisateur de configurer les mesures. Une fois les spectres de transmission enregistrés, une étape de traitement des données permettra de localiser les différents pics de résonance.



Figure (IV. 11) : Analyseur Optique Vectoriel ( OVA 500 ) de LUNA technologies

### IV.5.6 Réponse du capteur à la température

Le réseau de Bragg réalisé est un réseau à pas courts asymétrique, c'est-à-dire légèrement désaxé par rapport à l'axe de la fibre optique. Ecrivons maintenant les équations qui régissent le comportement de ce réseau vis-à-vis de la température. A cet effet, on doit reprendre les mêmes équations qu'on a établi pour un TFBG, mais comme le réseau est droit, l'angle d'inclinaison  $\theta$  est nul. Dans ce cas, la longueur d'onde de Bragg, et les différents modes de gaines d'ordre  $i$  qui résultent du couplage du mode de cœur vers les modes de gaine sont donnés par les 2 équations de résonances suivantes :

$$\lambda_{B,TFBG} = 2 \cdot n_{eff,coeur} \Lambda \quad (IV.45)$$

Et

$$\lambda_{TFBG}^i = (n_{eff,coeur} + n_{eff,gaine}^i). \Lambda \quad (IV.46)$$

Quand une variation de température est appliquée au réseau la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_{B,TFBG}$ , et les différentes longueurs d'onde de résonances  $\lambda_{TFBG}^i$  d'ordre  $i$  peuvent être obtenues en différentiant les 2 équations (IV.45) et (IV.46) ci-dessus :

$$\frac{d\lambda_{B,TFBG}}{dT} = 2 \left( \Lambda \cdot \frac{dn_{eff,coeur}}{dT} + \frac{n_{eff,coeur}}{\cos\theta} \frac{d\Lambda}{dT} \right) \quad (IV.47)$$

$$\frac{d\lambda_{TFBG}^i}{dT} = \left( \Lambda \frac{dn_{eff,coeur}}{dT} + \frac{dn_{eff,gaine}^i}{dT} \right) + \Lambda \cdot (n_{eff,coeur} + n_{eff,gaine}^i) \quad (IV.48)$$

Les variations de la longueur d'onde de Bragg  $\Delta\lambda_{TFBG}$ , et des modes de gaine  $\Delta\lambda_{TFBG}^i$  sont données par les équations suivantes :

$$\Delta\lambda_{TFBG} = 2 \left( \Lambda \cdot \frac{dn_{eff,coeur}}{dT} + \Lambda \cdot n_{eff,coeur} \right) \cdot \Delta T \quad (IV.49)$$

$$\Delta\lambda_{TFBG}^i = \left( \left( \Lambda \frac{dn_{eff,coeur}}{dT} + \frac{dn_{eff,gaine}^i}{dT} \right) + (n_{eff,coeur} + n_{eff,gaine}^i) \cdot \frac{d\Lambda}{dT} \right) \cdot \Delta T \quad (IV.50)$$

- Le premier terme de cette équation dépend de la différence des indices effectifs entre le mode de cœur, et le mode de gaine d'ordre.
- Le second terme montre la contribution du changement de la période du réseau suite à une variation de température.

Nous nous proposons dans cette partie d'étudier le comportement vis-à-vis de la température de notre capteur. A cet effet, la température est appliquée suivant différents paliers pour les 2 polarisations orthogonales : -S, et -P.

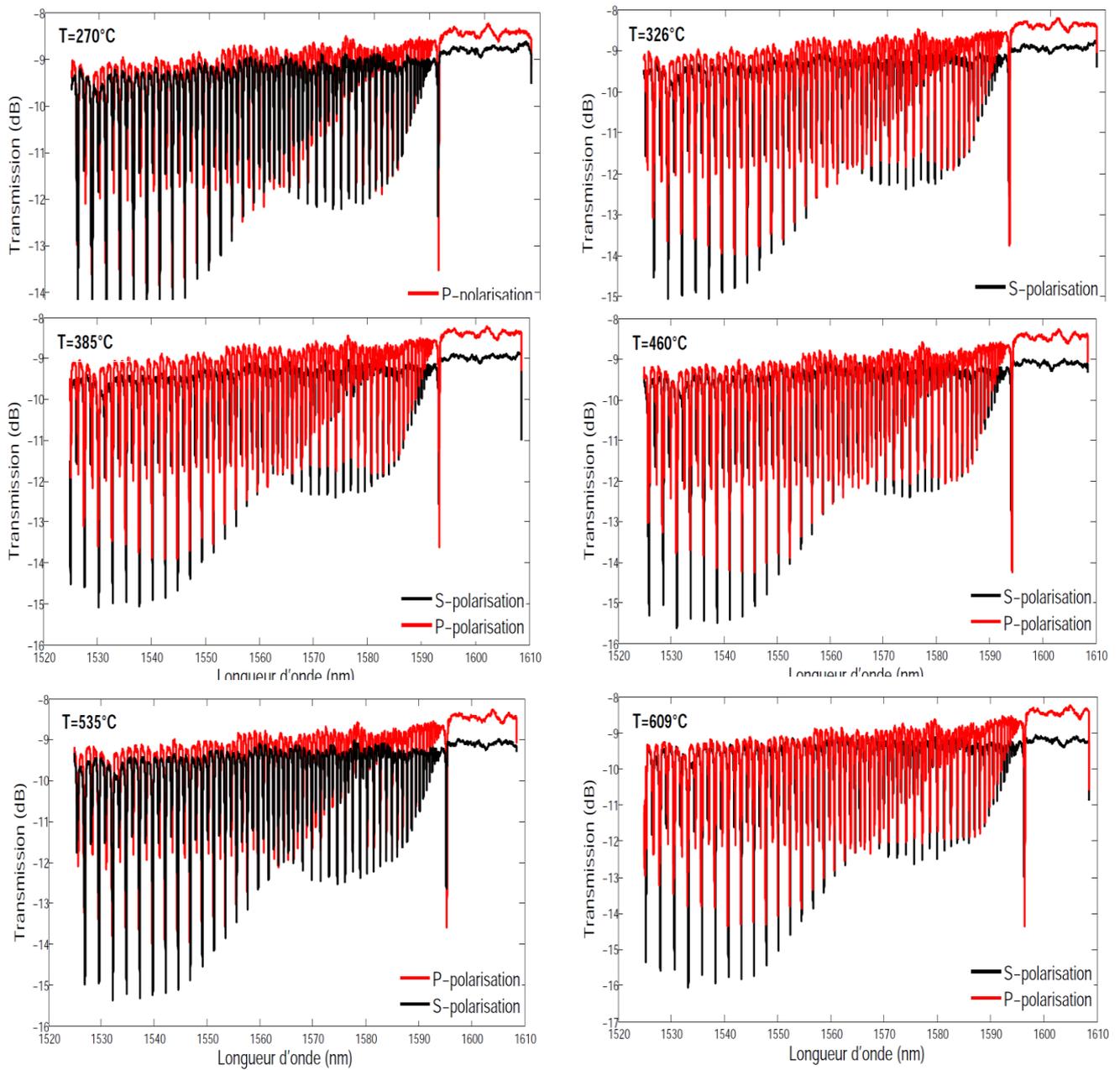


Figure (IV. 12) : Spectres de transmission expérimentaux pour des températures variant de T=270°C, à T=609°C

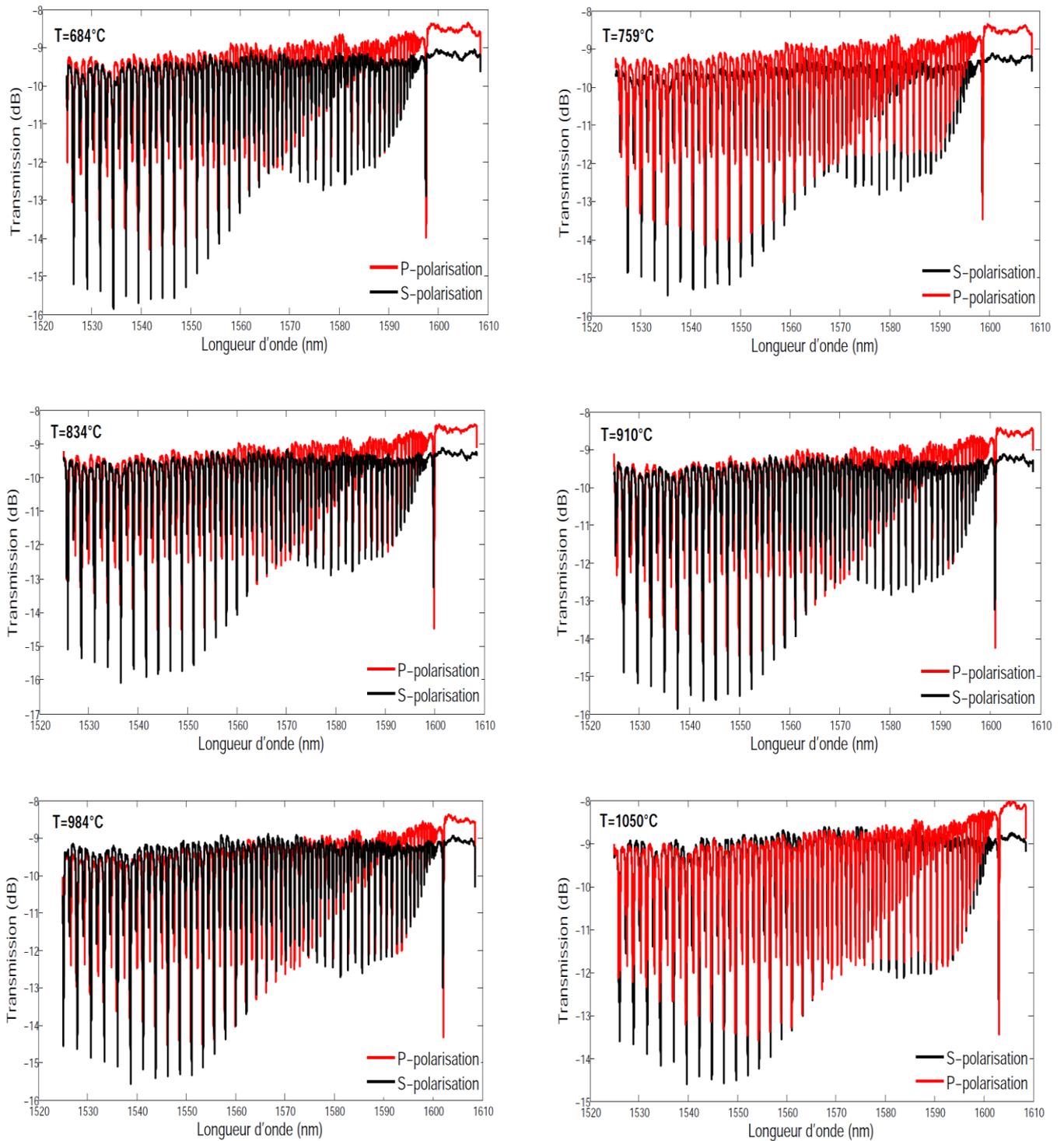


Figure (IV. 13) : Spectres de transmission expérimentaux pour des températures variant de  $T=684^{\circ}\text{C}$ , à  $T=1050^{\circ}\text{C}$

Les figures (IV.12), et (IV.13) illustrent les différents spectres expérimentaux qui ont été mesurés, puis enregistrés pour les deux polarisations –S, et –P pour des températures variant de T=270°C, à T=1050°C. On remarque que globalement les amplitudes des spectres sont pratiquement identiques, mais décalés en longueur d'onde.

#### IV.5.7 Mesure de la biréfringence à partir des propriétés de polarisation des réseaux de Bragg

Dans ce paragraphe, on va présenter l'évolution de la biréfringence des réseaux de Bragg asymétriques sous l'influence de la température en tenant compte de la polarisation. Les premiers résultats concernant le capteur de température réalisé ont été présentés à la Conférence *European Workshop on Optical fibre Sensors* [Caucheteur 2016]. Rappelons qu'il existe trois contributions principales à la biréfringence totale d'un réseau de Bragg fibré: La biréfringence intrinsèque de la fibre optique (de l'ordre de  $10^{-7}$  à  $10^{-5}$ ), la biréfringence photo-induite par l'inscription du réseau, et la biréfringence provenant des contraintes extérieures. D'autre part, suivant que l'état de polarisation de la source infrarouge qui a servi à l'inscription du réseau est aligné sur l'axe de la fibre ou pas, la biréfringence globale est modifiée. Dans notre application la contrainte extérieure est la température qui va provoquer une assymétrie de la section transversale de la fibre optique, et qui va induire de la biréfringence. Ainsi, une biréfringence  $\Delta n$  photo-induite est causée à chaque élévation de température  $\Delta T$ . Les deux modes seront caractérisés par 2 indices de réfractions effectifs différents  $n_{eff,x}$ , et  $n_{eff,y}$  suivant les deux axes propres de la fibre optique. Ceci nous conduit à considérer deux réponses en transmission pratiquement  $T_x$  et  $T_y$  mais séparées en longueur d'onde d'une quantité  $\Delta\lambda$  tel que :

$$\Delta\lambda = \lambda_x - \lambda_y = 2. \Delta n. \Lambda \quad (IV.51)$$

Où  $\lambda_x$ , et  $\lambda_y$  sont les longueurs d'onde des résonances associées aux 2 modes propres.  $\Delta n$  est la biréfringence photo-induite par une variation de température  $\Delta T$ .  $\Lambda$  est le pas du réseau de Bragg. La figure (IV.14) ci-dessous montre la superposition des deux réponses en amplitude transmises orthogonalement polarisées d'un réseau de Bragg excentrique du premier ordre de longueur de 1 cm. On peut remarquer que ces spectres contiennent une multitude de pics de résonances à bande étroite caractéristiques des réseaux asymétriques. Le dernier pic avec la longueur d'onde la plus élevée est la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$  résultante du couplage entre les modes de cœur  $LP_{01}^+$  propagatif et contra-propagatif  $LP_{01}^-$ , se situe environ à 1591.5 nm. Les autres résonances qui correspondent aux modes de gaines résultent de l'accouplement entre le mode de cœur et les modes contra-propagatifs de la gaine. On peut observer par ailleurs sur la figure (IV.14) que la position des modes de gaines ainsi que ceux du cœur dépendent de l'état de polarisation. Les deux modes x et y du mode de cœur des deux résonances sont séparés de  $\Delta\lambda = 116$  pm, cette séparation correspond à  $2.\Delta n. \Lambda$  où  $\Delta n$  est la biréfringence induite après le processus de la photo-inscription en combinant la biréfringence intrinsèque de la fibre et photo-induite. La biréfringence totale mesurée dans ce cas est  $\Delta n = 1.05 \cdot 10^{-4}$  qui est très proche des valeurs obtenues dans une fibre à maintien de polarisation.

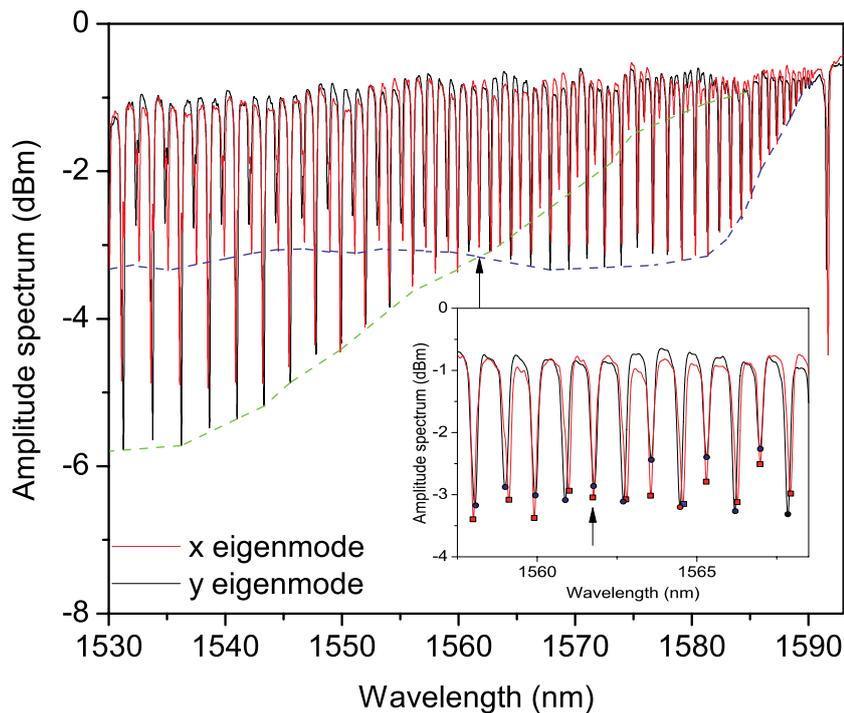


Figure (IV. 14) : Spectres d'amplitudes polarisés orthogonalement d'un FBG excentrique

On remarque qu'il y'a une alternance entre les modes radiales et azimutals avec les valeurs inférieurs et supérieurs qui ont été déjà reportés dans [\[Albert 2013\]](#) [\[Alam 2013\]](#) [\[Caucheteur 2015\]](#) pour les réseaux inclinés et dans [\[Kalli 2015\]](#) dans les réseaux excentriques. Visuellement un croisement entre les deux polarisations apparaît autour de 1562 nm qui est désigné par une flèche avec un zoom dans la figure (IV.14). Les spectres révèle qu'à partir de cette longueur d'onde de 1562 nm, une distribution opposée des modes est remarquée. Les deux enveloppes (courbes en pointillées bleu et verte) montrent l'alternance entre ces modes. Une simulation numérique avec le logiciel Fimmwave confirme une redistribution entre le mode azimutal et radial.

#### IV.5.8 Comportement aux hautes températures des réseaux de Bragg excentriques inscrits par laser femtoseconde

La figure (IV.15) ci-dessous montre la variation de l'écart spectral entre les 2 polarisations -S et -P en fonction de la température et ceci pour le mode de cœur (en bleu), le mode radial à 1530 nm (en noir), et pour le mode azimutal à 1530 nm (en rouge). Ces trois modes ont été choisis dans le but de comprendre le comportement de la biréfringence en fonction de la température. La première remarque qu'on peut faire concerne le mode Bragg, et le mode azimutal à 1530 nm: ils ont un comportement similaire, c'est-à-dire que la biréfringence diminue avec l'augmentation de la température. Par contre, on peut observer un comportement opposé du mode radial à 1530 nm, c'est-à-dire que la biréfringence augmente avec la température.

Cette différence de comportement est tout à fait intéressante concernant des modes de gaine d'ordre supérieur aux hautes températures. Ces résultats importants présentent un potentiel important, et peuvent nous permettre de développer des plateformes à haute résolution pour la détection multiparamétrique.

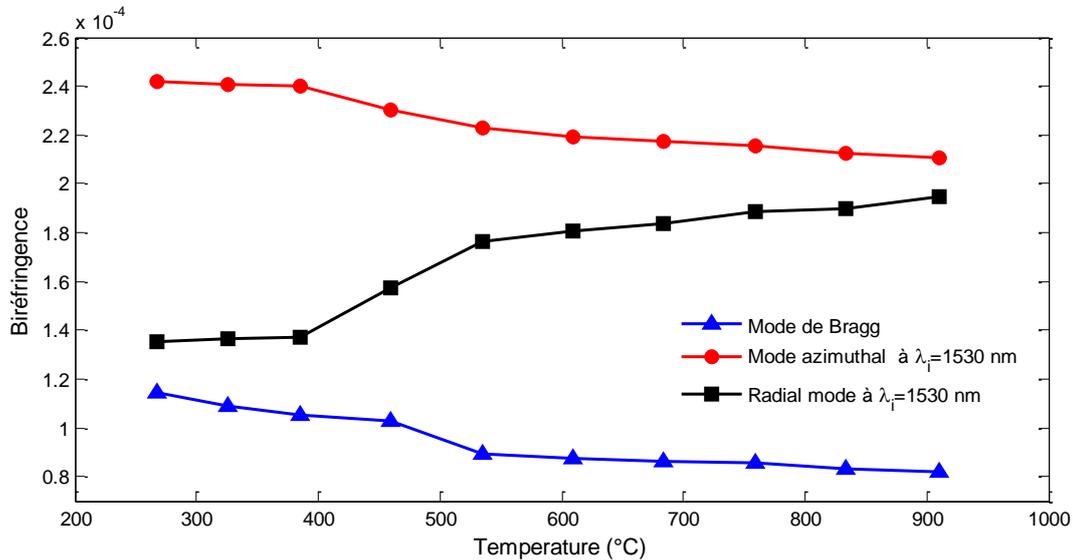


Figure (IV. 15) : Evolution de la biréfringence entre les deux polarisations -S, et -P en fonction de la température

## IV.6 Sensibilité du capteur à la température

### IV.6.1 Sensibilité du capteur à la température pour la polarisation-S

La sensibilité à la température se traduit par un décalage de la longueur d'onde de Bragg, ainsi que des modes de gaine d'ordre  $i$ . Afin d'étudier la sensibilité du capteur de température pour la polarisation -S, on doit suivre son comportement en fonction du changement en température. La figure (IV.16) ci-dessous, montre la superposition de 12 spectres de transmission correspondant à une gamme de température allant de 270°C jusqu'à 1050°C pour la polarisation -S. L'augmentation en température se traduit par un décalage spectral de l'ensemble des résonances, tandis que l'amplitude des différents spectres varie très peu.

La technique d'interrogation du suivi spectral nous a permis d'évaluer la sensibilité. Il s'agit de suivre une seule résonance à différentes températures (270°C jusqu'à 1050°C). Dans notre cas on a fait l'étude de la sensibilité de quatre modes (3 modes de gaines et le mode de cœur). On peut observer sur la figure (IV.17) ci-dessous les variations de la longueur d'onde du mode en fonction de la température. On remarque que le comportement du capteur est linéaire. En traçant le fit linéaire on peut déduire l'équation de la droite, la pente va nous donner la valeur de la sensibilité de notre capteur qui est de l'ordre de 14 pm/°C.

Le tableau (IV.1) représente les différentes valeurs de sensibilité obtenues pour chaque résonance. On peut remarquer que dans l'intervalle en longueur d'onde [1590-1604] nm on a obtenu la plus grande valeur de la sensibilité qui est de l'ordre de 14.732 pm/°C et qui correspond au mode de cœur (mode de Bragg). Comparant cette valeur avec les résonances des modes d'ordres supérieur on a une variation de 0.54 pm/°C.

Longueur d'onde (nm)	[1536-1552]	[1550-1564]	[1568-1582]	[1590-1604]
$\frac{\Delta\lambda}{\Delta T}$ (pm/°C)	14.192	14.308	14.463	14.732

Tableau (IV. 1) : Valeurs de la sensibilité pour différentes résonances en polarisation –S

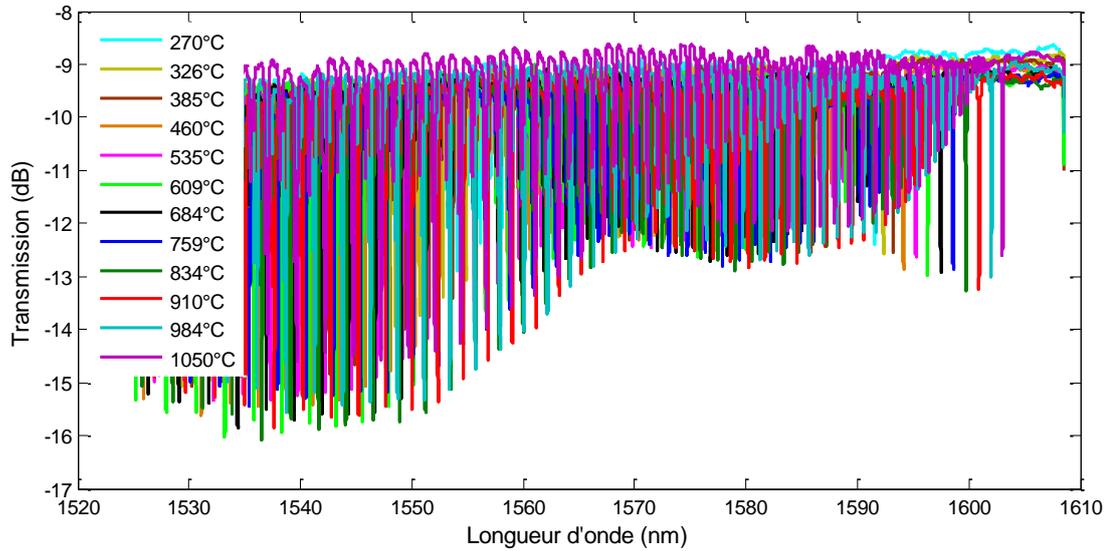


Figure (IV. 16) : Spectres de transmission d'un réseau excentrique à différentes

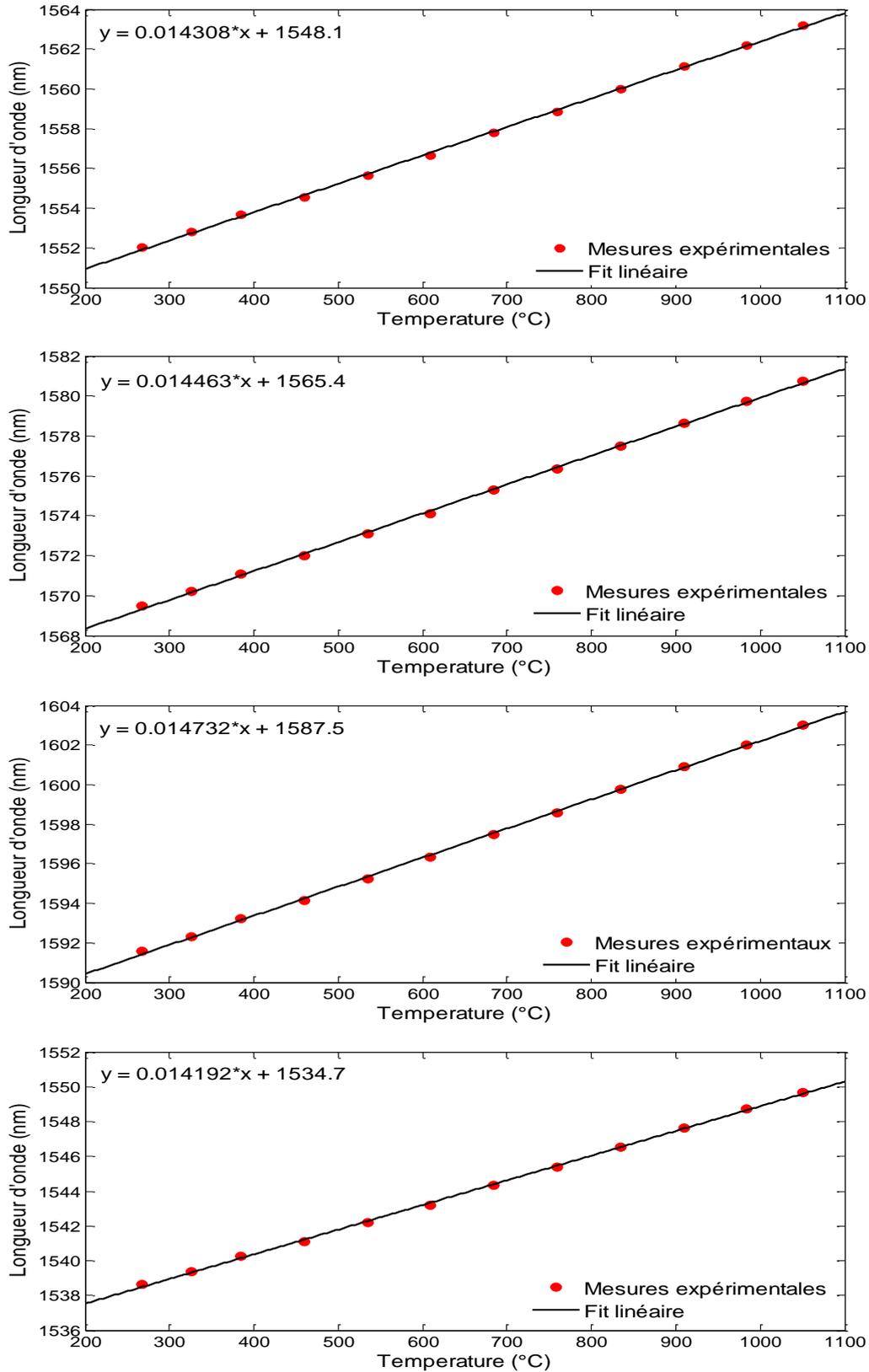


Figure (IV. 17) : Variations de la longueur d'onde de 4 modes en fonction de la température en polarisation-S

#### IV.6.1.1 Sensibilité du capteur à la température pour la polarisation-P

La figure (IV.18) ci-dessous, montre la superposition de 12 spectres de transmission et correspondant à une gamme de température (270°C jusqu'à 1050°C) pour la polarisation -P. L'augmentation en température se traduit essentiellement par un décalage spectral de l'ensemble des résonances, tandis que l'amplitude des différents spectres n'est pas affectée.

Pour le calcul de la sensibilité nous avons utilisé la même technique utilisée en haut pour la polarisation -S. Nous avons étudié la sensibilité de quatre modes (3 modes de gaines et le mode de cœur). On peut observer sur la figure (IV.19) ci-dessous les variations de la longueur d'onde du mode considéré en fonction de la température. On remarque que le comportement du capteur est linéaire. En traçant le fit linéaire on peut déduire l'équation de la droite, la pente va nous donner la valeur de la sensibilité de notre capteur qui est de l'ordre de 14 pm/°C.

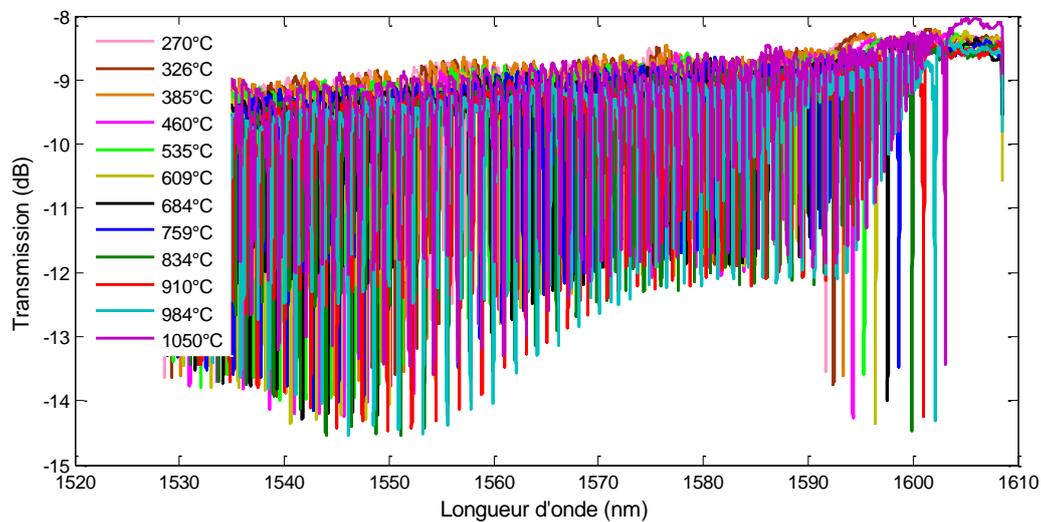


Figure (IV. 18) : Spectres de transmission d'un réseau excentrique à différentes

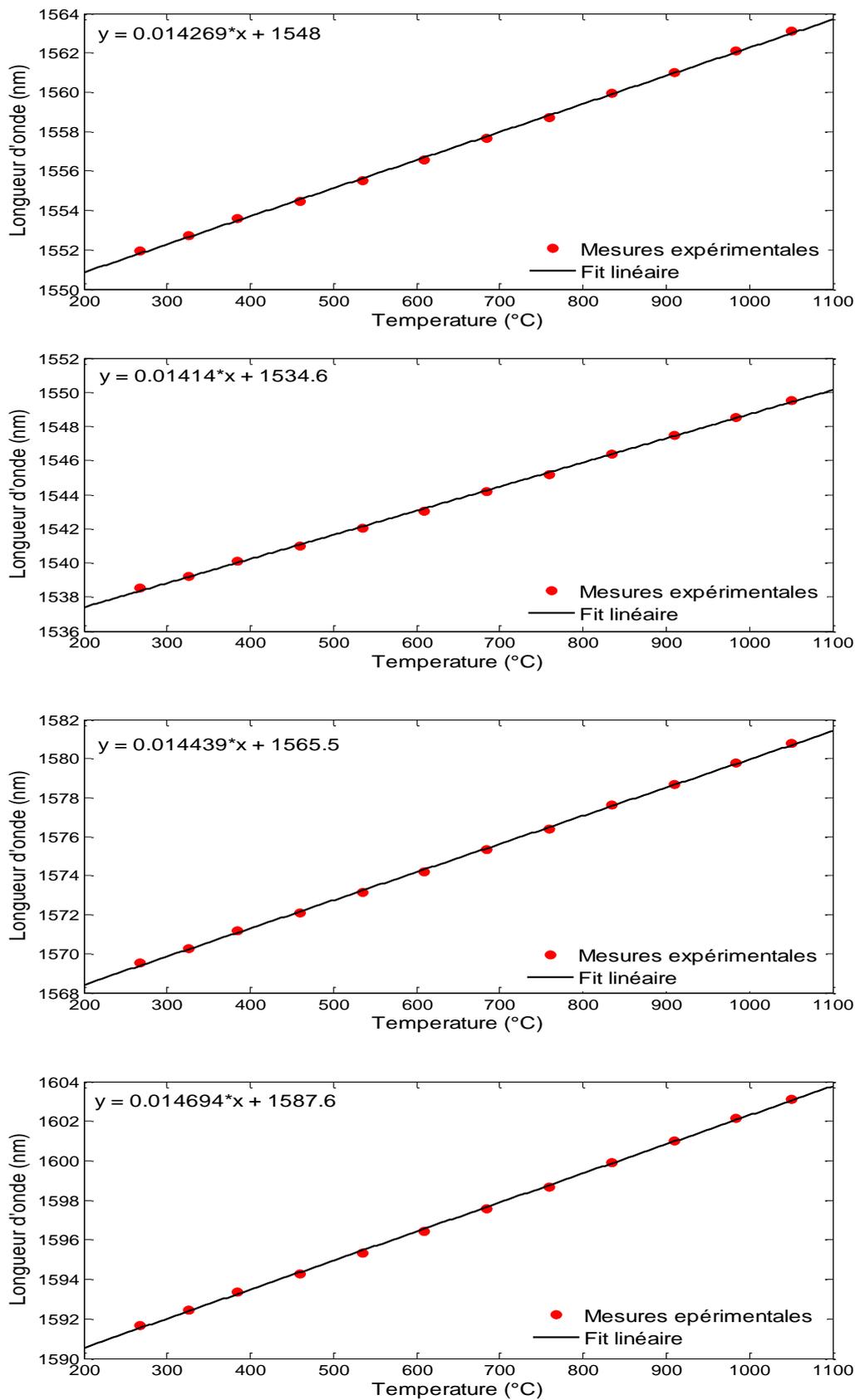


Figure (IV. 19) : Variations de la longueur d'onde de 4 modes en fonction de la température en polarisation-P

Le tableau (IV.2) représente les différentes valeurs de sensibilité obtenues pour chaque résonance. On peut remarquer que dans l'intervalle en longueur d'onde [1590-1604] nm on a obtenu la plus grande valeur de la sensibilité qui est de l'ordre de 14.694 pm/°C et qui correspond au mode de cœur (mode de Bragg). Comparant cette valeur avec les résonances des modes d'ordres supérieur on a une variation de 0.55 pm/°C.

Longueur d'onde (nm)	[1536-1552]	[1550-1564]	[1568-1582]	[1590-1604]
$\frac{\Delta\lambda}{\Delta T}$ (pm/°C)	14.14	14.269	14.439	14.694

Tableau (IV. 2) : valeurs de la sensibilité pour différentes résonances en polarisation –P

#### IV.6.1.2 Comparaison entre les deux polarisations

D'après les résultats obtenus, on peut remarquer qu'il y'a une petite variation en amplitude dans les spectres de transmission du réseau excentrique pour les deux polarisations –S et –P et cela est dû au changement de l'état de polarisation de la lumière. Enfin nous avons fait une comparaison des sensibilités pour les deux polarisations orthogonales. Nous avons pu constater que pour la polarisation –P les valeurs de sensibilité sont élevées par rapport à la polarisation –S et cela concerne tous les modes.

#### Conclusion

Dans ce chapitre on a présenté les résultats expérimentaux concernant le capteur basé sur la technologie des réseaux de Bragg excentrique inscrit par laser femtoseconde PbP dans les fibres optiques Télécoms SMF-28, et dédié aux hautes températures. Ces réseaux sont robustes à des températures situées autour de 900 degrés Celcius. tout en présentant une diminution de la sensibilité avec l'ordre du mode de gaine considéré. En outre, ils sont dotés également d'une forte biréfringence voisine de  $10^{-4}$ . On a montré l'évolution de la biréfringence vis-à-vis des hautes températures, et la différence de comportement pour les modes azimutal, et radial.

La mise en évidence expérimentale des effets de la température sur la biréfringence des réseaux de Bragg excentrique, et les résultats originaux qu'on a obtenus ouvrent des perspectives certaines dans le domaine des hautes températures dans un environnement hostile.

Le travail rapporté dans ce chapitre a fait l'objet d'une publication intitulée « Behavior of femtosecond-laser-induced eccentric fiber Bragg gratings at very high temperatures » dans le journal *Optics Letters (OSA)* Volume 41, No.17, pages 4048-4051, 2016 [[Chikh-Bled 2016](#)]. Ce travail a été effectué en collaboration avec le département d'Electromagnétisme de Mons (Belgique) sous la direction du Dr. Christophe Caucheteur. Mme Karima Chah a conçu, et m'a initié dans le montage pour l'inscription des réseaux de Bragg assymétriques par la technique PbP en utilisant un laser femtoseconde à 800 nm.

## Références

### A

[**Alam 2013**] M. Z. Alam, et J. Albert, "Selective excitation of radially and azimuthally polarized optical fiber cladding modes", *J. Lightwave Technol.* 31, 3167 (2013).

[**Albert 2013**] J. Albert, L. Shao et C. Caucheteur, "Tilted fiber Bragg gratings sensors", *Laser Photonics Review* 7, 83 (2013).

[**Azzam 1977**] R.M.A. Azzam et N.M. Bashara. *Ellipsometry and Polarized Light*. North-Holland, (1977).

### B

[**Bhatia 1996**] V. Bhatia et A. M. Vengsarkar. Optical fiber long-period grating sensors. *Opt. Lett.*, 21 :692–694, 1996

[**Belhadj 2008**] Belhadj Nezih "Modélisation vectorielle de la biréfringence photoinduite observée dans les réseaux photoinscrits « PHD, université de Laval – (2008).

[**Belhadj 2004**] N. Belhadj, S. LaRochelle, et K. Dossou, "Form birefringence in UVexposed photosensitive fibers computed using a higher order finite element method," *Optics Express*, vol. 12, no. 8, pp. 1720–1726, (2004).

[**Bette 2008**] Sébastien Bette, « Contribution à l'étude des propriétés spectrales des réseaux de Bragg fibrés : analyse et exploitation des propriétés de polarisation » Thèse de Doctorat, Faculté Polytechnique de Mons. (2008).

[**Bandyopadhyay 2008**] S. Bandyopadhyay, J. Canning, M. Stevenson et K. Cook, "Ultra-high temperature regenerated gratings in boron-codoped germanosilicate optical fiber using 193 nm", *Opt. Lett.* 33, 1917 (2008).

### C

[**Caucheteur 2005**] C. Caucheteur, et P.Mégret, « Demodulation technique for weakly tilted fiber Bragg gratings refractometer », *IEEE Photon. Technol. Lett.* 17, 2703 (2005).

[**Caucheteur 2015**] C. Caucheteur, V. Voisin, et J. Albert, "Near-infrared grating-assisted SPR optical fiber sensors : design rules for ultimate refractometric sensitivity", *Opt. Express* 23, 2918 (2015).

[**Caucheteur 2016**] Caucheteur Christophe, Gonzalez Vila Alvaro, Chikh-Bled Hicham, Lasri Boumediène, Kinet Damien, Chah Karima, "Temperature influence on the cladding mode

distribution in highly localized point-by-point fibre Bragg gratings" in "Sixth European Workshop in Optical Fiber Sensors (EWOFS) 2016" , 991629-991629-4, Limerick, Irlande (2016).

**[Chah 2014]** K. Chah, V. Voisin, D. Kinet, et C. Caucheteur, « Surface plasmon resonance in eccentric femtosecond-laser-induced fiber Bragg gratings », *Opt. Lett.* 39, 6887 (2014).

**[Chikh-Bled 2016]** H. Chikh-Bled, K. Chah, A. Gonzalez-Vila, B. Lasri, et C. Caucheteur, “Behavior of femtosecond laser-induced eccentric fiber Bragg Grating at very high temperatures”, *Opt. Lett.* 41, No. 17, (2016).

**[Corning]** SMF-28e <http://www.corning.com/WorkArea/showcontent.aspx?id=15535>

## D

**[Duhem 2000]** O. Duhem and M. Douay, "Effect of UV-induced biréfringence on long-period-grating coupling characteristics," *Electronics Letters*, vol. 36, pp. 416-417, 2000.

**[Dossous 2002]** K. Dossou, S. LaRoche, and M. Fontaine, "Numerical analysis of the contribution of the transverse asymmetry in the photo-induced index change profile to the biréfringence of optical fiber," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 20, pp. 1463-1470, 2002.

**[Durr 2004]** F. Durr, H. G. Limberger, and R. P. Salathe “ Tomographic measurement of femtosecond-laser induced stress changes in optical fibers “ *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 84, No. 24, 14 June 2004.

## E

**[Erdogan 1994]** T. Erdogan and V. Mizrahi, "Characterization of UV-induced biréfringence in photosensitive Gedoped silica optical fibers," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 11, pp. 2100, 1994

## G

**[Guo 2016]** T. Guo, F. Liu, B. Guan et J. Albert, « Tilted fiber grating mechanical and biochemical sensors », *Opt & Laser technology* 78, 19 (2016).

**[Grobnc 2005]** D. Grobnc, S. J. Mihailov, C. W. Smelser, F. Genereux, G. Baldenberger et R. Vallee, “Bragg gratings made in reverse proton exchange lithium niobate waveguides with a femtosecond IR laser and a phase mask”, *IEEE Photonic Tech Lett*, Vol 17, pp 1453-1455, 2005

## H

[Hirao 1998] K. Hirao and K. Miura. Writing waveguides and gratings in silica and related materials by a femtosecond laser. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 239 :91–95, (1998).

[Huard 1993] Serge Huard, *Polarisation de la lumière* Edition Masson- (1993).

## I

[Innis 1994] . D. Inniss, Q. Zhong, A. M. Vengsarkar, W. A. Reed, S. G. Kosinski, and P. J. Lemaire, "Atomic force microscopy study of uv-induced anisotropy in hydrogen-loaded germanosilicate fibers," *Applied Physics Letters*, vol. 65, pp. 1528-1530, 1994.

## J

[Joindot 1996] Irène et Michèle Joindot *Les Télécommunications par fibres optiques* Dunod 1996.

[Jovanovic 2009] N. Jovanovic, J. Thomas, R. J. Williams, M. J. Steel, G. D. Marshall, A. Fuerbach, S. Nolte, A. Tünnermann, et M. J. Withford, “ Polarization-dependent effects in point-by-point fiber Bragg gratings enable simple, linearly polarized fiber lasers”, *Opt. Express* 17, 6082 (2009).

## K

[Kalli 2015] K. Kalli, C. Riziotis, A. Prossopis, C. Markos, C. Koutsides, S. Ambran, A. S. Webb, C. Holmes, J. C. Gates, J. K. Sahu, et P. G. R. Smith, “Flat fibre and femtosecond laser technology as a novel photonic integration platform for optofluidic based biosensing devices and lab-on-chip applications: Current results and future perspectives”, *Sens. Actuat, B* 209, 1030 (2015).

[Koutsides 2011] C. Koutsides, K. Kalli, D. J. Webb et L. Zhang, “Characterizing femtosecond laser inscribed Bragg grating spectra”, *Opt. Express*, Vol 19, pp. 342-352, (2011).

## M

[Martinez 2004] A. Martinez, M. Dubov, I. Khrushchev, et I. Bennion, “Direct writing of fibre Bragg gratings by femtosecond laser”, *Electron. Lett.* 40, 1170 (2004).

[Martinez 2005] A. Martinez, I. Y. Khrushchev et I. Bennion, “Thermal properties of fibre Bragg gratings inscribed point-by-point by infrared laser”, *Electron. Lett.* 41, 4 (2005).

**[Martinez 2006]** A. Martinez, M. Dubov, I. Khrushchev, et I. Bennion "Photoinduced modifications in fiber gratings inscribed directly by infrared femtosecond irradiation", IEEE Photonics Technol 18, 21 (2006).

**[Meyer 1996]** T. Meyer, P. A. Nicati, P. A. Robert, D. Varelas, H. G. Limberger, et R. P. Salathé, « Reversibility of photoinduced birefringence in ultralow-birefringence fibers », Opt. Lett, Vol, 21, p1661-1663, 1996.

**[Marshall 2010]** G. D. Marshall, R. J. Williams, N. Jovanovic, M. J. Steel, et M. J. Withford, "Point-by-point written fiber-Bragg gratings and their application in complex grating designs", Opt. Express 18, 19844 (2010).

## R

**[Russel 1990]** P. St. J Russel, et D. P. Hand, « Rocking filter formation in photosensitive high birefringence optical fibre », Electron. Lett, 26, p1846-1848, 1990.

**[Renner 2001]** H. Renner. "Effective-index increase, form biréfringence and transition losses in UV-sideilluminated photosensitive fibers," *Optics Express*, vol. 9, pp. 546-560, 2001

## S

**[Shibata 1981]** N. SHIBATA, S. SHIBATA, et T. EDAHIRO. - Refractive Index Dispersion of Lightguide Glasses at High Temperature. - *Electron. Lett.*, 17(8) :311—311 – (1981).

## T

**[Thomas 2012]** J. Thomas, N. Jovanovic, R. G. Krämer, G. D. Marshall, M. J. Withford, A. Tünnermann, S. Nolte et M. J. Steel, "Cladding mode coupling in highly localized fiber Bragg gratings II: Complete vectoriel analysis", Opt. Express 20, 21434 (2012).

## V

**[Vengsarkar 1994]** M. Vengsarkar, Q. Zhong, D. Inniss, W. A. Reed, J. Lemaire et G. Kosinski, « Birefringence reduction in side-written photoinduced fiber devices by a dual-exposure method », Opt. Lett, Vol. 19, pp 1260-1262, 1994.

**[Vengsarkar 1996]** A. M. Vangarkar, P. J. Lemaire, J. B. judkins, V. Bhatia, T. Erdogan et J. E. Sipes, « Long-period fiber gratings as band rejection filters », Journal of lightwave Tech, Vol 14, pp. 58-65, 1996.

**[Voisin 2014]** Plasmonic optical fiber grating sensors from system analysis to biochemical and mechanical sensing.

## Conclusion générale et perspectives

---

Les capteurs basés sur la technologie des réseaux de Bragg peuvent être intégrés aux structures civiles, à l'aéronautiques, aux navires, aux oléoducs et à de nombreux autres ouvrages afin d'y détecter par exemple la température, ou bien les contraintes.

Les travaux réalisés au cours de cette thèse nous ont permis de développer des transducteurs dans le domaine de la réfractométrie, et des capteurs de hautes températures. Ils combinent la technologie des FBG excentriques inscrits par laser femtoseconde Point-Par-Point (PbP), et les réseaux TFBG inscrits par masque de phase en utilisant un laser Argon.

La première technique qui nous a permis d'inscrire les TFBG est celle du masque de phase. Pour cela, on a utilisé un Laser à Argon ionisé fonctionnant en continu avec une puissance moyenne de 60 mW. La longueur d'onde du faisceau est de  $\lambda_{UV} = 244$  nm.

La deuxième technique d'inscription utilise un laser femtoseconde Point-Par-Point ou PbP (Point-by-Point) opérant à 800 nm. Nous avons décrit, et présenter en détail le dispositif, et les protocoles expérimentaux utilisés, en donnant une importance aux paramètres les plus critiques. On s'est intéressé particulièrement à l'inscription des réseaux de Bragg à pas courts excentriques, c'est-à-dire des réseaux de Bragg qui ne sont pas gravés suivant l'axe de symétrie de l'axe de la fibre optique, mais à proximité de la gaine optique. C'est l'un des aspects novateurs de la technique de fabrication présentée dans cette thèse que sont les réseaux de Bragg excentriques. Ce type de réseau particulier a une réponse spectrale semblable à celui d'un TFBG.

Les techniques d'interrogation que nous avons choisi pour exploiter la sensibilité spectrale des TFBG à la variation du milieu extérieur lorsque  $n_{ext} < n_g$  est l'utilisation des techniques du suivi spectral, et celle du suivi de l'amplitude dans une gamme étroite de longueurs d'ondes appartenant à l'intervalle [1525-1610] nm. L'implémentation d'algorithmes spécifiques pour les 2 techniques d'interrogation dans une gamme étroite nous ont permis de faire une comparaison très fine en termes de sensibilité, et de résolution spectrale.

Le premier prototype qu'on a réalisé est un dispositif réfractométrique. Une étude de faisabilité en termes de sensibilité de la résonance de Bragg à l'indice de réfraction, et de gamme de mesure a été mise en œuvre.

Le liquide à analyser est une solution salée LiCl qu'on a dilué afin de faire varier son indice de réfraction. A chaque étape de dilution, on fait une mesure de l'indice de réfraction de la solution à l'aide d'un réfractomètre d'Abbe de marque Reichert AR200, et dont la résolution est de  $10^{-4}$  RIU (Refractive Index Unit). La gamme des indices de réfraction de la solution aqueuse est comprise dans l'intervalle [1,3665-1,3717].

Les applications potentielles pour la mesure d'indice de réfraction se situent dans le domaine de la biologie comme: la détection d'analytes cibles *via* la biofonctionnalisation.

Le deuxième prototype innovant réalisé est un capteur de hautes températures basé sur les propriétés de biréfringence. Il est constitué d'une fibre de communication SMF-28 d'une longueur de 50 mm, sur laquelle a été inscrit un réseau de Bragg à pas courts (FBG) excentrique par laser femtoseconde IR Point-par-Point (PbP) à la longueur d'onde de 800 nm. L'évolution de la biréfringence des réseaux de Bragg photo-inscrits a été analysée en tenant compte de la polarisation de la lumière. Une sensibilité maximale de l'ordre de 14.732 pm/°C pour la polarisation -S a été obtenue, et qui correspond au mode de cœur (mode de Bragg).

Une sensibilité maximale de l'ordre de  $14.694 \text{ pm}/^\circ\text{C}$  pour la polarisation  $-P$  a été obtenue, et qui correspond au mode de cœur (mode de Bragg).

Comme perspectives à ce travail on peut citer :

- Développement, et mise en œuvre de plateformes technologiques innovantes pour la détection photonique sur le concept de Laboratoire sur fibre.
- Développement de nouveaux capteurs photoniques interrogeables à distance, ayant une réponse rapide, une haute sensibilité, un rapport signal-bruit optimisé, et à faible coût.
- Développement de nouveaux capteurs à fibres optiques en Saphir, et fonctionnant à des températures extrêmes allant jusqu'à  $2000^\circ\text{C}$

## Références bibliographiques

---

## A

[Agrawal 2002] G.P. Agrawal, « Fiber optic communication systems », Wiley & Sons, New York (2002).

[Assad 2008] Cours Télécommunications Optiques. 2008

[Alam 2013] M. Z. Alam, et J. Albert, “Selective excitation of radially and azimuthally polarized optical fiber cladding modes”, J. Lightwave Technol. 31, 3167 (2013).

[Albert 2013] J. Albert, L. Shao et C. Caucheteur, “Tilted fiber Bragg gratings sensors”, Laser Photonics Review 7, 83 (2013).

[Azzam 1977] R.M.A. Azzam et N.M. Bashara. *Ellipsometry and Polarized Light*. North-Holland, (1977).

## B

[Baker 2004] W Baker, I. McKenzie & R. Jones. “Development of life extension strategies for Austrian military aircraft using structural health monitoring of composite repairs and joints “composite repairs and joints. Composite Structures, vol. 66, no. 1-4, pages 133-143 (2004).

[Bures 2008] J. Bures “ Optique guidée “ Presses internationales Polytechniques, (2008).

[Bhatia 1996] V. Bhatia et A. M. Vengsarkar. Optical fiber long-period grating sensors. Opt. Lett., 21 :692–694, 1996

[Belhadj 2008] Belhadj Nezih “Modélisation vectorielle de la biréfringence photoinduite observée dans les réseaux photoinscrits « PHD, université de Laval – (2008).

[Belhadj 2004] N. Belhadj, S. LaRoche, et K. Dossou, “Form birefringence in UVexposed photosensitive fibers computed using a higher order finite element method,” Optics Express, vol. 12, no. 8, pp. 1720–1726, (2004).

[Bette 2008] Sébastien Bette, « Contribution à l’étude des propriétés spectrales des réseaux de Bragg fibrés : analyse et exploitation des propriétés de polarisation » Thèse de Doctorat, Faculté Polytechnique de Mons. (2008).

[Bandyopadhyay 2008] S. Bandyopadhyay, J. Canning, M. Stevenson et K. Cook, “Ultra-high temperature regenerated gratings in boron-codoped germanosilicate optical fiber using 193 nm”, Opt. Lett. 33, 1917 (2008).

## C

[Captiven 2014] www.captiven.fr

[Chan 2006] T.H.T. Chan, L. Yua, H.Y. Tam, Y.Q. Ni, S.Y. Liu, W.H. Chung & L.K. Cheng « *Fiber Bragg grating sensors for structural health monitoring of Tsing Ma bridge* :

*Background and experimental observation*. Engineering Structures, vol. 28, pages 648–659, (2006).

[**Caucheteur 2013**] C. Caucheteur « Biocapteurs plasmoniques sur fibre optique » Techniques de l'ingénieur, (2013).

[**Cementys**] <http://www.cementys.com/technologies/capteurs-fibre-optique/>

[**Caucheteur 2013**] Christophe Caucheteur, Valérie Voisin and Patrice Mégret « Light Polarization-Assisted Sensing with Tilted Fiber Bragg Gratings ”*The Open Optics Journal*, 7, (Suppl-1, M6) 95-103 – (2013).

[**Chen 2004**] X. Chen, K. Zhou, L. Zhang and I. Bennion, “Optical chemsensors utilizing Long Period fiber gratings UV-inscribed in D-fiber with enhanced sensitivity through cladding etching,” *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16** (5) 1352-1354 (2004).

[**Chikh-Bled 2016**] Hicham Chikh-Bled, Karima Chah, Alvaro Gonzalez-Villa, Boumediène Lasri, and Christophe Caucheteur “ Behavior of femtosecond laser-induced eccentric fiber Bragg gratings at very high temperatures” *Optics Letters*, Vol.41, Issue 17, pp. 4048-4051, (2016).

[**Caucheteur 2005**] C. Caucheteur, et P.Mégret, « Demodulation technique for weakly tilted fiber Bragg gratings refractometer », *IEEE Photon. Technol. Lett.* 17, 2703 (2005).

[**Caucheteur 2015**] C. Caucheteur, V. Voisin, et J. Albert, “Near-infrared grating-assisted SPR optical fiber sensors : design rules for ultimate refractometric sensitivity”, *Opt. Express* 23, 2918 (2015).

[**Caucheteur 2016**] Caucheteur Christophe, Gonzalez Vila Alvaro, Chikh-Bled Hicham, Lasri Boumediène, Kinet Damien, Chah Karima, "Temperature influence on the cladding mode distribution in highly localized point-by-point fibre Bragg gratings" in "Sixth European Workshop in Optical Fiber Sensors (EWOFS) 2016" , 991629-991629-4, Limerick, Irlande (2016).

[**Chah 2014**] K. Chah, V. Voisin, D. Kinet, et C. Caucheteur, « Surface plasmon resonance in eccentric femtosecond-laser-induced fiber Bragg gratings », *Opt. Lett.* 39, 6887 (2014).

[**Corning**] SMF-28e <http://www.corning.com/WorkArea/showcontent.aspx?id=15535>

## D

[**Demirel 2009**] Demirel Mustafa « Contribution à l’optimisation des mesures de température et de déformations par fibre optique à réseau de Bragg : application au procédé de fabrication des composites par infusion de résine » Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint- Etienne, (2009).

[**Dupont 2002**] James Dupont. « Comportements de capteurs à fibres optiques, noyés ou fixés En surface d’ouvrage en béton » Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Ponts et Chaussées, Paris/Marne-la-Vallée, (2002).

**[Diaa Baiad 2014]** M. Diaa Baiad 2014, “ Surface plasmon resonance sensor interrogation with cladding modes excited by tilted fiber bragg grating”, PHD ,Ecole Polytechnique de Montréal, (2014).

**[Duhem 2000]** O. Duhem and M. Douay, "Effect of UV-induced biréfringence on long-period-grating coupling characteristics," *Electronics Letters*, vol. 36, pp. 416-417, 2000.

**[Dossous 2002]** K. Dossou, S. LaRochelle, and M. Fontaine, "Numerical analysis of the contribution of the transverse asymmetry in the photo-induced index change profile to the biréfringence of optical fiber," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 20, pp. 1463-1470, 2002.

**[Durr 2004]** F. Durr, H. G. Limberger, and R. P. Salathe “ Tomographic measurement of femtosecond-laser induced stress changes in optical fibers “ *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 84, No. 24, 14 June 2004.

**[Duhem 2000]** O. Duhem and M. Douay, "Effect of UV-induced biréfringence on long-period-grating coupling characteristics," *Electronics Letters*, vol. 36, pp. 416-417, 2000.

**[Dossous 2002]** K. Dossou, S. LaRochelle, and M. Fontaine, "Numerical analysis of the contribution of the transverse asymmetry in the photo-induced index change profile to the biréfringence of optical fiber," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 20, pp. 1463-1470, 2002.

**[Durr 2004]** F. Durr, H. G. Limberger, and R. P. Salathe “ Tomographic measurement of femtosecond-laser induced stress changes in optical fibers “ *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 84, No. 24, 14 June 2004.

## E

**[Erdogan 1997]** T.Erdogan, “Fiber grating spectra”, *Journal of lightwave Technology*, Vol. 15,pp. 1277-1294, 1997.

**[Erdogan 1994]** T. Erdogan and V. Mizrahi, "Characterization of UV-induced biréfringence in photosensitive Gedoped silica optical fibers," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 11, pp. 2100, 1994

## F

**[Ferdinand 2014]** Pierre Ferdinand « Les capteurs à fibres optiques en Chine « Journées Nationales d’Optique Guidée JNOG – (2014).

**[Ferdinand 2006]** Pierre Ferdinand « Applications des Capteurs à Fibres Optiques au Biomédical » Journées photoniques et sciences du vivant – ESPCSI. (2006).

**[Ferdinand 2008]** Pierre Ferdinand « Réseaux de capteurs à fibres optiques – Mesures et multiplexage « Techniques de l’ingénieur, traité Mesures et contrôle – R460v2- (2008).

**[Ferreti 1996]** Ferreti Marc « Capteurs à fibres optiques « Techniques de l’ingénieur, traité Mesures et contrôle – R415- (1996).

**[Farcy 1993]** R. Farcy « Applications des lasers » Editions Masson (1993).

[**Ferdinand 2008**] « Réseaux de capteurs à fibres optiques » Techniques de l'Ingénieur.

## G

[**Ghorai 2005**] S.K. Ghorai, D. Kumar, B.K. Hura, « Strain measurement in a Mach-Zehnder fiber interferometer using genetic algorithm » Sensors and Actuators A.122, (2005).

[**Grattan 2000**] K. T. V. Grattan, T. Sun Dr., « Fiber optic sensor technology : an overview » , Sensors and Actuators A: Physical, Vol. 82, pp 40-61, 2000.

[**Guo 2016**] T. Guo, F. Liu, B. Guan et J. Albert, « Tilted fiber grating mechanical and biochemical sensors », Opt & Laser technology 78, 19 (2016).

[**Grobnc 2005**] D. Grobnc, S. J. Mihailov, C. W. Smelser, F. Genereux, G. Baldenberger et R. Vallee, "Bragg gratings made in reverse proton exchange lithium niobate waveguides with a femtosecond IR laser and a phase mask", IEEE Photonic Tech Lett, Vol 17, pp 1453-1455, 2005

## H

[**Heo 2006**] J.S. Heo, J.H. Chung & J.J. Lee. "Tactile sensor arrays using fiber Bragg grating grating sensors". Sensors and Actuators, vol. 126, pages 312–327, (2006).

[**Hill 1993**] K.O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D.C. Johnson et J. Albert. Erratum: Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask. Applied Physics Letters, vol. 63, page 424, (1993).

[**Homola 1997**] J. Homola, On the sensitivity of surface plasmon resonance sensors with spectral interrogation, Sensors and Actuators B 41 207-211 (1997).

[**Hirao 1998**] K. Hirao and K. Miura. Writing waveguides and gratings in silica and related materials by a femtosecond laser. Journal of Non-Crystalline Solids, 239 :91–95, (1998).

[**Hirao 1998**] K. Hirao and K. Miura. Writing waveguides and gratings in silica and related materials by a femtosecond laser. Journal of Non-Crystalline Solids, 239 :91–95, (1998).

[**Huard 1993**] Serge Huard, Polarisation de la lumière Edition Masson- (1993).

## I

[**Innis 1994**] . D. Inniss, Q. Zhong, A. M. Vengsarkar, W. A. Reed, S. G. Kosinski, and P. J. Lemaire, "Atomic force microscopy study of uv-induced anisotropy in hydrogen-loaded germanosilicate fibers," *Applied Physics Letters*, vol. 65, pp. 1528-1530, 1994.

## J

[**James 2003**] S. W. JAMES AND R. P. TATAM, " Optical fibre long-period grating sensors: characteristics and application," Review Article *Meas. Sci. Technol.* **14** (5) R49-R61 (2003).

**[Joindot 1996]** Irène et Michèle Joindot *Les Télécommunications par fibres optiques* Dunod 1996.

**[Jovanovic 2009]** N. Jovanovic, J. Thomas, R. J. Williams, M. J. Steel, G. D. Marshall, A. Fuerbach, S. Nolte, A. Tünnermann, et M. J. Withford, “Polarization-dependent effects in point-by-point fiber Bragg gratings enable simple, linearly polarized fiber lasers”, *Opt. Express* 17, 6082 (2009).

## K

**[Kashyap 1999]** R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*, Academic Press, 1999.

**[Keiser 2000]** G. Keiser. *Optical Fiber Communications*. Boston Mc Graw Hill, 2000.

**[Kersey 1999]** A.D. Kersey & H.J. Patrick. *Hybrid fiber bragg grating/long period fiber grating sensor for strain/temperature discrimination*, August 31 1999. US Patent 5,945,666.

**[Krol 2000]** M.F. Krol. *Dual wavelength interrogation sensor employing long-period gratings*, June 13 2000. US Patent 6,075,907.

**[Kashyap 1999]** R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*, Academic Press, 1999.

**[Kersey 1992]** A. D. KERSEY et T. A. BERKOFF.- Fiber Grating-Based Sensing System with Interferometric Wavelength-Shift Detection. - *United States Patent*, (5361130), Novembre 1992.

**[Kersey\_1 1992]** A. D. KERSEY, T. A. BERKOFF, et W. W. MOREY.- High-Resolution Fibre-Grating Based Strain Sensor With Interferometric Wavelength-Shift Detection. - *Electron. Lett.*, 28(3) :236-238, Janvier 1992.

**[Kalli 2015]** K. Kalli, C. Riziotis, A. Prosporidis, C. Markos, C. Koutsides, S. Ambran, A. S. Webb, C. Holmes, J. C. Gates, J. K. Sahu, et P. G. R. Smith, “Flat fibre and femtosecond laser technology as a novel photonic integration platform for optofluidic based biosensing devices and lab-on-chip applications: Current results and future perspectives”, *Sens. Actuat, B* 209, 1030 (2015).

**[Koutsides 2011]** C. Koutsides, K. Kalli, D. J. Webb et L. Zhang, “Characterizing femtosecond laser inscribed Bragg grating spectra”, *Opt. Express*, Vol 19, pp. 342-352, (2011).

## L

**[Lecoy 2016]** Pierre Lecoy “Les fibres optiques en capteurs et en instrumentation “La revue 3EI No85 – (2016)

**[Lee 2003]** B. Lee “Review of the present status of optical fiber sensors” *Optical Fiber Technology*, 9, pp. 57-59, (2003).

**[Lebrun 2011]** A. Lebrun “Modélisation d’un capteur à fibres optiques de modulation de polarisation pour la détection de vibrations sismiques” Thèse de l’université de Strasbourg (2011).

**[Laffont 2000]** G. Laffont et P. Ferdinand, « Réfractomètre à réseaux de Bragg à traits inclinés » Brevet d'invention (2000).

**[Laffont 2001]** G. LAFFONT, “ Etude et développement de transducteurs et systèmes de mesure à réseaux de Bragg à traits inclinés photoinscrits dans des fibres optiques monomodes,” *PhD thesis*, Université de Lille, (2001).

## M

**[Marshall 2010]** G. D. Marshall, Robert J. Williams, Nemanja Jovanovic, . M. J. Steel and Michael J. Withford, “Point-by-point written fiber-Bragg gratings and their application in complex grating designs “*Optics expres* , Vol. 18, No. 19 , (2010).

**[Martinez 2005]** Martinez A., Khrushchev I. and Bennion I., "Thermal properties of fibre Bragg gratings inscribed point-by-point by infrared femtosecond laser," *Electron. Lett.* 41,176 (2005).

**[Martinez 2006]** Martinez A., Dubov M., Khrushchev I. and Bennion I., "Photoinduced modifications in fiber gratings inscribed directly by infrared femtosecond irradiation," *IEEE Photon. Technol. Lett.* 18, 2266 (2006).

**[Martinez\_1 2006]** Martinez A., Khrushchev I. and Bennion I., "Direct inscription of Bragg gratings in coated fibers by an infrared femtosecond laser," *Opt. Lett.* 31, 1603 (2006).

**[Malo 1993]** B. Malo, K. O. Hill, F. Bilodeau, D. C. Johnson, J. Albert, “ Point by point fabrication of micro-Bragg gratings in photosensitive fibre using single excimer pulse refractive index modification techniques” *Elec. Lett.* 29 (18), pp 1668-1669, (1993).

**[Marcuse 1974]** D. Marcuse “ Theory of dielectric optical waveguides “ Academic press, (1974).

**[Martinez 2004]** A. Martinez, M. Dubov, I. Khrushchev, et I. Bennion, “Direct writing of fibre Bragg gratings by femtosecond laser”, *Electron. Lett.* 40, 1170 (2004).

**[Meyer 1996]** T. Meyer, P. A. Nicati, P. A. Robert, D. Varelas, H. G. Limberger, et R. P. Salathé, « Reversibility of photoinduced birefringence in ultralow-birefringence fibers », *Opt. Lett*, Vol, 21, p1661-1663, 1990.

**[Marshall 2010]** G. D. Marshall, R. J. Williams, N. Jovanovic, M. J. Steel, et M. J. Withford, “Point-by-point written fiber-Bragg gratings and their application in complex grating designs”, *Opt. Express* 18, 19844 (2010).

## N

**[Nexans]** [http://www.nexans.fr/eservice/France/fr\\_FR/navigate\\_266054/Cables\\_de\\_surveillance\\_a\\_fibres\\_optiques\\_y\\_compris\\_sous\\_marins.html](http://www.nexans.fr/eservice/France/fr_FR/navigate_266054/Cables_de_surveillance_a_fibres_optiques_y_compris_sous_marins.html)

[**Nikogosyan 2006**] D. N. Nikogosyan. Long-period gratings in a standard telecom fibre fabricated by highintensity femtosecond UV and near-UV laser pulses. *Meas. Sci. Technol.*, 17 :960–967, (2006).

## O

[**Othonos 1999**] A. Othonos and K. Kalli, *Fiber Bragg Grating, Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing*. Boston: Artech House, 1999.

## P

[http://www.igigroup.com/st/pages/photonic\\_sensor\\_report.html](http://www.igigroup.com/st/pages/photonic_sensor_report.html)

[**Pigeon 1991**] Pigeon F, Mure- Ravaud A, Veillas C, Gagnaire H, “ Utilisation d’une fibre optique unimodale standard à la detection de vibrations mécaniques” OFS’8 Conference- Monterey Californie USA (1992).

[**Pocholle 1993**] J.P. Pocholle, « L’optique guidée monomode et ses applications » Thomson CSF, Ed Masson. (1993).

[**Patrick 1998**] H. J. PATRICK, A. D. KERSEY AND F. BUCHOLTZ, “Analysis of the response of long period fiber gratings to external index of refraction,” *J. Lighthwave Tech.* **16** (9), pp 1606-1612 – (1998).

[**Phan Huy 2006**] Minh Châu Phan Huy « Développement de composants transducteurs et de dispositifs aux fonctionnalités innovantes fondés sur la technologie des fibres microstructurées et des réseaux de Bragg « Thèse de Doctorat de l’université de Limoges – (2006).

## R

[**Rao 1998**] Y.J. Rao, D.J. Webb, D.A. Jackson, L. Zhang & I. Bennion. « *Optical In- Fiber Bragg Grating Sensor Systems for Medical Applications*. *Journal of Biomedical Optics*, Vol.3, p.38, (1998).

[**Russel 1990**] P. St. J Russel, et D. P. Hand, « Rocking filter formation in photosensitive high birefringence optical fibre », *Electron. Lett*, 26, p1846-1848, 1990.

[**Renner 2001**] H. Renner. "Effective-index increase, form biréfringence and transition losses in UV-sideilluminated photosensitive fibers," *Optics Express*, vol. 9, pp. 546-560, 2001

## S

[**Sikali 2012**] Sikali Mamdem Yolande « Capteurs à fibres optiques répartis par effet Brillouin séparation de la dépendance à la température et à la déformation » Thèse de Doctorat Ecole Nationale de Télécommunications (2012).

[**Skaar 2000**] J. Skaar, “Synthesis and characterization of fiber Bragg gratings”, 2000.

[**Shu 2002**] X. Shu, L. Zhang, and I. Bennion, “Sensitivity characteristics of long-period fiber gratings,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 20, no. 2, pp. 255–266, 2002.

[**Shibata 1981**] N. SHIBATA, S. SHIBATA, et T. EDAHIRO. - Refractive Index Dispersion of Lightguide Glasses at High Temperature. - *Electron. Lett.*, 17(8) :311—311 – (1981).

[**Sharma 2006**] A. Sharma, B. Gupta, Fibre-optic sensor based on surface plasmon resonance with Ag–Au alloy nanoparticle films, *Nanotechnology* 17 124–131 (2006)

## T

[**Tech Anticipia 2013**] <http://www.technopole-anticipa.com/IMG/pdf/PresOffreCapteur-2.pdf>

[**Thomas 2012**] J. Thomas, N. Jovanovic, R. G. Krämer, G. D. Marshall, M. J. Withford, A. Tünnermann, S. Nolte et M. J. Steel, “Cladding mode coupling in highly localized fiber Bragg gratings II: Complete vectoriel analysis”, *Opt. Express* 20, 21434 (2012).

## V

[**Vengsarkar 1996**] A. M. Vengsarkar, P. J. Lemaire, J. B. Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan, J. E. Sipe, « Long-period fiber gratings as band-rejection filters », *Journal of lightwave technology*”, Vol 14, pp 58-65, 1996.

## Y

[**Yuan 2000**] Li-bo Yuan, Li-min Zhou, Jong-Sheng Wu, “Fiber optic temperature sensor with duplex Michelson interferometric techniques” *Sensors and Actuators*, 86, (2000).

## Z

[**Zhou 2005**] K. ZHOU , X. CHEN, L. ZHANG AND I. BENNION, “ Optical chemsensors based on etched fibre Bragg gratings in D-shape and multimode fibres,” *Proc. 17th Int. Conf. on Optical Fibre Sensors* (Bruges), pp 158-161 (2005).



## Résumé

Cette thèse concerne l'étude et le développement des Capteurs à Fibres Optiques (CFO) basés sur la technologie des réseaux de Bragg. Ce type de capteurs bénéficie des avantages des CFO, ainsi que des capteurs fibrés : immunité aux perturbations électromagnétiques, isolation électrique, résistance aux températures élevées, ainsi qu'aux fortes irradiations.

Le premier prototype réalisé est un réfractomètre dans lequel le transducteur est un réseau de Bragg à traits inclinés (TFBG) inscrit par masque de phase avec un laser Argon UV dans une fibre optique SMF-28 à la longueur d'onde de 244 nm. Une étude de faisabilité en termes de sensibilité de la résonance de Bragg à l'indice de réfraction, et de gamme de mesure a été mise en œuvre. Une sensibilité de l'ordre de 3094 dBm/RIU a été mesurée par la technique du suivi de l'amplitude, tandis qu'une sensibilité de l'ordre de 21.25 nm/RIU a été obtenue par la technique d'interrogation du suivi spectral.

## Abstract

This thesis concerns the study and development of Optical Fiber Sensors (OFS) based on Bragg grating technology. This type of sensor benefits from the advantages of (OFS) as well as those of fiber-optic sensors: immunity against electromagnetic disturbances, electrical insulation, resistance to high temperatures and strong irradiation.

The first prototype carried out is a refractometer in which the transducer is an inclined line Bragg grating (TFBG) inscribed by a phase mask with an Argon UV laser in an SMF-28 optical fiber at a wavelength of 244 nm. A feasibility study in terms of sensitivity of the Bragg resonance to the refractive index and measurement range has been implemented. A sensitivity of 3094 dBm / RIU was measured by the amplitude tracking technique, while a sensitivity of 21.25 nm/RIU was obtained by the spectral tracking interrogation technique.

The second innovative prototype carried out is a high temperature sensor based on

Le deuxième prototype innovant réalisé est un capteur de hautes températures basé sur les propriétés de biréfringence. Il est constitué d'une fibre de communication SMF-28 d'une longueur de 50 mm, sur laquelle a été inscrit un réseau de Bragg à pas courts (FBG) excentrique par laser femtoseconde IR Point-par-Point (PbP) à la longueur d'onde de 800 nm. L'évolution de la biréfringence des réseaux de Bragg photo-inscrits a été analysée en tenant compte de la polarisation de la lumière. Une sensibilité maximale de l'ordre de 14.732  $\mu\text{m}/^{\circ}\text{C}$  pour la polarisation -S a été obtenue, et qui correspond au mode de cœur (mode de Bragg). Une sensibilité maximale de l'ordre de 14.694  $\mu\text{m}/^{\circ}\text{C}$  pour la polarisation -P a été obtenue, et qui correspond au mode de cœur (mode de Bragg).

**Mots clés :** Capteur à fibre optique – Réseau de Bragg – FBG – TFBG – Réfractométrie – Capteur de températures – Biréfringence – Polarisation.

birefringence properties. It consists of a SMF-28 communication fiber with a length of 50 mm, on which it has been inscribed an eccentric short pitch Bragg grating (FBG) by Point-by-Point IR (PbP) femtosecond laser at wavelength of 800 nm. The evolution of the birefringence of the photo-inscribed Bragg grating was analyzed taking into account the polarization of the light. A maximum sensitivity of the order of 14,732  $\mu\text{m} / ^{\circ}\text{C}$  for the -S polarization has been obtained, which corresponds to the core mode (Bragg mode). A maximum sensitivity of the order of 14.694  $\mu\text{m} / ^{\circ}\text{C}$  for the polarization -P was obtained, which corresponds to the core mode (Bragg mode).

**Key- Words :** Fiber Optic sensor- Bragg grating- FBG- TFBG- Refractometry – Temperature sensor – Birefringence- Polarization.