

**UNIVERSITE DE LIMOGES**

**ECOLE DOCTORALE Sciences – Technologie – Santé**

**FACULTE des SCIENCES et TECHNIQUES**

**Xlim – Département Photonique**

**Thèse N° 22-2006**

**Thèse  
pour obtenir le grade de  
Docteur de l'Université de Limoges**

**Spécialité : Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique**

**présentée et soutenue par**

**Minh Châu PHAN HUY**

**le 14 juin 2006**

**Développement de composants transducteurs et de dispositifs  
aux fonctionnalités innovantes fondés sur la technologie  
des fibres microstructurées et des réseaux de Bragg**

**Thèse dirigée par Dominique PAGNOUX**

**JURY :**

**rapporteurs**

**M. Hans Limberger, Senior Research Scientist, EPFL, Lausanne**

**M. Youssef Ouerdane, Professeur, Laboratoire TSI, Université de Saint-Etienne**

**examineurs**

**M. Marc Douay, Professeur, Laboratoire IRCICA, Université de Lille**

**Mme Suzanne Lacroix, Professeure, Ecole Polytechnique, Montréal**

**Mme Véronique Dewynter-Marty, Ingénieure, CEA Saclay**

**M. Dominique Pagnoux, Chargé de recherche CNRS, Xlim, Limoges**

**invités**

**M. Eric Delevaque, Président, Directeur technique, Société Manlight SAS, Lannion**

**M. Bernard Dussardier, Chargé de recherche CNRS, LPMC, Nice**

**M. Philippe Roy, Chargé de recherche CNRS, Xlim, Limoges**



A Gérard et à ma famille,



## Remerciements

Mes travaux se sont déroulés dans le Laboratoire de Mesures Optiques au CEA Saclay. Je tiens à remercier Malgorzata Tkatchenko, chef du département DETECS. Je remercie chaleureusement Pierre Ferdinand de m'avoir accueillie au sein de son laboratoire, de m'avoir permis de découvrir le monde des fibres optiques et des réseaux de Bragg. J'ai eu la chance de le découvrir autrement (par exemple déguisé en Darth Vader) qu'en tant qu'enseignant du DESS où il nous donnait des cours et passait parfois ses transparents un peu trop rapidement.

Je remercie Youcef Ouerdane et Hans Limberger d'avoir accepté de rapporter cette thèse.

Je remercie Marc Douay et Susanne Lacroix ainsi qu'Eric Delevaque d'accepter de faire partie de mon jury de thèse.

Je tiens à remercier Dominique Pagnoux d'avoir dirigé ma thèse, d'avoir suivi les progressions malgré la distance et pour sa disponibilité.

Je remercie Véronique Marty-Dewynter, ma coordinatrice de thèse pour son aide, son dynamisme et sa vitalité.

Je remercie Guillaume Laffont de m'avoir initié à l'inscription des réseaux de Bragg point crucial pour cette thèse. Merci pour les conseils, les discussions, l'aide et aussi la patience dont il a fait preuve pendant ces trois années.

Je tiens à remercier les personnes qui ont contribué à la fabrication des fibres, car on a beau dire, mais sans eux il n'y aurait pas eu un début de thèse. Dans l'ordre de la conception d'une fibre, je remercie Bernard Dussardier pour le travail apporté dans la réalisation des incontournables préformes MCVD dopées germanium. Merci à Wilfried Blanc pour sa contribution et son implication dans la fabrication de ces mêmes barreaux, pour l'aide qu'il m'a apporté, pour les échanges de mails très instructifs et les discussions forts intéressantes, pour sa gaîté et son grand sens de l'humour qui m'ont valu le droit de ne pas être mise à la porte de leur laboratoire pendant mon très court séjour à Nice, malgré les boutades auxquels il a eu droit. Je remercie aussi Jean Marc Blondy pour son aide dans la conception des fibres microstructurées, ainsi que Philippe Roy qui a beaucoup contribué à la réalisation de ces fibres, merci pour les discussions intéressantes, les bonnes adresses de restaurants, son accueil, la pa-

tience et la bonne humeur dont il a fait preuve pendant les déplacements que j'ai pu effectuer à Limoges. Merci à tous d'avoir contribué à la fabrication de ces fibres qui ont ainsi pu hanter mes nuits.

Je remercie Rémy Parmentier qui a participé à la bonne avancée de la thèse, à ces bons moments passés à calculer des intégrales en binôme, calculs qui ont abouti après nous être arraché quelques cheveux.

Je remercie aussi Vesna Simic pour son aide, sa gentillesse et les discussions que nous avons eu. J'en aurai appris, à son contact, un peu plus sur les polymères.

Je tiens à remercier aussi Cécile Prudhomme pour sa bonne humeur, sa joie de vivre et d'avoir été à l'écoute. Elle m'a apporté de la fraîcheur au cours de ces trois années. Merci pour ces grands moments de fou rire inoubliables qui m'ont valu de sérieuses crampes au ventre, merci à toi, catalyseur de bonne humeur d'être bon public me permettant ainsi de me sentir drôle !

Merci aussi à Laureline Auger pour sa gentillesse, sa bonne humeur, ses encouragements et son soutien.

Je remercie par ordre alphabétique pour ne pas trop faire d'émule dans l'assemblée, les autres membres du laboratoire avec qui j'ai pu avoir des discussions très intéressantes, et qui ont contribué à la bonne ambiance de mon séjour dans le laboratoire : Jonathan Boussoir (qui m'a dépanné plus d'une fois sur la mise en place de mes expériences), Pierre-Jean Daniel (avec qui j'ai eu des discussions parfois très étonnantes et étranges), Yann Frignac (qui m'a fait rire plus d'une fois et m'a aidé à voir plus clair dans mes expériences et dans l'interprétation des résultats), Sylvain Magne (qui m'a rendu les 1824 cm<sup>2</sup> de ma table avant la fin de ma thèse, ce fut une lutte acharnée mais l'adversaire était de taille), Séverine Maguis (qui commence sa thèse et à qui je souhaite une belle thèse qui l'épanouira comme ça a été le cas pour moi), Laurent Maurin (seul autre gaucher du laboratoire, qui m'étonnera toujours par la vivacité de son cerveau, plus rapide qu'un train à grande vitesse), Stéphane Rougeault (qui m'a initié aux joies de la contrepétrie et m'a conseillé plus d'une fois) et Nicolas Roussel (notre coordinateur informatique qui a toujours réussi à résoudre mes problèmes informatiques avant que mon ordinateur ne passe par la fenêtre). Merci à vous d'avoir contribué à ma bonne intégration dans le laboratoire dans la joie et la bonne humeur !

Merci à mes amis qui ont été des oreilles patientes et compréhensives durant ces longues années et qui m'ont entouré de leur amitié, merci à ma Odé et son Rico, Pierrot, Zac, Hélène, David, Marco ...et j'en oublie, et merci aux personnes qui ont su m'encourager à faire une thèse.

Cảm ơn cho cộ̣t trụ của gia đìṇh Châu và gia đìṇh bạn Châu.

Et enfin, merci à Gérald, qui a fait preuve d'une grande patience, m'a aidé, écouté, épaulé, encouragé, soutenu, réconforté (il manque encore et encore des qualificatifs)...pendant ces trois années. Mais surtout il m'a supporté (dans tous les sens du terme) et me supporte encore (dans le mauvais sens du terme)... et pour moi cela reste et restera un grand mystère... que même la physique ne peut expliquer (et pourtant !).

Je remercie toutes ces personnes que j'ai pu enquiquiner avant, pendant toute la durée de ma thèse et que sans doute j'ennuierai encore après.

Cette thèse m'a permis d'une part d'apprendre énormément de choses d'un point de vue technique mais m'a fait découvrir des personnes très attachantes avec qui j'ai pu tisser des liens amicaux et qui m'ont permis de m'épanouir pendant toute la durée de ma thèse.



*“Je finis par trouver sacré le désordre de mon esprit.”*

Arthur Rimbaud



Ce travail s'inscrit dans le cadre du développement des Capteurs à Fibres Optiques fondés sur les fibres dites microstructurées. Les nombreux avantages inhérents à ces fibres spéciales issues de cette technologie innovante sont liés à la présence dans la gaine optique de canaux d'air parallèles à l'axe du guide. Tant les télécommunications que l'instrumentation peuvent tirer profit des nombreuses possibilités offertes par la conception 'à la demande' de ce type de guide, rendue possible par l'assemblage parallèle de tiges et de tubes de silice qui constituent autant de zones de la préforme à partir de laquelle sera réalisée la fibre microstructurée. Ainsi, il est envisageable d'utiliser l'interaction entre le champ électromagnétique de l'onde optique et les milieux liquides, voire solidifiés, présents dans lesdits canaux pour réaliser des transducteurs ou bien des modulateurs actifs de lumière par exemple. Au-delà, la conception de la fibre permet d'optimiser la sensibilité de mesure aux paramètres recherchés. Enfin, le recours à des réseaux de Bragg photo-inscrits dans le cœur de la fibre complète avantageusement la fonction transductrice des capteurs en rendant possible les mesures déportées et spectralement multiplexées.

Ce manuscrit décrit la photo-inscription d'un réseau de Bragg à pas court et à traits droits, ou à traits inclinés, dans une fibre microstructurée et l'étude de la sensibilité de sa résonance spectrale en fonction de l'indice de réfraction d'un milieu inséré dans les canaux de la fibre, et ce pour plusieurs conceptions de fibres. Le principe de la mesure est de suivre le décalage spectral de la raie de Bragg en fonction de l'indice de réfraction du milieu présent dans les canaux.

Dans un premier temps, une caractérisation des fibres microstructurées fabriquées par le consortium du projet MONTE CRISTO auquel cette recherche était adossée (fibre à 6 trous, puis à 18 trous), a été réalisée *via* l'inscription de réseaux de Bragg à traits droits et la comparaison entre les résultats expérimentaux d'une imagerie modale en bout de fibre avec ceux issus des modèles. Pour ce faire, en plus de l'utilisation du logiciel commercial FEMLab (de type éléments finis) un outil de simulation, fondé sur la méthode des fonctions localisées, a été mis en œuvre au sein du laboratoire. Celui-ci permet, en outre, de déterminer la sensibilité d'un profil de fibre donné à l'indice de réfraction du milieu dans les canaux (les sensibilités obtenues respectivement avec les fibres à 6 et 18 trous pour un produit présent dans les canaux d'indice de réfraction proche de 1,33 sont de  $4 \times 10^{-3}$  u.i.r/ pm et  $7 \times 10^{-4}$  u.i.r/ pm). Cet outil nous a ensuite permis de modéliser la conception d'un profil de fibre microstructurée spécifique constitué de trois gros canaux proches du cœur. Cette constitution améliore grandement l'interaction entre le champ électromagnétique et le milieu inséré et *in fine* accroît la sensibilité de la résonance de Bragg à l'indice de réfraction (sensibilité de  $3 \times 10^{-5}$  u.i.r/ pm pour un indice de réfraction de l'ordre de 1,33).

Dans un second temps, différents fluides d'indices de réfraction connus ont été introduits par capillarité dans les canaux de la fibre. L'évolution spectrale du réseau de Bragg photo-inscrit dans le cœur (dopée Ge) de la fibre microstructurée avec l'indice de réfraction a ainsi permis de déterminer finement la sensibilité de mesure. Une autre approche, fondée sur l'emploi d'un réseau de Bragg à traits inclinés a également été investiguée. Celle-ci, complémentaire de la première (consistant à modifier le profil de la fibre et donc ses caractéristiques optogéométriques), a permis, à nouveau, d'augmenter significativement la sensibilité de mesure en considérant l'évolution spectrale avec l'indice de réfraction d'un des modes d'ordre supérieur du réseau.

Au delà, un dispositif réfractométrique 'réversible' sur plusieurs cycles permettant l'insertion puis l'extraction de liquides à analyser dans les canaux de la fibre, a été développé et caractérisé, démontrant ainsi la faisabilité de l'approche globale de mesure d'indices au sein des fibres microstructurées.

En complément des mesures d'indice, une étude préliminaire a été réalisée afin de mettre en évidence la possibilité d'accroître la sensibilité thermique d'un réseau de Bragg à pas droits inscrit dans une fibre microstructurée, en insérant dans ses canaux un fluide dont l'indice est supérieur à une valeur 'seuil' fonction de la géométrie du guide. Ainsi il est possible de doubler la sensibilité thermique du réseau de Bragg, pour un profil de fibre et un indice de réfraction donné.

Ainsi, la voie est désormais ouverte à toute une ingénierie de capteurs mettant en œuvre : réseaux de Bragg (droits ou en angle), fibres microstructurées optimisées et dispositifs fluidiques d'insertion ou d'extraction des liquides transducteurs ou à analyser. Les domaines d'emploi potentiel recouvrent de nombreux secteurs comme la biologie, la chimie ou l'environnement.

### Mots-clés :

Réseaux de Bragg, fibres optiques microstructurées, indice de réfraction, capteurs, réfractométrie, modélisation



This work lies within the scope of optical fibers sensors development based on microstructured fibres. The inherent advantages of these special fibres, resulting from the innovative technology, are due to related to the presence of air channels within the cladding. Telecommunication industry as well as instrumentation can draw profit from possibilities offered by “custom” design of this type of guide, achieved through the stack of rods and silica capillaries, each of them constituting many zones of the preform from which would be manufactured microstructured fibers. Thus, it is possible to use the interaction between the electromagnetic field of the optical wave and the liquid medium, even solidified, present in the aforementioned channels to produce transducers or active light modulators for example. Beyond, fibre design makes it possible to optimize the measurement sensitivity to the required parameters. Finally, taking advantage of Bragg grating photowritten in the fibre core adds transducing functionality through spectrally multiplexed remote measurements.

This manuscript describes short-period Fiber Bragg Grating and Tilted Fiber Bragg Grating photowriting in a microstructured fiber and sensitivity study of its spectral resonance shift according to the refractive index of the medium inserted into the fiber holes, and this for several fiber designs. The principle of measurement is to follow the wavelength shift of Bragg resonance according to the refractive index of the medium inserted into the holes.

Initially, microstructured fiber characterization, manufactured through the MONTE CRISTO project consortium (6-hole fiber, then 18-hole fiber) was carried out through the Fiber Bragg grating photowriting and the cross comparison between experimental and simulation results of a modal analysis. So, adding to the commercial software FEMLab (finite-elements type) a dedicated simulation tool based on the localized function method has been developed. For a given design of hole geometry, it is possible to find out the sensitivity *versus* refractive index of the medium inserted in the channels (sensitivities obtained, respectively with 6 and 18-hole fibers, are  $4 \times 10^{-3}$  r.i.u/ pm and  $7 \times 10^{-4}$  r.i.u/ pm, with a refractive index close to 1,33). This tool allowed us to model and design a specific microstructured fibre made up of three large channels close to the core. This design of hole geometry largely improved the interaction between the electromagnetic field and the medium inserted and *in fine* increased the sensitivity of the Bragg grating resonance to the refractive index (sensitivity of  $3 \times 10^{-5}$  r.i.u/ pm for a refractive index close to 1,33).

In a second time, fluids with calibrated refractive index were inserted by capillarity into the fiber channels. The spectral evolution *versus* index of refraction of the Bragg grating photowritten in the Ge doped core microstructured fiber made it possible to determine precisely the spectral sensitivity to the refractive index. Another approach based on Tilted Fiber Bragg Grating was also investigated. This initiative (consisting in modifying the fibre profile and thus its optogeometric characteristics), as a complement to the first solution, allows to significantly increase the measurement sensitivity by considering the spectral evolution of one of the high order mode with the index of refraction.

Beyond, a multi-cycle ‘reversible’ refractometric device, allowing insertion and extraction of liquids to be analyzed in the fibre channels was developed and characterized, demonstrating the feasibility of the global solution of refractive index measurements with microstructured fibers.

In complement to index measurements, a preliminary study was carried out to highlight the possibility to increase the thermal sensitivity of a Fiber Bragg Grating photowritten in a microstructured fibre, while inserting into channels a fluid whose index is higher than a threshold value depending on hole geometry. As a consequence, doubling the thermal sensitivity of the Bragg grating is achievable for a fibre profile and a given refractive index.

In the future the way is wide open for a new type of sensors based on Fiber Bragg gratings (or Tilted Fiber Bragg gratings), optimized microstructured fibers and fluid devices to insert or extract liquids used as transducers themselves or to be analyzed. The fields of potential application cover numerous sectors such as biology, chemistry or environment analysis.

### **Keywords:**

Fiber Bragg Gratings, Microstructured Optical Fibers, refractive index, sensors, refractometry, modelling



# Table des matières

<b>Liste des tableaux .....</b>	<b>21</b>
<b>Liste des figures .....</b>	<b>23</b>
<b>Introduction .....</b>	<b>31</b>
<b>Partie I   Fibres optiques conventionnelles / Fibres à cristaux photoniques.....</b>	<b>37</b>
<b>Chapitre I   Généralités sur les Capteurs à Fibres Optiques .....</b>	<b>39</b>
<i>I.1   Fibre optique conventionnelle.....</i>	<i>39</i>
I.1.a   Principe.....	39
I.1.b   Equation de propagation.....	41
<i>I.2   Photosensibilité des fibres dopées au germanium .....</i>	<i>44</i>
I.2.a   Phénomène de photosensibilité .....	44
Modèle des centres colorés .....	45
Modèle de la relaxation des contraintes .....	46
Modèle de densification .....	46
I.2.b   Augmentation de la photosensibilité par hydrogénation.....	47
I.2.c   Luminescence du germanium sous illumination UV .....	47
<i>I.3   Les réseaux de Bragg, rappel historique .....</i>	<i>50</i>
I.3.a   Modes guidés, modes de gaine et modes radiatifs .....	50
I.3.b   Réseaux droits à pas courts .....	51
I.3.c   Réseaux à pas long .....	54
I.3.d   Réseaux à traits inclinés .....	55
<i>I.4   Transducteur à réseau de Bragg.....</i>	<i>58</i>
I.4.a   Sensibilité du réseau de Bragg à la température .....	58
I.4.b   Sensibilité du réseau de Bragg à l'allongement relatif.....	59
I.4.c   Sensibilité du réseau de Bragg à la pression hydrostatique .....	60
<i>I.5   Applications en réfractométrie.....</i>	<i>60</i>
I.5.a   Réseau de Bragg à pas long pour la mesure des indices de réfraction.....	60
I.5.b   Mesure d'indice de réfraction à l'aide d'un réseau de Bragg à traits inclinés (Réseau « en angle »).....	62
I.5.c   Fibre attaquée à l'acide fluorhydrique (HF).....	64

I.5.d	Fibre optique en D.....	65
<b>Chapitre II</b>	<b>Les Fibres à Cristal Photonique / microstructurées .....</b>	<b>67</b>
II.1	<i>Historique.....</i>	67
II.2	<i>Les fibres microstructurées .....</i>	69
II.2.a	L'indice effectif de gaine .....	70
II.2.b	Propriétés modales .....	71
II.2.c	Symétrie et dégénérescence des modes dans une fibre microstructurée .....	72
II.2.d	La biréfringence linéaire .....	74
II.2.e	Applications .....	75
II.3	<i>Réseaux de Bragg inscrits dans des fibres microstructurées.....</i>	77
II.3.a	Inscription de réseaux de Bragg dans des fibres microstructurées.....	77
II.3.b	Applications .....	79
<b>Chapitre III</b>	<b>Fabrication d'une fibre microstructurée.....</b>	<b>81</b>
III.1	<i>Préforme du cœur dopé germanium.....</i>	81
III.2	<i>Fabrication de la préforme de la fibre microstructurée et fibrage.....</i>	83
<b>Partie II</b>	<b>Modélisation des fibres microstructurées .....</b>	<b>89</b>
<b>Chapitre I</b>	<b>Méthode des fonctions localisées.....</b>	<b>91</b>
I.1	<i>Equation d'onde scalaire.....</i>	93
I.2	<i>Décomposition du champ modal et du profil d'indice de la fibre .....</i>	93
<b>Chapitre II</b>	<b>L'outil de simulation développé et sa validation .....</b>	<b>99</b>
II.1	<i>Outil de simulation développé fondé sur la méthode des fonctions localisées (LFM-Localized Functions Method).....</i>	99
II.1.a	Modélisation d'une fibre idéale.....	101
II.1.b	Modélisation d'une fibre réelle .....	104
II.2	<i>Validation de l'outil de simulation .....</i>	106
II.2.a	Validation de l'outil de simulation sur la base d'un profil idéal .....	107
II.2.b	Validation de l'outil de simulation sur la base d'un profil réel.....	108
II.3	<i>Conclusion.....</i>	110
<b>Chapitre III</b>	<b>Détermination des profils de fibre .....</b>	<b>111</b>
III.1	<i>Détermination de la variation d'indice effectif avec l'indice de réfraction du milieu inséré dans les canaux.....</i>	111
III.2	<i>Choix des profils de fibre .....</i>	113

III.3	<i>Conclusion</i> .....	116
<b>Partie III</b>	<b>Caractérisation des réseaux de Bragg inscrits dans des fibres microstructurées</b> .....	<b>117</b>
<b>Chapitre I</b>	<b>Inscription de réseaux de Bragg</b> .....	<b>119</b>
I.1	<i>Les fibres microstructurées</i> .....	119
I.2	<i>Bancs d'inscription</i> .....	123
I.2.a	Banc à miroir de Lloyd.....	123
I.2.b	Banc à masque de phase.....	125
I.3	<i>Réseaux de Bragg à traits droits inscrits dans le cœur d'une fibre microstructurée</i> .....	127
I.3.a	Couplage du signal provenant d'une fibre monomode vers une fibre microstructurée.....	127
I.3.b	Réglage du banc d'inscription .....	139
I.3.c	Inscription de réseaux à traits droits.....	140
I.4	<i>Inscription de réseaux à traits inclinés dans une fibre microstructurée</i> .....	146
I.4.a	Banc d'inscription : interféromètre à miroir de Lloyd.....	146
I.4.b	Réponse spectrale d'un réseau de Bragg à traits inclinés .....	147
I.5	<i>Conclusion</i> .....	148
<b>Chapitre II</b>	<b>Analyse modale</b> .....	<b>151</b>
II.1	<i>Banc d'imagerie modale</i> .....	151
II.1.a	Principe.....	151
II.1.b	Description du montage .....	151
II.2	<i>Comparaison entre les résultats du modèle et ceux fournis par l'imagerie modale</i> .....	152
II.2.a	Résultats de l'analyse modale pour la fibre à 18 trous .....	153
II.2.b	Résultats de l'analyse modale pour la fibre à 6 trous .....	154
II.2.c	Résultats de l'analyse modale pour la fibre à 3 trous .....	157
II.3	<i>Imagerie modale dans le cas d'un réseau de Bragg en angle inscrit dans la fibre microstructurée à 6 trous</i> .....	160
II.4	<i>Conclusion</i> .....	165

<b>Chapitre III Détermination de la sensibilité de la longueur d'onde de Bragg d'un réseau inscrit dans une fibre optique microstructurée à l'indice de réfraction du milieu présent dans les canaux.....</b>	<b>167</b>
<i>III.1 Sensibilité de la longueur d'onde de résonance d'un réseau de Bragg vis-à-vis de l'indice de réfraction, sur une grande plage d'indice de réfraction .....</i>	<i>168</i>
III.1.a Principe.....	168
III.1.b Insertion d'un liquide d'indice dans les canaux d'une fibre microstructurée ..	169
III.1.c Mesure de la sensibilité du pic de Bragg à l'indice de réfraction .....	172
III.1.d Sensibilité de la longueur d'onde de résonance d'un réseau de Bragg à traits droits à la valeur de l'indice de réfraction du liquide présent dans les canaux pour la fibre à 3 trous .....	175
<i>III.2 Résolution en « indice de réfraction » d'un réseau de Bragg à traits inclinés dans la fibre à 6 trous .....</i>	<i>177</i>
<i>III.3 Influence de la température sur la résonance de Bragg avec et sans la présence de liquide dans les canaux de la fibre.....</i>	<i>179</i>
III.3.a Principe.....	180
III.3.b Mesure de la sensibilité du pic de Bragg (fibre à vide).....	181
III.3.c Mesure fine de la sensibilité sur une gamme restreinte du pic de Bragg à la valeur de l'indice de réfraction du liquide inséré dans les canaux .....	183
<i>III.4 Conclusion.....</i>	<i>185</i>
<b>Partie IV Dispositifs à réseaux de Bragg.....</b>	<b>187</b>
<b>Chapitre I Réfractométrie : dispositif de mesure de l'indice de réfraction du milieu présent dans les canaux.....</b>	<b>189</b>
I.1 Principe.....	189
I.2 Description du dispositif.....	189
I.3 Expérience avec de l'eau comme liquide à analyser.....	194
I.4 Conclusion.....	196
<b>Chapitre II Etude préliminaire sur l'augmentation de la sensibilité de longueur d'onde de résonance de Bragg à la température .....</b>	<b>199</b>
II.1 Principe.....	200
II.2 Comment choisir l'indice de réfraction du liquide ? .....	200
II.3 Conclusion.....	208

<b>Conclusion</b>	.....	<b>211</b>
<b>Annexe</b>	.....	<b>217</b>
<b>Bibliographie</b>	.....	<b>221</b>
<b>Publications</b>	.....	<b>239</b>



## Liste des tableaux

<i>Tableau I-1 : Correspondance entre la désignation des modes LP et la désignation traditionnelle</i> .....	44
<i>Tableau I-2 : Résultat des calculs sur les 6 premiers modes se propageant dans la fibre microstructurée caractérisée par un pas de 2,3 <math>\mu\text{m}</math> et <math>d/\Lambda = 0,8</math>, à 633 nm (d'après, [43])</i> .....	73
<i>Tableau II-1 : Valeur de l'aire effective obtenue expérimentalement et par la méthode des éléments finis (FEM), à 633 nm dans une fibre microstructurée air/silice (<math>d= 0,5 \mu\text{m}</math> et <math>\Lambda=2 \mu\text{m}</math>), [113]</i> .....	107
<i>Tableau II-2 : Valeurs de l'aire effective et de l'indice effectif du mode fondamental obtenues avec l'outil de simulation fondé sur la méthode des fonctions localisées (LFM) mis en œuvre au laboratoire, pour différentes valeurs de F</i> .....	107
<i>Tableau II-3 : Caractéristiques optogéométriques de quatre fibres microstructurées...</i>	115
<i>Tableau III-1 : Paramètres de soudure donnés par Bourliaguet et al. pour souder une fibre monomode « SMF28 » à une fibre microstructurée avec des pertes de 0,7 à 1,1 dB [13]</i> .....	128
<i>Tableau III-2 : Caractéristiques de la fibre monomode standard Alcatel</i> .....	128
<i>Tableau III-3 : Pertes à la connexion entre une fibre monomode et une fibre microstructurée à 6, 18 et 3 trous</i> .....	130
<i>Tableau III-4 : Pertes lors de l'injection et de la soudure d'une fibre monomode à des fibres microstructurées en utilisant le programme de soudure SMF-SMF</i> .....	133
<i>Tableau III-5 : Pertes lors de l'injection et de la soudure d'une fibre monomode à des fibres microstructurées avec des paramètres de soudure choisis (programme Holey)..</i>	136
<i>Tableau III-6 : Résolution en indice de réfraction pour les liquides insérés dans les canaux de la fibre (basée sur une résolution spectrale de 1 pm)</i> .....	175
<i>Tableau III-7 : Résolution en indice obtenue avec la fibre à 3 trous en 2 points de fonctionnement particuliers (1,33 et 1,44), comparée aux résultats obtenus avec la fibre à 18 et 6 trous</i> .....	177
<i>Tableau III-8 : Résolution en indice des quatre premiers modes autour de sept points de fonctionnement différents (fibre à 6 trous)</i> .....	179
<i>Tableau III-9 : Sensibilité du réseau de Bragg à la température pour 4 sections de fibre à 6 trous</i> .....	182

<i>Tableau III-10 : Sensibilité du réseau de Bragg à la température pour la fibre à 6, 18 et 3 trous.....</i>	<i>183</i>
<i>Tableau III-11 : Sensibilités spectrales du réseau de Bragg pour trois valeurs différentes d'indice de réfraction du liquide inséré dans les canaux de la fibre à 6 trous.....</i>	<i>185</i>
<i>Tableau IV-1 : Les différentes étapes pour le fonctionnement du dispositif en croix.....</i>	<i>192</i>
<i>Tableau IV-2 : Sensibilité du réseau de Bragg à la température dans la fibre vide et en présence de différents liquides calibrés dont l'indice de réfraction varie avec la température .....</i>	<i>202</i>
<i>Tableau IV-3 : Sensibilité de la résonance du réseau de Bragg à la température en trois points de fonctionnement dans la fibre à 18 trous.....</i>	<i>205</i>

## Liste des figures

<i>Figure I-1 : (i) Réflexion totale et (ii) réfraction d'un faisceau à l'interface entre deux milieux <math>M_1</math> et <math>M_2</math> d'indice de réfraction <math>n_1</math> et <math>n_2</math> respectivement (<math>n_2 &lt; n_1</math>)</i> .....	40
<i>Figure I-2 : Schéma de principe du guidage dans une fibre optique</i> .....	40
<i>Figure I-3 : Centres de défauts présents dans les fibres germanosilicates : Ge(1), Ge(2), GeE' (→ représente un électron piégé)</i> .....	46
<i>Figure I-4 : Deux types de centres déficients en oxygène : le centre neutre vacant en oxygène (Neutral Oxygen MonoVacancy - NOMV) et le centre germanium divalent (Germanium Lone Pair Centres - GLPC ; → représente un électron piégé)</i> .....	48
<i>Figure I-5 : Luminescence dans le bleu lors d'une insolation d'une fibre dopée Ge conventionnelle par un faisceau UV à 244 nm</i> .....	49
<i>Figure I-6 : Dans une fibre monomode, couplage entre le mode fondamental co-propagatif et le mode fondamental contra-propagatif, induit par un réseau de Bragg à traits droits dans une fibre monomode</i> .....	52
<i>Figure I-7 : Réponse spectrale en transmission et en réflexion d'un réseau de Bragg inscrit dans une fibre monomode conventionnelle</i> .....	52
<i>Figure I-8 : Profil de la modulation d'indice induite par un réseau de Bragg à traits droits</i> .....	53
<i>Figure I-9 : Couplage entre le mode fondamental et le mode de gaine co-propagatif, induit par un réseau de Bragg à pas long</i> .....	54
<i>Figure I-10 : Spectre en transmission d'un réseau de Bragg à pas long inscrit dans une fibre Corning SMF-28 avec une période de 320 <math>\mu\text{m}</math> (d'après Bhatia et al. [9])</i> .....	55
<i>Figure I-11 : Couplage entre le mode fondamental et le mode de gaine contra-propagatif, induit par un réseau de Bragg à traits inclinés</i> .....	56
<i>Figure I-12 : Spectres en transmission de réseaux de Bragg à traits inclinés, pour un angle d'inscription (<math>\theta_{\text{ext}}</math>) égal à (a) 0°, (b) 4°, (c) 8°, (d) 12° et (e) 16°, inscrits dans des fibres conventionnelles avec un banc à miroir de Lloyd (voir partie III), [78]</i> .....	57
<i>Figure I-13 : Décalage spectral d'une résonance en fonction de l'indice de réfraction du milieu entourant le réseau à pas long inscrit dans une fibre co-dopée germanium et bore (d'après [68])</i> .....	61
<i>Figure I-14 : Spectre en transmission d'un réseau de Bragg d'angle 16° pour deux valeurs d'indice de réfraction du milieu extérieur, [78]</i> .....	63

<i>Figure I-15 : Evolution de l'aire délimitée par les enveloppes supérieure et inférieure de la réponse spectrale des réseaux à traits inclinés de 8mm de long, en fonction de l'indice de réfraction du milieu extérieur pour différents angles d'inscription (<math>\theta_{ext}</math>), [78].....</i>	<i>63</i>
<i>Figure I-16 : Photographie au MEB d'une section de fibre microstructurée (IRCOM)...</i>	<i>68</i>
<i>Figure I-17 : Représentation schématique d'une fibre microstructurée .....</i>	<i>69</i>
<i>Figure I-18 : Module du champ électrique guidé dans une fibre microstructurée en fonction du rayon de la fibre [14].....</i>	<i>69</i>
<i>Figure I-19 : Intensité modale du mode fondamental dans une fibre microstructurée à la longueur d'onde de (a) 633 nm et (b) 1550 nm.....</i>	<i>70</i>
<i>Figure I-20 : Images au Microscope Electronique à Balayage (MEB) de différentes fibres microstructurées (IRCOM) .....</i>	<i>75</i>
<i>Figure I-21 : Elaboration d'une préforme par la méthode MCVD .....</i>	<i>82</i>
<i>Figure I-22 : Profil d'indice d'un barreau de silice dopée germanium présentant un trou d'indice.....</i>	<i>83</i>
<i>Figure I-23 : Schéma de principe d'une opération de fibrage.....</i>	<i>85</i>
<i>Figure I-24 : Fibrage en deux étapes : préforme structurée, canne millistructurée, et fibre microstructurée (IRCOM) .....</i>	<i>86</i>
<i>Figure I-25 : Exemple de fibres obtenues par fibrage direct et en deux étapes à partir d'une même préforme primaire (IRCOM).....</i>	<i>87</i>
<i>Figure II-1 : Décomposition du profil d'indice de la fibre par la somme du profil périodique des canaux et du défaut central .....</i>	<i>94</i>
<i>Figure II-2 : Coupe du profil total reconstruit .....</i>	<i>97</i>
<i>Figure II-3 : Décomposition du profil d'indice de la fibre par la somme du profil de la structure silice/air et du cœur dopé .....</i>	<i>100</i>
<i>Figure II-4: Profil de fibre généré et profil de fibre reconstruit .....</i>	<i>102</i>
<i>Figure II-5 : Coupe du profil reconstruit sur la base de (i) 201×201 et (ii) 501×501 fonctions cosinus .....</i>	<i>102</i>
<i>Figure II-6 : Champ modal reconstruit sur la base de 10×10, 20×20 et 30×30 fonctions HG .....</i>	<i>103</i>
<i>Figure II-7 : Temps de calcul de l'algorithme en fonction du nombre de fonctions Hermiteo-Gaussiennes fixé pour la reconstruction du champ modal.....</i>	<i>104</i>

<i>Figure II-8: (a) Image de la fibre, (b) profil de la fibre après traitement (blanc=silice, noir=air) et (c) profil de la fibre reconstruit sur la base de 201×201 fonctions cosinus</i> .....	104
<i>Figure II-9 : Coupe du profil reconstruit du cœur dopé sur la base de 40×40 fonctions Hermito-Gaussiennes</i> .....	105
<i>Figure II-10 : Coupe du profil reconstruit sur la base de 201×201 fonctions cosinus, incluant le saut d'indice dû au dopage Ge reconstruit sur la base de 40×40 fonctions Hermito-Gaussiennes, et agrandissement sur la coupe du cœur dopé Ge de la fibre ....</i>	106
<i>Figure II-11 : Effet de la « périodisation » du profil induisant des « cœurs artificiels »</i> .....	106
<i>Figure II-12 : Convergence des calculs de l'indice effectif et de l'aire effective en fonction du nombre de fonctions HG (F)</i> .....	108
<i>Figure II-13 : Photographie au microscope optique de la section de fibre GrapeFruit</i>	109
<i>Figure II-14 : Champ modal des cinq premiers modes guidés calculés par BPM (ligne du haut) [61], par LFM (ligne du bas), et observés expérimentalement (ligne du milieu) [61]</i> .....	109
<i>Figure II-15 : Sensibilité théorique à l'indice de réfraction du milieu présent dans les trous pour une fibre microstructurée caractérisée par <math>d = 7,8 \mu\text{m}</math> et <math>\Lambda = 8 \mu\text{m}</math></i> .....	113
<i>Figure II-16 : Courbe de sensibilité à l'indice de réfraction des quatre fibres microstructurées modélisées</i> .....	116
<i>Figure III-1 : Photographie des sections droites de fibres microstructurées constituées d'une couronne de six trous</i> .....	119
<i>Figure III-2 : Photographie de la section droite d'une fibre microstructurée constituée d'une couronne de six trous et d'un trou central à la place du cœur</i> .....	120
<i>Figure III-3 : Injection d'un faisceau à 633 nm dans une fibre à six trous pour la localisation des tronçons non homogènes</i> .....	121
<i>Figure III-4 : Photographie des sections droites de fibres microstructurées constituées de deux couronnes agencées selon une structure triangulaire</i> .....	121
<i>Figure III-5 : Images au MEB de sections droites d'une fibre microstructurée constituée d'une couronne de trois trous (IRCOM)</i> .....	122
<i>Figure III-6 : Schéma de principe du montage interférométrique à miroir de Lloyd</i> .....	124
<i>Figure III-7 : Schéma de principe du banc d'inscription à masque de phase</i> .....	125

<i>Figure III-8 : Schéma du principe d'inscription d'un réseau de Bragg par la méthode du banc à masque de phase.....</i>	<i>126</i>
<i>Figure III-9 : Schéma de principe du montage utilisé pour la mesure des pertes lors de la soudure d'une fibre monomode (Alcatel) à une fibre microstructurée .....</i>	<i>128</i>
<i>Figure III-10 : Visualisation sur l'écran de la soudeuse Sumitomo T36 du positionnement manuel des fibres monomode - microstructurée à 6 trous, en optimisant le signal transmis.....</i>	<i>129</i>
<i>Figure III-11 : Pertes à la connexion entre une fibre monomode et une fibre microstructurée (6, 18 et 3 trous) en fonction du numéro de l'échantillon .....</i>	<i>131</i>
<i>Figure III-12 : Visualisation sur l'écran de la soudeuse Sumitomo T36, de la soudure d'une fibre SMF-28 à une fibre microstructurée à (a) 6, (b) 18 et (c) 3 trous, effectuée à l'aide du programme « SMF » .....</i>	<i>132</i>
<i>Figure III-13 : Evolution du niveau des pertes du fait de la soudure (programme de soudure SMF-SMF), les fibres étant préalablement alignées pour les différentes fibres microstructurées (à 6, 18 et 3 trous).....</i>	<i>134</i>
<i>Figure III-14 : Visualisation sur l'écran de la soudeuse Sumitomo T36 de la soudure d'une fibre monomode SMF-28 et de la fibre microstructurée à 6 trous lors de l'utilisation (a) du programme SMF, (b) du programme Holey .....</i>	<i>135</i>
<i>Figure III-15 : Evolution du niveau des pertes du fait de la soudure (programme de soudure Holey), les fibres étant préalablement alignées pour les différentes fibres microstructurées (à 6, 18 et 3 trous).....</i>	<i>135</i>
<i>Figure III-16 : Illustration de l'assemblage d'une fibre microstructurée, d'une fibre à gradient d'indice (« GRIN fiber lens ») et d'une fibre monomode, d'après Yablon et al. [134].....</i>	<i>138</i>
<i>Figure III-17 : Figure de diffraction générée lors de la focalisation du faisceau d'interférence dans le cœur (a) de la fibre standard et (b) dans la fibre microstructurée à six trous.....</i>	<i>139</i>
<i>Figure III-18 : Réponse spectrale en transmission d'un réseau de Bragg inscrit sur une fibre microstructurée à six trous après exo-diffusion de l'hydrogène.....</i>	<i>140</i>
<i>Figure III-19 : Réponse spectrale en transmission d'un réseau de Bragg inscrit sur une fibre microstructurée à six trous .....</i>	<i>141</i>
<i>Figure III-20 : Réponse spectrale du réseau de Bragg inscrit sur la fibre à six trous pour deux configurations d'injection différentes.....</i>	<i>142</i>

<i>Figure III-21 : Réponses spectrales de réseaux de Bragg inscrits dans la fibre à 6 trous sur plusieurs jours, à l'aide du banc à masque de phase .....</i>	<i>143</i>
<i>Figure III-22 : Réponse spectrale en transmission d'un réseau de Bragg inscrit sur une fibre microstructurée à 18 trous.....</i>	<i>143</i>
<i>Figure III-23 : Réponses spectrales de réseaux de Bragg inscrits dans la fibre à 18 trous sur 2 jours, à l'aide du banc à masque de phase.....</i>	<i>145</i>
<i>Figure III-24 : Réponse spectrale en transmission d'un réseau de Bragg inscrit sur une fibre microstructurée à trois trous .....</i>	<i>146</i>
<i>Figure III-25 : Schéma de principe du montage interférométrique à miroir de Lloyd pour l'inscription de réseaux à traits inclinés.....</i>	<i>147</i>
<i>Figure III-26 : Spectres en transmission de réseaux de Bragg à traits inclinés de (a) 0°, (b) 3°, (c) 4° et (d) 6° inscrits avec le banc à miroir de Lloyd dans des fibres à 6 trous.....</i>	<i>148</i>
<i>Figure III-27 : Banc d'imagerie modale .....</i>	<i>152</i>
<i>Figure III-28 : Réponse spectrale en transmission du réseau de Bragg inscrit dans une fibre microstructurée à 18 trous et les modes correspondants aux creux du spectre observés en réflexion et obtenus par simulation (LFM).....</i>	<i>153</i>
<i>Figure III-29 : Réponse spectrale en transmission du réseau de Bragg inscrit dans une fibre microstructurée à 6 trous et les modes correspondants observés en réflexion et obtenus par simulation (LFM) .....</i>	<i>154</i>
<i>Figure III-30 : (a) Indice effectif des modes obtenus par LFM et FEM, la différence entre les indices effectifs des deux polarisations (<math>\Delta n_{eff}</math>) est représentée par les losanges, (b) Différence entre les longueurs d'onde de résonance (<math>\Delta\lambda</math>) des deux modes provenant du dédoublement des résonances et les cercles représentent le rapport entre <math>\Delta\lambda</math> et FWHM (largeur à mi-hauteur) de chaque résonance en pourcentage.....</i>	<i>155</i>
<i>Figure III-31 : Normes de champ obtenues par LFM et FEM (2 polarisations) du mode 0, mode 2, mode 4 et mode 6 (Cf. Figure III-29).....</i>	<i>156</i>
<i>Figure III-32 : (a) Superposition des deux réponses spectrales en transmission du réseau de Bragg inscrit dans une fibre à trois canaux présentant à chaque fois l'une des deux polarisations, (b) Réponse spectrale du réseau de Bragg mettant en évidence la levée de dégénérescence des modes.....</i>	<i>158</i>

<i>Figure III-33 : Réponse spectrale en transmission du réseau de Bragg inscrit dans une fibre microstructurée à 3 trous et les modes correspondants obtenus expérimentalement et par simulation (FEM) pour deux états de Polarisation de la lumière.....</i>	<i>159</i>
<i>Figure III-34 : Réponse spectrale en transmission du réseau de Bragg en angle (6°) inscrit dans une fibre microstructurée à 6 trous et les modes correspondants observés expérimentalement et obtenus par simulation (LFM et FEM).....</i>	<i>161</i>
<i>Figure III-35 : Normes de champ obtenues par LFM et FEM (2 polarisations) des modes A, E, G, J, M et O.....</i>	<i>162</i>
<i>Figure III-36 : Réponse spectrale de deux réseaux de Bragg en angle de 6 degrés, inscrits dans des tronçons différents de la fibre à 6 trous .....</i>	<i>163</i>
<i>Figure III-37 : Réponse spectrale en transmission d'un réseau de Bragg en angle de 6° inscrit dans une fibre à six trous et les modes correspondants.....</i>	<i>163</i>
<i>Figure III-38 : (1) Superposition des deux profils de fibre et mise en évidence de la différence du contour entre les deux cœurs, (2) modes obtenus par simulation (LFM) pour deux contours de cœur légèrement différents.....</i>	<i>164</i>
<i>Figure III-39 : Système de détection du déplacement du pic de Bragg lors de l'insertion de liquide d'indice dans les canaux de la fibre microstructurée.....</i>	<i>169</i>
<i>Figure III-40 : Déplacement de la résonance de Bragg en fonction du temps lors de l'introduction d'un liquide d'indice (a) <math>n_l = 1,296</math> ; b) <math>n_l = 1,444</math>), dans les canaux de la fibre à 6 trous.....</i>	<i>170</i>
<i>Figure III-41 : Réponse spectrale en réflexion des réseaux de Bragg inscrits dans des fibres à 6 trous lors de l'insertion de deux liquides d'indice (<math>l_1</math>, <math>n_1 = 1,296</math> et <math>l_2</math>, <math>n_2 = 1,444</math>).....</i>	<i>171</i>
<i>Figure III-42 : Progression d'un liquide (encre rouge) dans une fibre microstructurée, niveau de l'encre dans chacun des canaux à un instant donné .....</i>	<i>172</i>
<i>Figure III-43 : Image de la fibre utilisée pour la simulation avec le contour du cœur dopé Ge considéré.....</i>	<i>173</i>
<i>Figure III-44 : Déplacement de la résonance de Bragg en fonction de l'indice de réfraction du liquide inséré dans les canaux de la fibre à 6 trous.....</i>	<i>173</i>
<i>Figure III-45 : Déplacement de la résonance de Bragg en fonction de l'indice de réfraction du liquide inséré dans les canaux de la fibre à 18 trous.....</i>	<i>174</i>

<i>Figure III-46 : Déplacement de la résonance de Bragg lors de l'insertion successive de 9 liquides d'indices différents dans la fibre à 18 trous.....</i>	<i>174</i>
<i>Figure III-47 : Déplacement spectral de la résonance de Bragg lors de l'insertion d'un liquide d'indice (<math>n \sim 1,30</math>) dans les canaux de la fibre à six et trois canaux .....</i>	<i>176</i>
<i>Figure III-48 : Déplacement spectral de la résonance de Bragg en fonction de l'indice de réfraction du liquide inséré dans les canaux des fibres à trois, six et dix-huit trous .....</i>	<i>176</i>
<i>Figure III-49 : Déplacement spectral des 4 premiers modes observés expérimentalement en fonction de l'indice de réfraction du liquide inséré dans les canaux de la fibre à 6 trous.....</i>	<i>178</i>
<i>Figure III-50 : Principe de détermination de la « sensibilité du réseau de Bragg » à l'indice du milieu présent dans les canaux.....</i>	<i>180</i>
<i>Figure III-51 : Déplacement de la résonance de Bragg lors de la variation de la température dans le cas d'une fibre vide (fibre à six trous).....</i>	<i>181</i>
<i>Figure III-52 : Déplacement de la résonance de Bragg en fonction de la température dans le cas d'une fibre vide (fibre à six trous) .....</i>	<i>182</i>
<i>Figure III-53 : Déplacement de la résonance de Bragg en fonction de la température dans le cas d'une fibre vide et d'une fibre remplie de liquide d'indice (<math>n_l = 1,39</math> à 1550 nm et 25 °C) (fibre à six trous).....</i>	<i>183</i>
<i>Figure III-54 : Déplacement du pic de Bragg dû à la variation seule de l'indice de réfraction du liquide présent dans les canaux .....</i>	<i>184</i>
<i>Figure IV-1 : Principe de la mesure en réflexion avec le système en croix.....</i>	<i>191</i>
<i>Figure IV-2 : Photographies du prototype du dispositif de mesure d'indice de réfraction en bout de fibre (fibre à 6 trous) .....</i>	<i>193</i>
<i>Figure IV-3 : Déplacement de la résonance de Bragg en fonction du temps sur cinq cycles (dispositif en croix).....</i>	<i>194</i>
<i>Figure IV-4 : Réponse spectrale en réflexion du réseau de Bragg fibre vide puis après le deuxième et cinquième cycle .....</i>	<i>195</i>
<i>Figure IV-5 : Visualisation des deux premiers cycles d'introduction et d'extraction de l'eau.....</i>	<i>196</i>
<i>Figure IV-6 : Déplacement spectral de la résonance de Bragg en fonction de la température lorsque la fibre est vide et en présence de différents liquides d'indice</i>	

<i>calibré (<math>n_l = 1,3897</math> ; <math>n_l = 1,41576</math> ; <math>n_l = 1,42780</math> à <math>1550</math> nm et <math>25^\circ\text{C}</math>), dans la fibre à 18 trous.....</i>	<i>201</i>
<i>Figure IV-7 : Déplacement spectral de la résonance de Bragg en fonction de la température en présence d'un liquide d'indice de réfraction égal à <math>1,43984</math> (à <math>25^\circ\text{C}</math> et <math>1550</math> nm), pour la fibre à 18 trous .....</i>	<i>203</i>
<i>Figure IV-8 : Séparation en trois zones selon l'influence d'un effet par rapport à un autre et zone d'équilibre entre les deux (fibre à 18 trous).....</i>	<i>203</i>
<i>Figure IV-9 : Déplacement spectral de la résonance de Bragg en fonction de la température en présence d'un liquide d'indice de réfraction égal à <math>1,44385</math> – prédominance du changement d'indice de réfraction du liquide d'indice.....</i>	<i>204</i>
<i>Figure IV-10 : Déplacement spectral de la résonance de Bragg en fonction de la température en présence d'un liquide d'indice de réfraction <math>n_l = 1,4470</math> (à <math>22^\circ\text{C}</math> et <math>1550</math> nm).....</i>	<i>206</i>
<i>Figure IV-11 : Superposition aux courbes de sensibilité des réseaux de Bragg (inscrit dans la fibre à 6 (i) et 18 trous (ii)), des intervalles de <math>n_l^{\text{Minimum}}</math> des deux fibres.....</i>	<i>207</i>

# **Introduction**



À l'aube d'une longue et belle journée où la tiédeur de l'air est agréable sur la peau, laissant une sensation de plénitude dans l'âme, ils marchent le long de la mer. Leurs pieds s'enfoncent doucement dans le sable fin et légèrement humide, laissant ainsi les marques de leur passage que les vagues s'empressent d'effacer. Le doux clapotis de l'eau berce ainsi la promenade ... Dans ce décor des plus idylliques, ils ne peuvent soupçonner que dans ces eaux d'un bleu azur, semblant se mouvoir avec légèreté et grâce, une faune des plus extraordinaires évolue dans l'indifférence du temps qui s'écoule. Parmi cette pléiade d'êtres vivants, se trouve une créature répondant au doux nom d'*Aphrodita*. Un petit être mesurant près de vingt centimètre et dont le dos est recouvert d'épines. Ces longs filaments lui ont valu le nom de « *sea mouse* ». Ce ver marin dont le « pelage » donne des couleurs irisées, intrigue au plus haut point les scientifiques australiens et britanniques. Telle une dame qui change de toilette au gré du temps, cet être s'apprête d'une parure d'un bleu vif, rouge ou vert ... selon l'angle d'éclairage. Toute cette coquetterie réside dans la structure des épines. Une observation au microscope électronique des tranches d'épine a révélé un arrangement tridimensionnel très régulier de structures cylindriques à base hexagonale créant ainsi un cristal photonique [111] [93]. Le diamètre de chaque cylindre (de l'ordre de  $0,51 \mu\text{m}$ ) est égal à une fraction de la longueur d'onde de la lumière. L'épine qui a une forte coloration rouge sous éclairage en lumière blanche, apparaît bleu-vert lorsqu'elle est éclairée perpendiculairement. L'épine de l'*Aphrodita* est un bel exemple de cristal photonique issu du vivant.

Mais comment est-il possible d'obtenir une telle coloration, aussi brillante, alors que le contraste d'indice est limité par les matériaux disponibles (indice de réfraction de l'eau 1,33 à 1,54 pour la chitine constituant l'épine) ? Pour réaliser des bandes interdites pour lesquelles la propagation n'est pas possible dans toutes les directions, le contraste d'indice doit être de l'ordre de 3. En réalité, ce cristal photonique qu'est l'épine du ver marin, crée une bande interdite partielle qui empêche la propagation sur toute une gamme spectrale (dans le rouge par exemple). Cette bande étroite possédant une grande réflectivité se décale avec l'angle d'incidence de la lumière [93]. Hormis le fait d'être un exemple des plus admirables de cristal photonique à l'état naturel, ce changement de couleur avec l'angle d'incidence aurait-il pour but d'éloigner les éventuels prédateurs ?

La nature est ainsi le théâtre de nombreux phénomènes physiques des plus étonnants. La transposition d'une telle structure dans des fibres optiques donnant les fibres à cristaux photoniques [72] ouvre de nouveaux champs de recherche et offre un large éventail d'applications. Par rapport aux fibres optiques traditionnelles, la présence de canaux d'air dans la gaine optique permet de modifier les propriétés de propagation de la lumière. Le potentiel des fibres à cristaux photoniques réside ainsi dans la possibilité, offerte lors de leur

conception, de définir les caractéristiques optogéométriques du guide optique et de sa gaine, d'un point de vue radial, avec une souplesse sans équivalent dans les fibres optiques traditionnelles en silice massive. Ceci conduit à définir des fibres dédiées à la mesure de tel ou tel paramètre, voire à la réalisation de fonctions optiques spécifiques au domaine d'emploi (télécommunications, métrologie...). Les fibres à cristaux photoniques sont généralement en silice, présentant dans la gaine optique un arrangement périodique de canaux d'air parallèlement au cœur de la fibre. Elles se déclinent en deux sous catégories. La première est dite « fibre à Bandes Interdites Photoniques », le mode de guidage de la lumière se fait par Bandes Interdites Photoniques (BIP), le cœur de la fibre étant alors un canal d'air. La deuxième catégorie de fibre se rapproche plus des fibres conventionnelles par le mode de guidage par réflexion totale. Ces fibres également dénommées « microstructurées » sont généralement des fibres en silice comportant des canaux d'air longitudinaux dans la gaine optique (de diamètre  $d$  et espacés d'un pas  $\Lambda$ ) ainsi qu'un cœur solide (dopé ou en silice pure) permettant le guidage de la lumière par réflexion totale. Par rapport aux fibres optiques traditionnelles, la présence des canaux dans la gaine optique permet de modifier grandement les propriétés de propagation de la lumière. Il est ainsi possible d'exploiter la présence des canaux d'air pour le développement de capteurs. C'est à ce type de fibres dites « microstructurées » que nous allons nous intéresser.

Dans le domaine des capteurs et de l'instrumentation en général, des besoins s'expriment pour des systèmes intégrés, interrogeables à distance et très sensibles à des paramètres divers comme la température, la pression, la déformation, l'indice de réfraction ... Dans le domaine des fibres optiques conventionnelles (de type télécoms) pour les applications en réfractométrie, les solutions proposées intègrent le plus souvent un réseau de Bragg photoinscrit à pas long ou d'un réseau à traits inclinés, car tous deux sont sensibles à l'indice de réfraction du milieu entourant la gaine de la fibre. Une autre possibilité est de considérer un réseau de Bragg à pas court ou à pas long inscrit dans une fibre optique de section de gaine en forme de D dont la sensibilité est augmentée en attaquant la gaine optique à l'acide fluorhydrique ou par polissage. L'intérêt principal des fibres microstructurées, par rapport aux fibres conventionnelles, est que l'interaction entre le guide fondamental et le milieu inséré dans les canaux de la fibre est renforcée. L'augmentation de cette interaction peut être obtenue en optimisant le profil de la fibre. Dans le domaine des fibres microstructurées, des études récentes ont relaté la réalisation de détecteurs de gaz et de détecteurs de courbure par exemple. L'inscription de réseaux de Bragg dans le cœur des fibres combinée à l'insertion de liquides ou de polymères dans les canaux de la fibre a permis le développement de filtres accordables et d'atténuateurs variables. Dans le même esprit, cette thèse que j'ai réalisé vise à développer des transducteurs et dispositifs innovants combinant les fibres microstructurées et les réseaux de Bragg.

---

Ce travail s'adosse au Projet *Monte Cristo* qui a vu le jour grâce à l'ACI (Action Concertée Incitative) « Méthodes analytiques et capteurs », co-financée par le Ministère Français de la Recherche et de l'INRS (Institut National de Recherche et de Sécurité).

La première partie de ce mémoire décline les propriétés optiques des fibres conventionnelles et celles des fibres microstructurées. Nous présentons également certains travaux effectués par différentes équipes qui combinent l'inscription de réseaux de Bragg et l'insertion de liquides ou de polymères dans les canaux de la fibre.

La deuxième partie est consacrée à la description de l'outil pour la modélisation des fibres microstructurées, basé sur la méthode des fonctions localisées et à la validation de ce modèle en comparant nos résultats à ceux publiés dans la littérature.

La troisième partie décrit la caractérisation des fibres microstructurées réalisées. Nous relatons les difficultés rencontrées et les étapes permettant l'inscription de réseaux de Bragg dans de telles fibres. A travers l'imagerie modale, une cartographie des modes guidés pour les différentes fibres est réalisée. Puis une comparaison des modes observés et des résultats obtenus par simulation est réalisée permettant ainsi de valider l'outil de simulation basé sur la méthode des fonctions localisées en comparant à nos résultats expérimentaux. Nous déterminons ensuite la sensibilité de la résonance de Bragg à l'indice de réfraction du milieu inséré dans les canaux de la fibre pour les différentes fibres fabriquées. Afin d'accroître cette sensibilité, nous proposons deux moyens d'augmenter la sensibilité, l'inscription d'un réseau de Bragg à traits inclinés ou un nouveau profil de la fibre, *via* l'augmentation de l'interaction entre le mode guidé et le milieu inséré dans les canaux de la fibre. Des mesures de sensibilité de la longueur d'onde de résonance du réseau de Bragg à la température sont aussi réalisées en présence et en absence de liquide dans les canaux de la fibre, montrant la coexistence de deux phénomènes qui jouent sur le décalage spectral de la résonance de Bragg.

Dans la quatrième partie, nous présentons dans un premier temps un dispositif réflectométrique permettant de réaliser des mesures successives d'indice avec le même réseau de Bragg, en insérant puis extrayant le liquide à analyser. Les premiers tests menés ont démontré la faisabilité d'un tel dispositif. Les différentes mesures de sensibilité de la longueur d'onde de résonance du réseau de Bragg à la température en présence de liquide réalisées dans la troisième partie ont montré la coexistence de deux phénomènes jouant sur le décalage spectral de la résonance de Bragg. A partir de ces résultats, nous présentons, dans un deuxième temps, une étude préliminaire montrant comment augmenter la sensibilité du réseau à la température en choisissant correctement l'indice de réfraction du liquide à introduire dans les canaux de la fibre, dans le but de développer des capteurs de température très sensibles.



**Partie I**

**Fibres optiques conventionnelles / Fibres à  
cristaux photoniques**



# Chapitre I

## Généralités sur les Capteurs à Fibres Optiques

### I.1 Fibre optique conventionnelle

#### *I.1.a Principe*

Une fibre optique est constituée d'un cœur d'indice  $n_c$ , d'une gaine optique d'indice  $n_g$  (avec  $n_g < n_c$ ) et d'une gaine mécanique de protection, où l'indice de réfraction  $n$  d'un milieu est donné par  $n = c/v$ ,  $v$  étant la vitesse de phase d'une onde lumineuse dans ce milieu.

Le guidage de la lumière dans une fibre optique repose sur le principe de la réflexion totale à l'interface entre deux milieux d'indices de réfraction différents. La loi de Descartes permet de relier l'angle de la lumière incident à l'angle réfracté en fonction des indices des milieux (Cf. Figure I-1).

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$$

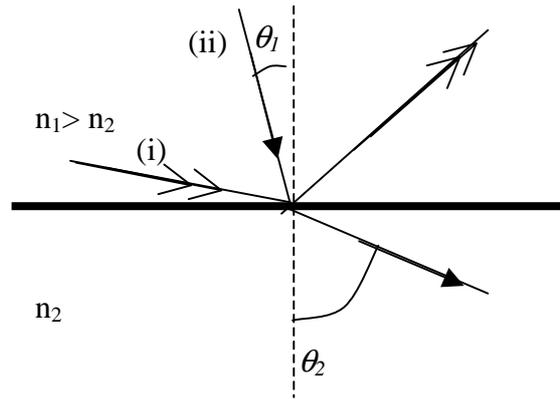


Figure I-1 : (i) Réflexion totale et (ii) réfraction d'un faisceau à l'interface entre deux milieux  $M_1$  et  $M_2$  d'indice de réfraction  $n_1$  et  $n_2$  respectivement ( $n_2 < n_1$ )

Pour  $n_1 > n_2$ , il existe un angle d'incidence  $\theta_c$ , appelé angle critique, pour lequel la lumière n'est pas transmise et au-delà duquel elle est totalement réfléchi (Cf. Figure I-1), c'est bien entendu la réflexion totale :

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$$

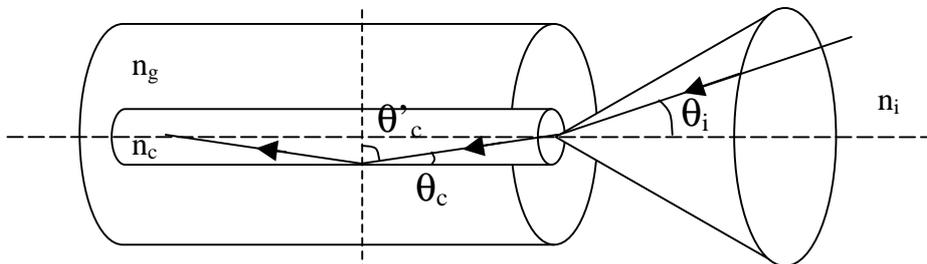


Figure I-2 : Schéma de principe du guidage dans une fibre optique

Ainsi, les rayons pénétrant dans la fibre faisant un angle supérieur à l'angle critique sont totalement réfléchis aux interfaces cœur/gaine, ils se trouvent donc guidés par le cœur de la fibre. En appliquant la loi de Descartes à l'entrée de la fibre (réfraction à l'interface cœur – air), il est possible de déterminer l'angle du cône d'acceptance pour lequel la lumière est guidée par réflexion totale dans le cœur de la fibre. Les rayons appartenant au cône d'acceptance peuvent se propager dans le cœur tandis que les rayons se trouvant en dehors du cône sont réfractés à l'interface et perdus pour la propagation, ils occasionnent des pertes par injection. Le paramètre associé à cet angle est l'ouverture numérique (O. N.).

$$\begin{cases} n_i \sin(\theta_i) = n_c \sin(\theta_c) \\ n_c \sin(\theta'_c) = n_g \sin(\theta_g) \end{cases} \text{ avec } \theta'_c = \frac{\pi}{2} - \theta_c$$

$$n_c \sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta_c\right) = n_c \cos(\theta_c) = n_c \sqrt{1 - \sin^2(\theta_c)}$$

$$O.N = n_i \sin(\theta_i) = n_c \sqrt{1 - \frac{n_g^2}{n_c^2}} = \sqrt{n_c^2 - n_g^2}$$

avec  $n_c$  et  $n_g$  respectivement les indices du cœur de la fibre et de la gaine.

Un autre paramètre caractéristique des fibres optiques est la fréquence normalisée :

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} ON = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_c^2 - n_g^2}$$

$a$  étant le rayon du cœur et  $\lambda$  la longueur d'onde dans le vide. Le paramètre  $V$  permet de déterminer le nombre de modes supportés par la fibre à la longueur d'onde  $\lambda$ . Pour une fibre à saut d'indice, si  $V < 2,405$  la fibre ne supporte qu'un seul mode. Ces fibres sont appelées fibres monomodes ou unimodales (SMF). Typiquement, le rayon du cœur est de l'ordre de 5  $\mu\text{m}$  à 10  $\mu\text{m}$  et  $ON \sim 0,1$  avec  $\Delta = \frac{n_c - n_g}{n_c} = 0,003$  pour une fibre unimodale à 1550 nm, alors que celui-ci est de l'ordre de 50  $\mu\text{m}$  - 100  $\mu\text{m}$  pour les fibres multimodes ( $ON \sim 0,3$ ), respectivement dénommées 50×125 et 100×140 (diamètre du cœur × diamètre de la gaine).

Le paramètre  $V$  dépend non seulement de l'ouverture numérique (O. N.) et du rayon du cœur, mais aussi de la longueur d'onde d'utilisation. Ainsi une fibre monomode pour une certaine longueur d'onde devient multimode à une longueur d'onde inférieure à  $\lambda_c$ , la longueur d'onde de coupure :  $\lambda_c = \frac{2\pi a}{2,405} ON$

### ***1.1.b Equation de propagation***

La propagation d'une onde monochromatique de pulsation  $\omega$  suivant l'axe  $z$  de la fibre optique est régie par les équations de Maxwell qui s'écrivent pour les milieux diélectriques homogènes sans charge et non magnétiques :

$$\begin{cases} \nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \\ \nabla \times \vec{H} = \varepsilon_0 n^2 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{cases} \quad \begin{cases} \varepsilon_0 n^2 \nabla \cdot \vec{E} = 0 \\ \mu_0 \nabla \cdot \vec{H} = 0 \end{cases}$$

où  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  représentent respectivement les vecteurs champs électrique et magnétique,  $\varepsilon_0$  et  $\mu_0$  sont les constantes de permittivité et de perméabilité du vide et  $n$  est l'indice de réfraction du milieu.

A partir des équations de Maxwell, on peut déterminer l'équation d'onde. Du fait de la symétrie de révolution de la fibre, il est plus aisé d'exprimer l'équation d'onde dans le système de coordonnées cylindriques  $(\rho, \varphi, z)$ , où les champs électrique et magnétique s'écrivent :

$$\begin{aligned} \vec{E}(\rho, \varphi, z) &= \vec{E}(\rho, \varphi) e^{i(\alpha x - \beta z)} \\ \vec{H}(\rho, \varphi, z) &= \vec{H}(\rho, \varphi) e^{i(\alpha x - \beta z)} \end{aligned}$$

avec  $\beta$  la constante de propagation. L'équation d'onde s'écrit alors :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \rho \frac{\partial E}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} + (n^2 k_0^2 - \beta^2) E = 0$$

où  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  est le vecteur d'onde dans le vide. La même équation existe pour le champ magnétique. La solution de cette équation se présente sous la forme :

$$E(\rho, \varphi) = f(\rho)q(\varphi)$$

Nous obtenons alors :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 f(\rho)}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial f(\rho)}{\partial \rho} + \left( n^2 k_0^2 - \beta^2 - \frac{m^2}{\rho^2} \right) f(\rho) = 0 \\ q(\varphi) = a_1 e^{-i\omega\varphi} + a_2 e^{i\omega\varphi} \end{cases} \quad \text{Eq. I-1}$$

où  $a_1$  et  $a_2$  sont deux constantes de normalisation et  $m$  un nombre entier. L'équation (Eq. I-1) ne peut être résolue que dans un nombre fini de cas.

Nous allons, à partir de maintenant, nous placer dans le cas d'une fibre dont l'indice de réfraction est homogène aussi bien dans le cœur  $n_c(r, \theta) = \text{Constante}_1$  que dans la gaine  $n_g(r, \theta) = \text{Constante}_2$ . La solution de l'équation (Eq. I-1) dans le cœur est une fonction de Bessel de première espèce d'ordre  $m$ . Le champ doit avoir une valeur finie au centre de la fibre.

Dans la gaine, le champ décroît vers zéro quand  $\rho$  tend vers l'infini. La solution à l'équation (Eq. I-1) est une fonction de Bessel modifiée de deuxième espèce d'ordre  $m$ . Les conditions de continuité des champs électrique et magnétique à l'interface cœur-gaine conduisent à une équation aux valeurs propres. La résolution de cette équation permet de déterminer la valeur de la constante de propagation pour chaque nombre azimutal  $m$ . Il est courant d'exprimer ces solutions par  $\beta_{mn}$ , où  $m$  et  $n$  sont des nombres entiers. Chaque valeur propre  $\beta_{mn}$  correspond à un mode spécifique guidé par la fibre, auquel est associé un paramètre appelé indice effectif  $n_{eff}^{mn}$  défini par :

$$n_{eff}^{mn} = \frac{\beta_{mn}}{k}$$

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

Lorsque  $m$  est supérieur ou égal à 1, les modes guidés par la fibre sont hybrides : coexistent une composante longitudinale du champ électrique et une composante longitudinale du champ magnétique. Ces modes sont notés  $EH_{mn}$  ou  $HE_{mn}$  respectivement selon la prédominance de la composante longitudinale du champ électrique ou magnétique. Le paramètre important pour ces modes est la fréquence de coupure. Tous les modes possèdent une longueur d'onde de coupure, sauf le mode  $HE_{11}$  qui peut théoriquement se propager à toutes les longueurs d'onde. C'est le mode fondamental de la fibre. Pour une fibre donnée, il existe un domaine de longueur d'onde pour lequel la fibre est monomode si  $V < 2,405$ , valeur correspondante au premier zéro de la fonction de Bessel  $J_0$ , solution de l'équation différentielle (Eq. I-1).

Classiquement, la différence d'indice de réfraction entre le cœur et la gaine est de l'ordre de  $10^{-3}$ , valeur relativement faible –due au dopage– qui permet de se trouver dans la condition de faible guidage ( $n_c \approx n_g$ ). Dans cette condition, les constantes de propagation de

certaines modes EH et HE, TE et TM s'identifient l'une à l'autre. Ces modes sont dégénérés et leur recombinaison forme un mode linéairement polarisé, notée  $LP_{l,n}$ . L'indice  $l$  est relié au nombre azimutal  $m$ . On parle alors de mode quasi-transverse (TEM). Ce sont les modes de propagation faiblement guidés.

Dans le Tableau I-1 est répertoriée la correspondance entre les modes LP et la désignation traditionnelle des modes de propagation d'un guide optique circulaire.

Mode LP	Désignation traditionnelle des modes dégénérés correspondants	Nombre de modes dégénérés
$LP_{01}$	$HE_{11} \times 2$	2
$LP_{11}$	$TE_{01}, TM_{01}, HE_{21} \times 2$	4
$LP_{21}$	$HE_{31} \times 2, EH_{11} \times 2$	4
$LP_{l,n} (l = m-1)$	$TE_{0,n}, TM_{0,n}, HE_{m,n} \times 2 (l > 1)$	4
$LP_{l,n} (l = m+1)$	$HE_{m,n} \times 2, EH_{m-2,n} \times 2 (l > 2)$	4
$LP_{0,n}$	$HE_{l,n} \times 2$	2

Tableau I-1 : Correspondance entre la désignation des modes LP et la désignation traditionnelle

## I.2 Photosensibilité des fibres dopées au germanium

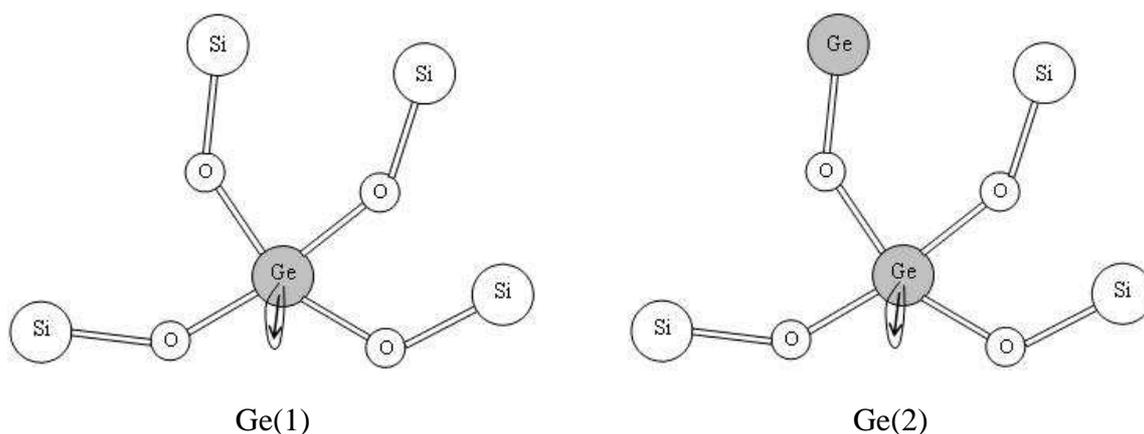
### I.2.a Phénomène de photosensibilité

Pour expliquer la photosensibilité des fibres optiques, deux classes de modèle ont été proposées. Les premiers modèles qualifiables de « microscopiques » font l'hypothèse que les défauts formés dans le verre conduisent à un changement d'indice de réfraction. L'un des ces modèles est le modèle des centres colorés [44]. La deuxième classe est basée sur les changements « macroscopiques » de la structure du verre, par exemple le modèle de densification et celui dit de la relaxation des contraintes [115]. La densification du verre ou les contraintes générées lors de l'insolation UV, induisent des changements d'indice de réfraction. Le modèle de la relaxation des contraintes était initialement proposé par M. Sceats. Le modèle était falsifié par Fonjallaz et Limberger. Nous n'avons pas des relaxation des contraintes, bien au

contraire dans des fibres qui ne sont pas chargées H<sub>2</sub> nous pouvons observer une augmentation des contraintes. Ceci correspond à un changement d'indice négatif. L'augmentation des contraintes est due à une compaction du cœur. La compaction induit un changement d'indice positif dans le verre. Ce changement est plus grand que l'effet des contraintes. Alors l'indice augmente [37] [84].

### *Modèle des centres colorés*

Le modèle des centres colorés fait intervenir des centres de défauts (de type Ge(1), Ge(2), et GeE' ; Cf. Figure I-3) qui sont générés lors du dopage de la préforme, lors de sa fabrication. Ces centres de défauts créent dans le matériau des bandes d'absorption, on parle alors de centres colorés [20, 21, 138]. La création des centres de défauts GeE' génère les bandes d'absorption centrées à 190 nm. Les centres de défauts Ge(1) et Ge(2) sont corrélés aux bandes d'absorption centrées à 281 nm (4,4 eV) et 213 nm (5,8 eV) respectivement. Lors d'une insolation UV, l'intensité des bandes d'absorption est modifiée par la variation des concentrations des centres de défauts. La relation de Kramers-Kronig [60] permet ainsi de relier la modification des bandes d'absorption (l'évolution de la concentration des défauts) à la modification de l'indice de réfraction. Ce modèle permet de calculer une variation d'indice  $\Delta n$  lors de l'insolation, de l'ordre de  $10^{-4}$ , valeur inférieure aux résultats expérimentaux. Le modèle des centres colorés est alors complété par le modèle de densification qui fait intervenir la modification de la structure du verre.



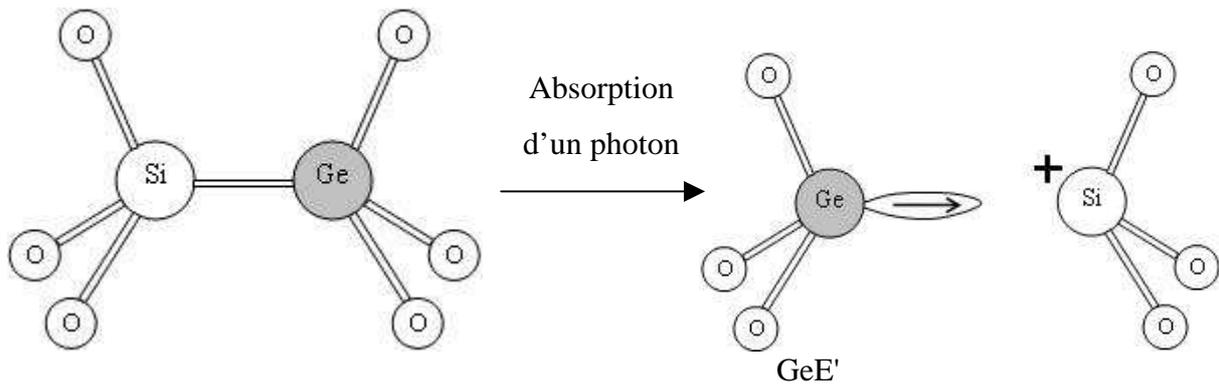


Figure I-3 : Centres de défauts présents dans les fibres germanosilicates : Ge(1), Ge(2), GeE'  
(→ représente un électron piégé)

### *Modèle de la relaxation des contraintes*

Du fait des propriétés du matériau et du procédé de fabrication, une fibre peut posséder des zones de contraintes importantes. La relaxation de ces contraintes peut induire un changement d'indice de réfraction à l'image des contraintes optiques. Les contraintes résiduelles proviennent d'une part de la différence des coefficients d'expansion thermique entre le cœur et la gaine optique (ce sont les contraintes thermo-élastiques) et d'autre part des contraintes mécaniques induites par l'application d'une tension pendant le fibrage.

### *Modèle de densification*

Le modèle de densification suggère un changement du volume du verre sous insolation UV. Cette densification est due à la cassure de certaines liaisons, privilégiées par le dopage. La variation du volume du matériau entraîne une variation de l'indice de réfraction comme l'indique la relation de Lorentz - Lorenz :

$$\Delta n = -\frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{6n} \frac{\Delta v}{v}$$

où  $v$  est le volume moléculaire.

Après irradiation UV de la fibre, un « blanchiment » de la bande d'absorption à 240 nm est observé, *photobleaching* dans la littérature anglosaxonne. Cela correspondrait à la rupture des liaisons Ge-Si.

### ***1.2.b Augmentation de la photosensibilité par hydrogénation***

L'une des méthodes utilisées pour augmenter la photosensibilité des fibres optiques est l'hydrogénation [83]. La fibre est placée dans une enceinte contenant de l'hydrogène sous haute pression, à température ambiante. Les molécules d'hydrogène se diffusent dans le cœur germanium de la fibre optique sous pression (150-200 atm) créant ainsi des centres de défauts GODC (*Germanium Oxygen Deficient Centres*) supplémentaires sous une stimulation thermique (20°C - 100°C) et augmentant la photosensibilité de la fibre dopée Ge. Il semblerait que la formation de centres de défaut de type GeH soit à l'origine de l'augmentation de la sensibilité. Le phénomène de désorption ou exo-diffusion de l'hydrogène est accéléré à haute température. Les fibres sont conservées à basse température (typiquement -22 °C) dès leur sortie de l'enceinte d'hydrogénation. Nous verrons par la suite (Chapitre I de la Partie III), l'importance de ce phénomène et son influence sur l'inscription de réseaux de Bragg dans des fibres microstructurées. L'inconvénient de cette technique est qu'elle crée des pertes par absorption dans la fenêtre proche infrarouge des télécommunications optiques, précisément à 1240 nm, 1390 nm et 1410 nm, du fait des molécules Si-OH et Ge-OH. Certains auteurs ont en effet étudié l'effet du deutérium, mais cela reste marginal. L'utilisation du deutérium (D<sub>2</sub>) [121] à la place de l'hydrogène permet de décaler les bandes d'absorption vers les grandes longueurs d'onde (~1900 nm). Une autre technique pour accélérer la diffusion de l'hydrogène dans la fibre consiste à chauffer la fibre avec une flamme obtenue par un mélange d'hydrogène et d'un petit taux d'oxygène [10].

### ***1.2.c Luminescence du germanium sous illumination UV***

La photosensibilité des fibres est initiée par la présence d'une bande d'absorption située autour de 240 nm, liée aux centres déficients en oxygène (GODC). Deux types de GODC sont mentionnés dans la littérature : le centre neutre vacant en oxygène (*Neutral Oxygen MonoVacancy* - NOMV) avec une bande d'absorption centrée à 245 nm [51] et le centre germanium divalent (*Germanium Lone Pair Centres* - GLPC) avec une bande d'absorption centrée à 240 nm (Cf. Figure I-4). Lorsque la fibre dopée germanium est irradiée par une source ultraviolette à 244 nm (longueur d'onde du laser utilisé pour l'inscription des réseaux de Bragg), l'excitation de la bande d'absorption située à 240 nm donne naissance à la photoluminescence bleue centrée autour de 400 nm (bande allant de 390 nm à 450 nm), ainsi qu'à une bande d'absorption située dans la zone UV-visible dont l'origine serait l'apparition des centres Ge(1),

Ge(2) et GeE'. La luminescence bleue est souvent attribuée aux centres GLPC, qui émettent vers 400 nm. Médjahdi *et al.* reportent les mesures d'absorption de la bande située dans la région UV-visible, pour des fibres dopées germanium hydrogénées et non hydrogénées [95]. Ils montrent que le centre Ge(1) est responsable de cette bande d'absorption (360 nm - 440 nm) pour les deux cas. Cependant, les processus photochimiques primaires pour la fibre germanosilicate non hydrogénée, après insolation UV, présentent un mécanisme en deux étapes. La première étape est la création de centres absorbants Ge(1) à partir de la transformation des centres GLPC et la deuxième étape est la conversion de certains centres Ge(1) en espèces non-absorbantes (blanchiment partiel de la bande d'absorption induite), tandis que pour des fibres germanosilicate hydrogénées seule la première étape se réalise [95].

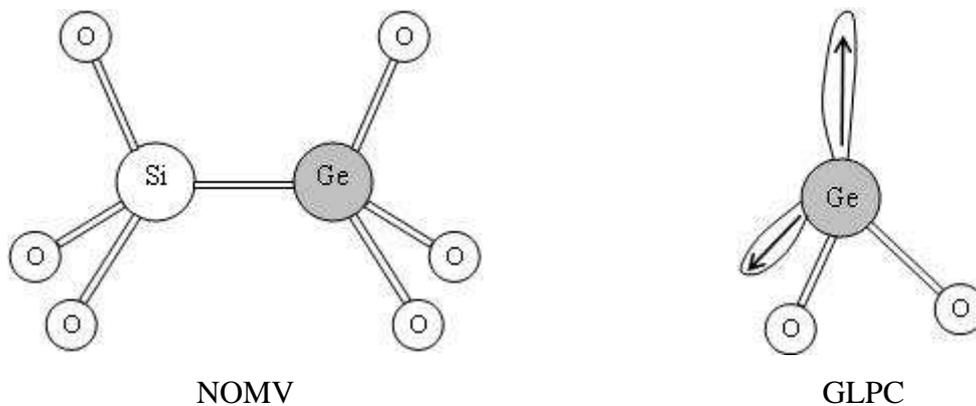


Figure I-4 : Deux types de centres déficients en oxygène : le centre neutre vacant en oxygène (*Neutral Oxygen MonoVacancy* - NOMV) et le centre germanium divalent (*Germanium Lone Pair Centres* - GLPC ;  $\rightarrow$  représente un électron piégé)

Kuswanto *et al.* présentent l'évolution dans le temps de la luminescence induite par une irradiation UV d'une fibre dopée germanium hydrogénée et non-hydrogénée [75]. L'intensité de la luminescence décroît continûment dans le cas de la fibre non hydrogénée alors qu'elle décroît rapidement dans les premières secondes puis augmente et diminue pour la fibre hydrogénée. Les différences de cinétique sont dues à la coexistence de deux mécanismes différents. Un mécanisme qui détruit les centres de défauts (responsable de la luminescence à 400 nm) et un second qui crée des espèces émettant à la même longueur d'onde. Pour les deux types de fibres (hydrogénées et non hydrogénées) les cinétiques des deux réactions sont différentes. Plusieurs équipes ont mené des études visant à relier la luminescence du germanium sous illumination UV à la modulation d'indice de réfraction. Ainsi en 1992, Mirzrahi et Atkins rapportent une luminescence constante pendant l'exposition d'une fibre dopée Ge à un fais-

ceau UV fonctionnant en régime impulsif, tandis que cela produit des changements d'indice de réfraction et un blanchiment de la bande d'absorption à 240 nm [98]. Duval *et al.* corrélient la décroissance de la luminescence induite par le faisceau UV et la variation de l'indice. Le blanchiment de la bande d'absorption à 244 nm et la destruction des GODC est probablement le point de départ du changement d'indice. Lauzon *et al.* constatent que la fluorescence reste constante lorsque la fibre est illuminée par un faisceau UV à 240 nm, alors que l'exposition de la fibre dopée Ge à un faisceau laser émettant à 266 nm montre une décroissance de la fluorescence [82]. Enfin, Paccou *et al.* ont récemment publié un article présentant le suivi de la luminescence bleue et de la variation d'indice moyen du réseau [110]. Ils montrent qu'il existe une relation quasi-linéaire entre l'accroissement de la luminescence bleue et les changements d'indice de réfraction du cœur de la fibre (pour  $5 \cdot 10^{-4} < \Delta n_{\text{moy}} < 2,5 \cdot 10^{-3}$ ).

La luminescence du cœur dopé Ge va donc pouvoir nous servir à optimiser les réglages du banc laser lors de la photoinscription du réseau de Bragg dans les fibres microstructurées (Cf. Partie III I.3.b). La Figure I-5 illustre la luminescence dans le bleu à 400 nm lorsqu'une fibre conventionnelle dopée germanium est insolée par un faisceau UV à 244 nm.

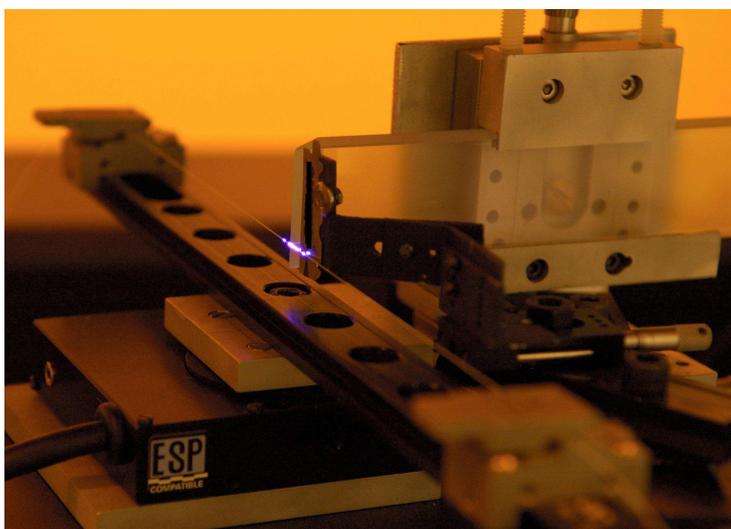


Figure I-5 : Luminescence dans le bleu lors d'une insolation d'une fibre dopée Ge conventionnelle par un faisceau UV à 244 nm

### I.3 Les réseaux de Bragg, rappel historique

En 1978, Hill *et al.* font interférer dans une fibre dopée germanium de la lumière provenant d'un laser argon ionisé à 488 nm [45]. Le résultat après une longue insolation est

l'observation de la décroissance du signal transmis centré autour de la longueur d'onde du laser. Ce phénomène découlait de l'inscription d'un réseau de façon longitudinale dans la fibre sous l'effet des interférences entre l'onde incidente et celle due à la réflexion de Fresnel (4 %) en bout de fibre. Les auteurs venaient de mettre en évidence le phénomène de photosensibilité dans les fibres dopées germanium.

Ce n'est qu'en 1989 que l'équipe de Meltz et Morey propose une technique d'écriture de réseau transversalement à la fibre à travers la gaine et dont la longueur d'onde est accordable [96]. Le principe de l'inscription est d'exposer la fibre à un champ d'interférences produit par deux faisceaux UV cohérents. Bien plus tard, en 1993, Hill *et al.* proposent l'inscription de réseaux en utilisant un masque de phase [46] [47].

Dans ce paragraphe nous allons présenter succinctement trois types de réseaux, les réseaux à pas court et traits droits, les réseaux à pas long et les réseaux à traits inclinés.

### ***1.3.a Modes guidés, modes de gaine et modes radiatifs***

Les réseaux de Bragg permettent un transfert de puissance entre certains modes de propagation d'une fibre optique. Ceci est réalisé *via* la perturbation de la phase d'un mode de façon à ce qu'elle s'accorde avec la phase d'un autre mode, c'est la « condition d'accord de phase ». Pour l'inscription d'un réseau de Bragg, la gaine protectrice est retirée. La fibre optique se comporte alors comme une structure à trois couches possédant des indices de réfraction différents,  $n_c$  pour le cœur de la fibre,  $n_g$  pour la gaine et  $n_{ext}$  pour l'indice de réfraction du milieu entourant la gaine optique, ici de l'air ( $n_{ext} = 1$ ). Ainsi, pour qu'une onde électromagnétique puisse se propager dans le cœur de la fibre, la constante de propagation du mode guidé par le cœur  $\beta$  doit vérifier la relation suivante :

$$k_0 n_g \leq \beta \leq k_0 n_c$$

De leur côté, les modes de gaine guidés par la structure gaine-air présentent une constante de propagation appartenant à l'intervalle :

$$k_0 n_{ext} \leq \beta \leq k_0 n_g$$

Lorsque  $\beta$ , la constante de propagation est inférieure à  $k_0 n_{ext}$ , les modes obtenus sont radiatifs et ne se présentent pas sous la forme d'un ensemble de modes discrets mais d'un continuum. On parle de continuum de modes radiatifs.

### ***1.3.b Réseaux droits à pas courts***

Le réseau de Bragg est une perturbation périodique de l'indice de réfraction du cœur le long de la fibre. La condition de Bragg qui régit ce phénomène est celle qui satisfait simultanément la conservation de l'énergie et celle de la quantité de mouvement. Lorsque cela est vérifié, la lumière réfléchiée par chacun des plans interfère de façon constructive dans la direction contra propagative.

La conservation de l'énergie nécessite que la fréquence de l'onde incidente soit la même que celle de l'onde réfléchiée. La conservation de la quantité de mouvement implique que la somme du vecteur d'onde incident  $\vec{\beta}_i$  et  $\vec{k}_g$  le vecteur du réseau soit égale au vecteur d'onde de diffraction  $\vec{\beta}_r$ .

$$\vec{\beta}_i + \vec{k}_g = \vec{\beta}_r \quad \text{Eq. I-2}$$

$\vec{k}_g$  a une direction normale au plan du réseau et l'amplitude est égale à  $|\vec{k}_g| = \frac{2\pi}{\Lambda}$  où  $\Lambda$  est le pas du réseau,  $k_g$  est le nombre d'onde associé à la période spatiale des variations  $\Lambda$ . L'amplitude du vecteur de propagation de l'onde lumineuse à une longueur d'onde  $\lambda$  est donnée par  $\beta = |\beta| = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff}$  où  $n_{eff}$  est l'indice effectif du mode guidé.

Dans le cas du réseau de Bragg à pas court, le vecteur d'onde diffracté est égal en amplitude mais de direction opposée à celle du vecteur d'onde incident. La relation de conservation de la quantité de mouvement (Eq. I-2) donne alors :

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \quad \text{Eq. I-3}$$

où la longueur d'onde de Bragg  $\lambda_B$  est la longueur d'onde centrale de la bande spectrale réfléchiée par le réseau de Bragg.

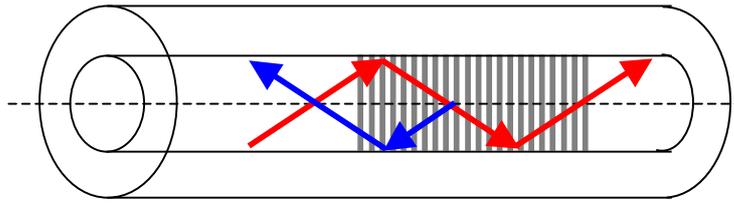


Figure I-6 : Dans une fibre monomode, couplage entre le mode fondamental co-propagatif et le mode fondamental contra-propagatif, induit par un réseau de Bragg à traits droits dans une fibre monomode

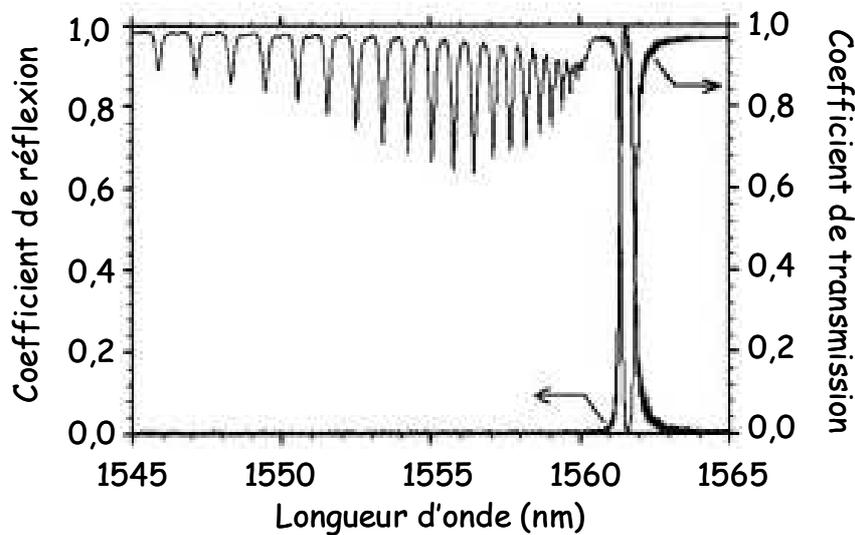


Figure I-7 : Réponse spectrale en transmission et en réflexion d'un réseau de Bragg inscrit dans une fibre monomode conventionnelle

La Figure I-6 illustre le couplage entre le mode fondamental co-propagatif et le mode fondamental contra-propagatif dans une fibre monomode, induit par un réseau de Bragg à traits droits tandis que sur la Figure I-7 est présentée la réponse spectrale d'un réseau de Bragg inscrit dans une fibre monomode conventionnelle. La résonance aux grandes longueurs d'onde correspond au mode guidé fondamental localisé dans le cœur de la fibre, c'est la résonance de Bragg. La largeur à mi-hauteur de cette résonance (FWHM-Full Width at Half Maximum) est de l'ordre de quelques centaines de picomètres ( $\sim 200$  pm). Les autres résonances (à plus basses longueurs d'onde), n'apparaissant pas sur la réponse spectrale du réseau de Bragg en réflexion, correspondent à des modes de gaine. Ces modes de gaine sont rapidement atténués et ne se propagent que sur de courtes distances, quelques centimètres. La détermina-

tion de la longueur d'onde de chacun des modes de gaine ( $\lambda_i$ ) s'effectue en utilisant la relation d'accord de phase [90] :

$$\beta_i + \beta_{01} = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad \text{Eq. I-4}$$

où  $\beta_i$  est la constante de propagation du  $i^{\text{ème}}$  mode de gaine se propageant dans la direction opposée au mode fondamental  $LP_{01}$  dont la constante de propagation est noté  $\beta_{01}$  et avec  $\Lambda$  le pas du réseau. La relation (Eq. I-4) donne avec  $\beta_{01} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff}^{\text{fondamental}}$  :

$$\lambda_i = (n_{eff,i} + n_{eff}^{\text{fondamental}}) \Lambda$$

Le profil longitudinal de l'indice de réfraction le long de la fibre peut être décrit par (Cf. Figure I-8) :

$$n(z) = n_0 + \Delta n_{moyen} + \Delta n_{mod} \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z + \Phi_0\right) \quad \text{pour } 0 \leq z \leq L$$

où  $\Delta n$  est l'amplitude de la perturbation en indice de réfraction photoinduite,  $z$  est la distance le long de la fibre et  $n_0$  est l'indice de réfraction moyen,  $\Phi_0$  est la phase.

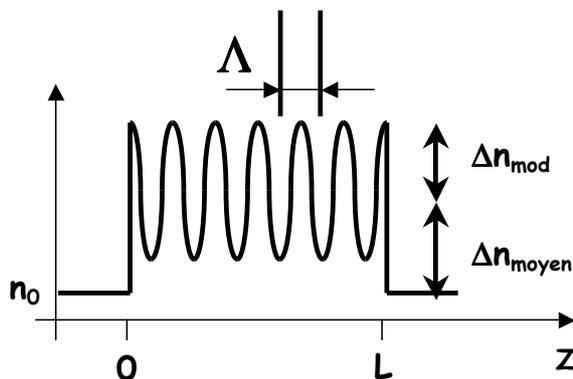


Figure I-8 : Profil de la modulation d'indice induite par un réseau de Bragg à traits droits

L'expression de la réflectivité s'écrit de la façon suivante :

$$R = \tanh^2 \left( \pi \Delta n_{mod} \frac{L}{\lambda} \eta \right)$$

où  $\eta$  est le facteur de confinement du mode fondamental, rapport entre l'énergie guidée par le cœur et l'énergie totale du mode.

La longueur du réseau ( $L$ ) influence la forme spectrale du réseau de Bragg. Notamment, la sélectivité du réseau est meilleure lorsque le nombre de périodes  $N$  ( $N = L/\Lambda$ ) augmente. La condition d'accord de phase devient en effet de plus en plus sélective au fur et à mesure que le nombre de réflexion augmente. La FWHM de la résonance de Bragg diminue.

L'amplitude de modulation d'indice ( $\Delta n_{\text{mod}}$ ) influence d'une part la position spectrale du réseau à travers l'indice effectif  $n_{\text{eff}}$ , qui intervient dans la relation de Bragg (Eq. I-3) et d'autre part, plus  $\Delta n_{\text{mod}}$  croît, plus la FWHM de la résonance et le coefficient de réflexion augmentent.

A titre d'exemple la modulation d'indice est de l'ordre du  $10^{-4}$ , la largeur à mi-hauteur de 300 pm et la longueur du réseau de l'ordre du centimètre.

### ***1.3.c Réseaux à pas long***

Les réseaux de Bragg à pas long, LPG pour Long Period Grating dans la littérature anglosaxonne, présentent des périodes nettement supérieures à celle des réseaux à pas court. Elles sont typiquement de l'ordre de 100  $\mu\text{m}$  à 1 mm. Le couplage se fait entre le mode fondamental et les modes de gaine co-propagatif (Cf. Figure I-9). La condition d'accord de phase est alors donnée par [124] :

$$\lambda_{\text{rés}} = (n_{\text{eff, coeur}} - n_{\text{eff, gaine}}^m) \Lambda$$

où  $\lambda_{\text{rés}}$  est la longueur d'onde de résonance,  $n_{\text{eff, coeur}}$  est l'indice effectif du mode se propageant dans le cœur et  $n_{\text{eff, gaine}}^m$  est l'indice effectif du  $m^{\text{ième}}$  mode de gaine.

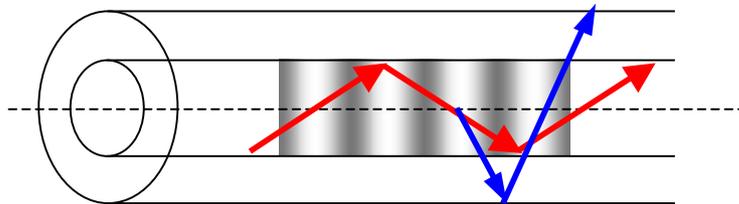


Figure I-9 : Couplage entre le mode fondamental et le mode de gaine co-propagatif, induit par un réseau de Bragg à pas long

Sur la Figure I-10 est présenté la réponse spectrale d'un réseau à pas long [9]. Chacune des résonances présentées sur le spectre en transmission, traduit le couplage du mode fondamental vers l'un des modes de gaine. La largeur à mi-hauteur d'une résonance est cette fois de l'ordre de quelques nanomètres.

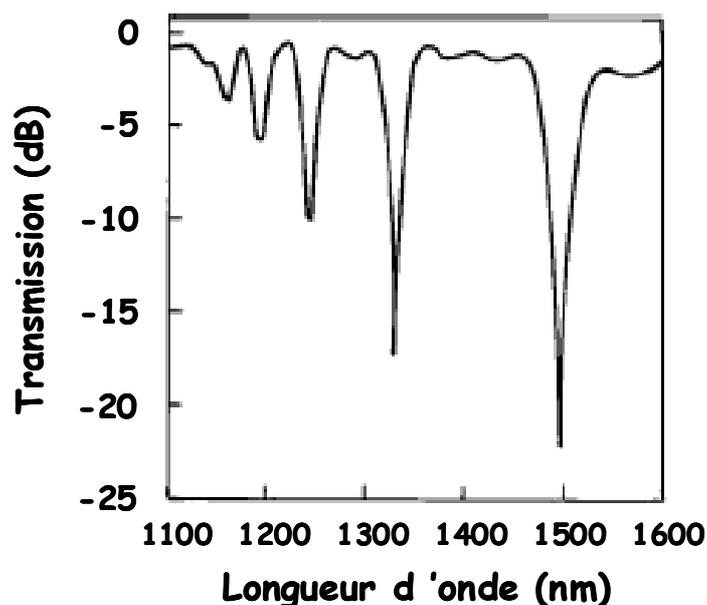


Figure I-10 : Spectre en transmission d'un réseau de Bragg à pas long inscrit dans une fibre Corning SMF-28 avec une période de 320  $\mu\text{m}$  (d'après Bhatia *et al.* [9])

Les méthodes utilisées pour l'inscription de réseaux de Bragg à pas longs diffèrent de celles utilisées pour l'inscription de réseau de Bragg à pas courts. Plusieurs méthodes d'inscription existent, par photoinscription (laser UV, laser IR femtoseconde à impulsion [74]), par implantation d'ions [39] ou à l'aide d'arcs électriques ou d'un laser  $\text{CO}_2$  qui engendre des changements des propriétés macro et microscopiques. Cette dernière méthode consiste à inscrire un réseau de Bragg à pas longs, point par point (période du réseau par période) en utilisant un laser  $\text{CO}_2$  à impulsion focalisé sur la fibre [22]. La fibre est placée sur un système motorisé, permettant sa translation suivant son axe optique avec une précision à 0,1  $\mu\text{m}$  et donc l'inscription du réseau à pas longs, trait par trait.

### ***1.3.d Réseaux à traits inclinés***

Les réseaux de Bragg en angle appartiennent à la famille des réseaux à pas courts, mais la modulation en indice est inclinée d'un angle  $\theta$ . Le couplage se fait entre le mode fondamental et les modes de gaine contra-propagatif (Cf. Figure I-11). La condition d'accord de phase est alors donnée par :

$$\lambda_{rés} = \left( n_{eff, coeur} + n_{eff, gaine}^m \right) \frac{\Lambda}{\cos\theta}$$

où  $\lambda_{rés}$  est la longueur d'onde de résonance,  $n_{eff, cœur}$  est l'indice effectif du mode se propageant dans le cœur et  $n_{eff, gaine}^m$  est l'indice effectif du  $m^{ième}$  mode de gaine.

L'une des méthodes utilisée pour réaliser l'inscription de réseaux de Bragg à traits inclinés (dits réseaux « blasés ») dans une fibre optique est décrite dans le paragraphe I.4.a de la partie III de ce manuscrit.

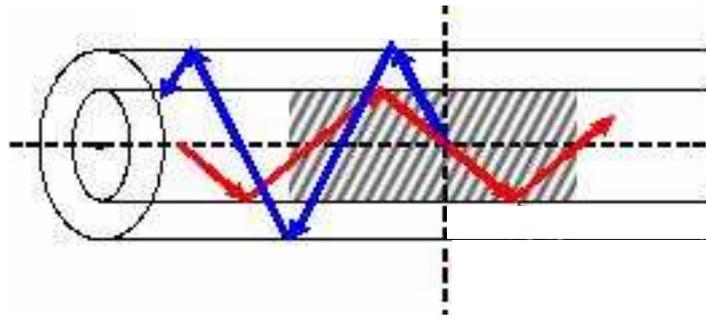
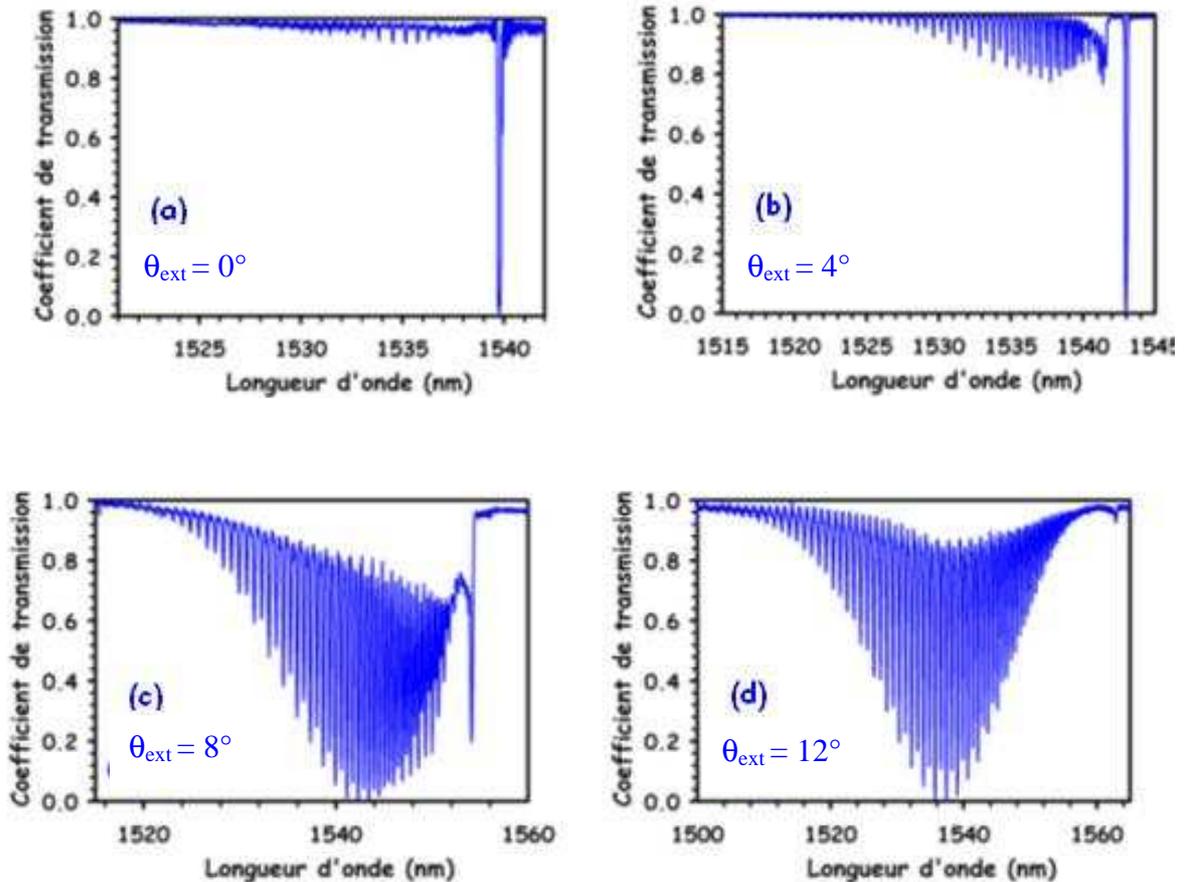


Figure I-11 : Couplage entre le mode fondamental et le mode de gaine contra propagatif, induit par un réseau de Bragg à traits inclinés



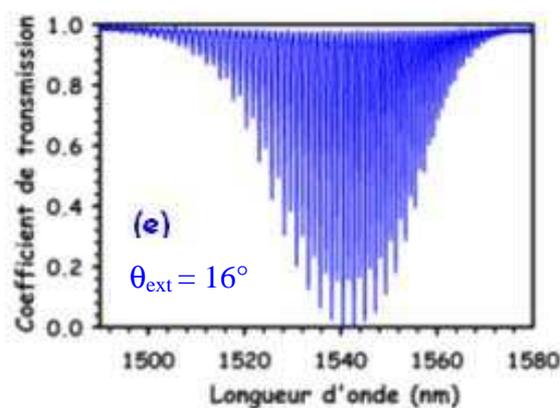


Figure I-12 : Spectres en transmission de réseaux de Bragg à traits inclinés, pour un angle d'inscription ( $\theta_{\text{ext}}$ ) égal à (a)  $0^\circ$ , (b)  $4^\circ$ , (c)  $8^\circ$ , (d)  $12^\circ$  et (e)  $16^\circ$ , inscrits dans des fibres conventionnelles avec un banc à miroir de Lloyd (voir partie III), [78]

Les spectres en transmission des réseaux de Bragg à traits inclinés pour différents angles sont présentés sur la Figure I-12. L'angle  $\theta_{\text{ext}}$  est l'angle d'inscription, angle induit entre la fibre et la figure d'interférences pour inscrire un réseau à traits inclinés comme présenté sur la Figure III-25, dans le paragraphe I.4.a de la partie III.

Le spectre évolue lorsque l'angle de blase du réseau augmente. Ainsi pour une fibre comportant un réseau droit à pas court ( $\theta_{\text{ext}} = 0^\circ$ ), c'est le couplage entre le mode guidé co-propagatif et le mode guidé contra-propagatif correspondant à la résonance de Bragg qui sera prépondérant. Les résonances inférieures à 1538 nm correspondent à un couplage entre le mode fondamental et un mode de gaine contra-propagatif (Cf. Figure I-11). Quand l'angle de blase du réseau augmente, le coefficient de couplage entre le mode guidé co-propagatif et le mode guidé contra-propagatif décroît. Ainsi, la réflectivité de la résonance de Bragg diminue. Plus l'angle augmente, plus le couplage vers des modes de gaine est dominant et l'optimum du couplage se réalise pour des modes d'ordres de plus en plus élevés. Par ailleurs, sur le spectre en transmission du réseau de Bragg avec un angle de blase de  $16^\circ$ , nous notons qu'une résonance sur deux présente une amplitude plus faible. Dans ce cas, les résonances ayant l'amplitude la plus élevée sont le résultat du couplage entre le mode guidé fondamental et les modes de gaine  $LP_{0n}$ . Les autres résonances (d'amplitude plus faibles) sont issues par contre du couplage entre le mode guidé fondamental et les modes de gaine  $LP_{1n}$ .

L'inscription de réseaux à traits inclinés dans une fibre optique induit une biréfringence liée à deux facteurs distincts dans le cas d'une photoinscription avec un faisceau UV.

Elle serait d'une part liée à la polarisation du faisceau UV, la biréfringence étant moins importante lorsque la direction de la polarisation du faisceau UV est de type p [30] et d'autre part, à l'asymétrie de l'élévation d'indice photoinduite sur la section transverse de la fibre [123].

## I.4 Transducteur à réseau de Bragg

La longueur d'onde de Bragg est dépendante du pas du réseau mais également de l'indice effectif du mode guidé (Cf. Eq. I-3). Tout phénomène venant perturber l'un des deux paramètres engendre *de facto* une modification de la longueur d'onde de Bragg. Le décalage spectral relatif de la résonance de Bragg peut se décomposer sous la forme d'une somme de 3 termes fonctions soit de la variation de température ( $\Delta T$ ), soit à l'allongement relatif  $\left(\varepsilon = \frac{\Delta L}{L}\right)$ , soit de la variation de pression exercée sur la fibre ( $\Delta P$ ) :

$$\frac{\Delta \lambda_B}{\lambda_B} = a\Delta T + b\varepsilon + c\Delta P$$

Par la suite nous appellerons pour simplifier « sensibilité du réseau de Bragg » à la température, en pression ou à l'allongement, la sensibilité de la résonance de Bragg à chacun de ces paramètres.

### I.4.a Sensibilité du réseau de Bragg à la température

La dépendance de la longueur d'onde de Bragg à la température se manifeste sous la forme d'une superposition de deux phénomènes, la dilatation du réseau de Bragg (dilatation de la silice) et l'effet thermo-optique (dépendance de l'indice de réfraction à la température) :

$$\frac{\Delta \lambda_B}{\lambda_B} = a\Delta T = \underbrace{\left[ \left( \frac{1}{\Lambda} \times \frac{d\Lambda}{dT} \right) \right]}_{\text{Dilatation du réseau}} + \underbrace{\left[ \left( \frac{1}{n} \times \frac{dn}{dT} \right) \right]}_{\text{Effet thermo-optique}} \Delta T$$

Dans la bande spectrale centrée sur 1,5  $\mu\text{m}$ , la sensibilité du réseau de Bragg à la température dans une fibre monomode en germano-silicate est de [122] :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \sim 10 \text{ pm/K} & 0 < T < 150^\circ\text{C} \\ \sim 14 \text{ pm/K} & 150 < T < 400^\circ\text{C} \\ \sim 17 \text{ pm/K} & 400 < T < 700^\circ\text{C} \end{array} \right.$$

### ***1.4.b Sensibilité du réseau de Bragg à l'allongement relatif***

L'allongement d'un matériau sous l'application d'une contrainte donnée est lié à la nature du matériau qui est caractérisé par deux constantes, le module d'Young  $E$  et le coefficient de Poisson  $\nu$ .

L'effet d'une contrainte de type traction ou compression longitudinale sur le réseau de Bragg se décompose sous la forme d'une somme de trois effets :

- Effet mécanique : allongement longitudinal de la fibre optique,  $\varepsilon = \frac{\Delta\Lambda}{\Lambda}$
- Effet élasto-optique : variation de l'indice de réfraction de la silice par effet élasto-optique, due à la déformation de la fibre,
- Effet de la diminution du diamètre vue le coefficient de Poisson. Note : L'effet de la dispersion dû à la diminution du diamètre de la fibre sous l'effet de la pression est négligeable par rapport aux autres effets [48].

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = b\varepsilon = \left( 1 - \underbrace{\frac{n_c^2}{2} p_{11} - \nu (p_{11} + p_{12})}_{\text{coefficient photoélastique}} \right) \varepsilon$$

Pour une fibre de silice cela donne  $\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = 0,78\varepsilon$

Ainsi, un allongement de  $1 \mu\varepsilon$  provoque un décalage spectral de la résonance de Bragg d'environ 1 pm à 1,2 pm vers les grandes longueurs d'onde ; la valeur précise dépendant de la fibre, du dopage...

### ***1.4.c Sensibilité du réseau de Bragg à la pression hydrostatique***

La sensibilité du réseau de Bragg à la pression hydrostatique est liée à un effet mécanique et à un effet de la pression sur l'indice de réfraction. Le décalage spectral peut à nouveau être scindé en deux termes.

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = c\Delta P = \left[ \underbrace{\left( \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial\Lambda}{\partial P} \right)}_{\text{Effet mécanique}} + \underbrace{\left( \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial P} \right)}_{\text{Effet sur l'indice}} \right]$$

En considérant une pression hydrostatique ( $P_x = P_y = P_z = -P$ ), le terme correspondant à la déformation mécanique s'écrit :

$$\left( \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial\Lambda}{\partial P} \right) = -\frac{1-2\nu}{E}$$

et le terme traduisant la variation de l'indice s'écrit :

$$\left( \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial P} \right) = \frac{1}{2}n^2(2p_{12} + p_{11}) \frac{1-2\nu}{E}$$

Nous obtenons alors :  $\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = -\left(1 - \frac{1}{2}n^2(2p_{12} + p_{11})\right) \frac{1-2\nu}{E} \Delta P$  [34]

La sensibilité du réseau de Bragg à la pression est de  $-4$  pm / MPa à  $1,5$   $\mu\text{m}$ . D'autres expériences ont montré une sensibilité à la pression de  $-3$  pm/MPa à  $1533$  nm.

## **I.5 Applications en réfractométrie**

Les possibilités pour les applications en réfractométrie en utilisant les fibres optiques conventionnelles sont l'inscription de réseaux de Bragg à pas long [56] ou à traits inclinés [79], car ils sont sensibles à l'indice de réfraction du milieu entourant le réseau. D'autres possibilités consistent à considérer des réseaux de Bragg à pas court [138] ou à pas long [17], inscrits dans des fibres en D (*D-shape optical fiber*) dont la sensibilité est augmentée par l'abrasion de la gaine.

### ***1.5.a Réseau de Bragg à pas long pour la mesure des indices de réfraction***

La sensibilité de la résonance d'un réseaux à pas long à l'indice de réfraction du milieu extérieur provient de la dépendance de la condition d'accord à l'indice effectif des modes de gaine. Comme nous l'avons mentionné dans le paragraphe I.3.c, pour un réseau à pas long

le couplage s'effectue entre le mode fondamental et un mode de gaine co-propagatif. Les modes de gaine se trouvent localisés dans la gaine optique. Un changement de l'indice de réfraction du milieu entourant le réseau à pas long entraîne une modification de l'indice effectif du mode de gaine et donc un décalage spectral de la résonance. La mesure du décalage spectral peut être reliée à la variation d'indice de réfraction du milieu environnant [112].

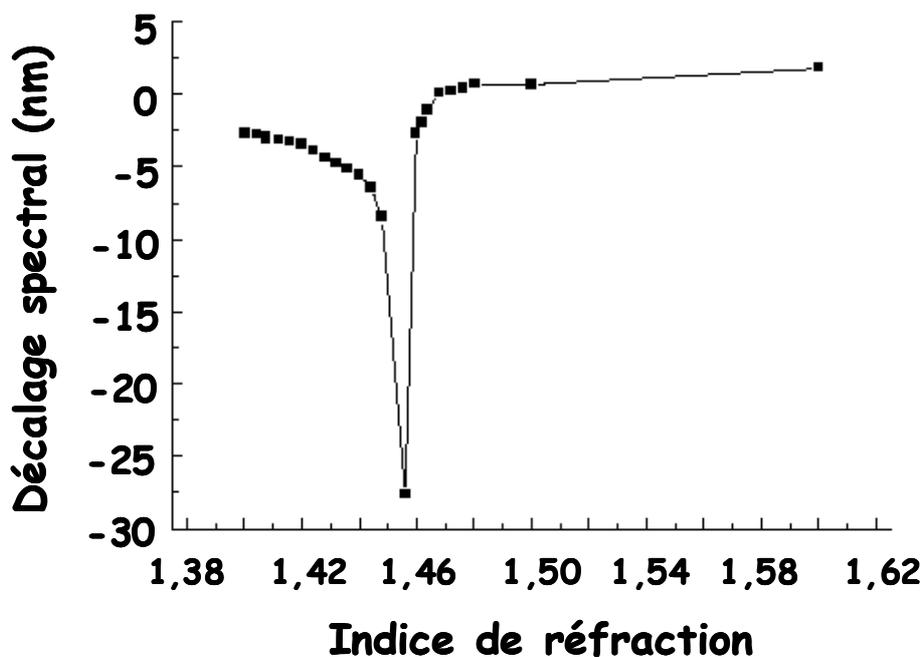


Figure I-13 : Décalage spectral d'une résonance en fonction de l'indice de réfraction du milieu entourant le réseau à pas long inscrit dans une fibre co-dopée germanium et bore (d'après [68])

Khaliq *et al.* ont présenté des résultats de déplacement spectral en fonction de l'indice de réfraction du milieu entourant le réseau à pas long [68]. Le réseau utilisé est un réseau à pas long (période de 400  $\mu\text{m}$ ) inscrit dans une fibre co-dopée germanium et bore. Le maximum de sensibilité est obtenu pour le mode d'ordre le plus élevé et lorsque l'indice de réfraction s'approche de celui de la gaine (Cf. Figure I-13, d'après [68]). Lorsque l'indice de réfraction du liquide et celui de la gaine sont égaux, celle-ci semble s'étendre à l'infini et les modes de gaine ne sont plus guidés. Pour un indice de réfraction du liquide supérieur à celui de la gaine, la sensibilité est réduite. La gaine ne fait plus office de guide d'onde. Cependant la présence de résonances s'explique par l'existence de modes de gaine atténués provenant de la réflexion de Fresnel au niveau de l'interface gaine-milieu extérieur.

Les réseaux à pas long présentent une grande sensibilité à l'indice du milieu entourant la fibre à l'endroit du réseau, mais aussi une grande dépendance à la température et aux déformations subies par cette fibre. Dans le cas d'une utilisation d'un tel réseau en tant que transducteur dans un dispositif de mesure, il est nécessaire de découpler les différents phénomènes d'influence afin de déterminer l'effet des variations de l'indice de réfraction indépendamment des autres paramètres.

### ***1.5.b Mesure d'indice de réfraction à l'aide d'un réseau de Bragg à traits inclinés (Réseau « en angle »)***

Les réseaux de Bragg à traits inclinés inscrits dans une fibre conventionnelle sont utilisés parmi d'autres applications, pour la réfractométrie. Les réseaux de Bragg à traits inclinés sont spectralement sensibles à l'indice de réfraction du milieu entourant le réseau car le couplage s'effectue entre le mode fondamental et les modes de gaine contra-propagatifs.

A titre d'exemple, les spectres présentés sur la Figure I-12 (paragraphe I.3.d de ce chapitre) correspondent à des mesures réalisées dans le cas où le réseau se trouve dans l'air [78]. A présent, si le réseau de Bragg d'angle  $16^\circ$  est entouré d'un liquide d'indice de réfraction ( $n_{\text{ext}}$ ) supérieur à 1,296 (à  $25^\circ\text{C}$  et 1550 nm), et que cet indice de réfraction augmente, les résonances composant la réponse spectrale du réseau à traits inclinés disparaissent progressivement, des résonances aux faibles longueurs d'onde vers celles aux grandes longueurs d'onde (Cf. Figure I-14). Le mode guidé fondamental n'est plus seulement couplé vers les modes de gaine contra-propagatifs, mais également vers le continuum de modes radiatifs. Puis, lorsque l'indice de réfraction du milieu extérieur atteint celui de la gaine ( $\sim 1,46$ ), le mode de gaine n'est plus du tout guidé puisque l'interface gaine - milieu extérieur disparaît. Seul le couplage entre le mode guidé fondamental et le continuum de modes radiatifs subsiste. La réponse spectrale du réseau à traits inclinés est alors une enveloppe de la courbe lissée.

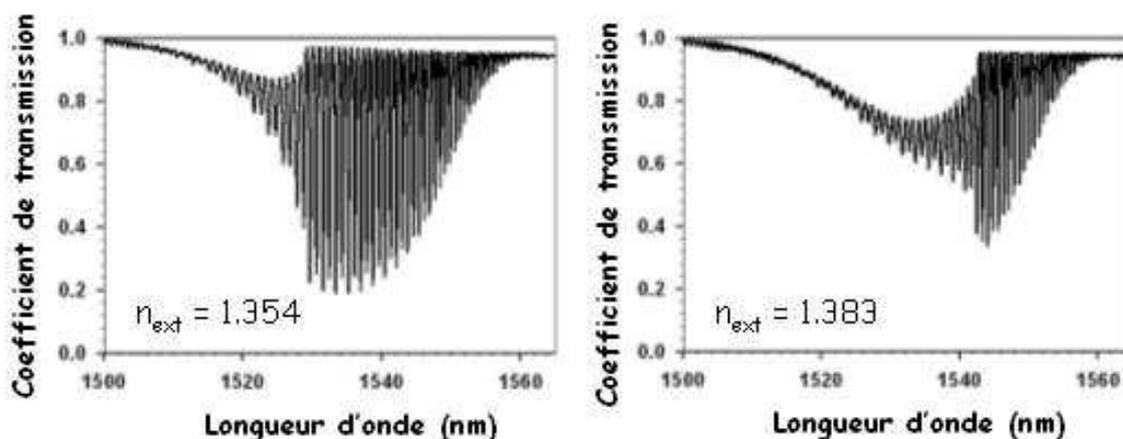


Figure I-14 : Spectre en transmission d'un réseau de Bragg d'angle  $16^\circ$  pour deux valeurs d'indice de réfraction du milieu extérieur, [78]

Ainsi, quand  $n_{\text{ext}}$  varie, l'apparence globale de la réponse du réseau en angle est progressivement modifiée. Lorsque  $n_{\text{ext}}$  croît (avec  $1,3 < n_{\text{ext}} < n_{\text{gaine}}$ ), l'aire délimitée par l'enveloppe supérieure et inférieure diminue. Grâce à une courbe de calibrage de l'aire ainsi délimitée en fonction de l'indice de réfraction (Cf. Figure I-15), un tel réseau peut être utilisé comme élément transducteur d'un capteur d'indice [78].

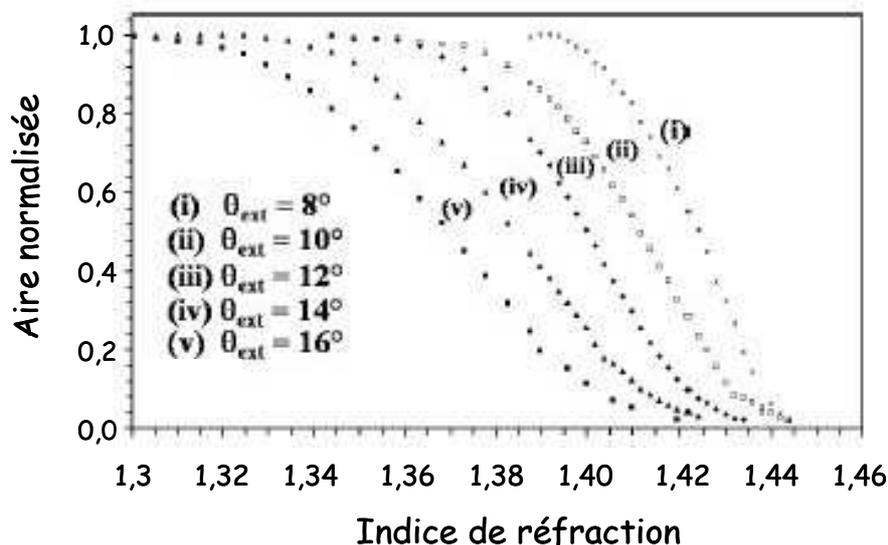


Figure I-15 : Evolution de l'aire délimitée par les enveloppes supérieure et inférieure de la réponse spectrale des réseaux à traits inclinés de 8mm de long, en fonction de l'indice de réfraction du milieu extérieur pour différents angles d'inscription ( $\theta_{\text{ext}}$ ), [78]

Laffont *et al.* relatent deux expériences basées sur ce principe, l'une consistant à la mesure de la salinité d'une solution aqueuse et l'autre au suivi de la polymérisation de résine époxy entrant dans la constitution des matériaux composites à matrice organique [80].

### ***1.5.c Fibre attaquée à l'acide fluorhydrique (HF)***

Une autre approche consiste à rendre sensible un réseau de Bragg à traits droits à l'indice de réfraction du milieu entourant le réseau, en réduisant l'épaisseur de la gaine optique de la fibre à l'acide fluorhydrique (HF).

C'est ainsi que Iadicicco *et al.* ont pu établir la sensibilité d'un réseau à pas court inscrit dans une fibre monomode vis à vis de l'indice, pour différents diamètres de gaine [55]. En réduisant le diamètre de la gaine, l'interaction entre le mode fondamental et le milieu entourant la fibre augmente, car la partie évanescente du mode au delà de l'interface fibre/milieu extérieur devient plus importante. Ainsi, plus le diamètre de gaine diminue et meilleure est la sensibilité du réseau de Bragg vis-à-vis de l'indice de réfraction. Pour une fibre dont la gaine est totalement retirée, la résolution en indice du réseau de Bragg est de  $\sim 10^{-4}$  et  $\sim 10^{-5}$ , respectivement pour des liquides d'indice de réfraction de 1,33 et 1,45 entourant le réseau, sous l'hypothèse que le système d'interrogation soit capable de discriminer un décalage spectral avec une résolution de 1 pm vers 1550 nm. La résolution en indice correspond à la variation minimale d'indice de réfraction détectable, pour un décalage spectral de 1pm. Sur le même principe, une étude préliminaire a été effectuée sur des fibres multimodes. Il apparaît que plus l'ordre du mode considéré est élevé et plus la sensibilité du réseau à l'indice de réfraction est améliorée [55]. Dans le cas d'une fibre multimode dont toute la gaine est retirée, à partir du troisième mode la sensibilité est meilleure (1,36 fois plus grande) que pour une fibre monomode sans gaine.

Zhou *et al.* ont quant à eux, inscrit un réseau à traits inclinés dans une fibre multimode dont ils ont réduit le diamètre de la gaine (fibre de 12  $\mu\text{m}$  de diamètre). Ils ont suivi le déplacement spectral des deux premiers modes ( $\text{LP}_{00}$  et  $\text{LP}_{01}$ ) avec l'indice de réfraction. Les mesures sont réalisées en plongeant la fibre dans une solution aqueuse sucrée. En modifiant la concentration en sucre, l'indice de réfraction varie. Le décalage spectral induit par une concentration de 1% est de 0,23 nm/% dans l'intervalle d'indice de réfraction de 1,420-1,442.

En conclusion, la réduction du diamètre de la gaine optique permet d'améliorer sensiblement la sensibilité d'un réseau de Bragg à l'indice de réfraction du liquide entourant la fibre. Cependant, l'un des inconvénients (peut être le plus rédhibitoire) de ce procédé est l'extrême fragilité de la fibre après réduction du diamètre de la fibre.

### ***1.5.d Fibre optique en D***

En comparaison avec un réseau de Bragg à traits droits inscrit dans une fibre conventionnelle, le même réseau inscrit dans une fibre en forme de D (attaquée à l'acide fluorhydrique-HF) présente une meilleure sensibilité à l'indice de réfraction du milieu entourant le réseau. Zhou *et al.* ont présenté un capteur chimique réalisé en inscrivant un réseau de Bragg à pas court dans une fibre en D [138]. La fibre en D est attaquée à l'acide HF afin d'enlever de la silice et de se rapprocher l'interface silice – milieu extérieur, du cœur de la fibre. Celle-ci est ensuite plongée dans une solution sucrée dont la concentration est modifiée afin de faire varier l'indice de réfraction. Les auteurs présentent le décalage spectral en fonction de la concentration en sucre dans la solution et donc en fonction de l'indice de réfraction du liquide entourant le réseau. Le maximum de sensibilité atteint est de 0,11 nm/% (en concentration de sucre) lorsque la fibre est attaquée à l'acide HF pendant 170 min (le cœur de la fibre se trouve quasiment à l'air) alors qu'il est de 0,03 nm/% pour la fibre attaquée à l'acide HF pendant 155 min.

Dans le même type de fibre en D, attaquée à l'acide HF, Chen *et al.* présentent cette fois la sensibilité d'un réseau de Bragg à pas long en fonction de l'indice de réfraction du liquide entourant le réseau [17]. La fibre est ici aussi plongée dans une solution sucrée dont l'indice de réfraction est modifié par la concentration en sucre. Le décalage spectral maximum obtenu pour un indice de réfraction allant de 1,33 à 1,44, est de 31,7 nm en considérant un mode d'ordre élevé. En concentration de sucre, le maximum de sensibilité du réseau à pas long est de 0,53 nm/%.

L'inscription d'un réseau de Bragg dans une fibre en D réalisée par attaque acide permet de réaliser des capteurs chimiques qui peuvent être de bons candidats pour les applications biomédicales.



# Chapitre II

## Les Fibres à Cristal Photonique / microstructurées

### II.1 Historique

Le concept de fibre à cristal photonique fut initialement proposé en 1995 par Philip Russell de l'université de Bath [11]. Dans ce type de guide, la gaine de la fibre est constituée d'une matrice de canaux d'air parallèles à l'axe optique. Les fibres à cristaux photoniques, présentent une structure géométrique périodique sur deux dimensions et homogène sur la troisième (l'axe  $z$ ), axe de propagation de la lumière. Elles sont généralement en silice et comportent des canaux d'air le long de la fibre dont les paramètres caractéristiques sont le diamètre des canaux  $d$  et le pas  $\Lambda$ , distance inter canaux de centre à centre. Elles sont classées dans deux catégories. La première catégorie de fibres dites à cristaux photoniques ou à bandes interdites photoniques (BIP), assure le guidage par bande interdite photonique. Et la seconde catégorie de fibres obéit à un guidage par réflexion totale interne (RTI) à l'instar des fibres optiques conventionnelles à saut d'indice. Ces fibres sont dites microstructurées RTI ou plus simplement fibres microstructurées (Cf. Figure I-16).

En 1996, Russel *et al.* ont essayé de réaliser des fibres à bandes interdites photoniques à deux dimensions sur le modèle des travaux de Villeneuve [125], Yablonovitch [135] [136] et Ozbay [109], en anticipant un guidage grâce à l'existence de bandes interdites photoniques dans la gaine air/silice périodique. Le premier essai fut un échec mais ils obtinrent tout de même le guidage de la lumière sur une très large bande par réflexion totale interne [69] [70].

Cette fibre était constituée d'un arrangement triangulaire de canaux d'air de diamètre variable et distants de  $2,3 \mu\text{m}$ . La fibre possédait un défaut au centre (un trou est omis). Elle a montré des propriétés de guidage non conventionnelles (guidage monomode sur la plage de longueur d'onde allant de  $337 \text{ nm}$  à  $1550 \text{ nm}$ ).

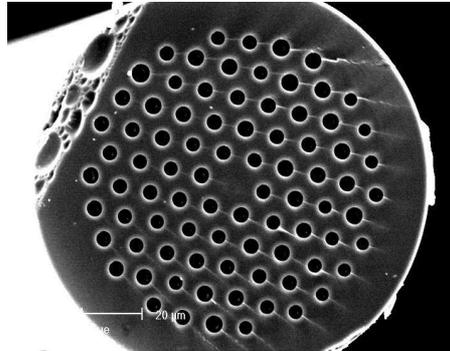


Figure I-16 : Photographie au MEB d'une section de fibre microstructurée (IRCOM)

Dans les fibres microstructurées air silice, la présence des canaux dans la gaine diminue l'indice de réfraction moyen de celle-ci par rapport à celui du cœur, permettant alors le guidage de la lumière par réflexion totale. Si les dimensions des canaux d'air sont proches de la longueur d'onde, cela entraîne une dépendance importante de l'indice de réfraction de la gaine à cette longueur d'onde. Ce phénomène est responsable des propriétés optiques inhabituelles et uniques des fibres microstructurées : guidage monomode sur une large plage spectrale [71], nouvelles propriétés dispersives [12] [35] [99], possibilité de réaliser des fibres monomodes possédant des grandes aires effectives de mode [105] [107] ou bien au contraire réalisation de fibres dont l'aire effective du mode est très faible, pour des applications en optique non linéaire [36].

Naturellement, le fait de pouvoir choisir les paramètres  $d$  et  $\Lambda$  dans une large plage permet d'ajuster les caractéristiques de ces fibres en vue d'applications variées dans différents domaines. Dans ce chapitre, nous ne présenterons pas une étude détaillée des fibres à cristaux photoniques, ce type de fibre n'ayant pas été utilisé dans le cadre de la thèse. Par contre, nous passerons en revue les principales caractéristiques de propagation des fibres microstructurées air/silice fonctionnant par réflexion totale interne en insistant sur les applications, en particulier dans le domaine des capteurs. La fabrication des fibres microstructurées est décrite dans le Chapitre III de cette partie.

## II.2 Les fibres microstructurées

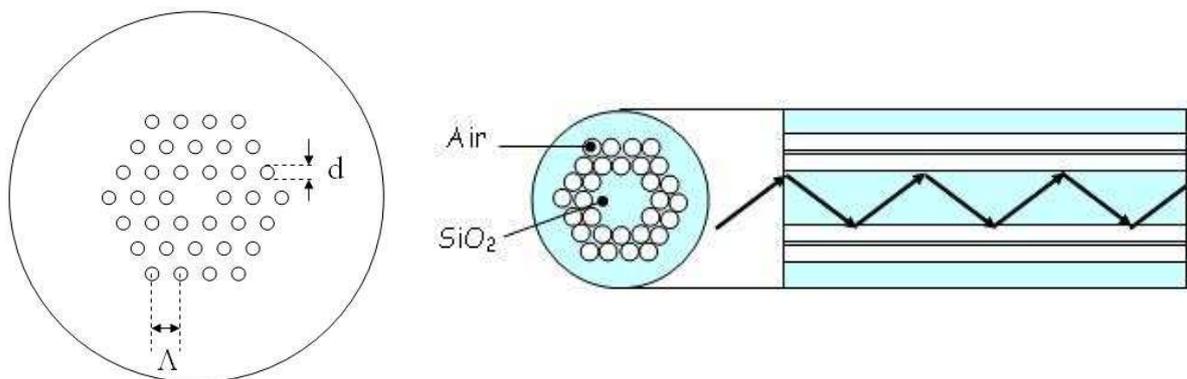


Figure I-17 : Représentation schématique d'une fibre microstructurée

Sur la Figure I-17 est présenté le schéma de principe d'une fibre microstructurée. Ces fibres sont généralement en silice pure. La gaine est constituée d'un arrangement de canaux d'air dans une matrice de silice. L'omission d'un trou (défaut central) dans la matrice forme le cœur solide de la fibre. Les paramètres caractérisant la fibre microstructurée sont, comme pour les fibres BIP, le diamètre des canaux  $d$  et le pas  $\Lambda$ , distance entre deux canaux centre à centre. Comme indiqué précédemment, la présence des canaux d'air dans la gaine optique fait que l'indice moyen de la gaine est inférieur à celui du cœur ce qui permet le guidage de la lumière par réflexion totale.

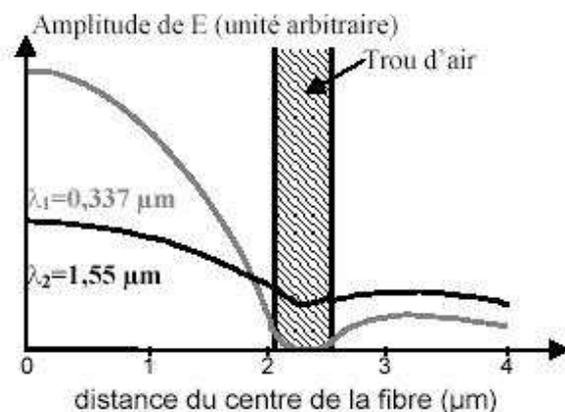


Figure I-18 : Module du champ électrique guidé dans une fibre microstructurée en fonction du rayon de la fibre [14]

Dans une fibre microstructurée, contrairement à la fibre à saut d'indice, l'indice de la gaine dépend très fortement de la longueur d'onde. Aux courtes longueurs d'onde, la lumière reste confinée dans le cœur de la fibre et pénètre peu dans les canaux de la fibre (Cf. Figure

I-18) : l'indice équivalent de la gaine (ce terme, défini dans le paragraphe suivant, représente l'indice équivalent de la gaine dans une fibre microstructurée) s'approche alors de l'indice de la silice. Lorsque la longueur d'onde augmente, la lumière s'étend plus profondément dans les canaux (Cf. Figure I-19). L'indice équivalent de la gaine diminue alors [14] [15]. L'extension du champ dans la gaine de la fibre dépend aussi des caractéristiques optogéométriques de la fibre ( $d, \Lambda$ ), et plus précisément du rapport ( $d/\Lambda$ ).

Caractéristiques :

- 5 couronnes de trous
- $d = 0,7 \mu\text{m}$
- $\Lambda = 2 \mu\text{m}$

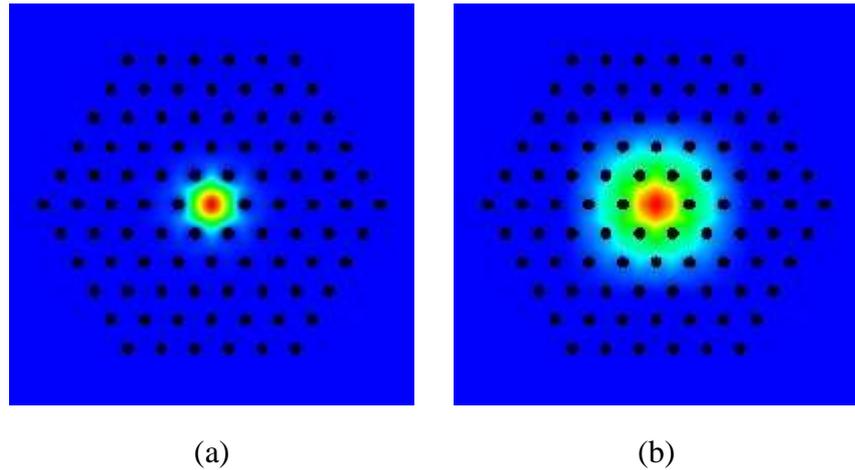


Figure I-19 : Intensité modale du mode fondamental dans une fibre microstructurée à la longueur d'onde de (a) 633 nm et (b) 1550 nm

### II.2.a L'indice effectif de gaine

Pour que le guidage de la lumière s'effectue par réflexions totales, la condition physique à vérifier est que la constante de propagation  $\beta$  soit comprise entre  $kn_{\text{Silice}}$  et  $\beta_{\text{FSM}}$ .

$$\beta_{\text{FSM}} < \beta < kn_{\text{Silice}} \quad \text{Eq. I-5}$$

avec  $kn_{\text{Silice}}$  la constante de propagation maximale possible pour un mode dans la région du cœur composé de silice et  $\beta_{\text{FSM}}$  la constante de propagation du mode de gaine de la fibre ayant l'ordre le plus faible. Ce mode correspond au « *Fundamental Space Filling mode* », mode fondamental qui se propagerait dans un milieu hétérogène (composé de silice et de canaux) identique à la gaine d'extension infinie [97] [139]. L'indice équivalent de la gaine dans une fibre microstructurée, que appellerons pour simplifier « indice équivalent de gaine ») s'écrit :

$$n_{eg} = \frac{\beta_{FSM}}{k}$$

Pour déterminer précisément  $n_{eg}$ , il est nécessaire de connaître la distribution spatiale du mode FSM, qui est plus confiné dans la silice lorsque la longueur d'onde diminue. En effet  $n_{eg}$  est donné par [76] :

$$n_{eg} = \frac{\iint n^2 |E|^2 dS}{\iint E^2 dS} - \frac{1}{k^2} \frac{\iint \left| \frac{dE}{dr} \right|^2 dS}{\iint E^2 dS}$$

avec  $E$  le champ électrique,  $n$  l'indice de réfraction de la silice ou du matériau remplissant les trous suivant le point de la section droite considérée,  $S$  la surface de la cellule élémentaire de cette section droite et  $r$  est la distance au centre de la fibre.

### II.2.b Propriétés modales

Nous savons que dans une fibre conventionnelle, le paramètre  $V$  (fréquence normalisée) permet d'évaluer le nombre de modes que la fibre peut guider. Dans les fibres conventionnelles, lorsque  $V < 2,405$  la fibre est monomode.

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} ON = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_{coeur}^2 - n_{gaine}^2}$$

où  $a$  est le rayon du cœur,  $n_{coeur}$  est l'indice du cœur et  $n_{gaine}$  l'indice de la gaine.

La différence entre l'indice de la gaine et l'indice du cœur reste quasiment constante avec la longueur d'onde, l'indice de la gaine variant pratiquement de la même manière que l'indice du cœur avec la longueur d'onde. L'ouverture numérique est alors considérée comme indépendante de la longueur d'onde. La fréquence normalisée  $V$  varie de manière inversement proportionnelle à la longueur d'onde. Pour des longueurs d'onde basses, la fibre perd son caractère monomode.

Pour une fibre microstructurée, la fréquence spatiale normalisée effective est définie par :

$$V_{eff} = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_{coeur}^2 - n_{eg}^2}$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde de travail,  $n_{\text{cœur}}$  est l'indice du mode fondamental se propageant dans le cœur,  $n_{\text{eg}}$  est l'indice équivalent de la gaine et  $a$  est le rayon du cœur.

Comme nous l'avons dit précédemment l'indice de la gaine dépend fortement de la longueur d'onde. La différence d'indice ( $\Delta n$ ) et l'ouverture numérique augmentent donc avec la longueur d'onde. Aux longueurs d'onde grandes devant les caractéristiques opto-géométriques de la fibre ( $d$  et  $\Lambda$ ), le champ s'étend dans les canaux de la fibre et se propage alors dans une gaine d'indice équivalent égal à :

$$n_{\text{eg}}^2 = \left( f \times n^2 + (1-f) n_{\text{silice}}^2 \right)$$

avec  $n$  l'indice de réfraction du milieu remplissant les trous et  $f$  la fraction d'air s'écrivant

$$f \approx 0,91 \left( \frac{d}{\Lambda} \right)^2$$

Aux courtes longueurs d'onde, on montre que  $n_{\text{eg}}^2 \approx \left( n_{\text{silice}}^2 - \frac{d}{\Lambda} \left( \frac{\lambda}{\Lambda} \right)^2 \right)$  et l'ouverture numérique  $\left( \sqrt{n_{\text{silice}}^2 - n_{\text{eg}}^2} \right)$  devient proportionnelle à la longueur d'onde [40]. La fréquence normalisée tend alors vers une constante. Si les paramètres de la fibre sont correctement choisis, la fréquence normalisée peut rester toujours inférieure à la valeur de la fréquence normalisée de coupure du deuxième mode. La fibre peut ainsi demeurer monomode sur un domaine spectral infini [71].

Dans le cas d'une fibre à cœur dopé, nous avons  $n_{\text{cœur}} > n_{\text{Si}}$ . Pour les très courtes longueurs d'onde, l'indice effectif de la gaine tend vers l'indice de la silice et l'ouverture numérique tend vers une valeur finie non nulle. La fibre pourra donc être multimode pour les faibles longueurs d'onde.

### ***II.2.c Symétrie et dégénérescence des modes dans une fibre microstructurée***

Contrairement aux fibres conventionnelles, la condition de faible guidage ( $n_g \approx n_c$ ) (Cf. le paragraphe I.1.b de cette partie) n'est pas vérifiée dans le cas de fibres microstructurées car le contraste d'indice entre le cœur et la gaine est important.

McIssac a montré que la symétrie du guide d'onde affecte certaines caractéristiques des modes de propagation [92]. La connaissance de la symétrie d'un guide d'onde permet de référencer les modes dans des classes de modes, de prédire les dégénérescences entre les classes de modes (noté  $p$ ) et de déterminer les symétries azimutales de distribution des champs électromagnétiques des modes guidés. La symétrie azimutale est la symétrie de rotation autour du centre du guide d'onde d'un angle de  $2\pi/n$ . Cet angle est l'angle minimum de rotation permettant de décrire la section droite du guide de façon inchangée.

Guobin *et al.* ont transposé la théorie au cas d'une fibre microstructurée présentant une symétrie de type  $C_{6v}$  [43]. Le guide d'onde affiche une symétrie de rotation d'angle  $\pi/6$  et une symétrie orthogonale. Dans les travaux de cette équipe, la fibre microstructurée étudiée est constituée de plusieurs couronnes de trous de pas égal à  $2,3 \mu\text{m}$  et  $d/\Lambda = 0,8$ . Les modes se divisent en 8 classes, qui, soit ne présentent pas de dégénérescence et décrivent entièrement la géométrie du guide d'onde, soit sont des paires de modes dégénérés décrivant la symétrie du guide par leur combinaison [119]. Les résultats des calculs pour les six premiers modes sont présentés dans le Tableau I-2.

Numéro du mode	$n_{\text{eff}}$	Classe du mode ( $p$ )	Dégénérescence	$\Delta n$	Nom
1	1,44882484	4	2	$-4,104 \times 10^{-7}$	HE <sub>11</sub>
2	1,44882443	3			
3	1,43674688	2	1		TE <sub>01</sub>
4	1,43637588	5	2	$-2,347 \times 10^{-5}$	HE <sub>21</sub>
5	1,43635241	6			
6	1,43622158	1	1		TM <sub>01</sub>

Tableau I-2 : Résultat des calculs sur les 6 premiers modes se propageant dans la fibre microstructurée caractérisée par un pas de  $2,3 \mu\text{m}$  et  $d/\Lambda = 0,8$ , à  $633 \text{ nm}$  (d'après, [43])

Pour les six premiers modes, la distribution du champ électrique est semblable à celle d'une fibre à saut d'indice. *De facto*, ils seront nommés comme les modes des fibres à saut d'indice selon la distribution du champ électrique. Les deux premiers modes sont dégénérés. Les distributions du champ électrique pour ces deux modes sont comparables à celle du mode HE<sub>11</sub> des fibres à saut d'indice et sont nommés comme la paire de modes dégénérés HE<sub>11</sub>.

Le troisième ( $p = 1$ ) et le sixième mode ( $p = 8$ ) correspondant respectivement au modes  $TE_{01}$  et  $TM_{01}$  présentent leurs lignes de champ qui respectent la symétrie du guide et ne sont pas dégénérés. Le quatrième ( $p = 5$ ) et cinquième mode ( $p = 6$ ) sont associés à la paire de modes dégénérés  $HE_{21}$ . Les écarts en indice effectif ( $\Delta n$ , présentés dans le tableau Tableau I-2) entre les modes dégénérés correspondent à l'erreur résiduelle de calcul.

Précisons que dans le cadre de notre étude, les fibres réalisées présentent des imperfections géométriques (profil de fibre assymétrique). Ainsi, comme nous le verrons dans le paragraphe suivant, la dégénérescence des modes est levée par la non conservation de la symétrie de la fibre. L'imagerie modale (décrite dans le chapitre II de la partie III) effectuée sur ces fibres va nous permettre d'observer expérimentalement les modes se propageant dans la fibre, notamment la paire de modes dégénérés  $HE_{11}$ .

### ***II.2.d La biréfringence linéaire***

Les fibres microstructurées à petit cœur avec une asymétrie dans la structure cœur / gaine présentent ainsi une forte biréfringence de fabrication. Ce type de biréfringence est appelé biréfringence linéaire de forme. Plusieurs profils de fibre ont été proposés pour créer une fibre fortement biréfringente [108].

Le mode fondamental  $HE_{11}$  est décomposé sur deux modes selon deux directions de polarisation  $x$  et  $y$  qui sont perpendiculaires, notés respectivement.  $HE_{11x}$  et  $HE_{11y}$ . Dans une fibre parfaitement isotrope les valeurs des indices effectifs de ces modes ( $n_{effx}$  et  $n_{effy}$ ) sont égales. Par contre, dans une fibre anisotrope,  $n_{effx}$  et  $n_{effy}$  sont naturellement différents. Ainsi, toute onde injectée dans une fibre monomode peut se décomposer sur la base de ces deux modes. Dans une telle fibre, l'état de Polarisation évolue tout au long de la fibre lors de la propagation. Le paramètre caractérisant la biréfringence linéaire est la longueur de battement  $L_B$ .

$$L_B = \frac{\lambda}{B}$$

$L_B$  est la longueur de propagation nécessaire pour qu'une onde retrouve son état de Polarisation initial.  $B$  est la biréfringence linéaire de phase, définie par :  $B = (n_{eff,y} - n_{eff,x})$

Dans une fibre biréfringente, la dégénérescence du mode est levée par la non conservation de la symétrie de la fibre (fibre anisotrope). Labonté *et al.* ont montré que les imperfections géométriques, même les plus petites, influent sur la biréfringence [77].

### II.2.e Applications

La flexibilité sur le choix des paramètres ( $d$ ,  $\Lambda$ ) de la fibre permet d'obtenir des profils d'indice très variés (Cf. Figure I-20) ; c'est bien sûr là que réside l'attrait de ce type de guide. La dimension des trous peut changer d'un canal à un autre ou d'une couronne de trous à une autre. Il est possible de fabriquer des fibres en silice pure ou dopée. Au final, comme nous l'avons indiqué plus haut, les propriétés optiques d'une fibre microstructurée diffèrent assez fortement de celles des fibres conventionnelles.

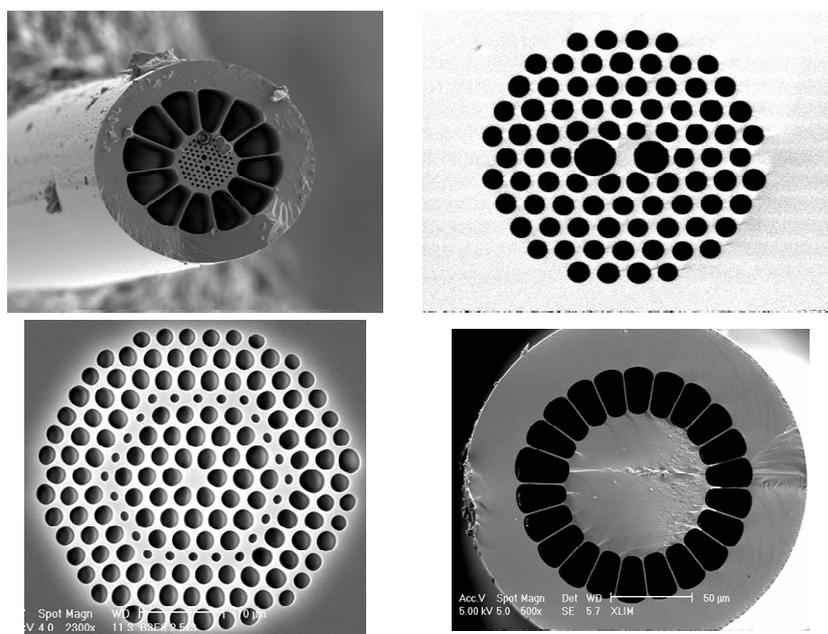


Figure I-20 : Images au Microscope Electronique à Balayage (MEB) de différentes fibres microstructurées (IRCOM)

Ainsi, en choisissant correctement les caractéristiques optogéométrique de la fibre, une fibre microstructurée peut être monomode et contrairement aux fibres conventionnelles l'aspect monomodal est indépendant de la taille du cœur, mais ne dépend que du rapport  $d/\Lambda$ . A titre d'exemple, une fibre microstructurée monomode à 458 nm constituée d'un arrangement de trous de 1,2  $\mu\text{m}$  de diamètre, espacés de 9,7  $\mu\text{m}$  et de diamètre de cœur de 22,5  $\mu\text{m}$  a été réalisée [73] et une autre fibre d'aire effective de 600  $\mu\text{m}^2$  et monomode à 1550 nm a été

rapportée [107]. L'avantage des fibres avec un mode large est de relever le seuil d'apparition des effets non linéaires, favorisant ainsi les applications nécessitant de grandes puissances optiques notamment dans le domaine des télécommunications.

Au contraire, une fibre constituée d'un cœur de petite dimension favorise les effets non linéaires (génération de solitons [116, [129, [126], ou supercontinuum [23] [128] puisque les différents effets non linéaires affectant des impulsions brèves permet la génération de supercontinuum). Les fibres microstructurées ont aussi permis la génération de solitons à des longueurs d'onde allant de 800 nm à 1,7  $\mu\text{m}$  [126] [129]. En dopant le cœur de fibres microstructurées avec des terres rares de type  $\text{Yb}^{3+}$ , des lasers et des systèmes amplificateurs ont été aussi réalisés [41, 127, 16].

Dans le domaine de l'instrumentation, des capteurs de courbure ont été réalisés avec une fibre microstructurée double cœur [88] [94]. L'insertion de liquides ou de gaz dans les canaux des fibres permet de développer des capteurs [49, 50, 88, 101, 104] ou d'obtenir des systèmes accordables [27, 28, 61, 63, 64, 65, 66, 86, 87]. En outre, un capteur de gaz a été proposé et a montré une sensibilité 65 fois supérieures à celle des fibres conventionnelles en D [49] [50]. En rétrécissant une fibre microstructurée, des dispositifs tels que des contrôleurs de biréfringence ou des atténuateurs variables ont été réalisés en contrôlant la température et la position d'un liquide inséré dans les canaux de la fibre [61, 63, 64, 65]. La possibilité d'inscrire des réseaux de Bragg dans des fibres microstructurées a permis de réaliser des filtres [59] et en insérant des liquides ou polymères dans les canaux, des systèmes accordables sont développés [1, 2, 28, 66, 87]. Ce point sera décrit plus en détail dans le paragraphe II.3 de cette partie.

## II.3 Réseaux de Bragg inscrits dans des fibres microstructurées

### *II.3.a Inscription de réseaux de Bragg dans des fibres microstructurées*

Dans la littérature scientifique, plusieurs équipes ont étudié la possibilité d'inscrire des réseaux de Bragg dans le cœur des fibres microstructurées. Les méthodes d'inscription diffèrent suivant le type de fibres microstructurées considérées, dopées ou non dopées.

Ainsi, dans des fibres non dopées, Kakarantzas *et al.* [58] ont inscrit des réseaux de Bragg à pas long en fermant périodiquement les canaux de la fibre microstructurées par traitement thermique à l'aide d'un laser CO<sub>2</sub>. Dans cette expérience, la fibre est constituée de six couronnes de trous de 0,5 μm de diamètre et de pas 3 μm. Plus le temps d'exposition au faisceau laser pour l'obturation des canaux est long, plus la réflectivité de réseau est élevée. La méthode est simple et flexible, puisque que le temps d'exposition et la puissance du laser peuvent être ajustés. Humbert *et al.* choisissent d'utiliser un arc électrique afin de réaliser un réseau de Bragg à pas long [54]. L'arc électrique induit une modification structurelle du verre et une légère déformation des canaux de la fibre microstructurée. Le réseau ainsi inscrit dans une fibre comportant des canaux de 2 μm de diamètre et un pas de 4 μm, présente une faible sensibilité à la température [53]. Le déplacement spectral de la résonance du réseau à pas long inscrit dans la fibre microstructurée ( $\Delta\lambda = 150,5$  nm) est 9 fois inférieur à celle d'un réseau à pas long inscrit dans une fibre monomode conventionnelle ( $\Delta\lambda = 16,4$  nm), pour une variation de température 1180°C. Fu *et al.* ont récemment inscrit des réseaux de Bragg dans une fibre microstructurée non dopée à l'aide d'un laser femtoseconde émettant à 267 nm [38]. Leur fibre était constituée d'un cœur de 4,9 μm de diamètre entouré par six couronnes de canaux de 1,67 μm de diamètre avec un pas de 3,2 μm. Le réseau ainsi inscrit n'était pas un réseau de type II, autrement dit son origine n'est pas lié à la destruction ponctuelle de la fibre, mais à la formation de défauts et au phénomène de densification de la silice comme pour l'inscription d'un réseau à 193 nm (méthode d'absorption à deux photons à 193 nm). Cette méthode d'inscription a également été expérimentée par Groothoff *et al.* pour l'inscription de réseaux de Bragg à pas courts dans des fibres microstructurées non dopées [42]. Ils utilisent, pour ce faire, un laser ArF émettant à 193 nm, des impulsions de 15 ns de durée à une fréquence de 40

Hz pour inscrire des réseaux dans des fibres composées de 5 couronnes de trous de  $2,5 \mu\text{m}$  espacés de  $6,39 - 7,10 \mu\text{m}$ .

En utilisant la même méthode, Canning *et al.* [16] inscrivent cette fois des réseaux dans une fibre microstructurée possédant un cœur aluminosilicate dopé  $\text{Er}^{3+}$ . Ils réalisent, en inscrivant deux réseaux de réflectivités différentes dans une même fibre microstructurée, un laser fibré pompé par une diode laser à  $980 \text{ nm}$ . Dans des fibres dopées germanium, Eggleton *et al.* relatent la photoinscription de réseaux de Bragg à pas court et de réseaux à pas long à l'aide d'un banc à masque de phase [24]. Le laser émet à  $242 \text{ nm}$  (laser à colorant doublé en fréquence pompé par un laser excimère). L'inscription est faite dans des fibres possédant des caractéristiques opto-géométriques différentes :

- Fibre constituée de 5 trous de  $7 \mu\text{m}$  de diamètre entourant un cœur dopé germanium de  $1 \mu\text{m}$ . [29]
- Fibre constituée d'un anneau d'air [1] [2],
- Fibre constituée de 7 couronnes de trous de  $2 \mu\text{m}$  de diamètre espacés de  $10 \mu\text{m}$  et d'un cœur dopé germanium de  $1 \mu\text{m}$  de rayon.[29],
- Fibre composée d'une couronne de six trous d'environ  $40 \mu\text{m}$  de diamètre encerclant un cœur de  $8 \mu\text{m}$  de diamètre [130].

L'insertion de liquides dans les canaux des fibres microstructurées, contenant un réseaux à pas long, sous la forme de polymère [1], [130] ou de fluide [66] [87] permet, en contrôlant l'indice du polymère (*via* la température) et/ou la position du fluide, la réalisation de filtres accordables. Dans le cas d'insertion de fluides, les longueurs d'onde de transmission et l'atténuation du signal sont indépendamment ajustables en jouant sur la position des liquides d'indice et sur la température.

Récemment, Beugin *et al.* ont ainsi présenté les résultats de l'inscription de réseaux de Bragg à pas court et traits droits dans une fibre microstructurée dopée phosphore. L'inscription des réseaux a été réalisée en utilisant un laser ArF et la méthode du masque de phase. La fibre est constituée d'un cœur de  $2,6 \mu\text{m}$  de diamètre et chargée en hydrogène. La dimension du cœur et la fraction d'air de la gaine de la fibre microstructurée facilitent la diffusion de l'hydrogène. Précisons que l'exo-diffusion de l'hydrogène étant importante avec un

cœur de ce diamètre, les deux extrémités de la fibre ont été soudées à des fibres SMF28 avant l'hydrogénation [8]. Les fibres sont ensuite placées pendant 6 jours dans une enceinte chauffée à 80°C contenant de l'hydrogène à 140 atm. Cela permet un gain sur la photosensibilité et pour des réseaux variant de 0,5 mm à 5 mm la densité de puissance a été limitée à 200 mJ/cm<sup>2</sup> ; nous verrons qu'une fibre non hydrogénée n'est en effet photosensible que pour de fortes densités de puissance (supérieure à 400 mJ/cm<sup>2</sup>).

L'inscription de réseaux de Bragg uniformes à pas court ou à pas long s'est révélée possible dans les fibres microstructurées dopées, en silice pure et de profils différents, en utilisant les techniques d'inscription déjà connues. La présence des canaux d'air ne prohibe pas l'inscription de réseaux de Bragg, mais modifie assez fortement la mise en œuvre de l'inscription, par exemple par la nécessité de sceller les extrémités de la fibre microstructurée afin de limiter la désorption de l'hydrogène ou par un réglage adapté du banc d'inscription (focalisation du faisceau source dans le cœur de la fibre microstructurée décrit dans le chapitre I.3.b de la partie III de ce manuscrit).

### ***II.3.b Applications***

Nous allons maintenant nous intéresser plus particulièrement aux travaux publiés combinant les réseaux de Bragg et la présence d'un milieu dans les canaux de la fibre pour des aspects d'accordabilité du dispositif.

Abramov *et al.* ont présenté un filtre accordable à coefficient de réflexion constant [2]. Dans une fibre microstructurée dans laquelle un réseau de Bragg à pas long a été inscrit, un polymère à l'état liquide est introduit dans les canaux puis polymérisé par UV. Les tests en température ont montré un décalage spectral de 74 nm /100°C avec une amplitude de résonance constante alors que dans la fibre vide, le décalage n'est que de 3 nm / 100°C. En partant du même principe, Abramov *et al.* ont réalisé un filtre large bande électriquement accordable [1]. Ils déposent une couche de métal (titane et or) autour de la gaine optique de la fibre microstructurée afin de pouvoir appliquer une tension électrique. Dans les canaux de la fibre contenant un réseau à pas long, un polymère d'indice de réfraction légèrement inférieur à celui de la silice, est introduit. L'indice de réfraction de ce polymère ( $n \sim 1,454$  à 633 nm et 23°C) varie avec la température ( $dn/dT \sim -4,3 \times 10^{-4} / ^\circ\text{C}$ ). En faisant passer un courant dans la couche de métal, une élévation de température le long de la fibre se produit par effet Joule. Le

filtre réalisé est accordable sur 60 nm à raison de 35 nm/V. La présence de la couche de polymère permet de rendre le réseau à pas long presque insensible au milieu extérieur [31]. Le polymère dont l'indice de réfraction est inférieur à celui de la silice, confine les modes de gaine. De même, en contrôlant la température, il est possible de contrôler les propriétés de guidage de la lumière [130].

Mach *et al.* ont réalisé un filtre accordable dont la longueur d'onde de transmission et l'atténuation sont ajustables indépendamment [87]. Deux liquides non miscibles d'indices de réfraction différents sont successivement introduits dans les canaux d'une fibre microstructurée dans laquelle un réseau à pas long est inscrit. L'indice du premier liquide est faible, de l'ordre de 1,28, tandis que le second possède un indice de réfraction beaucoup plus élevé, de l'ordre de 1,73. Deux bandes chauffantes sont placées sur la fibre. La première se trouve en amont du réseau de Bragg et permet en appliquant une tension électrique de chauffer la fibre et de positionner l'un des deux liquides au niveau du réseau de Bragg. La deuxième est placée au niveau du réseau de Bragg et permet de faire varier la température du liquide se trouvant au niveau du réseau, engendrant ainsi une variation de l'indice de réfraction du liquide. Le contrôle de la température du liquide permet de choisir la longueur d'onde de transmission du filtre. La position du liquide joue sur l'atténuation du signal. Lorsque le liquide de haut indice se trouve au niveau du réseau de Bragg, le mode de gaine fuit et n'est plus guidé, et le signal est atténué.

Clairement, l'élaboration de systèmes tout fibré lie les avantages des fibres conventionnelles (robustesse mécanique et faibles pertes...) avec les capacités d'accordabilité. L'association des réseaux de Bragg et des fibres microstructurées a donc permis de développer des dispositifs accordables en contrôlant l'indice de réfraction et la position de produits (polymère, liquides) insérés dans les canaux de la fibre. Mais, il manquait des dispositifs pour des applications dans le domaine des capteurs, par exemple dédiés à la mesure d'indice de réfraction. Ceci sous-tend notre volonté de développer de tels dispositifs se basant sur la technologie des réseaux de Bragg et des fibres microstructurées pour la mesure d'indice de réfraction. Cela étant, il faut tout d'abord disposer de fibres microstructurées au cœur dopé germanium dans lesquelles sera inscrit un réseau de Bragg. Les difficultés technologiques liées à la réalisation d'une telle fibre sont décrites dans le paragraphe suivant.

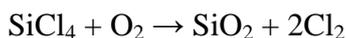
## Chapitre III

# Fabrication d'une fibre microstructurée

Ce chapitre décrit la fabrication d'une fibre microstructurée à cœur dopé germanium. Cette fabrication s'effectue en plusieurs étapes dédiées respectivement à la fabrication du barreau dopé germanium (fabriqué par MCVD), son usinage, l'assemblage de la préforme pour la fibre et enfin le fibrage proprement dit. Les descriptions de la fabrication de la préforme dopée germanium et de la fibre microstructurée, développées dans ce chapitre, se basent sur les travaux menés respectivement au LPMC de l'université de Nice et à l'IRCOM de l'université de Limoges. Nous avons d'ailleurs participé à certaines étapes (assemblage de la préforme et fibrage) de la fabrication de la fibre microstructurée.

### III.1 Préforme du cœur dopé germanium

La préforme dopée germanium est classiquement fabriquée par la méthode MCVD (*Modified Chemical Vapour Deposition*). Un tube de silice pure (dont la concentration en ions OH est de quelques ppm) est monté sur un tour de verrier à mors synchronisés et mis en rotation. Les gaz prenant part à la réaction chimique qui forme le verre déposé dans le tube sont injectés par une extrémité du tube, tandis que les produits et déchets sont extraits par l'autre. En injectant du tétrachlorure de silicium ( $\text{SiCl}_4$ ), de l'oxygène ( $\text{O}_2$ ) et en chauffant à l'aide d'un chalumeau qui se déplace le long du tube, une première réaction chimique se déroule et produit une fine poudre blanche de silice que l'on appelle "suie" et du chlorure gazeux (extrait par l'autre extrémité).



La suie se dépose en aval du chalumeau. Quand le chalumeau se déplace le long du tube, la suie se vitrifie sous l'effet de la température pour former un film homogène de verre de 5 à 10  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, c'est la vitrification. De nombreuses couches sont ainsi déposées successivement. Après le dépôt de plusieurs couches de silice pure (gaine optique qui entourera le futur cœur), le matériau qui forme le cœur est déposé (dans notre cas de la silice dopée germanium). Pour réaliser le cœur de la fibre, il convient d'injecter en plus du tétrachlorure de silicium, une faible concentration de tétrachlorure de germanium ( $\text{GeCl}_4$ ) (Cf. Figure I-21), permettant de produire du dioxyde de germanium :

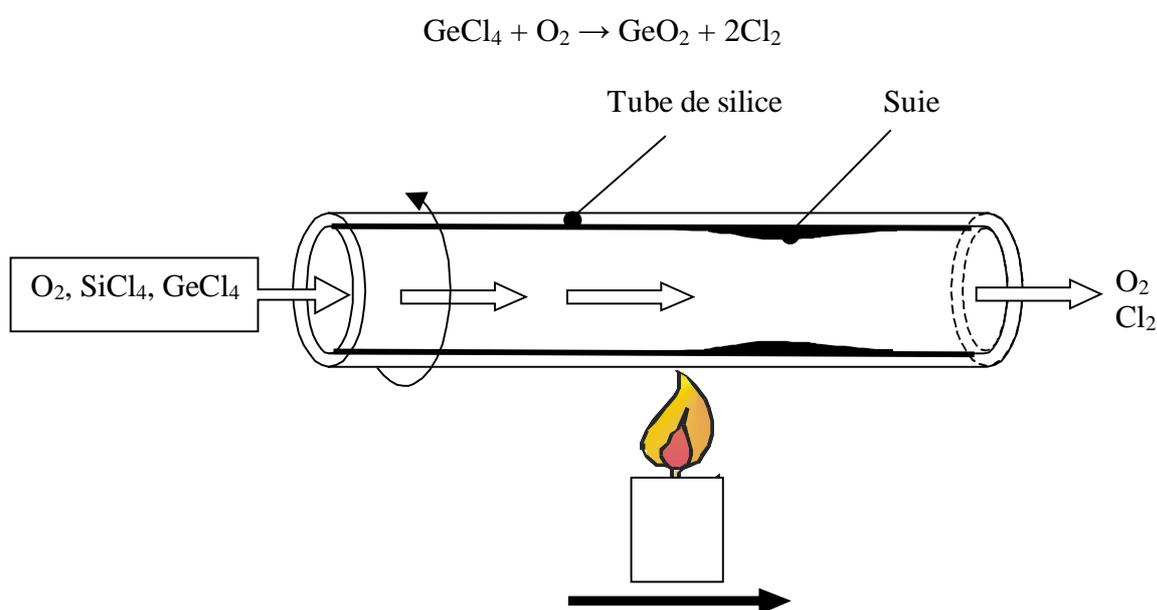


Figure I-21 : Elaboration d'une préforme par la méthode MCVD

Plusieurs couches sont ainsi déposées. La structure obtenue est ensuite rétreinte. Pour cela, la température de chauffe du chalumeau est augmentée (vers 2000  $^{\circ}\text{C}$ ) pour que le tube ramollisse. Le tube se referme alors de façon homogène grâce aux tensions superficielles et au relâchement des contraintes. On obtient alors un barreau plein appelé préforme MCVD dopée germanium, dont la partie centrale servira ultérieurement pour fabriquer le cœur de la fibre microstructurée.

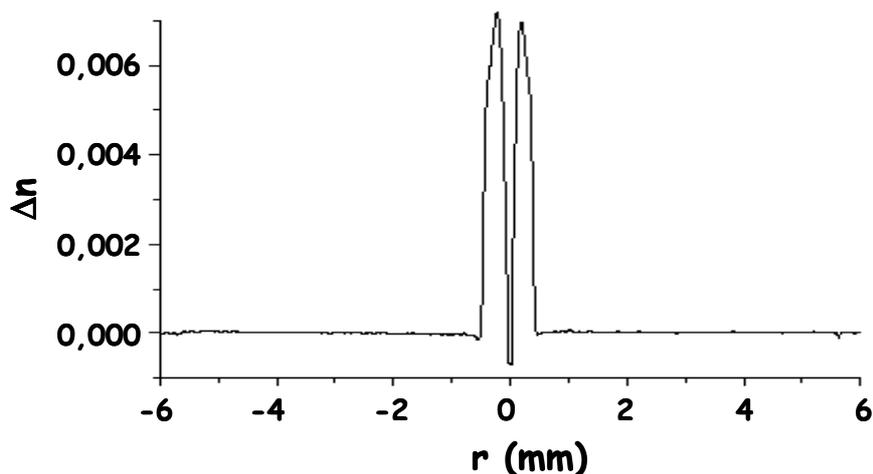


Figure I-22 : Profil d'indice d'un barreau de silice dopée germanium présentant un trou d'indice

Comme pour toute préforme réalisée à l'aide du procédé MCVD, le profil d'indice de réfraction du barreau dopé Ge présente une dépression centrale (Cf. Figure I-22), appelée trou d'indice. Ce « trou » d'indice, qui bien sûr n'est pas un trou physique, est le résultat de la réduction de l'oxyde de germanium ( $\text{GeO}_2$ ) en  $\text{GeO}$  gazeux au passage du chalumeau lors du rétreint. La couche superficielle présente un déficit en dopant germanium qui engendre le trou d'indice central lorsque le rétreint est terminé. Afin de prévenir la formation du trou d'indice, deux méthodes peuvent être utilisées.

La première consiste à effectuer le rétreint sous flux de  $\text{GeCl}_4$  et  $\text{O}_2$ . Le  $\text{GeCl}_4$  s'oxyde en  $\text{GeO}_2$  et diffuse dans la couche superficielle du cœur. Cependant il est difficile de compenser parfaitement le trou d'indice et cela engendre même parfois un pic d'indice [3].

La deuxième méthode consiste à attaquer chimiquement la couche superficielle appauvrie en Ge avant la fin du rétreint du tube. L'attaque chimique peut se faire soit avec de l'acide fluorhydrique, soit sous un flux de composés fluorés.

### III.2 Fabrication de la préforme de la fibre microstructurée et fibrage

Par rapport à la fabrication d'une fibre classique, la réalisation d'une fibre microstructurée diffère dans la conception de la préforme à étirer.

La fabrication d'une fibre microstructurée consiste à réaliser une préforme qui sera ensuite étirée. La préforme est un assemblage de capillaires et de barreaux pleins de Silice, de quelques millimètres de diamètre (au minimum 1 mm). L'ensemble est introduit dans un tube qui maintient les différents barreaux et capillaires en place. Les capillaires permettent de former par la suite les canaux de la fibre et les barreaux pleins placés en périphérie maintiennent la structure en place. L'ensemble constitue la préforme (Cf. Figure I-23) qui sera par la suite fibrée. Dans le cas d'une fibre microstructurée dopée germanium, il faut remplacer le barreau central de la préforme par un barreau dopé germanium. Celui-ci provient de la préforme « MCVD » décrite dans le paragraphe III.1, usinée au diamètre adéquat et avec la géométrie désirée (généralement, hexagonale). Pour réduire le diamètre du barreau dopé Ge, un usinage est effectué en deux étapes successives. Un usinage mécanique est réalisé pour réduire la préforme d'un centimètre de diamètre à deux millimètres, suivit d'une attaque chimique (acide HF) qui permet d'atteindre un diamètre proche du millimètre. Le tube de maintien contenant les capillaires et barreaux est ensuite positionné dans un four horizontal. Une zone de la préforme est chauffée et fondue. En tirant sur les extrémités, la préforme est alors scindée en deux et une extrémité de la préforme (côté cessure) est fermée. La préforme est ensuite placée verticalement en haut de la tour de fibrage, extrémité non fermée dans le four. La partie placée dans le four est chauffée à une température proche de la température de fusion de la silice (~ 1700°C) et par gravité, une partie de la préforme tombe pour former la « goutte ». Cela permet de fermer la deuxième extrémité de la préforme et d'amorcer le fibrage. L'air contenu dans les capillaires maintiendra la pression nécessaire pour garder les capillaires ouverts pendant le fibrage. Le rapport d'homothétie entre le diamètre de la préforme et celui de la fibre est de l'ordre de 200. Le cœur de la fibre microstructurée réduit homothétiquement aura par conséquent un diamètre minimum de 5  $\mu\text{m}$  (en supposant que le cœur dans la préforme ait un diamètre de 1mm).

Pendant le fibrage, la fibre passe dans une filière qui l'enduit d'une résine époxy acrylate qui est ensuite polymérisée par une irradiation UV. La gaine ainsi formée sert de gaine protectrice (mécanique). La fibre est ensuite enroulée sur tambour dont la vitesse de rotation est contrôlée pour obtenir le diamètre souhaité.

Une tour de fibrage conventionnelle est utilisée pour étirer la préforme. Le diamètre de la fibre est déterminé par la vitesse d'étirage et la vitesse de descente de la préforme dans le

four. La température du four permet de contrôler le diamètre des canaux de la fibre. Le contrôle du diamètre extérieur est effectué par un système de mesure par diffraction laser, placé entre le four et la filière.

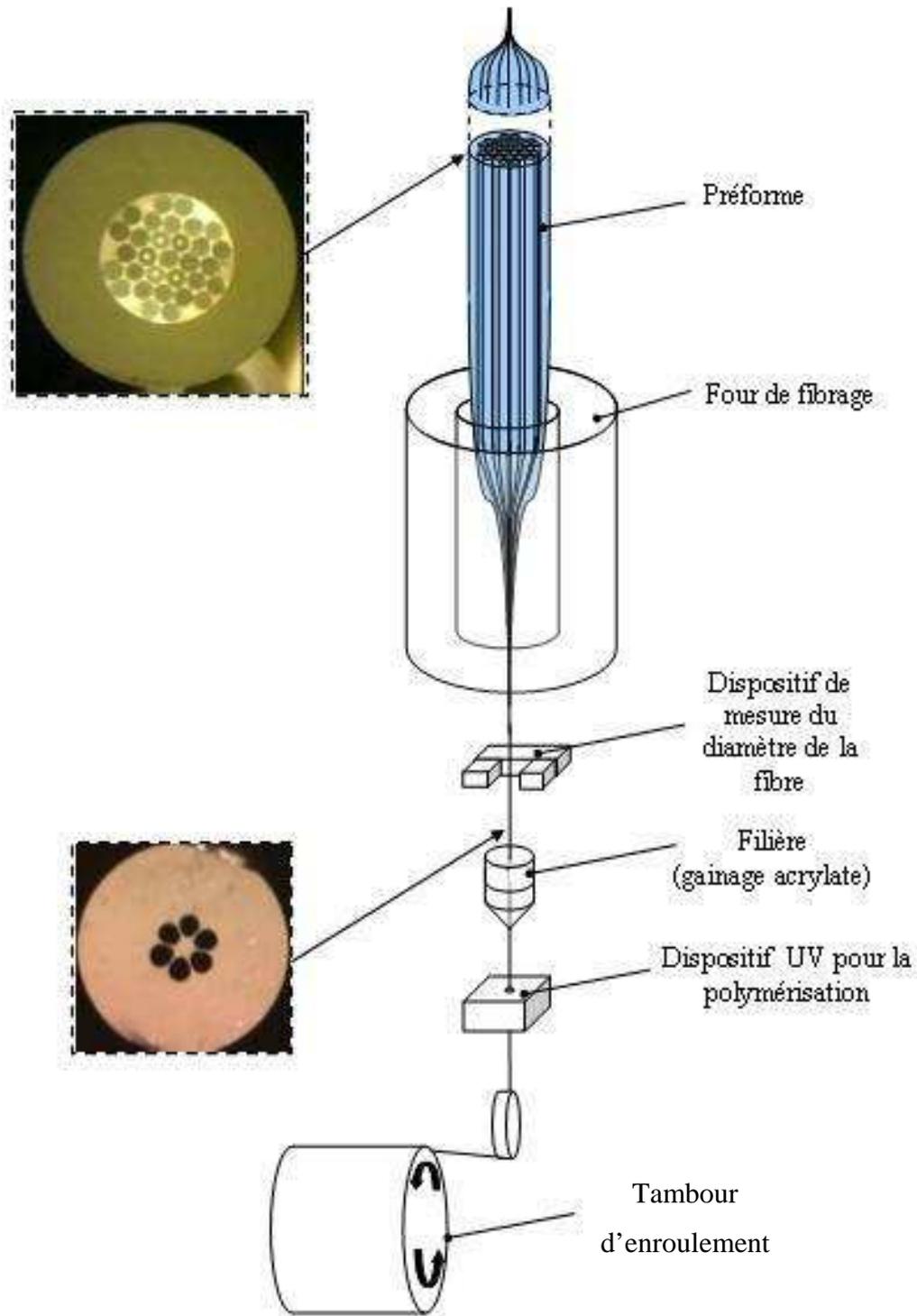
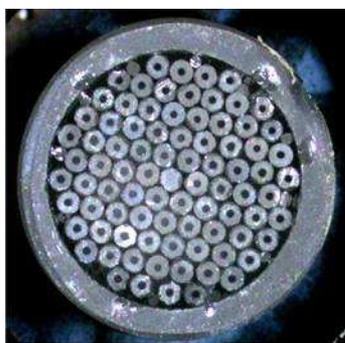
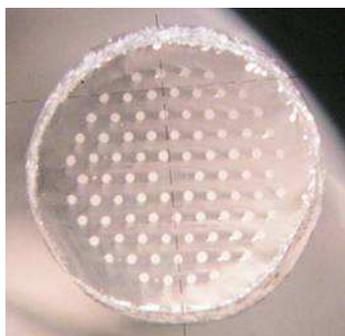


Figure I-23 : Schéma de principe d'une opération de fibrage

Dans le cas d'une fibre nécessitant un cœur inférieur à  $5\ \mu\text{m}$  (c'est-à-dire avec un rapport d'homothétie supérieur à 200), il est nécessaire d'effectuer un fibrage en deux étapes. La première étape consiste dans ce cas à étirer la préforme afin d'obtenir plusieurs cannes « millistructurées » de 2 à 3 mm de diamètre et de 1 m de long. Une canne est ensuite sélectionnée et manchonnée dans un tube présentant un diamètre extérieur de l'ordre de 5 mm. La nouvelle préforme réalisée est enfin fibrée afin d'obtenir la fibre définitive (Cf. Figure I-24). Sur la Figure I-25 sont présentées les fibres obtenues par un fibrage direct et par un fibrage en deux étapes, en partant d'une même préforme primaire. Les canaux des deux fibres présentent des différences de dimensions notables. Outre l'obtention d'une fibre ayant des paramètres opto-géométriques aux dimensions plus réduites, le fibrage en deux étapes permet aussi de stabiliser le procédé de fabrication grâce à une meilleure maîtrise du gonflement des canaux.



Préforme structurée



Canne « millistructurée »

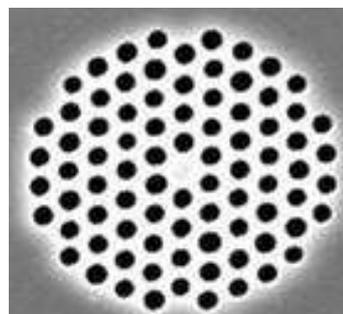
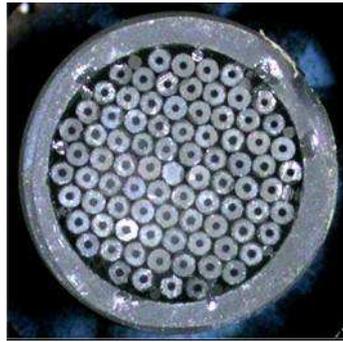
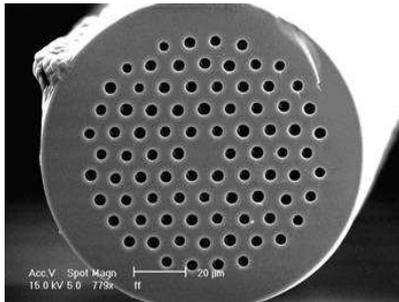
Fibre microstructurée  
(diamètre des trous  $\sim 1,81\ \mu\text{m}$ )

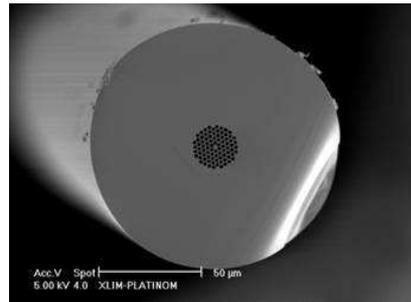
Figure I-24 : Fibrage en deux étapes : préforme structurée, canne millistructurée, et fibre microstructurée (IRCOM)



Préforme primaire



Fibrage direct



Fibrage en deux étapes

Figure I-25 : Exemple de fibres obtenues par fibrage direct et en deux étapes à partir d'une même préforme primaire (IRCOM)



# **Partie II**

## **Modélisation des fibres microstructurées**



# Chapitre I

## Méthode des fonctions localisées

Différentes méthodes existent pour modéliser les fibres à cristaux photoniques :

- méthode de l'indice moyenné [113],
- méthode de la décomposition en ondes planes,
- méthode des fonctions localisées [99], [118], [100],
- méthode multipolaire [131] [132],
- méthode des éléments finis [15],
- méthode « *beam propagation method* » (BPM) [62].

Les cinq premières méthodes citées sont de type modales, le calcul des modes étant effectué pour une section droite donnée de la fibre. La BPM est quant à elle, une méthode propagative qui détermine l'évolution du champ au cours de la propagation.

Le choix de notre méthode s'est porté sur la méthode dite des fonctions localisées. Elle est en effet adaptée à la modélisation des fibres microstructurées avec des temps de calcul raisonnables. De plus, c'est une méthode d'une complexité acceptable qui permet sa mise en oeuvre par des « non spécialistes » de la propagation modale. Cet outil de simulation a été programmé au sein du laboratoire et validé par Rémy Parmentier, post-doctorant au LMO, CEA-Saclay.

La méthode que nous avons mise en œuvre s'inspire de celle publiée par T. Monro *et al.* [100], elle-même pouvant être considérée comme une déclinaison hybride de la méthode présentée par Silvestre *et al.* [118] et l'approche scalaire présentée par Mogilevtsev *et al.* [99]. Ces trois approches sont de nature scalaire. Plus tard, l'équipe de T. Monro a proposé une forme vectorielle permettant de rendre compte des effets de la polarisation sur les propriétés de guidage [103].

Silvestre *et al.* proposent dès 1998 de décomposer le champ modal et le profil d'indice sur une base de fonctions orthonormées sinusoïdales, et le champ sous forme d'une somme d'ondes planes. L'équation de propagation peut être résolue sous une forme matricielle. Il s'agit alors de calculer les valeurs propres et vecteurs propres conduisant à déterminer les modes de la fibre et les constantes de propagation correspondantes. Cependant cette méthode est assez mal adaptée pour rendre compte du confinement du champ à proximité du cœur de la fibre. De plus, la structure de la fibre doit être supposée périodique (distribution périodique des défauts et des canaux d'air) ce qui limite les possibilités d'application aux fibres microstructurées classiques dans lesquelles la périodicité n'est pas nécessaire contrairement aux fibres à bandes interdites. Enfin, le temps de calcul est important car il est nécessaire de considérer un grand nombre de fonctions pour la reconstruction du profil du champ modal.

L'approche scalaire développée par Mogilevtsev *et al.* consiste à décomposer le champ modal sous la forme d'une somme de fonctions localisées, les fonctions hermito-gaussiennes. L'équation de propagation se présente de nouveau sous la forme matricielle dont on calcule les valeurs propres ce qui permet de déterminer les modes de la fibre et les constantes de propagation. Il est ainsi possible de représenter les modes confinés dans le cœur de la fibre par une somme de fonctions localisées.

La méthode présentée par Monro *et al.* [100] combine les deux approches précédentes. L'indice du défaut central (le cœur) et le profil d'indice périodique des canaux d'air sont décrits séparément. Le champ modal et le défaut central sont décrits par des fonctions hermito-gaussiennes tandis que le profil d'indice de la matrice de canaux d'air est décrit par des fonctions périodiques (des fonctions cosinus). Les deux avantages sont que l'utilisation des fonctions hermito-gaussiennes permet une localisation du mode guidé près du cœur de la fibre et que le temps de calcul est assez fortement diminué car de nombreuses intégrales de recouvrement sont calculées analytiquement.

## I.1 Equation d'onde scalaire

Dans le cas de la résolution de l'équation d'onde scalaire, celle-ci peut s'écrire :

$$(\nabla_{\perp}^2 + k^2 \varepsilon)E = \beta^2 E \quad \text{Eq. II-1}$$

$$\frac{1}{k^2} \nabla_{\perp}^2 E - \frac{\beta^2}{k^2} E + n^2 E = 0 \quad \text{Eq. II-2}$$

avec  $\nabla_{\perp}^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ , où  $k$  est le nombre d'onde  $\left(k = \frac{2\pi}{\lambda}\right)$ ,  $\varepsilon = \varepsilon(x, y) = n^2(x, y)$  est le

profil de permittivité diélectrique de la fibre,  $\beta$  est la constante de propagation du mode et  $E$  est la composante transverse  $E(x, y)$  du champ électrique modal tel que :

$$E(x, y, z) = E(x, y)e^{i\beta z} \quad \text{Eq. II-3}$$

## I.2 Décomposition du champ modal et du profil d'indice de la fibre

Dans une fibre optique les modes de propagation sont confinés dans le cœur. Aussi, pour la résolution de l'équation de propagation, il est justifié de décomposer le champ modal sur une base de fonctions orthonormées et localisées. Le champ électrique modal s'exprime alors par :

$$E(x, y) = \sum_{a,b=0}^{F-1} \varepsilon_{ab} \psi_a^m(x) \psi_b^m(y) \quad \text{Eq. II-4}$$

où  $\psi_a^m(x)$  représente des éléments de la base de fonctions Hermite-Gaussiennes.

$$\psi_a^m(x) = \frac{2^{-a} \pi^{-\frac{1}{4}}}{\sqrt{(2a)! \omega_m}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\omega_m}\right) H_{2a}\left(\frac{x}{\omega_m}\right) \quad \text{Eq. II-5}$$

$H_{2a}$  est le polynôme d'Hermite d'ordre  $2a$  et  $\omega_m$  la largeur caractéristique (largeur de la base) que l'on prend égale à la moitié du pas de la fibre (distance entre les canaux).  $m$  est utilisé pour indiquer que la largeur de la base est liée à la largeur modale.  $F$  est le nombre de fonctions Hermite-Gaussiennes utilisées pour la reconstruction du champ modal.

En remplaçant l'équation (Eq. II-4) dans l'équation de propagation (Eq. II-1), nous obtenons alors :

$$\sum_{a,b=0}^{F-1} \varepsilon_{ab} \psi_a^m(x) \psi_b^m(y) (\nabla_{\perp}^2 + k_0^2 \varepsilon(x, y)) = \beta^2 \sum_{a,b=0}^{F-1} \varepsilon_{ab} \psi_a^m(x) \psi_b^m(y) \quad \text{Eq. II-6}$$

Dans leurs publications, *Monro et al.* proposent de décomposer le profil d'indice de la fibre comme la somme du profil périodique des canaux (décrit par des fonctions cosinus) et du défaut central (décrit par des fonctions Hermite-Gaussiennes) (Cf. Figure II-1). Le profil de permittivité diélectrique s'écrit alors :

$$\varepsilon(x, y) = n^2(x, y) = n_{\text{défaut}}(x, y) + n_{\text{périodique}}(x, y)$$

$$\varepsilon(x, y) = \sum_{a,b=0}^{C-1} C_{ab} \psi_a^d(x) \psi_b^d(y) + \sum_{a,b=0}^{P-1} P_{ab} \cos\left(\frac{2a\pi x}{l}\right) \cos\left(\frac{2b\pi y}{l}\right) \quad \text{Eq. II-7}$$

La largeur caractéristique  $\omega_d$  de la base est proportionnelle au diamètre du défaut central  $d$  et est égale à  $\omega_d = 0,26 d$ . Cette valeur a été choisie par *Monro et al.* car elle permet de reconstruire le défaut avec une précision suffisante en utilisant le minimum de fonctions.

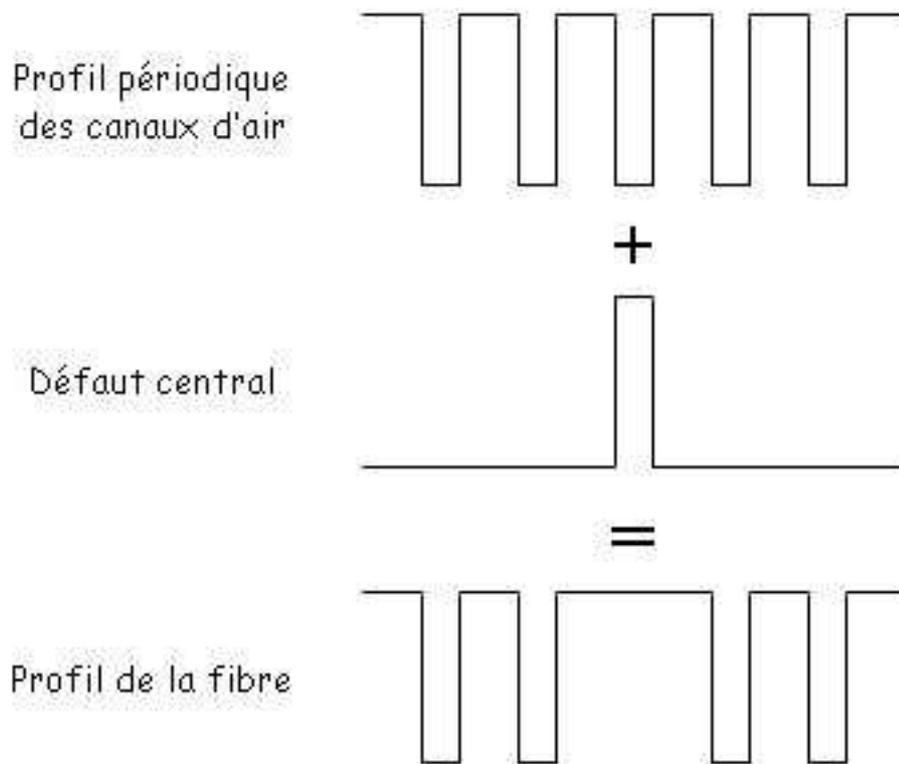


Figure II-1 : Décomposition du profil d'indice de la fibre par la somme du profil périodique des canaux et du défaut central

En multipliant par  $\psi_c^m(x) \psi_d^m(y)$  de part et d'autre de l'équation (Eq. II-6), en intégrant les deux membres de  $-\infty$  à  $+\infty$  sur  $x$  et  $y$ , puis en remplaçant l'équation (Eq. II-7) dans l'équation obtenue, nous aboutissons alors à :

$$\begin{aligned} \sum_{a,b=0}^{F-1} \varepsilon_{ab} \iint \psi_c^m(x) \psi_d^m(y) (\nabla_{\perp}^2 + k^2 \varepsilon(x, y)) \psi_a^m(x) \psi_b^m(y) dx dy \\ = \beta^2 \sum_{a,b=0}^{F-1} \varepsilon_{ab} \iint \psi_c^m(x) \psi_d^m(y) \psi_a^m(x) \psi_b^m(y) dx dy \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sum_{a,b=0}^{F-1} \varepsilon_{ab} \left[ \iint \psi_c^m(x) \psi_d^m(y) \nabla_{\perp}^2 [\psi_a^m(x) \psi_b^m(y)] dx dy + k^2 \iint \psi_c^m(x) \psi_d^m(y) \varepsilon(x, y) \psi_a^m(x) \psi_b^m(y) dx dy \right] \\ = \beta^2 \sum_{a,b=0}^{F-1} \varepsilon_{ab} \underbrace{\iint \psi_c^m(x) \psi_d^m(y) \psi_a^m(x) \psi_b^m(y) dx dy}_1 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sum_{a,b=0}^{F-1} \varepsilon_{ab} \left[ \iint \psi_c^m(x) \psi_d^m(y) \nabla_{\perp}^2 [\psi_a^m(x) \psi_b^m(y)] dx dy + k^2 \iint \psi_c^m(x) \psi_d^m(y) \varepsilon(x, y) \psi_a^m(x) \psi_b^m(y) dx dy \right] \\ = \beta^2 \sum_{a,b=0}^{F-1} \varepsilon_{ab} \end{aligned}$$

La résolution de l'équation revient à déterminer les valeurs propres de l'équation suivante :

$$M \vec{v} = \frac{\beta^2}{k^2} \vec{v}$$

où  $\vec{v}$  est définie ainsi :  $\vec{v} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{00} \\ \vdots \\ \varepsilon_{0F-1} \\ \varepsilon_{10} \\ \vdots \\ \varepsilon_{F-1F-1} \end{pmatrix}$

$$\text{et } M = \begin{pmatrix} M_{0000} & \cdots & M_{000(F-1)} & M_{0010} & \cdots & M_{00(F-1)(F-1)} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ M_{0(F-1)00} & \cdots & M_{0(F-1)0(F-1)} & M_{0(F-1)10} & \cdots & M_{0(F-1)(F-1)(F-1)} \\ M_{1000} & \cdots & M_{100(F-1)} & M_{1010} & \cdots & M_{10(F-1)(F-1)} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ M_{(F-1)(F-1)00} & \cdots & M_{(F-1)(F-1)0(F-1)} & M_{(F-1)(F-1)10} & \cdots & M_{(F-1)(F-1)(F-1)(F-1)} \end{pmatrix}$$

Les éléments  $M_{abcd}$  de la matrice  $M$  sont définis par :

$$M_{abcd} = \frac{1}{k^2} I_{abcd}^{(1)} + I_{abcd}^{(2)}$$

où  $I^{(1)}$  et  $I^{(2)}$  sont les intégrales de recouvrement des fonctions modales. Ces intégrales peuvent être exprimées de façon analytique, moyennant quelques calculs (intégrations par partie et utilisation des identités de Feldheim [33]).

$$I_{abcd}^{(1)} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_c^m(x) \psi_d^m(y) \nabla_{\perp}^2 [\psi_a^m(x) \psi_b^m(y)] dx dy$$

$$I_{abcd}^{(2)} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_c^m(x) \psi_d^m(y) \mathcal{E}(x, y) \psi_a^m(x) \psi_b^m(y) dx dy$$

En remplaçant l'équation (Eq. II-7) dans  $I_{abcd}^{(2)}$ , nous obtenons alors :

$$\begin{aligned} I_{abcd}^{(2)} &= \sum_{f,g=0}^{P-1} p_{fg} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \cos\left(\frac{2f\pi x}{l}\right) \psi_a^m(x) \psi_c^m(x) \cos\left(\frac{2g\pi y}{l}\right) \psi_b^m(y) \psi_d^m(y) dx dy \\ &\quad + \sum_{f,g=0}^{C-1} C_{fg} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_f^d(x) \psi_a^m(x) \psi_c^m(x) \psi_g^d(y) \psi_b^m(y) \psi_d^m(y) dx dy \\ I_{abcd}^{(2)} &= \sum_{f,g=0}^{P-1} p_{fg} I_{fac}^{(21)} I_{gdb}^{(21)} + \sum_{f,g=0}^{C-1} C_{fg} I_{fac}^{(22)} I_{gdb}^{(22)} \end{aligned}$$

$$\text{avec } I_{fac}^{(21)} = \int_{-\infty}^{+\infty} \cos\left(\frac{2f\pi x}{l}\right) \psi_a^m(x) \psi_c^m(x) dx$$

$$I_{fac}^{(22)} = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_f^d(x) \psi_a^m(x) \psi_c^m(x) dx$$

Les expressions analytiques des intégrales de recouvrement ne seront pas détaillées dans ce manuscrit de thèse.

Les valeurs propres du système correspondent aux indices effectifs des modes de propagation de la fibre microstructurée. Le profil du champ modal correspondant est quant à lui donné par le vecteur propre associé et par l'équation (Eq. II-4). La résolution de ce système conduit à l'obtention de  $F^2$  valeurs propres et aux vecteurs propres correspondants. Seules certaines valeurs propres ont un sens physique. Le tri consiste à ne considérer que les solutions correspondant à des modes guidés par le cœur. Ne sont donc conservées que les valeurs propres appartenant à l'intervalle suivant :

$$n_{eg}^2 < \frac{\beta^2}{k^2} < n_{SiO_2}^2 \quad \text{Eq. II-8}$$

où  $n_{SiO_2}$  est l'indice de réfraction de la silice constituant le cœur de la fibre et  $n_{eg}$  est l'indice équivalent de la gaine.

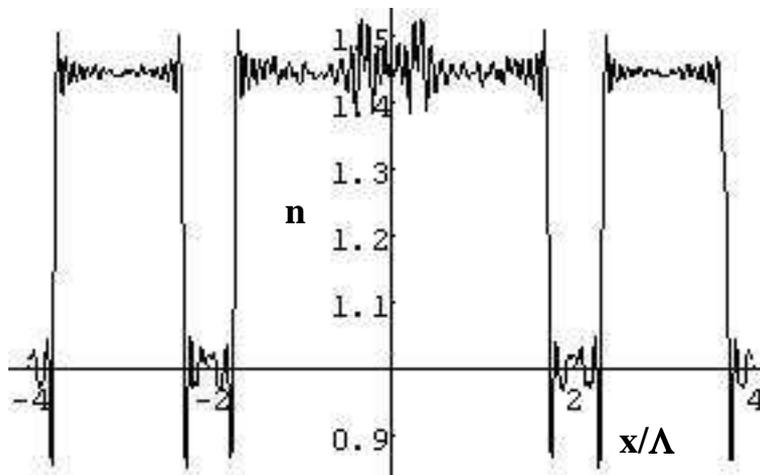


Figure II-2 : Coupe du profil total reconstruit

Sur la Figure II-2 est présentée une coupe du profil total reconstruit (l'axe des abscisses représente le rayon de la fibre et l'axe des ordonnées celui de l'indice de réfraction). Nous observons que des surmodulations sont visibles au niveau du cœur de la fibre, provoquées par les discontinuités lors de la décomposition du profil d'indice comme la somme d'un profil pé-

---

riodique et d'un défaut central. C'est bien entendu une source d'erreur pour le calcul du champ modal.

Dans notre cas, nous voulons modéliser un cœur dopé entraînant une augmentation de l'indice de réfraction. La source d'erreur n'en sera que plus importante car le cœur dopé sera mal reconstruit du fait des surmodulations déjà présentes au niveau du cœur de la fibre. De plus la décomposition du profil périodique par des fonctions cosinus ne permet de modéliser que des profils de fibre à symétrie paire, ce qui est restrictif dans le cas de l'optimisation d'une géométrie réelle, en particulier pour des applications aux capteurs où, comme nous le verrons plus loin, le nombre de trous autour du cœur peut être impair.

## Chapitre II

# L'outil de simulation développé et sa validation

Dans ce chapitre je ne détaillerai pas les calculs occasionnés par les modifications de l'outil de simulation mais seulement son principe. L'outil de simulation ainsi élaboré est validé en l'appliquant à des cas connus issus de la littérature scientifique.

### II.1 Outil de simulation développé fondé sur la méthode des fonctions localisées (*LFM-Localized Functions Method*)

L'outil de simulation mise en œuvre au LMO par Rémy Parmentier est basé sur la méthode des fonctions localisées et inclut la présence d'un cœur dopé Ge. Contrairement à Monro *et al.*, nous nous servons des fonctions cosinus pour décrire la totalité du profil d'indice sans dopage indiciel, seul le cœur dopé Ge et le champ modal sont décrits par des fonctions Hermito-Gaussiennes (HG).

La construction du profil de la fibre est présentée sur la Figure II-3. Le profil de la fibre sans dopage est décomposé sur une base de fonctions cosinus. Le cœur dopé est quant à lui, décomposé sur une base de fonctions Hermito-Gaussiennes. Le profil est reconstruit entre 0 et 1, ensuite on ajuste la plage réelle de variation des indices en utilisant un coefficient multiplicateur. Le profil de permittivité s'écrit alors :

$$\varepsilon(x, y) = \varepsilon_{SiO_2} + \underbrace{\left( \varepsilon_{SiO_2} - \varepsilon_{trous} \right) \left[ \sum_{a,b=0}^{P-1} p_{ab} \cos\left(\frac{2a\pi x}{l}\right) \cos\left(\frac{2b\pi y}{l}\right) \right]}_{\text{Reconstruction profil de la fibre}} + \underbrace{\varepsilon_{dopage} \left[ \sum_{a,b=0}^{C-1} C_{ab} \psi_a^d(x) \psi_b^d(y) \right]}_{\text{Reconstruction coeur dopé}}$$

Eq. II-9

avec  $\varepsilon_{SiO_2} = n_{SiO_2}^2$ ,  $\varepsilon_{Trous} = n_{Trous}^2$ ,  $\varepsilon_{dopage} = \left( n_{SiO_2} + n_{dopage} \right)^2 - n_{SiO_2}^2$  où  $n_{Trous}$  est l'indice de réfraction du milieu présent dans les canaux de la fibre,  $n_{SiO_2}$  est l'indice de la silice à la longueur d'onde d'étude et  $n_{dopage}$  est le saut d'indice dû au dopage Ge (de l'ordre de  $8 \times 10^{-3}$ ).

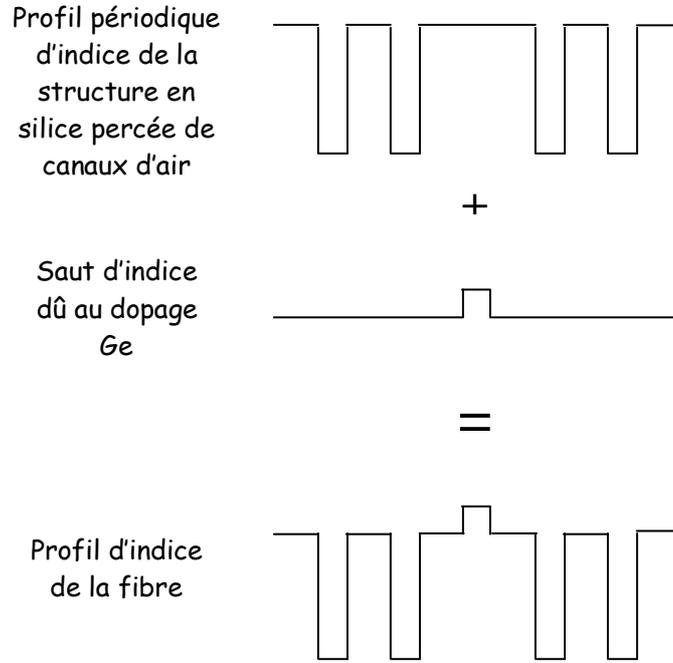


Figure II-3 : Décomposition du profil d'indice de la fibre par la somme du profil de la structure silice/air et du cœur dopé

Les éléments  $M_{abcd}$  de la matrice  $M$  s'écrivent :

$$M_{abcd} = \frac{1}{k^2} I_{abcd}^{(1)} + I_{abcd}^{(2)} \quad \text{Eq. II-10}$$

$$\text{avec } I_{abcd}^{(2)} = \varepsilon_{SiO_2} + \left( \varepsilon_{SiO_2} - \varepsilon_{trous} \right) \left[ \sum_{f,g=0}^{P-1} p_{fg} I_{fac}^{(21)} I_{gdb}^{(21)} \right] + \varepsilon_{dopage} \left[ \sum_{f,g=0}^{C-1} C_{fg} I_{fac}^{(22)} I_{gdb}^{(22)} \right] \quad \text{Eq. II-11}$$

$$\text{et } I_{abcd}^{(1)} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_c^m(x) \psi_d^m(y) \nabla_{\perp}^2 \left[ \psi_a^m(x) \psi_b^m(y) \right] dx dy \quad \text{Eq. II-12}$$

Les indices effectifs et les profils des champs correspondent respectivement aux valeurs propres du système et aux vecteurs propres associées.

Précisons néanmoins que l'utilisation de fonctions périodiques pour la reconstruction du profil d'indice de la fibre suppose une structure infinie. Afin d'avoir une structure finie (limitée), nous sélectionnons une fenêtre de calcul. Dans le cas de l'utilisation d'une image de la section droite de la fibre, la dimension de cette fenêtre est donnée par la taille de l'image, exprimée en  $\mu\text{m}$ . Dans le cas de la conception d'une fibre idéale, ce sont les paramètres entrés (nombre de couronnes, diamètre des trous, pas) qui imposent les dimensions de la fenêtre.

Pour la reconstruction du champ modal, le choix du nombre de fonctions Hermito-gaussiennes est important. L'extension des fonctions hermito-gaussiennes dépend de l'ordre de la fonction et de la largeur  $\omega_m$ . Le nombre de fonctions hermito-gaussiennes sur lequel est reconstruit le champ modal correspond à la racine carrée de la dimension de la matrice  $M$  du système. La décomposition du profil d'indice sur la base de fonctions cosinus rend périodique la fenêtre reconstruite et crée des zones perçues comme des « cœurs » aux coins de cette fenêtre. Des modes guidés non réalistes apparaissent alors parmi les solutions de la modélisation. Il convient de les écarter.

Cet outil de simulation nous permet de calculer l'indice effectif de tous les modes guidés par la fibre, leur aire effective, les champs modaux ainsi que la sensibilité de la longueur d'onde de réseaux photoinscrits en fonction de l'indice de réfraction du milieu présent dans les canaux. Ce dernier point sera plus détaillé dans le chapitre III de cette partie.

### ***II.1.a Modélisation d'une fibre idéale***

Pour décrire une fibre idéale, les caractéristiques opto-géométriques de la fibre sont fixées (diamètre des trous, nombre de couronnes, pas, indice de réfraction de la silice). Pour illustrer les différentes étapes de sa modélisation, nous prenons l'exemple d'une fibre microstructurée non dopée de  $0,5 \mu\text{m}$  de diamètre du trou, de pas  $2 \mu\text{m}$  et constituée de 3 couronnes de trous, telle que la fibre étudiée à l'IRCOM par A. Peyrilloux *et al* [113]. Une fois les paramètres de la fibre choisis, un profil de la fibre en deux dimensions est calculé (c'est à dire la fonction  $n(x,y)$ ), puis celui-ci est décomposé sur la base d'une somme de fonctions cosinus

(Cf. Figure II-4). Le profil de fibre reconstruit, montré sur la Figure II-4, est la somme de  $201 \times 201$  fonctions cosinus convenablement pondérées.

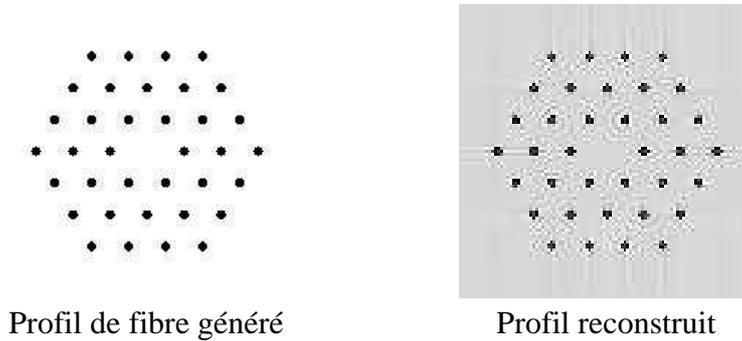


Figure II-4: Profil de fibre généré et profil de fibre reconstruit

Sur la Figure II-5, est présentée la coupe du profil d'indice de la fibre lorsqu'il est reconstruit sur une base de  $201 \times 201$  et  $501 \times 501$  fonctions cosinus. Les déformations aux interfaces air/silice de l'indice de réfraction sont atténuées, lorsque le profil est reconstruit avec 501 fonctions cosinus.

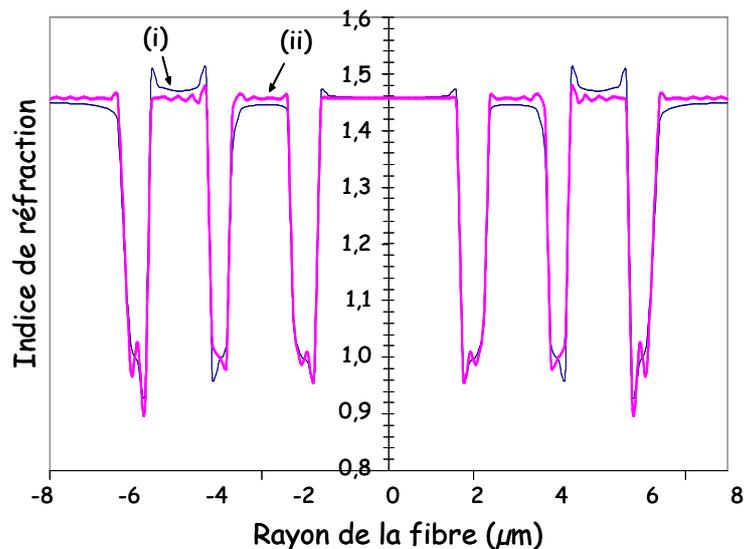


Figure II-5 : Coupe du profil reconstruit sur la base de (i)  $201 \times 201$  et (ii)  $501 \times 501$  fonctions cosinus

Pour le calcul du champ modal, la décomposition se fait sur la base de  $F \times F$  fonctions hermito-Gaussiennes, où  $F$  est le nombre de fonctions Hermito-Gaussiennes (la racine de la dimension de la matrice). La difficulté se trouve dans le choix du nombre de fonctions HG à utiliser pour reconstruire les champs modaux. Nous détaillerons ce point dans le paragraphe II.2.a de cette partie, lors de la comparaison des valeurs d'indices effectifs et d'aires effectives calculées par LFM, aux résultats de la simulation par FEM (*Finite Element Method*) effectuée

par Peyrilloux *et al.*. Les champs modaux du mode guidé fondamental pour trois valeurs de  $F$  et les temps de calcul correspondants sont présentés sur la Figure II-6. Le nombre de fonctions HG nécessaires pour reconstruire les modes croît en raison du carré du nombre de fonctions  $F$  choisi, et le temps de calcul croît en raison de  $F^4$ . Ainsi, pour seulement 30 fonctions Hermite-Gaussiennes, le temps de calcul est de 2 heures 30 minutes. Un compromis est donc à trouver entre le nombre de fonctions HG à considérer et le temps de calcul (Cf. Figure II-7).

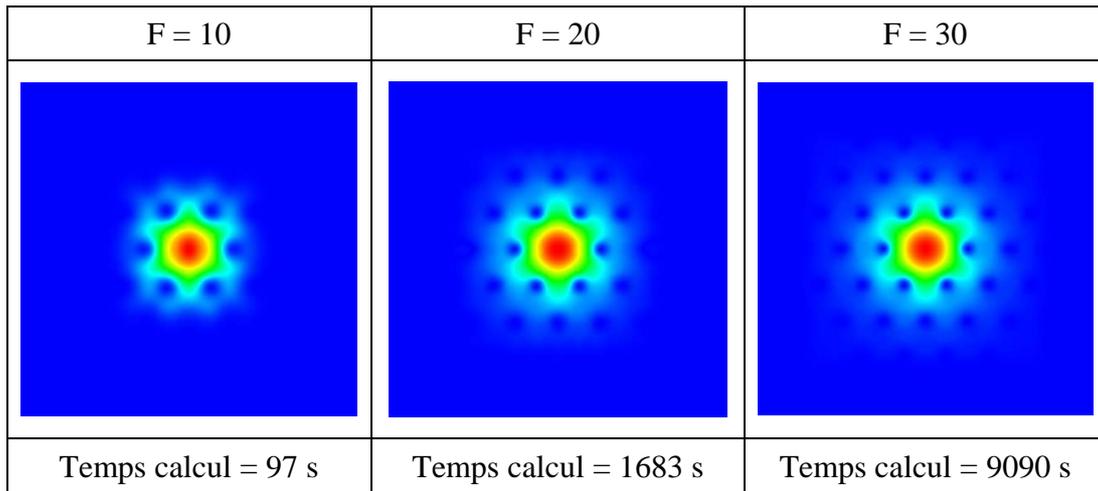


Figure II-6 : Champ modal reconstruit sur la base de  $10 \times 10$ ,  $20 \times 20$  et  $30 \times 30$  fonctions HG

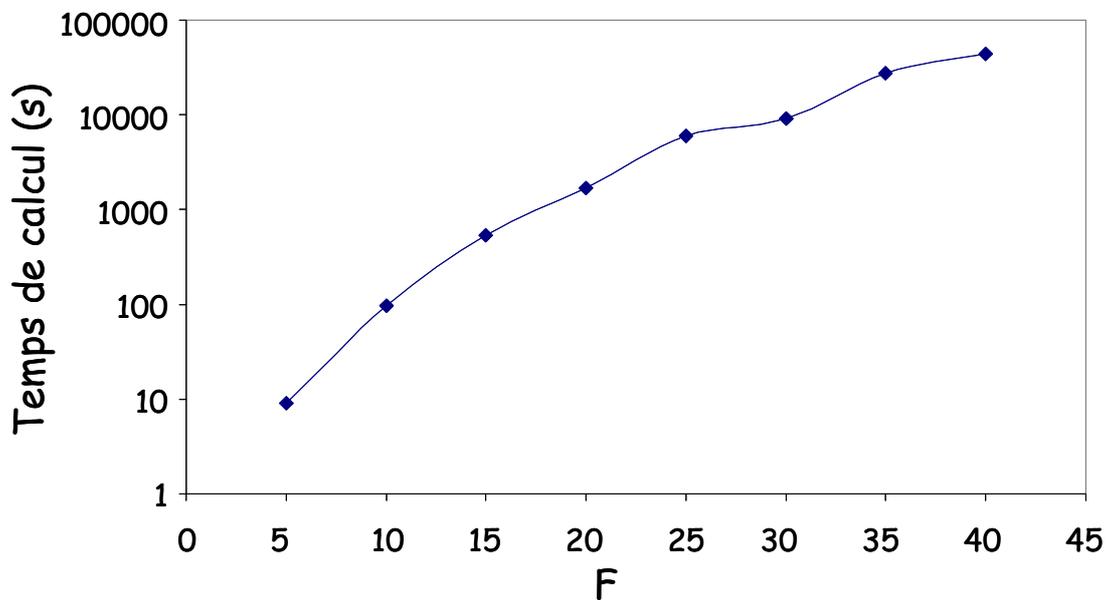


Figure II-7 : Temps de calcul de l'algorithme en fonction du nombre de fonctions Hermite-Gaussiennes fixé pour la reconstruction du champ modal

### II.1.b Modélisation d'une fibre réelle

Dans le cas de l'étude d'une fibre réelle, une image au microscope optique est acquise et servira à déterminer les paramètres d'entrée de l'outil de simulation. L'image de la fibre est codée sur 256 niveaux de gris (entre 0 et 255) puis les zones d'air et de silice sont identifiées suivant que le niveau de gris correspondant se situe au-dessous ou au-dessus d'un seuil. La Figure II-8 illustre l'exemple de la fibre « GrapeFruit » pour laquelle Kerbage *et al.* ont modélisé les champs modaux à l'aide du logiciel « BeamProp » [6] et comparé aux résultats expérimentaux de l'imagerie modale [61].

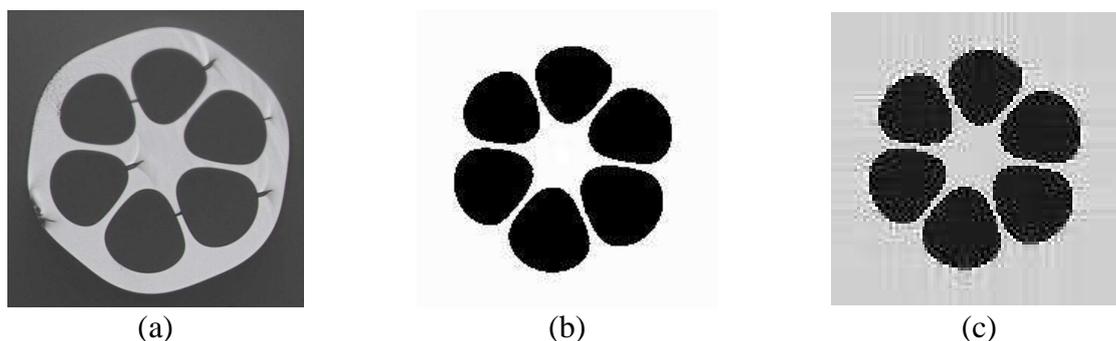


Figure II-8: (a) Image de la fibre, (b) profil de la fibre après traitement (blanc=silice, noir=air) et (c) profil de la fibre reconstruit sur la base de  $201 \times 201$  fonctions cosinus

Les caractéristiques de la fibre microstructurée « GrapeFruit » sont les suivantes : 6 canaux de  $30 \mu\text{m}$  de diamètre environ, entourant un cœur dopé Ge (dopage de  $5 \times 10^{-3}$ ) de  $8 \mu\text{m}$  de diamètre. La photographie de la section droite de la fibre est traitée puis codée en niveau de gris. Le niveau de gris 0 correspond à l'indice de réfraction le plus faible. Les canaux de la fibre sont en noir (dans le cas où les canaux sont remplis d'air, l'indice de réfraction est égal à 1). Le niveau 255 correspond à l'indice de réfraction le plus élevé, c'est à dire à l'indice de réfraction de la silice pure à la longueur d'onde d'étude. Le profil est ensuite décomposé sur la base de fonctions cosinus (ici nous avons choisi 201 fonctions cosinus, Cf. Figure II-8). Le saut d'indice dû au dopage Ge de la fibre est reconstruit sur la base de  $40 \times 40$  fonctions Hermite-Gaussiennes (Cf. Figure II-9), indépendamment du « codage » de l'image de la fibre et du profil d'indice de la structure en silice. Sur la Figure II-10, est présentée la coupe du profil reconstruit sur la base de  $201 \times 201$  fonctions cosinus et incluant le saut d'indice dû au dopage Ge reconstruit sur la base de  $40 \times 40$  fonctions Hermite-Gaussiennes. Nous pouvons discerner le cœur dopé Ge de la fibre (agrandissement de la Figure II-10).

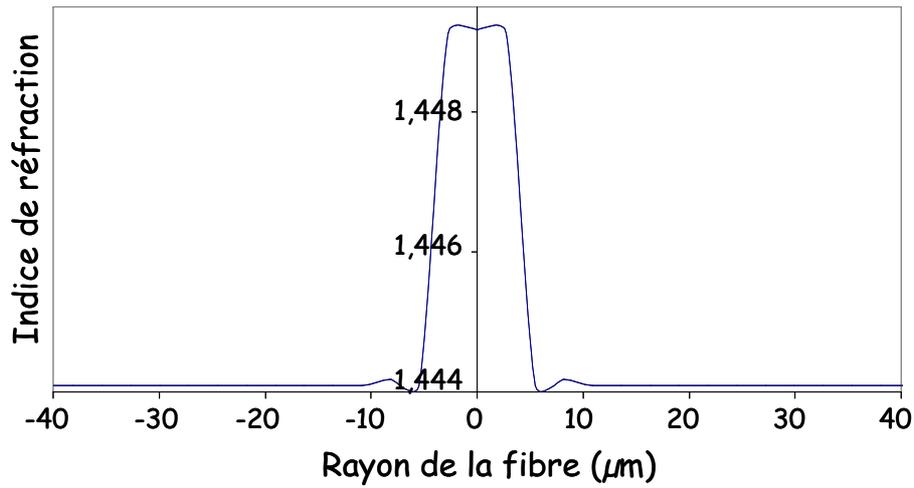


Figure II-9 : Coupe du profil reconstruit du cœur dopé sur la base de  $40 \times 40$  fonctions Hermi-to-Gaussiennes

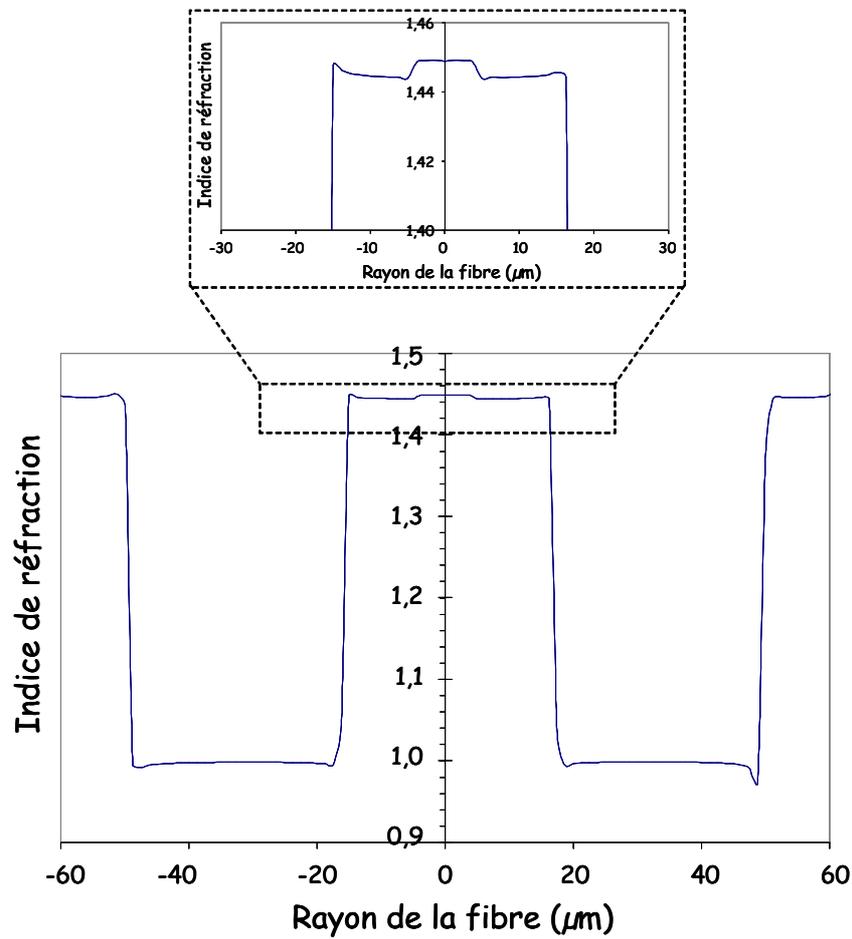


Figure II-10 : Coupe du profil reconstruit sur la base de  $201 \times 201$  fonctions cosinus, incluant le saut d'indice dû au dopage Ge reconstruit sur la base de  $40 \times 40$  fonctions Hermi-to-Gaussiennes, et agrandissement sur la coupe du cœur dopé Ge de la fibre

Comme pour le cas de la modélisation d'une fibre idéale, le choix du nombre de fonctions HG est délicat ; il a pour but de minimiser l'apparition de modes parasites correspondant à des modes guidés dans les angles de la fenêtre de simulation. Sur la Figure II-11, sont présentées les zones susceptibles de guider des modes parasites.

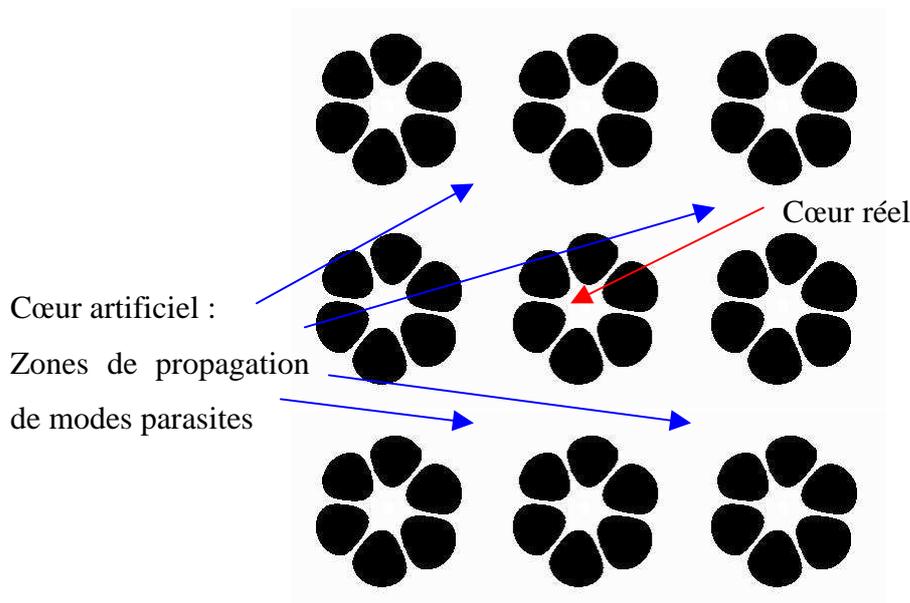


Figure II-11 : Effet de la « périodisation » du profil induisant des « cœurs artificiels »

## II.2 Validation de l'outil de simulation

La validation initiale de l'outil de simulation mis en œuvre au laboratoire a été effectuée en comparant les résultats obtenus à l'aide de notre modèle en se basant sur des géométries de fibre décrites dans la littérature, aux résultats annoncés dans ces mêmes publications. Par la suite, la validité de l'outil de simulation sera confirmée en comparant les résultats de simulations appliquées à des profils de fibres que nous avons fabriquées à Limoges (étude décrite dans la Partie III Chapitre II de ce manuscrit) avec nos propres résultats expérimentaux obtenus avec ces fibres.

### II.2.a Validation de l'outil de simulation sur la base d'un profil idéal

Le profil d'indice utilisé pour la validation de l'outil de simulation est le profil idéal d'une fibre composée de trois couronnes de trous de  $0,5 \mu\text{m}$  de diamètre et de  $2 \mu\text{m}$  de pas, décrit initialement par Peyrilloux *et al.* [113]. Peyrilloux *et al.* déterminent dans leur publica-

tion la valeur de l'aire effective et de l'indice effectif du mode fondamental aux longueurs d'onde d'étude de 633 nm en utilisant la méthode des éléments finis. De plus, une mesure est faite par ces auteurs pour valider les valeurs obtenues par simulation. L'indice effectif calculé à 633 nm est 1,45306. Les résultats sont consignés dans le Tableau II-1.

$\lambda = 633 \text{ nm}$	$A_{\text{eff}}$
FEM	10,5
Expérience	10,6

Tableau II-1 : Valeur de l'aire effective obtenue expérimentalement et par la méthode des éléments finis (FEM), à 633 nm dans une fibre microstructurée air/silice ( $d=0,5 \mu\text{m}$  et  $\Lambda=2 \mu\text{m}$ ), [113]

A partir de l'outil de simulation mis en œuvre au laboratoire, nous allons déterminer l'aire effective et l'indice effectif du mode guidé. L'aire effective traduit le confinement du mode et s'écrit [114] :

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left[ \iint |E(x, y)|^2 dx dy \right]^2}{\iint |E(x, y)|^4 dx dy}$$

Les résultats des simulations, effectuées pour trois valeurs de F, sont présentés dans le Tableau II-2.

$\lambda = 633 \text{ nm}$	F = 10	F = 20	F = 30
$A_{\text{eff}} (\mu\text{m}^2)$	8,35	9,99	10,52
$n_{\text{eff}}$	1,45279	1,45307	1,45312

Tableau II-2 : Valeurs de l'aire effective et de l'indice effectif du mode fondamental obtenues avec l'outil de simulation fondé sur la méthode des fonctions localisées (LFM) mis en œuvre au laboratoire, pour différentes valeurs de F

Nous observons que pour des valeurs de F égales à 10 ou 20, les valeurs d'aire effective sont un peu faibles au regard de celles fournies par A. Peyrilloux. Le nombre de fonctions Hermite-Gaussiennes considéré pour la reconstruction du champ modal n'est clairement pas suffisant. Par contre, pour F=30, à 633 nm, nous obtenons un indice effectif de 1,45312 et une

aire effective de  $10,52 \mu\text{m}^2$ , valeurs très proches de celles obtenues par A. Peyrilloux. Sur la Figure II-12 est représentée l'évolution des valeurs d'indice effectif et d'aire effective en fonction du nombre de fonctions HG (F) servant pour la reconstruction du champ modal. On observe une convergence vers 1,4532 et  $10,6 \mu\text{m}^2$  respectivement.

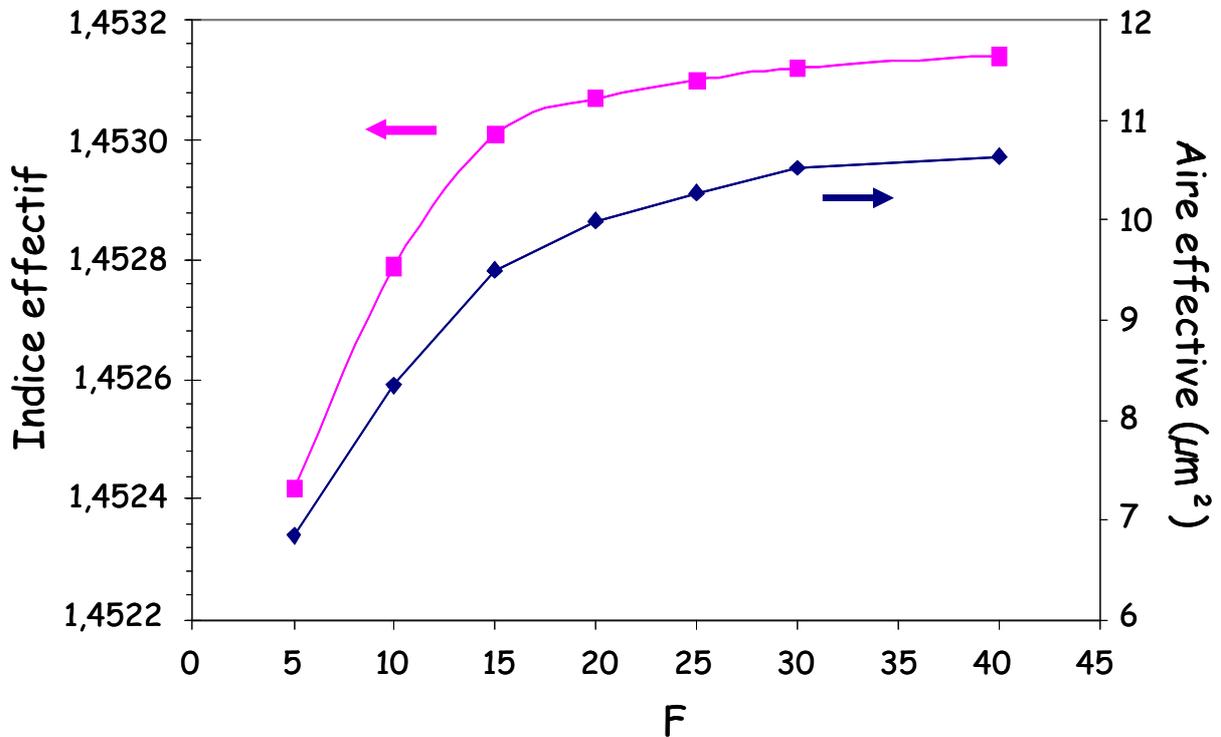


Figure II-12 : Convergence des calculs de l'indice effectif et de l'aire effective en fonction du nombre de fonctions HG (F)

### II.2.b Validation de l'outil de simulation sur la base d'un profil réel

L'outil de simulation a donc été initialement validé dans le cas d'une fibre idéale en comparant avec les résultats de Peyrilloux *et al.* [113]. A présent une étude est effectuée en partant d'un profil de fibre réel, une fibre composée d'une couronne de 6 trous d'environ  $30 \mu\text{m}$  de diamètre et d'un cœur dopé Ge circulaire et centré de  $8 \mu\text{m}$ . Le dopage en Ge est de l'ordre de  $5 \times 10^{-3}$ . Cette fibre, appelée « GrapeFruit », a été étudiée par Kerbage *et al.* [61].

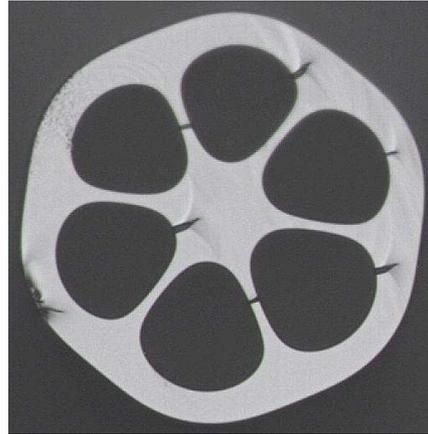


Figure II-13 : Photographie au microscope optique de la section de fibre GrapeFruit

Comme indiqué en amont, le profil d'indice est décrit par des fonctions cosinus. Seul le cœur dopé Ge est décrit par des fonctions Hermite-Gaussiennes. Pour la reconstruction du champ modal, nous choisissons de travailler sur la base de  $35 \times 35$  fonctions Hermite-Gaussiennes.

Les modes obtenus par simulation *via* la méthode LFM sont comparés aux résultats obtenus par Kerbage *et al.* [61] avec la méthode du faisceau propagé (*Beam Propagation Method*) et expérimentalement. Nous observons un très bon accord entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus par simulation (Cf. Figure II-14). Cela nous permet de valider l'outil de simulation basé sur la LFM dans le cas d'une fibre réelle cette fois.

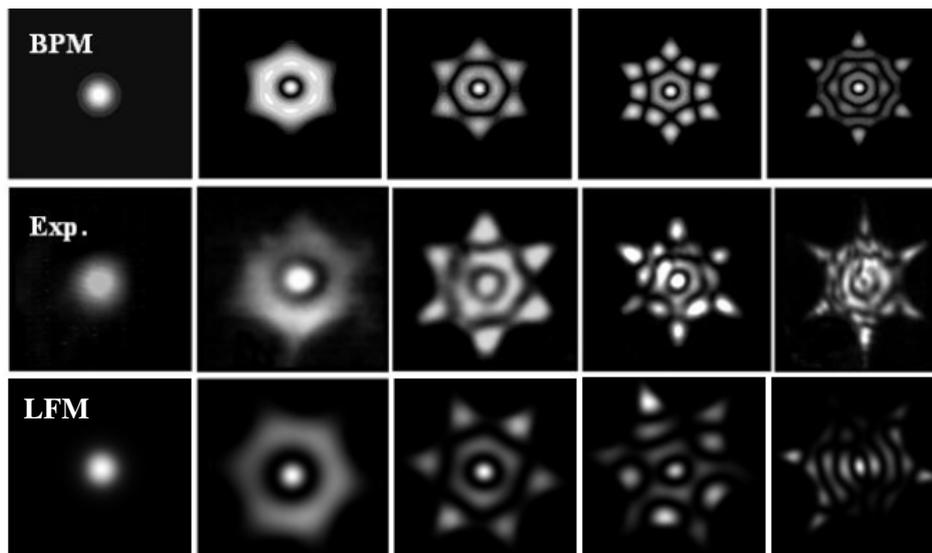


Figure II-14 : Champ modal des cinq premiers modes guidés calculés par BPM (ligne du haut) [61], par LFM (ligne du bas), et observés expérimentalement (ligne du milieu) [61]

### **II.3 Conclusion**

L'outil de simulation fondé sur la méthode des fonctions localisées construit le profil de la fibre grâce à une base de fonctions cosinus. Le cœur dopé germanium et le champ modal sont quant à eux reconstruits à l'aide de fonctions Hermite-Gaussiennes. Les résultats des modélisations dans le cas d'une fibre idéale et dans le cas d'une fibre réelle ont montré un très bon accord avec des résultats publiés dans la littérature.

A chaque fois, un compromis est à faire entre le nombre de fonctions Hermite-Gaussiennes et le temps de calcul. La reconstruction des champs modaux sur une base de  $30 \times 30$  fonctions Hermite-Gaussiennes semble raisonnable, car elle donne des résultats qui sont en bon accord avec ceux publiés. Notons que le temps de calcul est déjà important, mais néanmoins acceptable, de l'ordre de 2 heures 30 minutes.

## Chapitre III

# Détermination des profils de fibre

L'outil de simulation mis en œuvre par Rémy Parmentier, basé sur la méthode des fonctions localisées a été validé en confrontant les résultats des simulations à ceux présentés dans la littérature (sur des profils de fibre idéaux et réels). Grâce à cet outil de simulation il est désormais possible de prévoir les modes de propagation d'une fibre, leur indice effectif, leur aire effective, ainsi que la variation de l'indice effectif d'un mode en fonction de l'indice de réfraction du liquide introduit dans les canaux de la fibre. Nous allons donc nous en servir abondamment pour étudier la sensibilité de différents profils à l'indice de réfraction et *in fine*, de l'optimiser en proposant un profil de fibre particulier.

### III.1 Détermination de la variation d'indice effectif avec l'indice de réfraction du milieu inséré dans les canaux

Pour simuler la présence de liquide dans les canaux de la fibre, nous associons aux zones de trous un indice égal à celui de ce liquide. Pour évaluer la sensibilité de l'indice effectif du mode fondamental à l'indice de réfraction du liquide présent dans les canaux de la fibre, nous allons le calculer pour chaque valeur d'indice de réfraction du milieu inséré dans les canaux de la fibre.

Deux possibilités s'offrent à nous pour simuler la présence de produit dans les canaux de la fibre. La première consiste à travailler sur l'image traitée de la fibre. Pour simuler la présence d'un liquide dans les canaux de la fibre, le niveau de gris des canaux de la fibre est

ajusté. Initialement le niveau de gris des canaux était 0 afin de simuler les canaux vides de la fibre. Supposons que l'on insère dans les canaux de la fibre un liquide d'indice 1,33, il faut modifier le niveau de gris des canaux et lui affecter le bon niveau correspondant à cet indice. En supposant que l'indice de la silice ( $n= 1,44409$  à  $1,5 \mu\text{m}$ ) est attribué au niveau de gris 255, le niveau de gris à imposer est de 189 pour un indice de 1,33. Le profil de la fibre est alors reconstruit sur la base de fonctions cosinus et le calcul de l'indice effectif du mode fondamental est alors effectué. Cette méthode comporte plusieurs inconvénients. Le traitement de la photographie pour chaque valeur d'indice de réfraction du milieu présent dans les canaux est fastidieux. De plus coder l'image sur 256 niveaux de gris, implique une résolution sur l'indice de réfraction de seulement  $1,7 \times 10^{-3}$  par niveau de gris  $\left( \frac{1,44 - 1}{255} = 1,7 \times 10^{-3} \right)$ , ce qui constitue un grave handicap si une variation plus fine en indice de réfraction doit être étudiée.

La deuxième possibilité consiste à calculer les éléments  $M_{abcd}$  (Eq. II-10) de la matrice  $M$  pour chaque indice de réfraction du milieu présent dans les canaux de la fibre. Les éléments  $M_{abcd}$  s'écrivent  $M_{abcd} = \frac{1}{k^2} I_{abcd}^{(1)} + I_{abcd}^{(2)}$  comme décrit dans le chapitre II.1 de cette partie.

$$\text{avec } I_{abcd}^{(1)} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_c^m(x) \psi_d^m(y) \nabla_{\perp}^2 [\psi_a^m(x) \psi_b^m(y)] dx dy$$

$$\text{et } I_{abcd}^{(2)} = \varepsilon_{SiO_2} + \left( \varepsilon_{SiO_2} - \varepsilon_{trous} \right) \left[ \sum_{f,g=0}^{P-1} P_{fg} I_{fac}^{(21)} I_{gdb}^{(21)} \right] + \varepsilon_{dopage} \left[ \sum_{f,g=0}^{C-1} C_{fg} I_{fac}^{(22)} I_{gdb}^{(22)} \right]$$

$$I_{abcd}^{(2)} = \varepsilon_{SiO_2} + \left( \varepsilon_{SiO_2} - \varepsilon_{trous} \right) M_{21} + \varepsilon_{dopage} M_{22}$$

Le calcul de la double intégrale  $I_{abcd}^{(1)}$  n'est pas modifié par une variation de l'indice de réfraction du milieu présent dans les canaux. Il en est de même pour les sous-matrices  $M_{21}$  et  $M_{22}$  composant l'élément  $I_{abcd}^{(2)}$ . Les modifications interviennent à travers le coefficient  $\varepsilon_{trous}$  qui dépend de l'indice de réfraction du milieu présent dans les canaux de la fibre. Les différentes intégrales et sous-matrices ( $I_{abcd}^{(1)}$ ,  $M_{21}$  et  $M_{22}$ ) sont calculées indépendamment les unes des autres. Les éléments  $M_{abcd}$  de la matrice  $M$  sont ensuite calculés ainsi que les valeurs pro-

pres et vecteurs propres de la matrice (donc les indices effectifs et profils des champs) pour chaque nouvelle valeur d'indice de réfraction du produit présent dans les canaux.

A partir de l'indice effectif du mode il est possible de déterminer la valeur de la sensibilité de la longueur d'onde de résonance vis-à-vis de l'indice de réfraction du liquide inséré dans les canaux. La sensibilité est définie comme  $\frac{\partial n_{eff}}{\partial n_{trous}}$  où  $n_{eff}$  est l'indice effectif du mode de propagation et  $n_{trous}$  est l'indice de réfraction du milieu présent dans les canaux de la fibre. Sur la Figure II-15, est présenté un exemple de courbe de sensibilité à l'indice de réfraction du milieu présent dans les trous pour une fibre constituée d'une couronne de 6 trous de  $7,8 \mu\text{m}$  de diamètre, de pas  $8 \mu\text{m}$ , entourant un cœur dopé ( $\Delta = n_{\text{cœur dopé}} - n_{\text{Silice}} = 8 \times 10^{-3}$ ) de  $2 \mu\text{m}$  de diamètre.

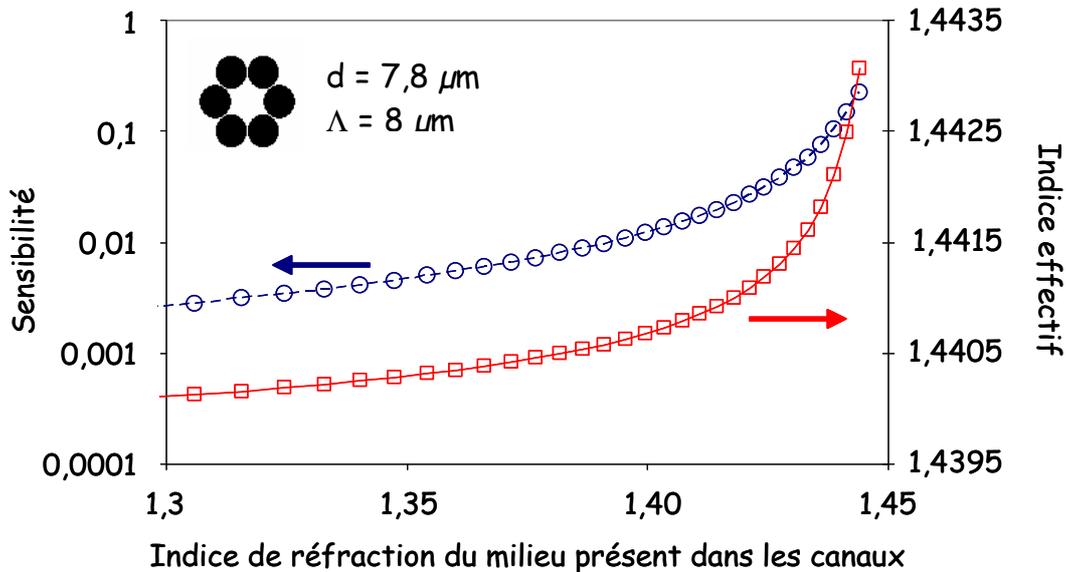


Figure II-15 : Sensibilité théorique à l'indice de réfraction du milieu présent dans les trous pour une fibre microstructurée caractérisée par  $d = 7,8 \mu\text{m}$  et  $\Lambda = 8 \mu\text{m}$

### III.2 Choix des profils de fibre

La détermination d'un profil de fibre passe tout d'abord par le choix du paramètre à optimiser. Dans notre cas, le choix s'est porté sur la sensibilité de la longueur d'onde d'accord du réseau de Bragg vis à vis de l'indice du milieu inséré dans les canaux de la fibre. La détermination d'un profil de fibre répondant aux critères de départ n'est pas immédiate. Il faut proposer un profil de fibre (diamètre des canaux, pas, nombre de couronnes...) puis cal-

culer par la suite l'évolution de l'indice effectif du mode fondamental avec l'indice de réfraction du milieu présent dans les canaux de la fibre. L'idéal serait de pouvoir proposer une courbe d'évolution de la sensibilité comme paramètre d'entrée du programme, qui conduise par la suite à la détermination du profil de la fibre correspondant à cette courbe. Un tel outil, combinant un algorithme génétique et une méthode d'éléments finis vectorielle a été proposé pour la détermination du profil correspondant à une courbe de dispersion donnée [67].

Dans le cadre de notre étude, l'amélioration de la sensibilité de la résonance de Bragg vis-à-vis de l'indice de réfraction du milieu inséré dans les canaux de la fibre consiste à modifier le profil d'indice de la fibre afin d'augmenter l'interaction entre le mode fondamental et le milieu inséré dans les canaux de la fibre. Nous savons que la longueur d'onde d'étude et les paramètres optogéométriques de la fibre influent sur le confinement du mode par les canaux d'air, puisque l'indice de la gaine dépend fortement de la longueur d'onde. Plus la longueur d'onde est courte, plus le mode sera confiné dans le cœur. Au contraire si la longueur d'onde devient de l'ordre du diamètre du cœur, le mode s'étendra dans la gaine. Intuitivement, il faudrait donc choisir un profil de fibre constituée d'une ou plusieurs couronnes avec un petit cœur de diamètre proche de la longueur d'onde d'étude. Cependant les contraintes pratiques telles que l'inscription d'un réseau de Bragg ou l'insertion de produits dans les canaux de la fibre, restreignent le choix des caractéristiques optogéométriques de la fibre (diamètre des canaux, nombre de couronnes). Nous avons simulé différents profils de fibre. Les caractéristiques optogéométriques de quelques fibres microstructurées modélisées sont consignées dans le Tableau II-3. Les courbes de sensibilité à l'indice de réfraction du milieu présent dans les canaux associées aux profils de fibre sont présentées sur la Figure II-16. Ces courbes montrent que la fibre constituée de trois canaux est la plus sensible. Les fibres notées (i) et (ii) constituées respectivement de 3 couronnes de trous de  $3,2 \mu\text{m}$  de diamètre et de 1 couronne de 6 trous de diamètre  $7,8 \mu\text{m}$ , ont toutes les deux un cœur dopé de  $2 \mu\text{m}$  de diamètre. La fibre (ii) est constituée d'une couronne de trous de la dimension du pas, formant presque un anneau d'air autour du cœur (Si+Ge) de la fibre. Le diamètre du cœur de la fibre (zone dopée et non dopée), que noterons par la suite « diamètre du cœur (Si+Ge) » est de l'ordre de  $12,8 \mu\text{m}$  et de  $8 \mu\text{m}$  respectivement pour les fibres (i) et (ii). Etant donnée la taille du cœur très supérieure à la longueur d'onde d'étude ( $1,55 \mu\text{m}$ ), le mode fondamental s'étendra peu dans la gaine. Le mode guidé dans la fibre (ii) s'étendra plus dans les canaux que dans le cas de la fibre (i).

Ainsi, l'interaction entre le mode guidé et le milieu inséré dans les canaux sera plus forte, d'où l'obtention d'une meilleure sensibilité dans le cas de la fibre (ii). Pour la fibre (iii), le diamètre cœur (Si+Ge) est plus petit que pour les fibres (i) et (ii). Pour la même raison que précédemment, l'interaction entre le mode guidé et le milieu présent dans les canaux est plus forte pour la fibre (iii). Dans le cas de la fibre (iv), la zone dopée occupe tout le diamètre du cœur (Si+Ge). Le cœur de la fibre a un diamètre proche de celui de la longueur d'onde. Le mode va donc s'étendre dans la gaine et l'interaction entre le mode guidé et le milieu présent dans les canaux est plus forte que pour les autres fibres. La fibre à trois canaux est la plus sensible des quatre fibres présentées. En proposant ainsi plusieurs profils de fibre et en calculant l'évolution de l'indice effectif du mode qui nous intéresse (généralement le mode fondamental) avec l'indice de réfraction du milieu présent dans les canaux, il est possible de faire un choix de profil optimisant l'interaction entre le mode et le milieu présent dans les canaux de la fibre.

Nom	Image fibre	$\phi$ trous en $\mu\text{m}$	$\Lambda$ en $\mu\text{m}$	$\phi$ cœur dopé en $\mu\text{m}$	$\phi$ cœur (Si+Ge) en $\mu\text{m}$	Nombre de couronne	F
(i)		3.2	8	2	12,8	3	18
(ii)		7.8	8	2	8	1	13
(iii)		15	15.31	2.34	7	1	11
(iv)		15	15.63	2.34	2,34	1	13

Tableau II-3 : Caractéristiques optogéométriques de quatre fibres microstructurées

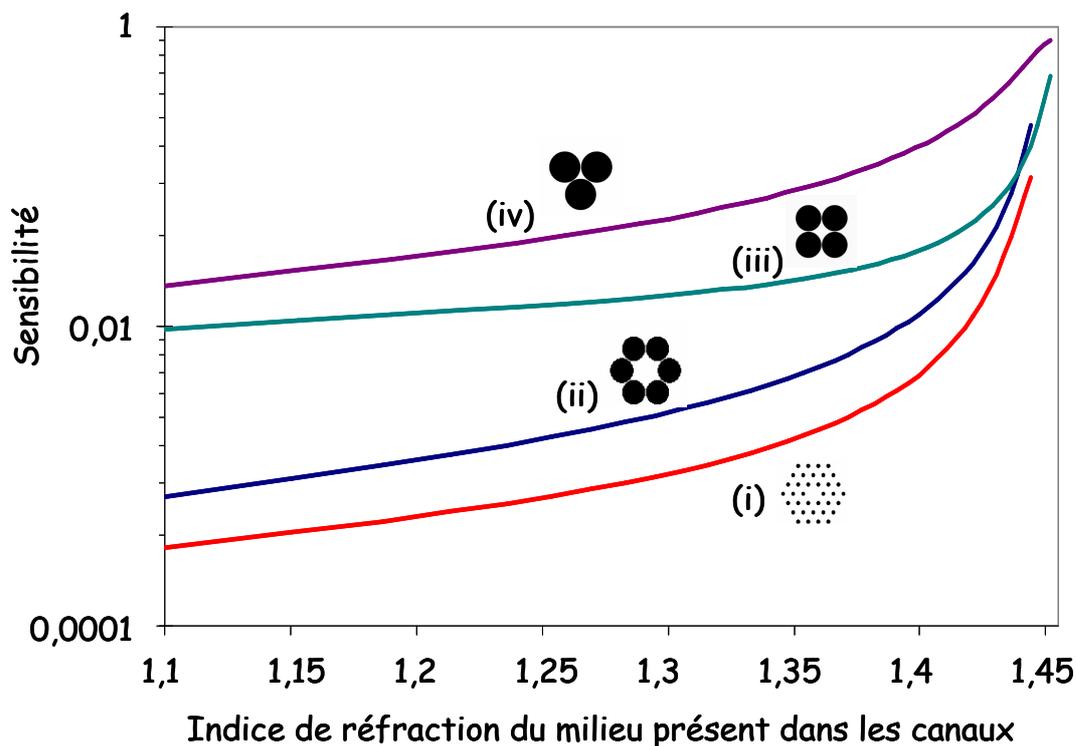


Figure II-16 : Courbe de sensibilité à l'indice de réfraction des quatre fibres microstructurées modélisées

### III.3 Conclusion

L'outil de simulation mis en place a permis de calculer la sensibilité d'une résonance à l'indice de réfraction du milieu présent dans les canaux. Plusieurs profils de fibre ont été modélisés. Pour chacune, les courbes de sensibilité du mode guidé à l'indice de réfraction du milieu présent dans les canaux ont été modélisées. Plus le diamètre du cœur de la fibre est proche de la longueur d'onde d'étude, plus le champ s'étend dans la gaine. Dans ce cas l'interaction entre le mode guidé et le milieu présent dans les canaux de la fibre est très forte. Les caractéristiques optogéométriques de la fibre ont pu être affinées afin d'obtenir un profil de fibre présentant une grande sensibilité à l'indice de réfraction du milieu présent dans les canaux. Le profil de fibre optimisé proposé est constitué d'une couronne de trois gros canaux et d'un cœur de petit diamètre. Une fibre correspondant à ces critères sera étudiée dans la partie III de ce manuscrit.

**Partie III**

**Caractérisation des réseaux de Bragg inscrits dans des fibres microstructurées**



# Chapitre I

## Inscription de réseaux de Bragg

L'inscription de réseaux de Bragg dans des fibres microstructurées se fait à l'aide des bancs d'inscription classiquement utilisés pour l'inscription de réseaux dans les fibres conventionnelles : le banc à miroir de Lloyd ou celui à masque de phase.

### I.1 Les fibres microstructurées

Trois types fibres microstructurées ont été réalisées à l'occasion de ce travail de recherche. Les barreaux dopés Ge, utilisés pour les préformes des fibres ont été fabriqués par le LPMC de l'Université de Nice. La fabrication des préformes et le fibrage des fibres ont été réalisés à l'IRCOM de l'Université de Limoges.

La première fibre est constituée d'un anneau de six canaux d'air d'environ 15  $\mu\text{m}$  de diamètre et de pas  $\Lambda \sim 15,8 \mu\text{m}$ . Les canaux entourent un cœur dopé germanium de 11  $\mu\text{m}$  non circulaire (Cf. Figure III-1). La fibre ainsi réalisée est multimode.

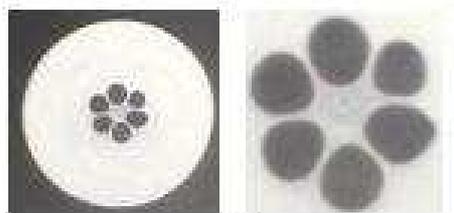


Figure III-1 : Photographie des sections droites de fibres microstructurées constituées d'une couronne de six trous

Lors du fibrage de cette fibre plusieurs problèmes se sont présentés. Nous avons d'abord noté une variation du diamètre de la fibre, mesuré par le système de diffraction laser présent sur la tour de fibrage de l'IRCOM. A la fin du fibrage, différents tronçons de la fibre ont été observés au microscope afin de vérifier la structure, l'arrangement des canaux de la fibre et la stabilité des différents paramètres (diamètre des canaux, diamètre et forme du cœur dopé Ge, le pas entre les trous ...). Sur certains tronçons, nous avons observé la présence d'un trou supplémentaire au centre de la fibre, à la place du cœur dopé Ge (Cf. Figure III-2).

La formation de ce trou central semble être imputable à l'action du phosphore incorporé dans le barreau du cœur dopé Ge. En fait, lors de la conception du barreau dopé Ge, du phosphore est introduit dans le tube pour servir de fondant et permettre de diminuer la température de travail de la silice dopée Ge lors de la densification des couches déposées et du rétreint de la préforme. Le phosphore de viscosité plus faible que l'ensemble des composants de la fibre tend à diminuer la viscosité de l'ensemble. De fait, pendant le fibrage, le cœur dopé s'écoulerait plus vite que le reste de la fibre et générerait des bulles indésirables. Cette hypothèse reste cependant à confirmer, la présence de porosité résiduelle dans la préforme MCVD pouvant également conduire à un tel résultat.

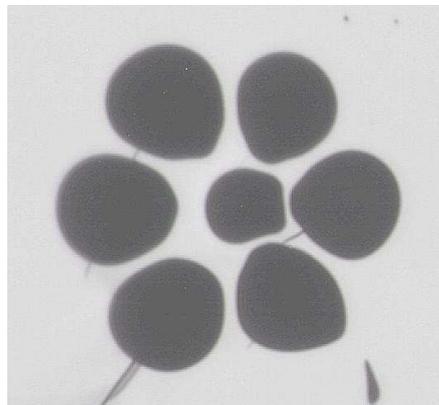


Figure III-2 : Photographie de la section droite d'une fibre microstructurée constituée d'une couronne de six trous et d'un trou central à la place du cœur

Dans le but d'identifier les tronçons de fibres présentant un trou central et de visualiser ces zones de pertes, dans la bobine de fibre microstructurée réalisée, nous avons injecté à l'aide d'une lentille convergente la lumière provenant d'un laser (He-Ne) à 633 nm dans le cœur de la fibre. Ces zones de pertes identifiables par leur coloration rouge due au mauvais

guidage, sont associées à la présence du trou central (Cf. Figure III-3). En effet dans ce cas, la lumière n'est plus guidée par le cœur mais par l'anneau de silice entourant le trou central. Il est alors possible de repérer facilement les zones de la bobine de fibre présentant un trou central. Ces tronçons de fibre sont inexploitable. Ce problème devrait être résolu dans le cas d'une mise en production.

Les solutions pour palier ce problème seraient soit de supprimer le phosphore pendant la fabrication, soit de densifier le cœur afin de limiter la porosité ou bien encore de conserver après usinage de la préforme MCVD, une enveloppe de silice autour du cœur de silice dopé germanium, afin d'empêcher le gonflement et le développement des pores.

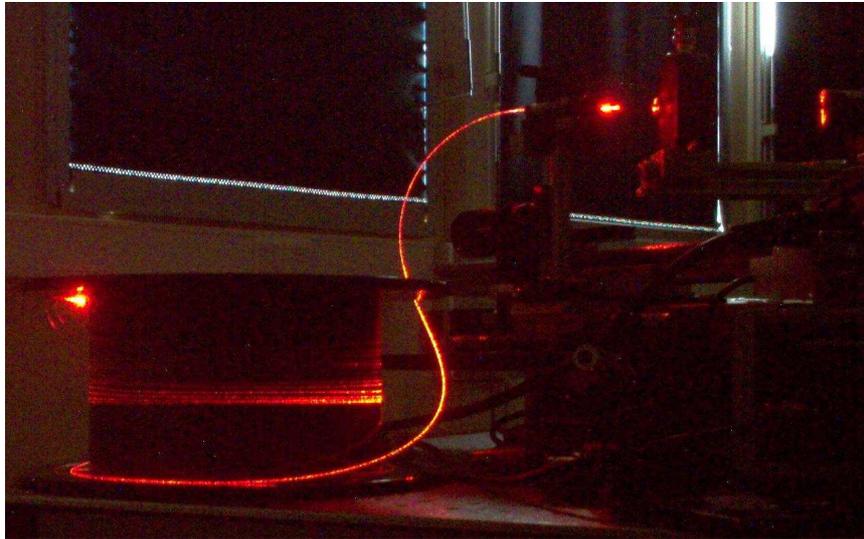


Figure III-3 : Injection d'un faisceau à 633 nm dans une fibre à six trous pour la localisation des tronçons non homogènes

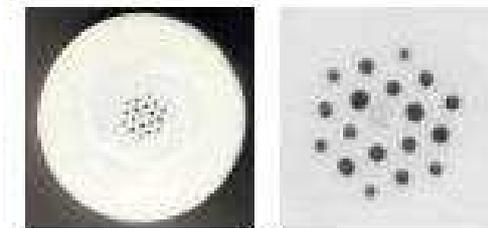


Figure III-4 : Photographie des sections droites de fibres microstructurées constituées de deux couronnes agencées selon une structure triangulaire

La seconde fibre microstructurée comporte deux anneaux de 6 et 12 canaux d'air respectivement de  $3,1 \mu\text{m}$  de diamètre et de pas  $\Lambda \sim 6,7 \mu\text{m}$ . Du fait de quelques problèmes de symétrie lors du tirage, le cœur de  $5 \mu\text{m}$  de la fibre réalisée est légèrement décentré (Cf. Figure III-4). La fibre réalisée est légèrement multimode (3 modes) pour les longueurs d'onde avoisinant  $1,55 \mu\text{m}$ . Par contre, dans cette fibre aucun trou central n'a cette fois été détecté. Le profil de la fibre (configuration des canaux) semble donc invariant sur la longueur fibrée. Plus globalement, au microscope optique, nous n'observons pas de changement significatif des paramètres opto-géométriques de la fibre pour différents tronçons de cette fibre.

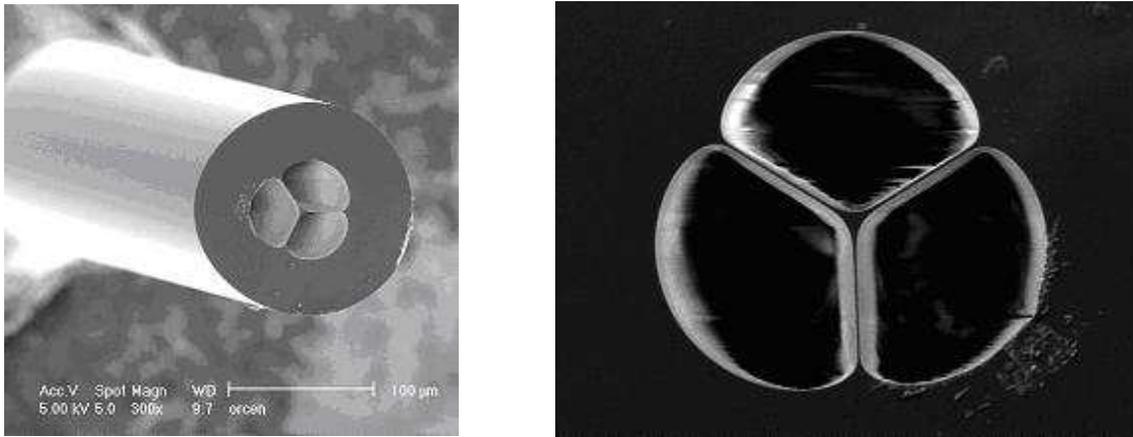


Figure III-5 : Images au MEB de sections droites d'une fibre microstructurée constituée d'une couronne de trois trous (IRCOM)

Les deux premières fibres (à 6 et 18 canaux) réalisées visaient d'une part, à réaliser des mesures d'indice et d'autre part, à valider l'outil de simulation basé sur la LFM, en confrontant les résultats des simulations aux observations expérimentales (l'imagerie modale et la détermination de la résolution en indice, décrits respectivement dans les chapitre II et III de cette partie).

Une troisième fibre microstructurée a ensuite été conçue dans l'optique affichée d'une utilisation pour la conception de capteurs. Son profil d'indice a donc été choisi de manière à permettre la plus forte interaction possible entre le champ électromagnétique et le milieu présent dans les canaux. Pour concevoir ce profil de fibre, nous avons utilisé l'outil de simulation fondé sur la méthode des fonctions localisées. Le profil retenu comporte trois gros trous (Cf. Figure III-5) entourant un cœur dopé Ge de  $3 - 4 \mu\text{m}$  de diamètre. L'aire de chacun des canaux est de l'ordre de  $1400 \mu\text{m}^2$ . La fibre réalisée est multimode pour les longueurs d'onde avois-

nant 1,55  $\mu\text{m}$ . Pour cette dernière fibre, un trou central a également été observé. De même que précédemment, nous injectons de la lumière provenant d'un laser He-Ne afin de déterminer les tronçons de fibre comportant ce trou central. Pourtant, la fabrication de la préforme MCVD destinée au cœur de cette fibre s'est faite sans phosphore. Il semblerait donc que l'origine du trou central soit due à la présence de porosité dans la préforme MCVD. Cette hypothèse n'est cependant pas encore vérifiée.

En conséquence, les tronçons de fibres utilisés pour l'inscription de réseaux de Bragg doivent être soigneusement sélectionnés pour ne pas contenir de trou central. Les tronçons font typiquement 1,5 m de long ce qui est peu mais n'empêche pas de réaliser des caractérisations. D'un point de vue pratique, nous observons au microscope chaque extrémité de la fibre afin de vérifier qu'elle ne possède pas de trou central et nous supposons que sur la longueur de fibre, le motif des trous reste constant.

## **I.2 Bancs d'inscription**

Comme mentionné en amont, l'inscription de réseaux de Bragg dans des fibres microstructurées s'effectue en utilisant les bancs d'inscription de réseaux de Bragg développés pour des fibres conventionnelles. Ainsi, nous présentons dans ce chapitre les deux montages utilisés pour l'inscription de réseaux de Bragg à traits droits dans les fibres microstructurées. Le premier montage à miroir de Lloyd est un interféromètre à division de front d'onde, tandis que le second montage à masque de phase, est un interféromètre à division d'amplitude.

### ***1.2.a Banc à miroir de Lloyd***

Le principe de l'interféromètre à miroir de Lloyd est de créer un champ d'interférence en divisant et recombinaison le faisceau issu d'un laser source à l'aide du miroir de Lloyd, comme expliqué ci-dessous. Le banc d'inscription à miroir de Lloyd se décompose en trois parties [91]:

- la partie source constituée d'un laser Fred300 émettant à 244 nm en régime continu,
- l'optique de mise en forme du faisceau (extension à l'aide d'un système afocal, puis filtrage spatial *via* un micro trou),

- et la partie interférométrique (Cf. Figure III-6). Une moitié du faisceau focalisé dans le cœur de la fibre par une lentille cylindrique, est interceptée et réfléchi par le miroir de Lloyd. La superposition du faisceau réfléchi et du faisceau direct forme un champ d'interférences. La fibre est placée perpendiculairement au miroir de Lloyd, dans ce champ d'interférences.

Soit  $\alpha$ , l'angle entre le faisceau laser et l'axe de propagation de la fibre. Le pas des franges d'interférences, fonction de cet angle  $\alpha$ , est donné par l'expression suivante :

$$\Lambda = \frac{\lambda_{UV}}{2 \cos(\alpha)} \quad \text{Eq. III-1}$$

L'ensemble miroir de Lloyd, fibre optique et lentille de focalisation est disposé sur deux platines permettant une rotation très précise ( $\sim 10^{-3}$  degré d'angle) dans le plan de propagation du faisceau laser. Ainsi, en effectuant une rotation de l'ensemble, c'est-à-dire en changeant l'angle  $\alpha$ , il est possible de choisir le pas du réseau de Bragg. En remplaçant l'équation (Eq. III-1) dans la relation de Bragg, nous obtenons la relation suivante qui permet de connaître la longueur d'onde de Bragg d'un mode donné en fonction de l'angle :

$$\lambda_{\text{Bragg}} = \frac{n_{\text{eff}} \lambda_{UV}}{\cos(\alpha)} \quad \text{Eq. III-2}$$

où  $n_{\text{eff}}$  est l'indice effectif du mode guidé considéré.

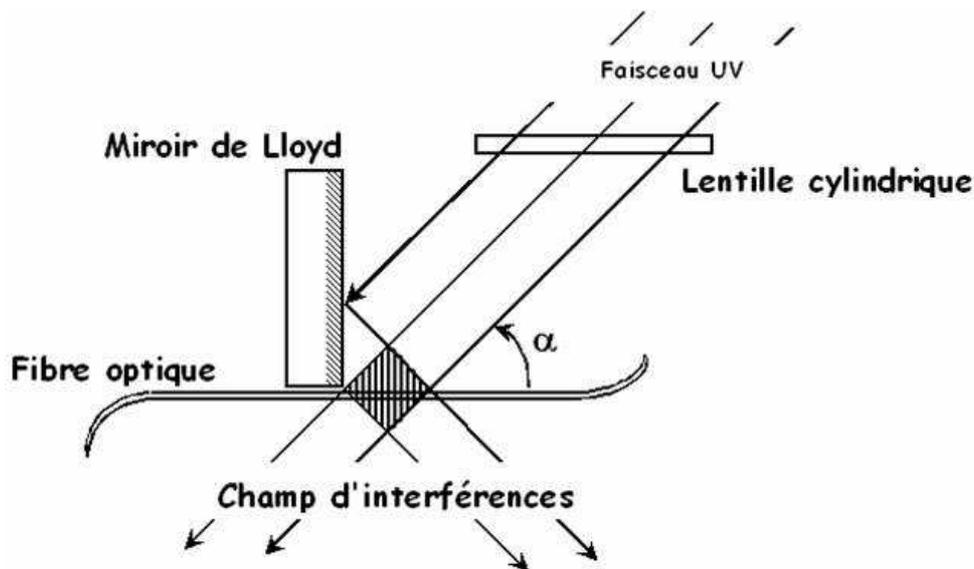


Figure III-6 : Schéma de principe du montage interférométrique à miroir de Lloyd

Cette méthode est souple et permet d'inscrire des réseaux à différentes longueurs d'onde choisies simplement en changeant l'angle de rotation.

### ***1.2.b Banc à masque de phase***

Le principe de l'interféromètre à masque de phase est d'utiliser un réseau en transmission (masque de phase) pour diffracter le faisceau du laser source dans des ordres différents [78]. On exploite ensuite le champ d'interférences créé dans la zone de croisement des deux faisceaux diffractés dans les ordres +1 et -1.

Le masque de phase est simplement un réseau de diffraction inscrit dans de la silice pure transparente aux UV. La profondeur des sillons permet de privilégier certains ordres de diffraction (ordres -1 et +1) tandis que l'énergie résiduelle concentrée dans l'ordre 0 est de quelques pour cents de l'énergie totale diffractée. Les franges d'interférence étant générées par les ordres +1 et -1 de diffraction (Cf. Figure III-8), le pas des franges d'interférence est donné par la relation suivante :

$$\Lambda = \frac{\lambda_{UV}}{2\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} = \frac{\Lambda_{pm}}{2} \quad \text{Eq. III-3}$$

où  $\theta/2$  est l'angle du faisceau diffracté (ordre -1 ou +1) et  $\Lambda_{pm}$  est la période du réseau gravé dans la silice du masque.

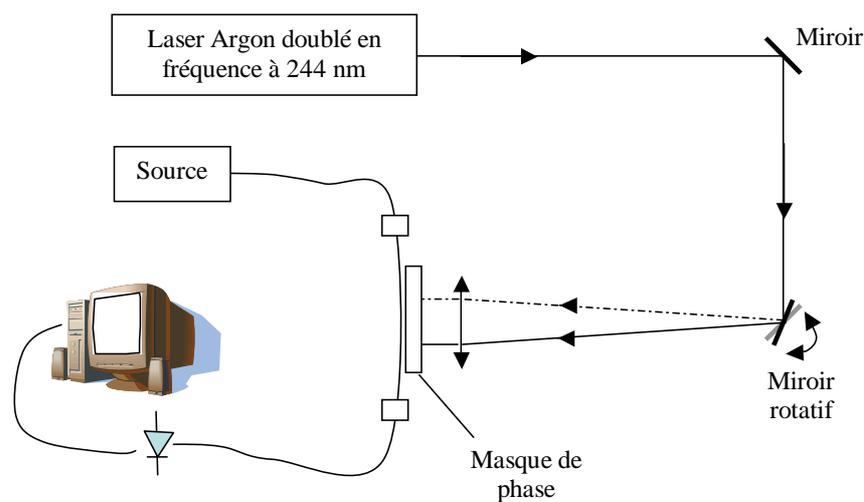


Figure III-7 : Schéma de principe du banc d'inscription à masque de phase

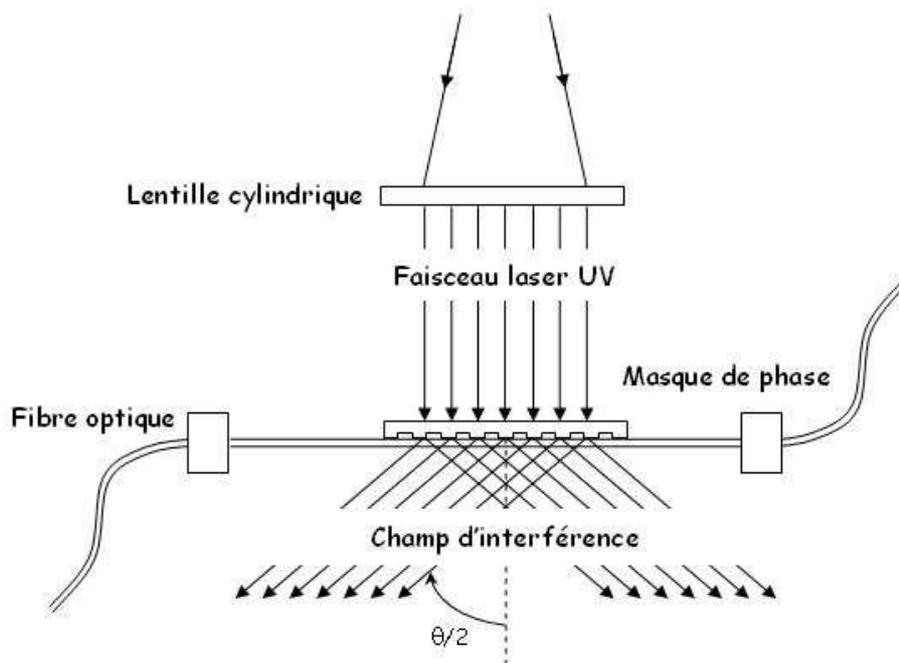


Figure III-8 : Schéma du principe d'inscription d'un réseau de Bragg par la méthode du banc à masque de phase

Le laser utilisé (Fred300) émet un rayonnement continu à  $\lambda_{UV} = 244$  nm. Le faisceau est dirigé vers un miroir en rotation. Ainsi le miroir transpose le mouvement rotatoire en une translation du faisceau selon l'axe de propagation de la fibre (Cf. Figure III-7). Le faisceau UV est ensuite focalisé sur la fibre à l'aide d'une lentille cylindrique tout comme pour le banc à miroir de Lloyd. La fibre optique préalablement dégainée est placée au contact (ou plus précisément presque au contact) du masque de phase, perpendiculairement aux sillons de ce dernier, dans le champ d'interférence. La période du réseau inscrit est égale au pas des franges d'interférence. La longueur d'onde de Bragg est alors donnée par :

$$\lambda_{\text{Bragg}} = n_{\text{eff}} \Lambda_{\text{pm}} \quad \text{Eq. III-4}$$

où  $n_{\text{eff}}$  est l'indice effectif du mode guidé considéré.

Cette méthode est moins souple que celle du miroir de Lloyd car elle nécessite l'emploi d'un masque spécifique par longueur d'onde de Bragg recherchée, même si une traction longitudinale constante sur la fibre pendant l'inscription permet d'ajuster la longueur d'onde sur une petite plage spectrale. Cependant cette méthode permet d'obtenir une bonne reproductivité des réseaux de Bragg, garantie par le pas fixé du masque de phase.

Précisons que pour les deux bancs d'inscription, l'inscription du réseau de Bragg est suivie en temps réel. La fibre est éclairée par un faisceau délivré par une source monochromatique accordable (Tunics par exemple) qui effectue un balayage linéaire en longueur d'onde et périodique. Un détecteur InGaAs placé en extrémité de la fibre reçoit le signal transmis par la fibre, permettant d'afficher et de suivre l'évolution du spectre de transmission du réseau en cours d'inscription.

### **I.3 Réseaux de Bragg à traits droits inscrits dans le cœur d'une fibre microstructurée**

#### ***1.3.a Couplage du signal provenant d'une fibre monomode vers une fibre microstructurée***

La première difficulté dans l'inscription d'un réseau de Bragg dans une fibre microstructurée est d'injecter le signal provenant du laser accordable, véhiculé par une fibre monomode, dans la fibre microstructurée, et ce afin de pouvoir suivre en temps réel l'inscription du réseau de Bragg. L'utilisation d'une soudeuse ou d'un système de translation 3D est nécessaire pour aligner les deux fibres et optimiser le niveau du signal en sortie. Il est important de remarquer que nos mesures prennent en compte les pertes linéiques des fibres. Nous faisons donc une mesure comparative entre la puissance en sortie de fibre microstructurée avant et après soudure pour ne pas tenir compte des pertes linéiques.

Dans la littérature quelques articles traitent du sujet de la soudure entre une fibre monomode et une fibre microstructurée non dopée [133]. Les techniques présentées proposent d'utiliser soit un laser CO<sub>2</sub> [18], [19], soit une soudeuse conventionnelle [7], [13]. La méthode de soudure consistant à utiliser un laser CO<sub>2</sub> induit des problèmes de formations de bulles lors de la soudure, dues à la présence de solvant ou d'eau condensée dans les canaux de la fibre. Sans parler du fait que cette approche requiert un laser CO<sub>2</sub>, elle n'est pas des plus efficaces. Considérons la seconde approche. En 1999, Bennet *et al.* ont réalisé des soudures entre une fibre monomode et une fibre microstructurée à l'aide d'une soudeuse du commerce en adaptant les paramètres de soudure, avec des pertes évaluées à 1,5 dB [7]. En 2003, Bourliaguet *et al.* [13] relatent également la soudure d'une fibre monomode (SFM-28) à une fibre microstructurée en utilisant une soudeuse du commerce (Sumitomo T36) dont les paramètres de sou-

ture ont été modifiés sans doute par tatonnements successifs (Cf. Tableau III-1). Les pertes d'une telle connexion vont de 0,7 à 1,1 dB. L'augmentation de la durée de l'arc entraîne des pertes plus importantes. Ces mêmes auteurs présentent également la soudure entre deux fibres microstructurées à l'aide d'une soudeuse du commerce cette fois à maintien de polarisation (Ericsson FSU 925 PM-A) permettant la rotation des fibres autour de l'axe de symétrie, afin de les aligner correctement du point de vue de leurs axes rapides et lents. Les pertes les plus basses obtenues sont de l'ordre de 0,08 dB, mais malheureusement les tests ont montré une forte dispersion des résultats, avec des pertes allant jusqu'à 2,9 dB.

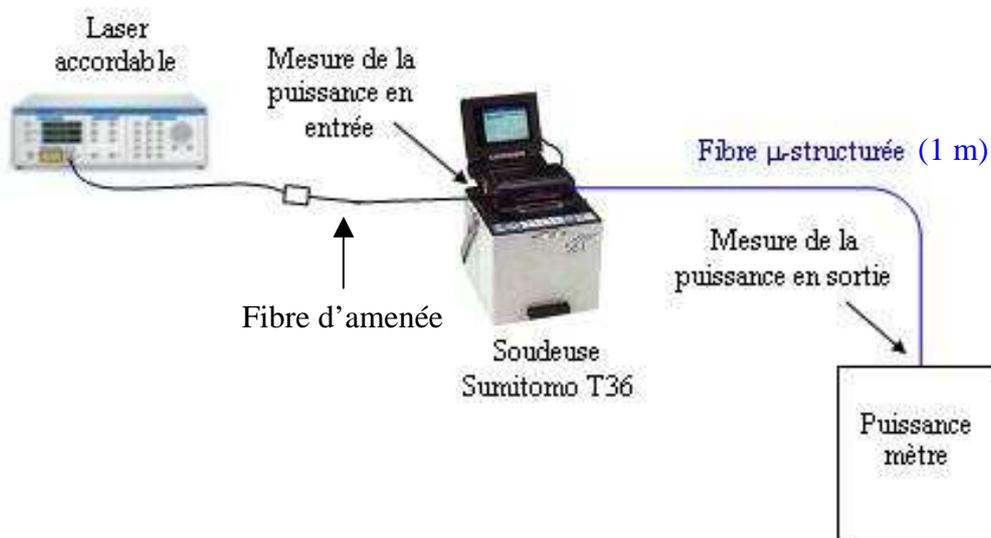


Figure III-9 : Schéma de principe du montage utilisé pour la mesure des pertes lors de la soudure d'une fibre monomode (Alcatel) à une fibre microstructurée

Durée de l'arc	Durée de préfusion	Distance extérieur	Pénétration	Puissance de l'arc
seconde	seconde	$\mu\text{m}$	$\mu\text{m}$	niveau
0,40-0,45	0,05	5	10	4

Tableau III-1 : Paramètres de soudure donnés par Bourliaguet *et al.* pour souder une fibre monomode « SMF28 » à une fibre microstructurée avec des pertes de 0,7 à 1,1 dB [13]

Rayon du cœur dopé Ge ( $\mu\text{m}$ )	4,125
Indice de réfraction du cœur	1,462
Indice de réfraction de la gaine	1,457

Tableau III-2 : Caractéristiques de la fibre monomode standard Alcatel

Nous allons dans la suite de ce paragraphe évaluer les pertes de connexion entre une fibre monomode Alcatel (Cf. Tableau III-2) et une fibre microstructurée dopée Ge. Nous utilisons pour ce faire, une source fibrée émettant un faisceau laser de 1 mW à 1550 nm. La puissance mesurée à la sortie de la fibre monomode (« fibre d'amenée ») est de 965  $\mu$ W, soit une atténuation de 0,15 dB. Le schéma de principe de la mesure des pertes à la connexion est présenté sur la Figure III-9. Nous utilisons une soudeuse Sumitomo Electric T36 pour aligner les fibres monomode et microstructurée (Cf. Figure III-10). L'extrémité libre de la fibre microstructurée est reliée, pour la mesure de puissance à un puissance mètre optique. Les résultats des mesures sont consignés dans le Tableau III-3 pour les trois fibres à notre disposition (fibres à 6, 18 et 3 trous). Nous remarquons que la puissance relevée en sortie des différents échantillons des fibres microstructurée peut varier de 15% d'un tronçon à un autre pour un même type de fibre. De même, lorsque l'extrémité de la fibre microstructurée est successivement retirée puis réinsérée dans le puissance mètre, la puissance mesurée en sortie varie de  $\pm 40 \mu$ W (sur le signal en sortie de la fibre à 6 trous). Parfois la différence de puissance peut atteindre 100  $\mu$ W, auquel cas il est plus prudent de re-cliver la fibre et de nettoyer la fenêtre de la photodiode. La plage de variations est alors réévaluée à la baisse et demeure de l'ordre de 40  $\mu$ W. Il est donc nécessaire de tenir compte de ces variations induisant une incertitude de 0,18 dB sur la mesure des pertes à l'injection.



Figure III-10 : Visualisation sur l'écran de la soudeuse Sumitomo T36 du positionnement manuel des fibres monomode - microstructurée à 6 trous, en optimisant le signal transmis

Nous rappelons que le diamètre du cœur dopé Ge de la fibre à 6 trous est de 11  $\mu$ m, de 5  $\mu$ m pour la fibre à 18 trous et de 3  $\mu$ m pour la fibre à 3 trous. Les pertes à l'injection vont de  $1,2 \pm 0,2$  dB pour la fibre à 6 trous à  $6 \pm 0,2$  dB pour la fibre à trois trous (Cf. Figure III-11). Les pertes de couplage sont dues à trois raisons : les pertes liées aux réflexions de Fresnel aux interfaces entre les deux fibres d'une part, le désalignement des fibres et la désadaptation de la taille du mode d'autre part. Les pertes observées sont essentiellement liées aux profils des

fibres microstructurées. L'aire et la forme du mode se propageant dans la fibre monomode sont différentes de celles du mode se propageant dans les fibres microstructurées [7] [52]. Ainsi les intégrales de recouvrement des champs modaux sont faibles, induisant des pertes élevées.

Echantillon	Puissance en sortie de fibre d'amenée (mW)	Puissance en sortie de fibre microstructurée (mW)	Pertes à l'injection (dB)
Fibre à 6 trous			
1	0,965	0,780	0,92
2	0,965	0,775	0,95
3	0,965	0,720	1,27
4	0,965	0,665	1,62
<b>Moyenne</b>			1,19
<b>Ecart type</b>			0,33
Fibre à 18 trous			
1	0,965	0,640	1,78
2	0,965	0,480	3,03
3	0,965	0,480	3,03
4	0,965	0,545	2,48
5	0,965	0,550	2,44
<b>Moyenne</b>			2,55
<b>Ecart type</b>			0,52
Fibre à 3 trous			
1	0,965	0,214	6,54
2	0,965	0,264	5,63
3	0,965	0,290	5,22
4	0,965	0,220	6,42
<b>Moyenne</b>			5,95
<b>Ecart type</b>			0,63

Tableau III-3 : Pertes à la connexion entre une fibre monomode et une fibre microstructurée à 6, 18 et 3 trous

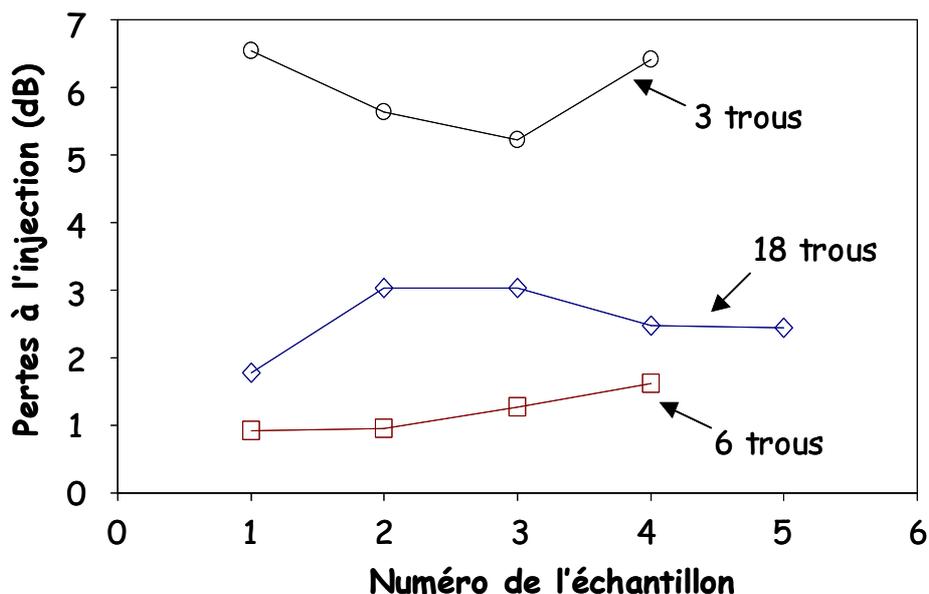


Figure III-11 : Pertes à la connexion entre une fibre monomode et une fibre microstructurée (6, 18 et 3 trous) en fonction du numéro de l'échantillon

Pour diminuer ces pertes Nakajima *et al.* proposent d'aligner la fibre microstructurée dopée et la fibre monomode et d'immerger les extrémités des deux fibres mises bout à bout dans un matériau adaptateur d'indice [106]. Ils montrent que la taille du mode, et donc les pertes dues à la désadaptation de mode, diminuent avec le rapport  $c/a$ , et particulièrement quand  $c/a$  est inférieur à 2, où  $c$  est égal au rayon du cœur de la fibre (zone dopée + silice pure) et  $a$  au rayon du cœur dopé.

A présent, évaluons les pertes lors de la soudure de la fibre monomode Alcatel aux fibres microstructurées. Dans un premier temps, nous utilisons les programmes préenregistrés de la soudeuse, notamment le programme optimisé pour la soudure de deux fibres monomodes (SMF-SMF), pour souder une fibre Alcatel à une fibre microstructurée donnée. Dans la suite, nous appellerons "programme SMF", ce programme conçu pour la soudure de deux fibres monomodes (SMF-SMF).

Les pertes obtenues, après soudure, sont inférieures à 1 dB pour la fibre à 6 trous, de l'ordre de 2 dB pour la fibre à 18 trous et de 20 dB pour la fibre à 3 trous (Cf. Tableau III-4 et Figure III-13). Nous constatons que le programme SMF ne convient pas pour souder la fibre à trois trous. La soudure engendre une augmentation des pertes de l'ordre de 15 dB par rapport à la connexion par contact pour la fibre à trois trous, alors que pour les fibres à 6 et 18 trous,

nous obtenons respectivement 0,4 dB et 0,2 dB, ce qui correspond à une remontée de puissance (un meilleur couplage), avec notre montage de l'ordre 70  $\mu$ W (fibre à 6 trous) et 30  $\mu$ W (fibre à 18 trous). Lors de la soudure de la fibre Alcatel à la fibre à trois trous, le cœur de cette dernière est endommagé. Sur l'écran de la soudeuse, nous observons, après la soudure, un effondrement des canaux d'air (Cf. Figure III-12) : pour chacune des fibres, les trous se ferment. Bourliaguet *et al.* observent que les pertes sont plus importantes lorsque les canaux de la fibre se referment au moment de la soudure [13]. La fibre qu'ils utilisent est constituée d'une couronne de 6 trous de 1  $\mu$ m de diamètre, séparés d'un pas de 3,6  $\mu$ m. Pour souder cette fibre microstructurée à une fibre SMF-28, ils modifient les paramètres de soudure, notamment en jouant sur la durée de l'arc de soudure. Ils soudent ainsi une SMF-28 à leur fibre microstructurée sans refermer les canaux de la fibre dans un premier cas (durée de l'arc de 0,4 s) engendrant des pertes allant de 0,7 à 1,1 dB ; les canaux sont alors légèrement refermés dans la zone proche de la soudure. Puis, en augmentant la durée de l'arc (0,5 s), la soudure referme complètement les canaux et génère des pertes de 1,5 à 2,5 dB. Au regard des résultats de cette expérience, nous décidons de modifier les paramètres de soudure, afin d'éviter l'effondrement des canaux d'air pendant l'arc, de manière à comparer les résultats ainsi acquis à ceux obtenus en utilisant le programme SMF.

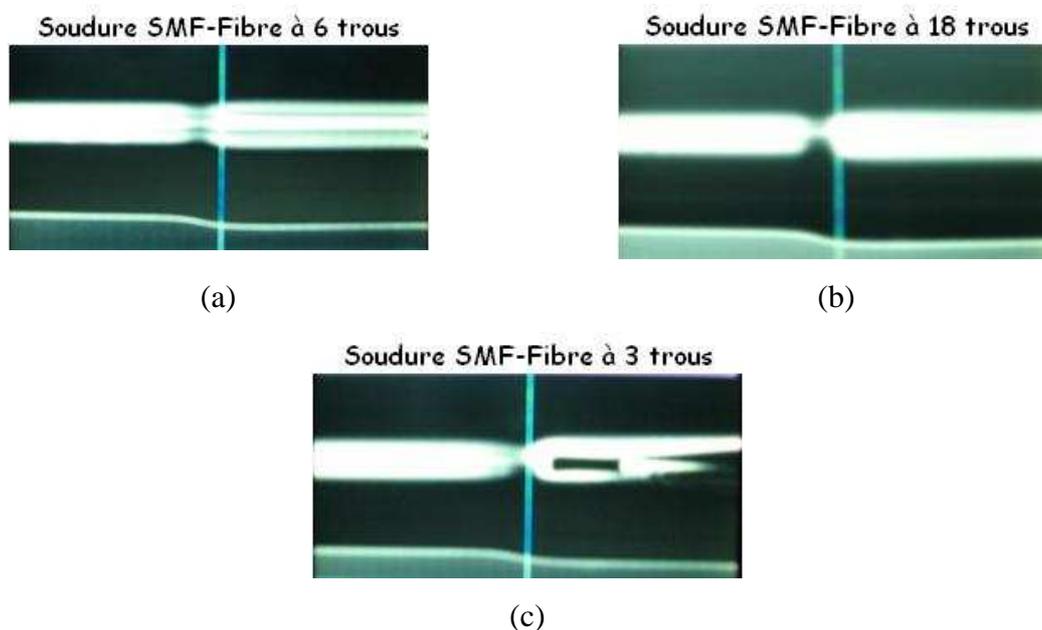


Figure III-12 : Visualisation sur l'écran de la soudeuse Sumitomo T36, de la soudure d'une fibre SMF-28 à une fibre microstructurée à (a) 6, (b) 18 et (c) 3 trous, effectuée à l'aide du programme « SMF »

Echantillon	Puissance en sortie de fibre d'amenée (mW)	Puissance en sortie de fibre microstructurée (mW)	Puissance après soudure (mW)	Pertes avant soudure (dB)	Pertes après soudure (dB)	Evolution du niveau des pertes du fait de la soudure, les fibres étant préalablement alignées (dB)
Fibre à 6 trous						
1	0,965	0,760	0,840	1,04	0,60	-0,44
2	0,965	0,710	0,798	1,33	0,83	-0,50
3	0,965	0,750	0,807	1,09	0,78	-0,31
4	0,965	0,775	0,850	0,95	0,55	-0,40
5	0,965	0,850	0,910	0,55	0,25	-0,30
<b>Moyenne</b>				<b>0,99</b>	<b>0,60</b>	<b>-0,39</b>
Fibre à 18 trous						
1	0,965	0,59	0,617	2,14	1,94	-0,20
2	0,965	0,630	0,652	1,85	1,70	-0,15
3	0,965	0,630	0,660	1,85	1,65	-0,20
4	0,965	0,530	0,575	2,60	2,25	-0,35
<b>Moyenne</b>				<b>2,11</b>	<b>1,89</b>	<b>-0,23</b>
Fibre à 3 trous						
1	0,965	0,250	0,005	5,87	22,86	17,0
2	0,965	0,270	0,007	5,53	21,39	15,9
<b>Moyenne</b>				<b>5,70</b>	<b>22,13</b>	<b>16,4</b>

Tableau III-4 : Pertes lors de l'injection et de la soudure d'une fibre monomode à des fibres microstructurées en utilisant le programme de soudure SMF-SMF

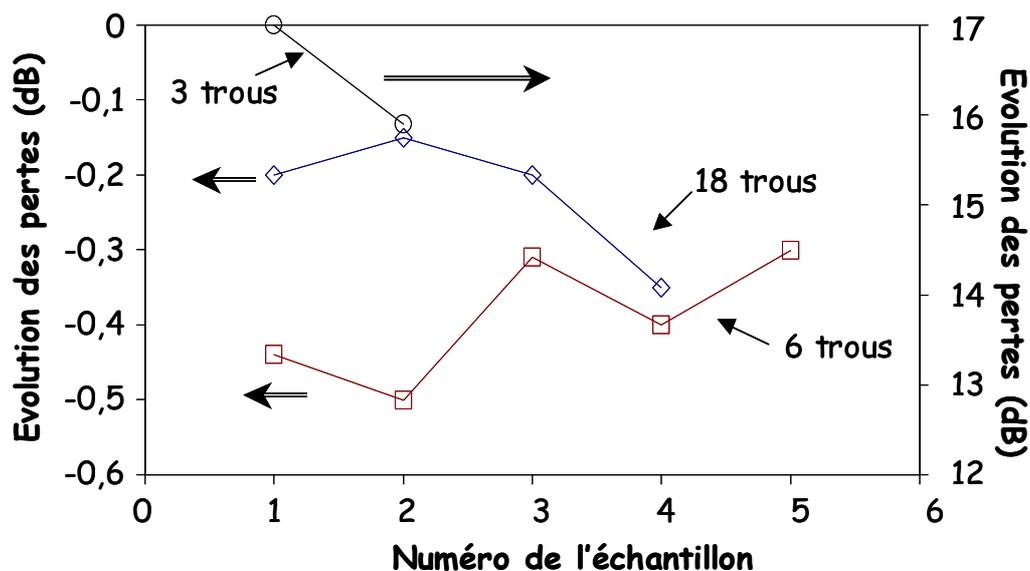


Figure III-13 : Evolution du niveau des pertes du fait de la soudure (programme de soudure SMF-SMF), les fibres étant préalablement alignées pour les différentes fibres microstructurées (à 6, 18 et 3 trous)

Afin de minimiser les pertes obtenues en soudant une fibre monomode à une fibre microstructurée, les paramètres de soudure doivent être ajustés selon le profil de cette fibre. Les paramètres de soudure ont été déterminés pour un seul type de fibre, comportant 4 couronnes de trous de 5  $\mu\text{m}$  de diamètre et de 10  $\mu\text{m}$  de pas. Les paramètres de fusion (durée de l'arc, puissance de l'arc, durée préfusion ...) sont bien entendu choisis afin de minimiser les pertes lors de la soudure. Le choix de ces paramètres s'effectue de la façon suivante. Tout d'abord, la fibre microstructurée et la fibre monomode sont positionnées manuellement (positionnement en x, y et z), en veillant à optimiser la puissance du signal transmis. Ensuite les fibres sont soudées. Plusieurs tests sont effectués en modifiant par approches successives, la durée ou la puissance de l'arc de manière à converger vers les réglages « optimaux ». Les paramètres permettant d'obtenir les pertes minimales sont enregistrés dans un programme de la soudeuse Sumitomo T36 sous le nom de "programme Holey". Les pertes à l'injection et après soudure effectuée en utilisant ce programme « Holey » sont évaluées pour les fibres à 6, 18 et 3 trous (Cf. Tableau III-5). Les mesures s'effectuent à 1550 nm et la longueur de fibre microstructurée est de 1 m.

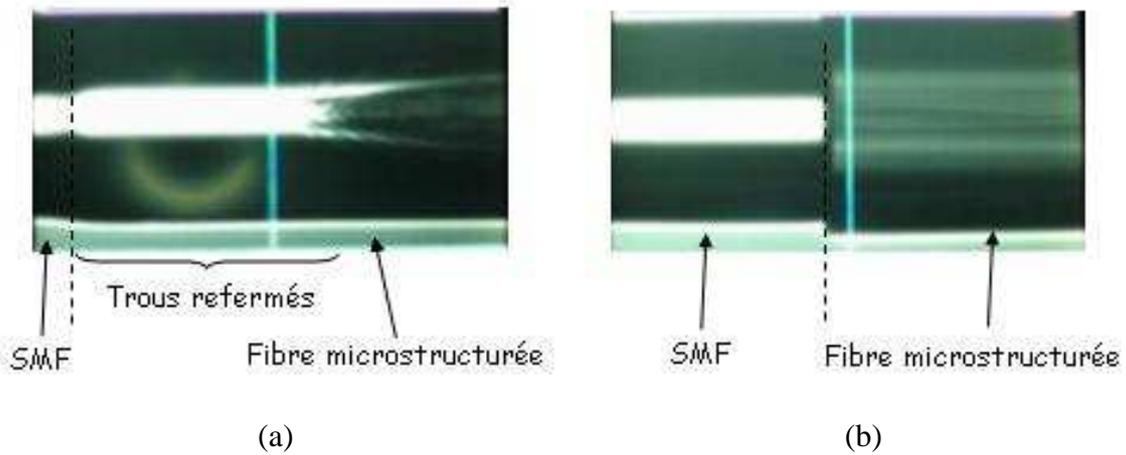


Figure III-14 : Visualisation sur l'écran de la soudeuse Sumitomo T36 de la soudure d'une fibre monomode SMF-28 et de la fibre microstructurée à 6 trous lors de l'utilisation (a) du programme SMF, (b) du programme Holey

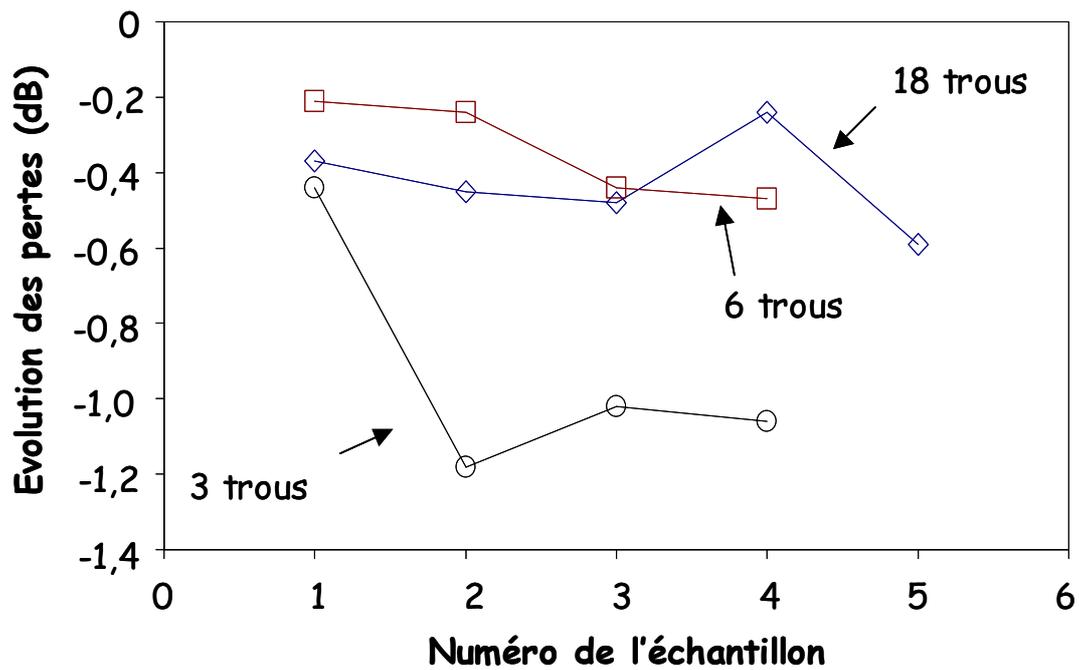


Figure III-15 : Evolution du niveau des pertes du fait de la soudure (programme de soudure Holey), les fibres étant préalablement alignées pour les différentes fibres microstructurées (à 6, 18 et 3 trous)

Echantillon	Puissance en sortie de fibre d'amenée (mW)	Puissance en sortie de fibre microstructurée (mW)	Puissance après soudure (mW)	Pertes avant soudure (dB)	Pertes après soudure (dB)	Evolution de la perte apportée par la soudure (dB)
Fibre à 6 trous						
1	0,965	0,780	0,819	0,92	0,71	-0,21
2	0,965	0,775	0,819	0,95	0,71	-0,24
3	0,965	0,740	0,820	1,15	0,71	-0,44
4	0,965	0,665	0,740	1,62	1,15	-0,47
<b>Moyenne</b>				<b>1,16</b>	<b>0,82</b>	<b>-0,34</b>
Fibre à 18 trous						
1	0,965	0,640	0,697	1,78	1,41	-0,37
2	0,965	0,480	0,533	3,03	2,58	-0,45
3	0,965	0,480	0,537	3,03	2,55	-0,48
4	0,965	0,545	0,576	2,48	2,24	-0,24
5	0,965	0,550	0,630	2,44	1,85	-0,59
<b>Moyenne</b>				<b>2,55</b>	<b>2,13</b>	<b>-0,43</b>
Fibre à 3 trous						
1	0,965	0,214	0,237	6,54	6,10	-0,44
2	0,965	0,264	0,346	5,63	4,45	-1,18
3	0,965	0,290	0,367	5,22	4,20	-1,02
4	0,965	0,220	0,281	6,42	5,36	-1,06
<b>Moyenne</b>				<b>5,95</b>	<b>5,03</b>	<b>-0,93</b>

Tableau III-5 : Pertes lors de l'injection et de la soudure d'une fibre monomode à des fibres microstructurées avec des paramètres de soudure choisis (programme Holey)

Lors de la soudure avec le programme Holey, les canaux des fibres ne sont pas refermés contrairement à ce qui s'était produit lors de l'utilisation du programme SMF (Cf. Figure

III-14). Les pertes obtenues pour la fibre à 6 trous (0,80 dB) et 18 trous (2,13 dB) sont légèrement supérieures à celles obtenues avec le programme SMF (fibre à 6 trous : 0,60 dB ; fibre à 18 trous : 1,90 dB). Mais la diminution des pertes apportée par la soudure est du même ordre de grandeur (autour de 0,37 dB) avec les deux programmes de soudure (Cf. Tableau III-5 et Figure III-15). Dans le cas de la fibre à 18 trous, la diminution des pertes par soudure est appréciable (évolution des pertes par soudure avec le programme Holey : -0,43 dB, avec le programme SMF : -0,23 dB). Le programme Holey réduit de façon notable la valeur des pertes à la soudure entre la fibre SMF et la fibre à trois trous. La soudure permet maintenant une réduction des pertes qui tombent à environ 5 dB contre plus de 20 dB avec le programme SMF. Par la suite, nous utiliserons tout naturellement le programme « Holey » pour souder les fibres SMF à chacune des trois fibres microstructurées étudiées, la diminution des pertes apportées par la soudure étant plus probante avec ce programme. Comme souligné plus haut, les pertes importantes sont dues à la désadaptation des tailles des modes provenant de la fibre SMF et de la fibre microstructurée. Le principal élément limitant est donc le passage du cœur de la fibre monomode de 8  $\mu\text{m}$  à un cœur allant de 3  $\mu\text{m}$  à 11  $\mu\text{m}$ . Lizier *et al.* utilisent la méthode des différences finies dans le domaine temporel (*FDTD-Finite Difference Time Domain*) pour modéliser les pertes par soudure entre une fibre monomode (type SMF-28) et une fibre microstructurée [85]. Par ailleurs, Jin *et al.* [57] ont étudié théoriquement les paramètres opto-géométriques ( $d$ ,  $d/\Lambda$ ) de la fibre microstructurée permettant d'obtenir des faibles pertes ( $< 0,5$  dB). En se basant sur la méthode vectorielle des éléments finis, les auteurs calculent les pertes à la soudure en fonction de  $\Lambda$  pour différentes valeurs de  $d/\Lambda$  (comprises entre 0,15 et 0,53). Les calculs montrent qu'il existe un ensemble de couple  $\{d/\Lambda, \Lambda\}$  pour lesquels les pertes par soudure sont inférieures à 0,5 dB. Par exemple, pour  $d/\Lambda = 0,3$  et  $\Lambda$  compris entre 4  $\mu\text{m}$  et 9  $\mu\text{m}$ , les pertes sont inférieures à 0,5 dB. Le désaccord modal lié à la géométrie de la fibre (diamètre des trous, pas), joue donc un rôle primordial dans les pertes lors de la soudure [13]. Bennet *et al.* émettent l'idée que l'insertion d'un tronçon de fibre ayant un cœur de diamètre intermédiaire entre la fibre SMF et la fibre microstructurée pourrait réduire les pertes [7]. Une autre solution proposée par Yablon *et al.* [133], consiste à souder entre deux fibres (microstructurée-SMF ou microstructurée-microstructurée), un tronçon de fibre multimode à gradient d'indice (on parle de « GRIN (Gradient-Index) fiber lens », de 200  $\mu\text{m}$  à 2 mm de long). Les paramètres de soudure sont tels que la soudure de la fibre à gradient d'indice à la fibre microstructurée entraîne une fermeture des canaux de cette dernière (Cf. Figure III-16,

d'après [134]). Le mode fondamental provenant de la fibre microstructurée diffracte dès qu'il atteint le point où les canaux sont presque totalement refermés. La fibre GRIN va permettre de focaliser ce faisceau diffracté dans le cœur de la fibre monomode.

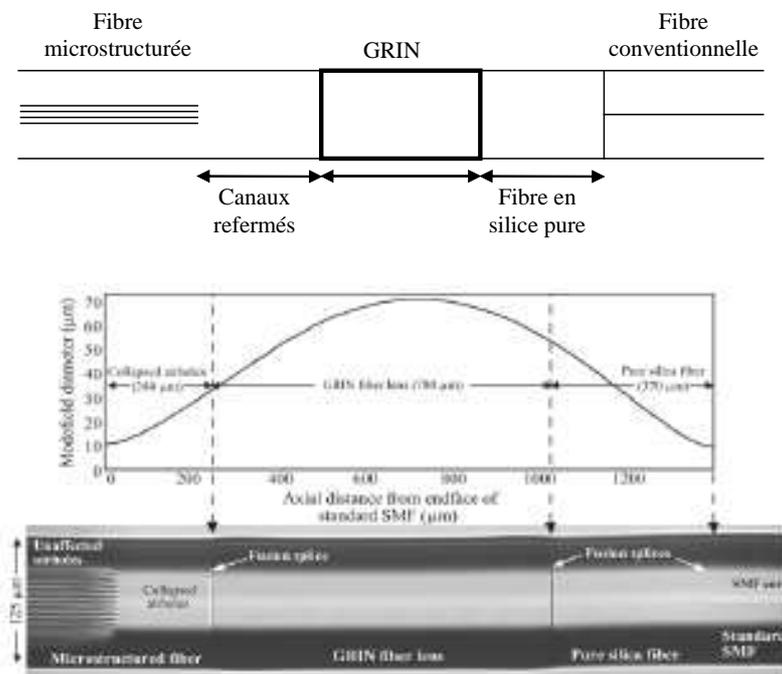


Figure III-16 : Illustration de l'assemblage d'une fibre microstructurée, d'une fibre à gradient d'indice (« GRIN fiber lens ») et d'une fibre monomode, d'après Yablon et al. [134]

Nous avons montré à travers les essais de soudure que les programmes de soudure préenregistrés (type SMF-SMF) dans les soudeuses du commerce ne permettent pas toujours de souder une fibre microstructurée à une fibre monomode avec le minimum de perte (par exemple la soudure entre la fibre à 3 trous et une fibre monomode a engendré des pertes de l'ordre de 22dB avec le programme SMF-SMF). Il est nécessaire de modifier les paramètres de soudure et d'affiner par approches successives des paramètres de soudure (durée de l'arc, la puissance de l'arc...) afin de limiter les pertes par soudure entre une fibre microstructurée et une fibre monomode type Alcatel. Il est important de rappeler que pour chaque fibre microstructurée et donc chaque profil de fibre, les paramètres de soudure ne sont pas nécessairement les mêmes. Des essais sont alors à renouveler si l'on désire minimiser les pertes par soudure.

### ***1.3.b Réglage du banc d'inscription***

La seconde difficulté pour l'inscription d'un réseau de Bragg dans les fibres microstructurées est le réglage des bancs d'inscription. Ces réglages se font en réalisant une inscription dans une fibre conventionnelle. Une fois le banc réglé, la fibre conventionnelle est remplacée par la fibre microstructurée. Pour le banc à miroir de Lloyd, il s'agit ensuite de focaliser le faisceau dans le cœur de la fibre. Habituellement, dans le cas d'une fibre standard, nous nous basons sur la figure de diffraction obtenue, lorsque le faisceau est focalisé dans le cœur de la fibre (Cf. Figure III-17a). Dans le cas de la fibre microstructurée, la présence des trous brouille la figure de diffraction (Cf. Figure III-17b). Il faut alors se fier à la mesure de la luminescence du germanium dans le bleu sous l'éclairement UV pour optimiser la focalisation du faisceau dans le cœur de la fibre. Une photodiode Silicium munie d'un filtre arrêtant l'infrarouge est placée à l'une des extrémités de la fibre. Nous mesurons alors un photocourant induit très faible (de l'ordre de 80 pA). Lorsque la luminescence est maximale, nous considérons que les réglages sont optimisés et que l'insolation s'effectue dans le cœur de la fibre microstructurée.

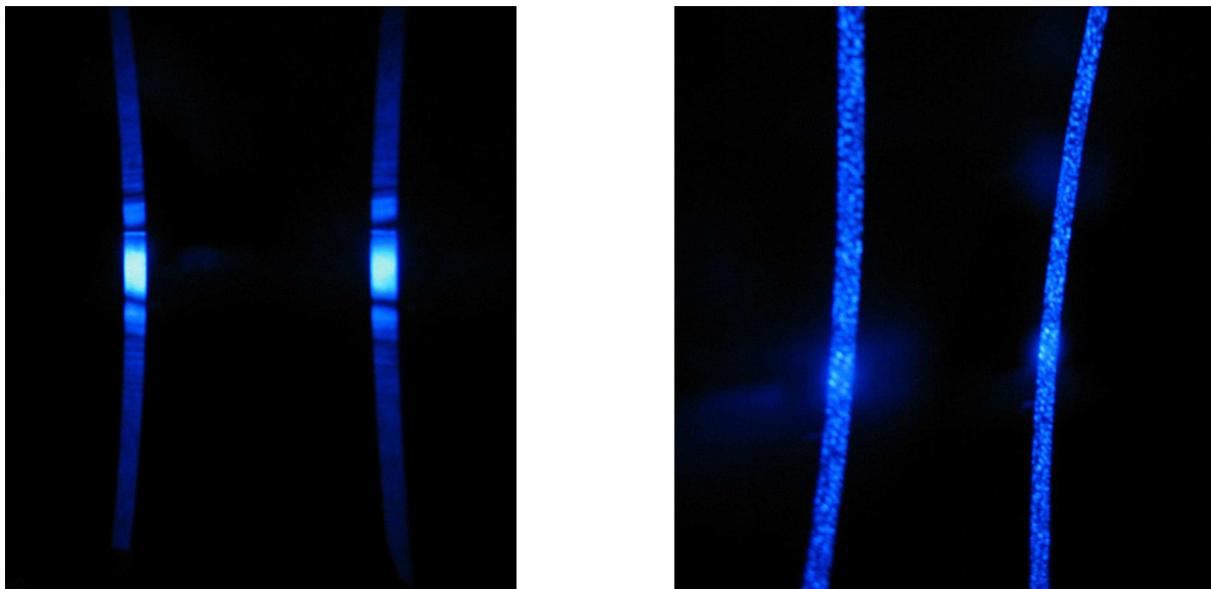


Figure III-17 : Figure de diffraction générée lors de la focalisation du faisceau d'interférence dans le cœur (a) de la fibre standard et (b) dans la fibre microstructurée à six trous

### *1.3.c Inscription de réseaux à traits droits*

Traditionnellement, les fibres sont préalablement hydrogénées pendant une semaine à 180 bar et à 25°C afin d'augmenter la photosensibilité du cœur dopé Ge. Or, lors des premières inscriptions, les fibres microstructurées ont été hydrogénées. Mais l'exo-diffusion de l'hydrogène réduisait le temps de mise en œuvre pour l'inscription des réseaux de Bragg. L'exo-diffusion de l'hydrogène dans les fibres microstructurées est bien plus importante que dans les fibres conventionnelles et la vitesse de désorption de l'hydrogène est différente d'une fibre microstructurée à une autre (dépendant du profil de la fibre). Plus la fibre a un cœur petit et une fraction d'air dans la gaine élevée, plus l'exo-diffusion est rapide. En laissant la fibre plus de 2 heures à température ambiante et en dehors du tube d'hydrogénation, le réseau inscrit présente une réflectivité d'une vingtaine de pourcents, alors qu'une inscription immédiate permet à la réflectivité d'atteindre 80 %. Non consciente de cette vitesse de désorption, les premiers réseaux de Bragg inscrits dans le cœur de fibres peu hydrogénées n'ont permis d'obtenir que des réseaux dont la réflectivité ne dépassaient pas 20 % environ (Cf. Figure III-18).

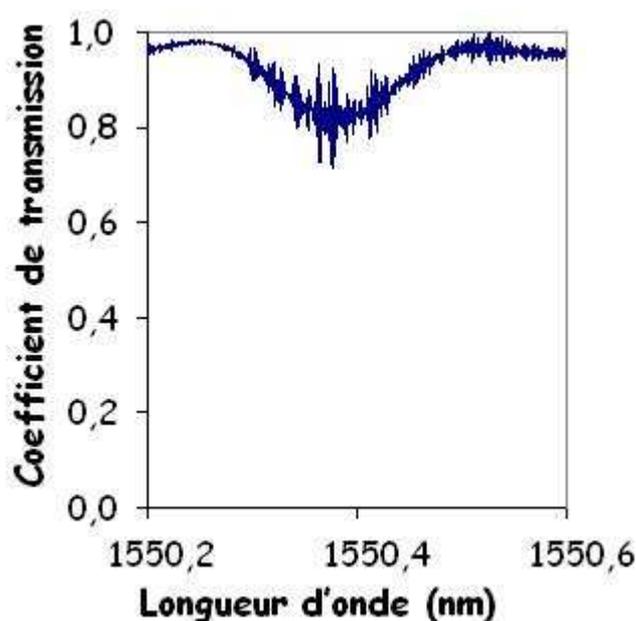


Figure III-18 : Réponse spectrale en transmission d'un réseau de Bragg inscrit sur une fibre microstructurée à six trous après exo-diffusion de l'hydrogène

Par la suite nous avons veillé à inscrire le réseau juste après avoir sorti la fibre des tubes d'hydrogénation. La cinétique d'inscription est alors accrue. Nous obtenons un réseau présentant une réflectivité de l'ordre de 80 %, pour 15 minutes d'insolation avec une puissance du laser d'inscription de 80 mW, le réglage du banc étant par ailleurs bien optimisé.

Abordons maintenant les caractéristiques spectrales des réseaux photoinscrits dans ce type de fibres. Pour la fibre à six canaux, sur la Figure III-19 nous observons la résonance de Bragg du mode fondamental ainsi que celle des modes d'ordre supérieur. L'aspect multimode de la fibre est avéré. La largeur à mi-hauteur de la résonance de Bragg du mode fondamental est de l'ordre de 300 pm à 350 pm. En changeant la configuration de l'injection dans la fibre microstructurée, certains modes d'ordre supérieur sont excités (Cf. Figure III-20). Cela permet, lors de l'analyse modale, d'imager plus facilement ces modes.

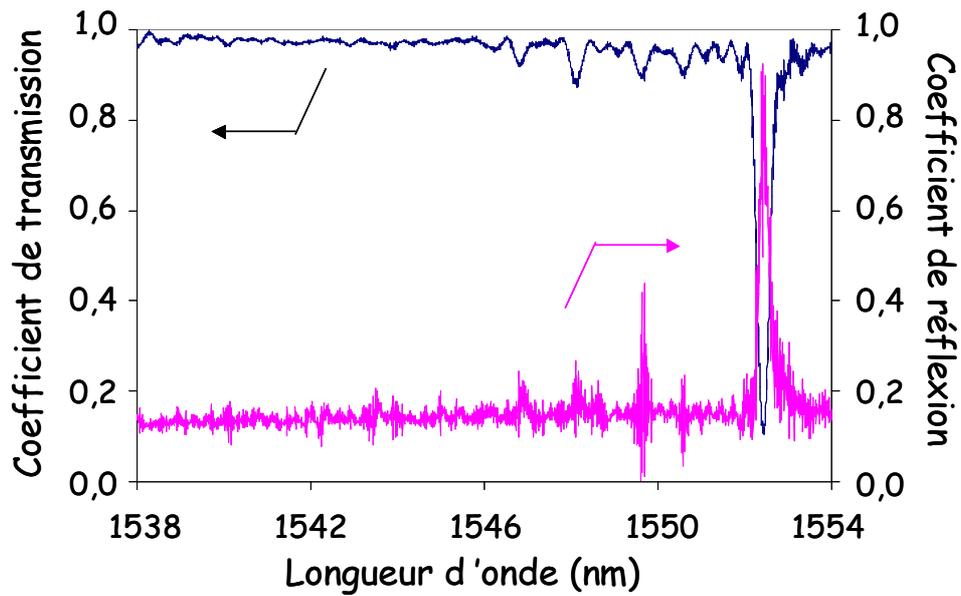


Figure III-19 : Réponse spectrale en transmission d'un réseau de Bragg inscrit sur une fibre microstructurée à six trous

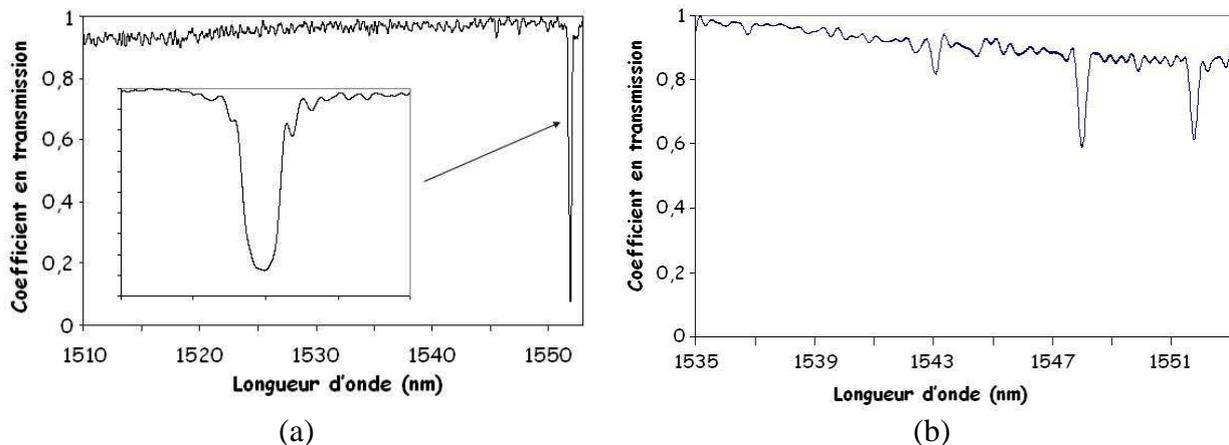
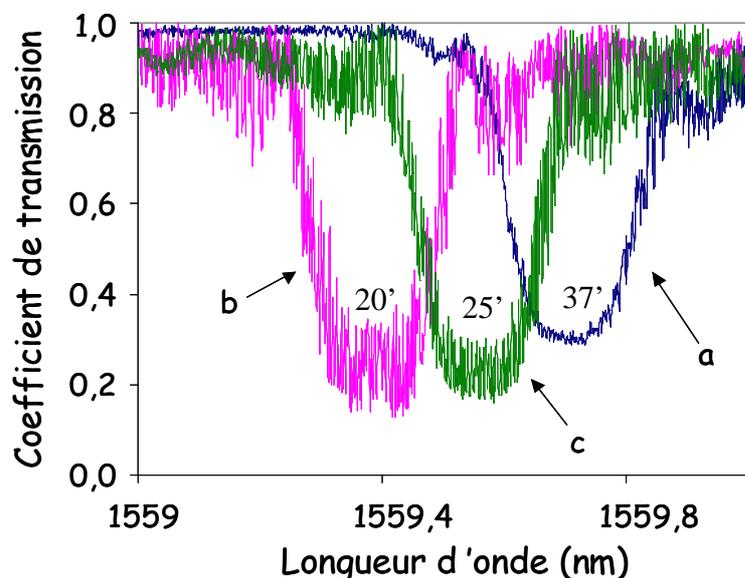


Figure III-20 : Réponse spectrale du réseau de Bragg inscrit sur la fibre à six trous pour deux configurations d'injection différentes

L'utilisation du banc à masque de phase permet normalement l'inscription de réseaux de Bragg de façon reproductible. Mais qu'en est-il dans le cas des fibres microstructurées ? Pour répondre à cette question, nous comparons les réponses spectrales de réseaux inscrits successivement à la même longueur d'onde (en consigne) sur différents tronçons de fibre. L'expérience a été menée sur plusieurs jours. A chaque fin de journée les fibres ont été réinsérées dans la chambre d'hydrogénation. Les spectres présentés sur la Figure III-21 correspondent aux réponses spectrales des réseaux après désorption de l'hydrogène de la fibre. Les valeurs du temps d'inscription de chaque réseau sont données à titre indicatif.

Pour le jour J, les résonances de Bragg des trois réseaux inscrits sont espacées de 300 pm au maximum. Nous comparons par la suite les réponses spectrales de 4 réseaux de Bragg (**d**, **e**, **f** et **g**) inscrits sur trois jours. La répartition des longueurs d'onde résonance se fait sur 800 pm.

Ces différences en longueur d'onde sont dues en majorité à la tension exercée sur la fibre lors du positionnement de la fibre sur le banc d'inscription, mais aussi à la non homogénéité du profil de la fibre sur de grandes longueurs et il se peut aussi que la présence des trous influe quelque peu. Il y a une tendance : si le temps d'inscription augmente, la longueur d'onde de Bragg se déplace vers les grandes longueurs d'onde.



Réseaux inscrits le jour J :

**a** : temps d'inscription = 37 min

**b** : temps d'inscription = 20 min

**c** : temps d'inscription = 25 min

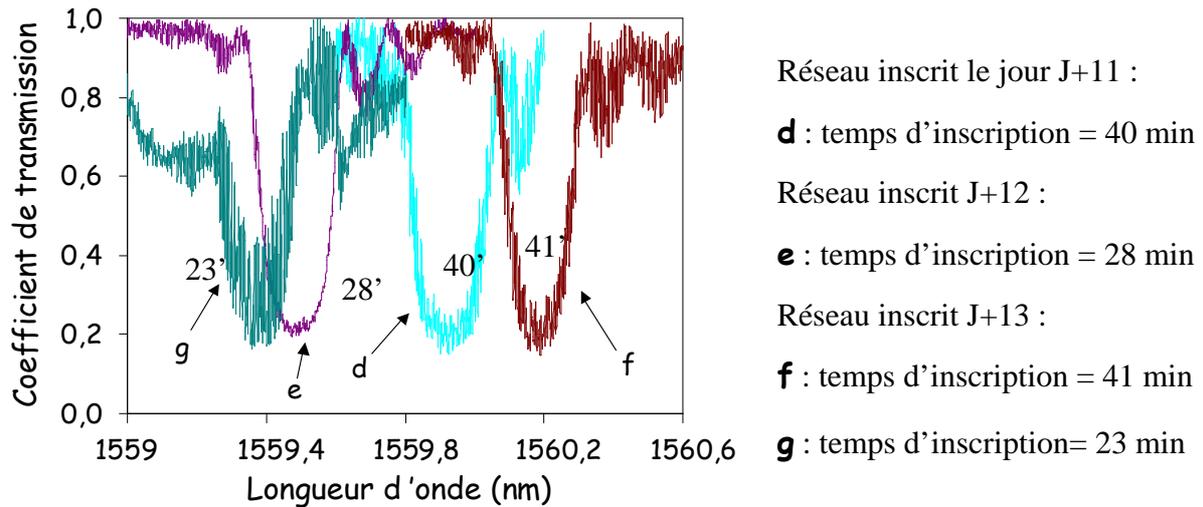


Figure III-21 : Réponses spectrales de réseaux de Bragg inscrits dans la fibre à 6 trous sur plusieurs jours, à l'aide du banc à masque de phase

Sur la Figure III-22 est présentée la réponse spectrale en transmission d'un réseau de Bragg inscrit dans une fibre à 18 trous. La présence de résonances supplémentaires confirme l'aspect légèrement multimode de la fibre.

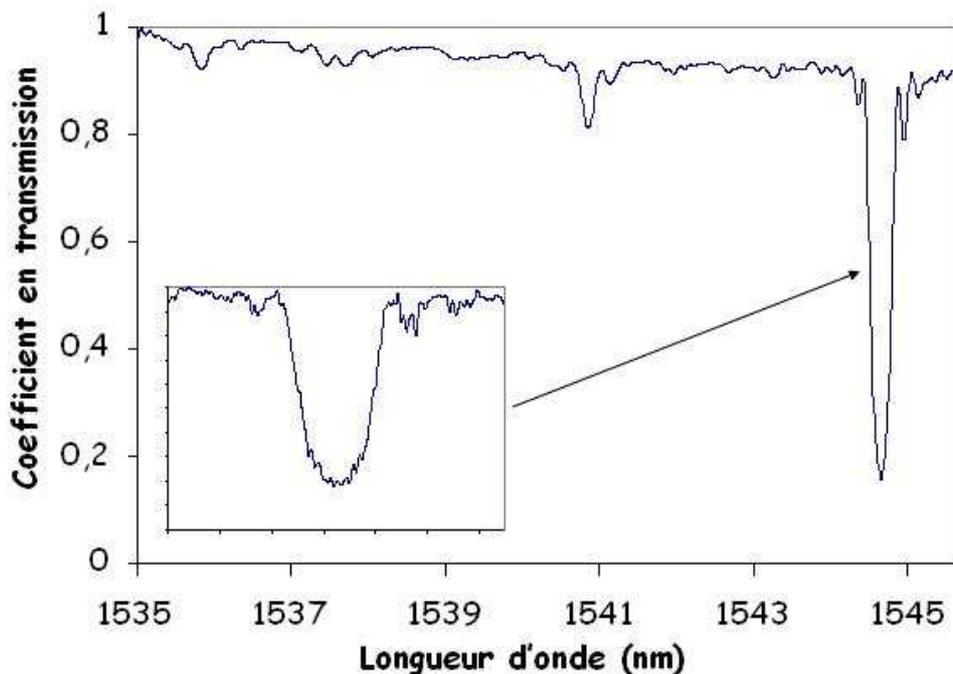
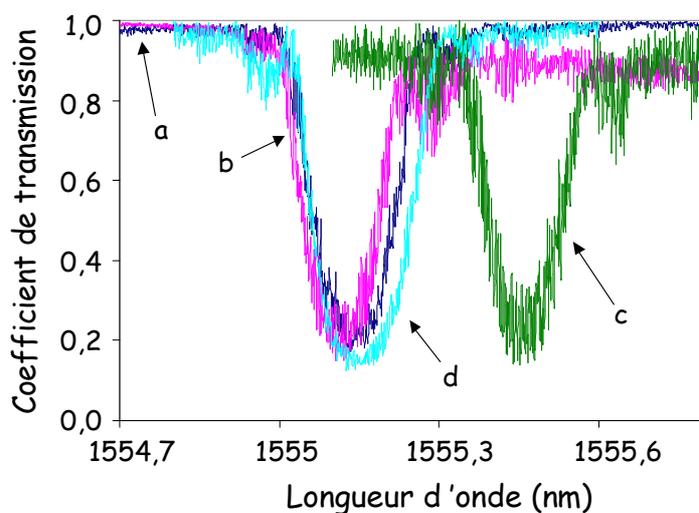


Figure III-22 : Réponse spectrale en transmission d'un réseau de Bragg inscrit sur une fibre microstructurée à 18 trous

De même que pour la fibre à 6 trous, nous comparons les réponses spectrales de réseaux inscrits successivement à la même longueur d'onde (en consigne) sur différents tronçons de fibre à 18 trous. L'expérience est réalisée sur deux jours. Entre le jour J et J+1 les fibres ont été réhydrogénées. Nous ne comparerons pas les amplitudes des résonances car entre deux inscriptions la fibre n'a pas été remise dans les tubes d'hydrogénation (rappelons que la désorption en hydrogène influe sur la cinétique d'inscription). En fait ici, le temps d'inscription varie de façon à ce que l'amplitude de la résonance de Bragg soit la même pour chaque réseau.

Les spectres présentés sur la Figure III-23 correspondent aux réponses spectrales des réseaux après désorption de l'hydrogène de la fibre. Pour le jour J, trois réseaux ont été inscrits (Cf. Figure III-23). Pour le réseau **c**, la longueur d'onde de Bragg s'est décalée de 350 pm par rapport à celle des réseaux **a** et **b**. Au jour J+1, pour le premier réseau inscrit (**d**), la résonance de Bragg est située à la même longueur d'onde que pour les réseaux inscrits la veille (réseaux **a** et **b**). Cependant pour les quatre réseaux inscrits le jour J+1, les résonances de Bragg sont étalées sur 700 pm. La reproductivité d'inscription de réseaux de Bragg dans la fibre microstructurée à 18 trous, n'est donc pas tout à fait effective puisque nous observons que la longueur d'onde de résonance n'est pas à la même pour chaque réseau. Cela étant, la tension exercée sur la fibre lors de son positionnement sur le banc d'inscription et le cœur décentré de la fibre peuvent au moins en partie expliquer cette variation de longueur d'onde d'inscription.



Réseaux inscrits le jour J :

**a** : temps d'inscription = 12 min

**b** : temps d'inscription = 16 min

**c** : temps d'inscription = 17 min

**d** : temps d'inscription = 14 min

(le réseau **d** a été inscrit le jour **J+1**)

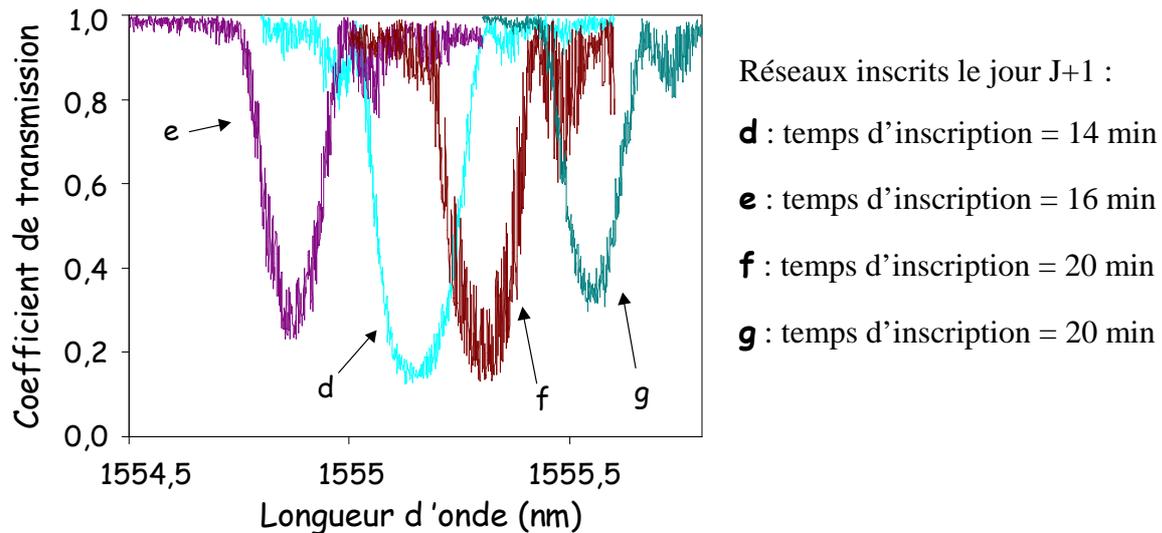


Figure III-23 : Réponses spectrales de réseaux de Bragg inscrits dans la fibre à 18 trous sur 2 jours, à l'aide du banc à masque de phase

Pour la fibre à trois trous, nous utilisons la méthode proposée par Beugin *et al.* afin de réduire l'exo-diffusion de l'hydrogène. La fibre à trois canaux est soudée à ses extrémités à deux fibres conventionnelles monomodes [8]. Puis elle est introduite dans le tube d'hydrogénation. Les fibres sont hydrogénées pendant deux semaines à 180 bar et à 25°C. Les réseaux inscrits ensuite présentent une réflectivité de l'ordre de 70 % (Cf. Figure III-24). Rappelons que sans sceller les deux extrémités de la fibre avant de l'hydrogéner, nous ne disposons que de quelques minutes pour mettre en œuvre l'inscription du réseau, tandis qu'en fermant les deux extrémités le délai est rallongé jusqu'à environ trois quarts d'heure.

Le profil de la fibre à 3 trous induit naturellement une biréfringence qui lève la dégénérescence des modes. Nous observons effectivement un léger dédoublement ( $\sim 500$  pm,  $B \sim 5,1 \times 10^{-4}$ ) du pic de Bragg associé au mode fondamental. En ajoutant un contrôleur de polarisation entre la source et la fibre microstructurée, il est possible de favoriser une polarisation et donc une des raies de résonance.

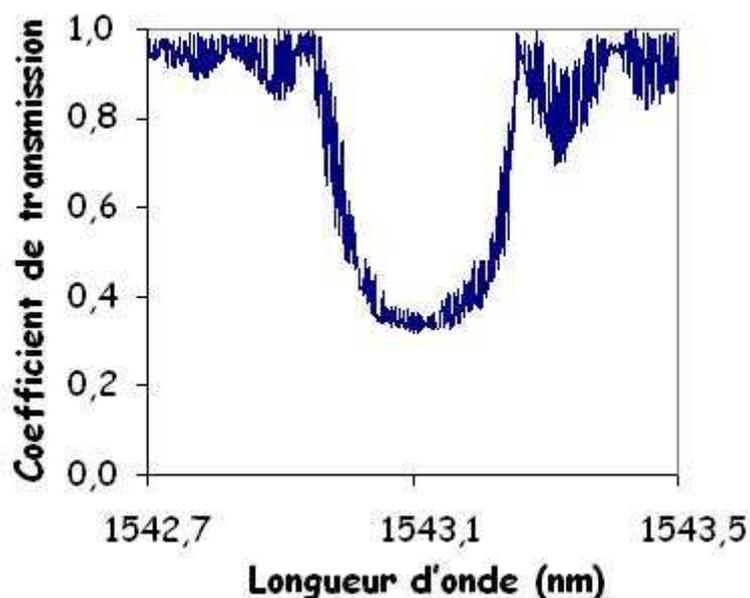


Figure III-24 : Réponse spectrale en transmission d'un réseau de Bragg inscrit sur une fibre microstructurée à trois trous

## I.4 Inscription de réseaux à traits inclinés dans une fibre microstructurée

### *I.4.a Banc d'inscription : interféromètre à miroir de Lloyd*

Le banc d'inscription utilisé pour la photo-inscription d'un réseau de Bragg à traits inclinés est l'interféromètre à miroir de Lloyd présenté dans le chapitre I.2.a de cette partie, sur lequel ont été effectuées quelques modifications.

En effet, pour inscrire un réseau de Bragg à traits inclinés, il est nécessaire d'induire un angle différent de  $\pi/2$  entre le miroir de Lloyd et l'axe optique de la fibre. La fibre maintenue entre deux pinces, est fixée sur une platine de rotation. Ainsi, un angle  $\theta_{\text{ext}}$  peut être induit entre la fibre et le champ d'interférences (Cf. Figure III-25).

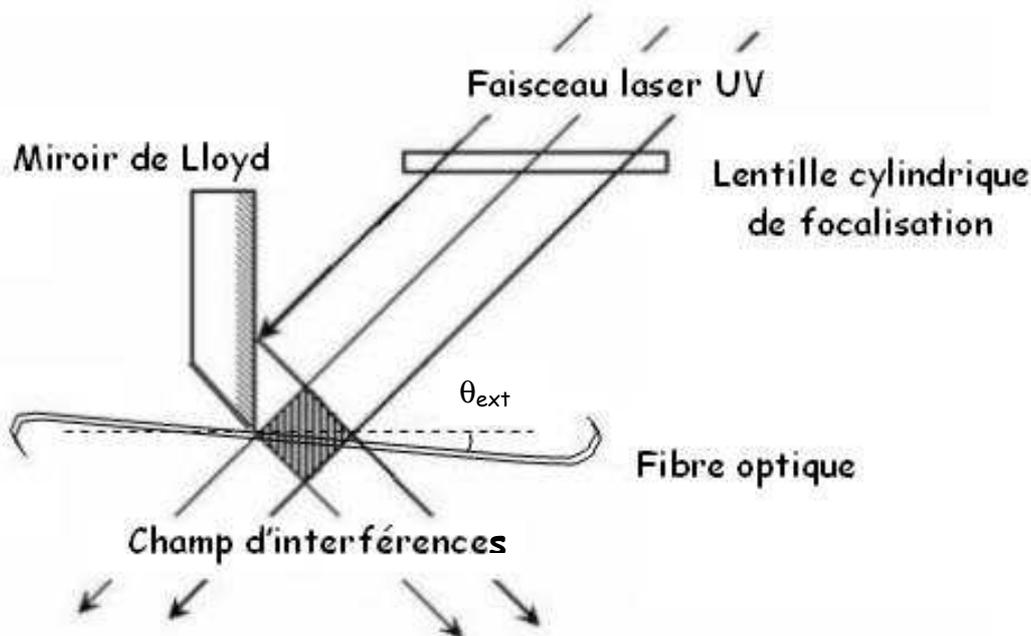


Figure III-25 : Schéma de principe du montage interférométrique à miroir de Lloyd pour l'inscription de réseaux à traits inclinés

#### ***1.4.b Réponse spectrale d'un réseau de Bragg à traits inclinés***

Sur la Figure III-26, nous présentons la réponse spectrale en transmission de réseaux à traits inclinés photoinscrits dans une fibre à six trous. Pour  $\theta_{\text{ext}} = 0^\circ$ , nous observons la résonance de Bragg du mode fondamental et celle des modes d'ordres plus élevés. Sur le spectre en réflexion, chaque mode se manifeste sous la forme d'un pic de résonance, ces modes sont donc des modes guidés (Cf. Figure III-19). Lorsque  $\theta_{\text{ext}}$  augmente le couplage se fait de façon plus prépondérante entre le mode guidé fondamental co-propagatif et les modes guidés contra-propagatifs, l'amplitude des modes d'ordres élevés augmentant avec  $\theta_{\text{ext}}$ . Les réseaux de Bragg à traits inclinés peuvent être utilisés comme sélecteurs de mode. Chaque résonance correspond à un mode guidé qui peut être imagé. Une comparaison entre les modes observés expérimentalement en réflexion et ceux issus de la simulation est ainsi présentée dans la section du II.3 de cette partie.

La fibre à six trous est intrinsèquement biréfringente du fait de la dissymétrie du profil d'indice (forme du cœur, dimensions différentes des canaux et du pas). L'inscription d'un réseau à traits inclinés induit une biréfringence supplémentaire. Lorsque l'état de Polarisation de l'onde délivrée par la source accordable est modifié, un dédoublement des pics de résonance de certains modes d'ordres élevés est observé ce qui montre que la dégénérescence des modes

est levée. L'inscription d'un réseau de Bragg à traits inclinés provoque un couplage de l'énergie incidente vers les modes d'ordre les plus élevés, plus efficace que celui induit par un réseau à traits droits. L'énergie portée par ces modes est donc augmentée, ce qui facilite ainsi leur visualisation lors de l'imagerie modale.

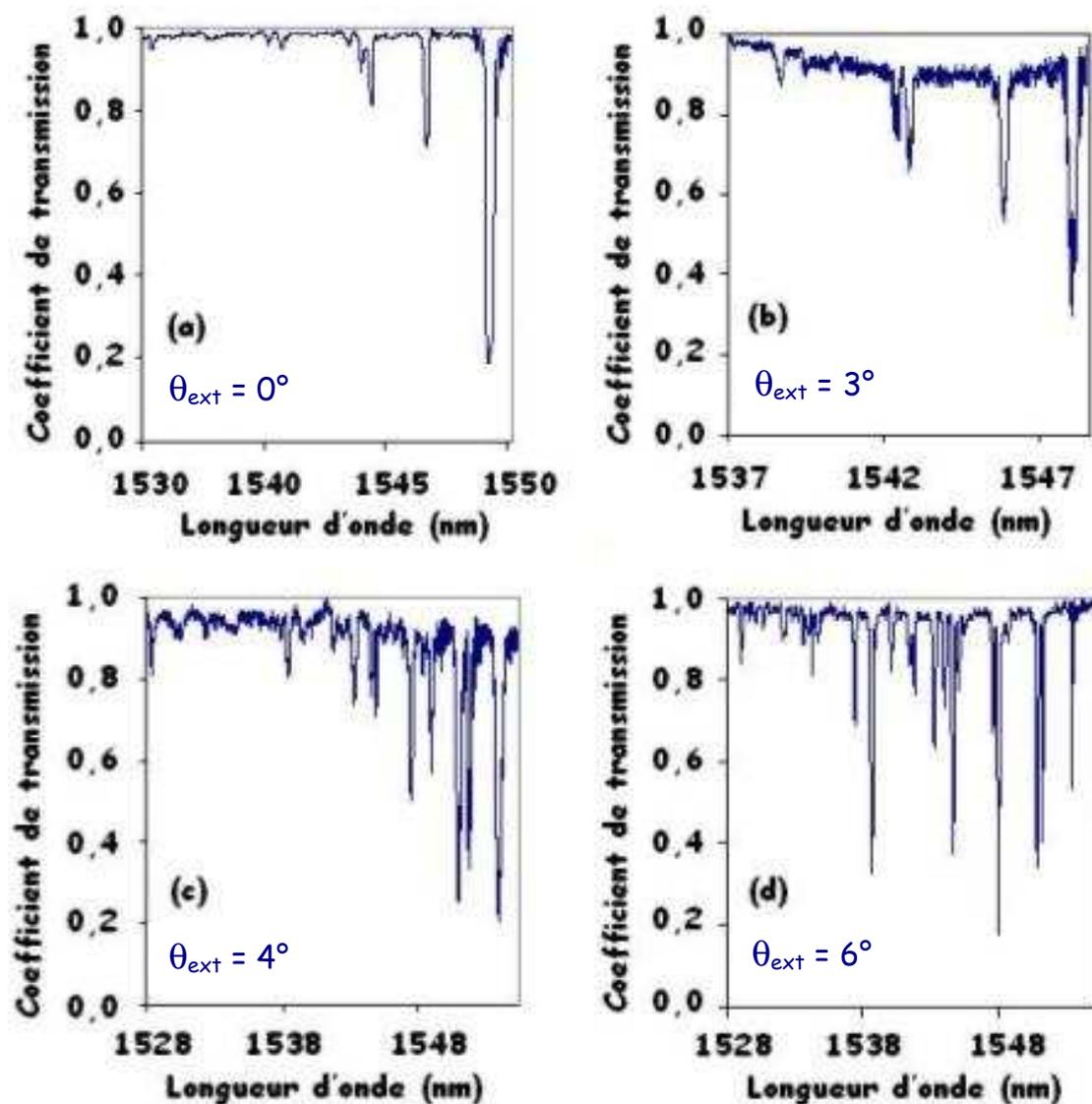


Figure III-26 : Spectres en transmission de réseaux de Bragg à traits inclinés de (a)  $0^\circ$ , (b)  $3^\circ$ , (c)  $4^\circ$  et (d)  $6^\circ$  inscrits avec le banc à miroir de Lloyd dans des fibres à 6 trous

## I.5 Conclusion

L'inscription de réseaux de Bragg dans des fibres microstructurées dopées Ge s'effectue indifféremment à l'aide des bancs d'inscription destinés traditionnellement à

l'inscription de réseaux dans des fibres conventionnelles, à savoir le banc à miroir de Lloyd et celui à masque de phase. L'inscription de réseaux de Bragg à traits droits a été réalisée dans chacune des trois fibres microstructurées à notre disposition, leurs réflectivités atteignant 80%. Dans la fibre à six trous, des réseaux à traits inclinés ( $\theta_{\text{ext}} = 6^\circ$ ) ont également été photoinscrits. La présence des canaux d'air dans la gaine optique de la fibre n'empêche pas l'inscription de réseaux de Bragg mais implique des contraintes supplémentaires pour l'inscription de réseaux.

Pour le suivi de l'inscription en temps réel, il est nécessaire de pouvoir connecter la fibre microstructurée à des fibres conventionnelles reliées aux systèmes de détection. Les paramètres de soudure permettant de minimiser les pertes lors de la soudure d'une fibre microstructurée et d'une fibre monomode dépendent du profil de la fibre microstructurée considérées. Des pertes importantes sont dues à la désadaptation des tailles des modes provenant de la fibre SMF et de la fibre microstructurée.

Pour l'inscription d'un réseau à l'aide du banc à miroir de Lloyd, il est préférable de se baser sur la mesure de la luminescence du Ge sous illumination UV pour optimiser la focalisation du faisceau source dans le cœur de la fibre, la mesure restant qualitative dans notre cas. Comme pour les fibres conventionnelles, la fibre microstructurée est hydrogénée préalablement pendant une semaine à 25°C sous 180 bar. Le phénomène de désorption de l'hydrogène étant plus rapide dans le cas des fibres microstructurées, il y a parfois nécessité de sceller les extrémités de la fibre microstructurée avec des fibres monomodes conventionnelles afin de limiter ce phénomène, comme c'est le cas pour la fibre à trois trous.



# Chapitre II

## Analyse modale

### II.1 Banc d'imagerie modale

#### *II.1.a Principe*

Le faisceau laser provenant d'une source accordable est injecté dans la fibre microstructurée à tester, un réseau de Bragg ayant été photoinscrit dans son coeur. On réalise d'abord une acquisition de la réponse spectrale du réseau en transmission. On ajuste ensuite précisément la longueur d'onde d'émission du laser accordable sur chacune des raies de ce spectre afin de réaliser l'imagerie modale du mode réfléchi correspondant.

#### *II.1.b Description du montage*

Le banc d'imagerie modale utilisé est constitué d'un laser accordable (Tunics en l'occurrence), de deux objectifs de microscope x 40 pour l'injection, d'un cube séparateur 50/50, d'une caméra CCD IR (316 x 252 pixels, taille des pixels 30  $\mu\text{m}$  x 30  $\mu\text{m}$ ) à détecteurs InGaAs, (Cf. Figure III-27). Le faisceau laser est injecté par l'intermédiaire de deux objectifs de microscope et d'un cube séparateur, dans le coeur de la fibre microstructurée. La fibre contenant le réseau est clivée à seulement quelques mm de celui-ci, côté face d'entrée, afin de minimiser les pertes, ce qui s'avère crucial pour imager les modes d'ordres élevés. A l'autre extrémité de la fibre, un détecteur InGaAs est placé afin d'acquérir en transmission la réponse spectrale du réseau de Bragg. Le signal réfléchi par le réseau est renvoyé vers la caméra CCD

par l'intermédiaire du cube séparateur et d'un miroir de renvoi (utilisé pour des raisons d'encombrement sur le marbre). Une lentille focalise le faisceau sur la caméra IR.

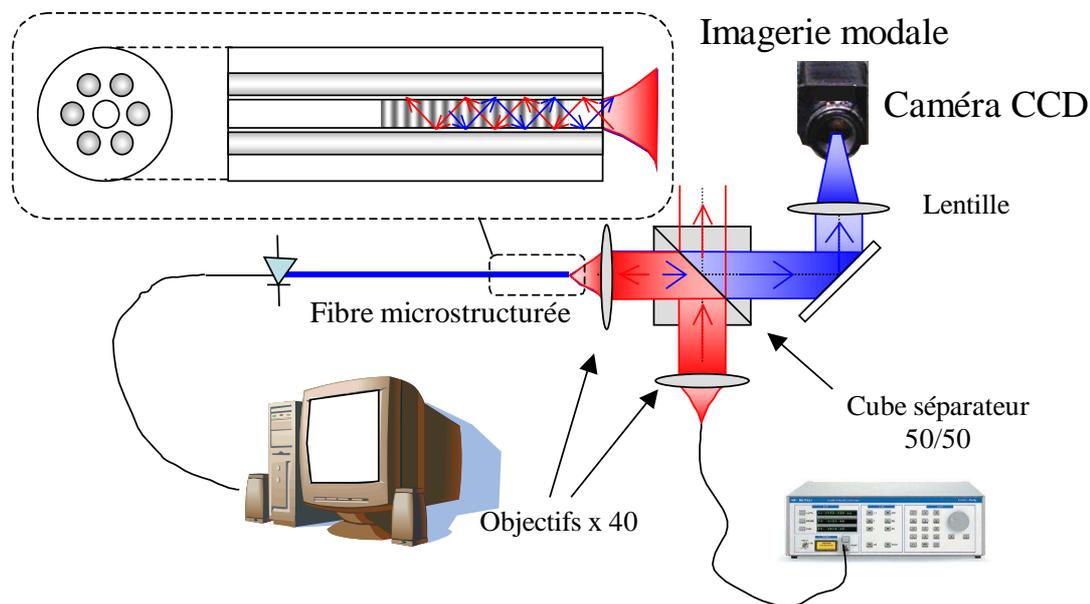


Figure III-27 : Banc d'imagerie modale

## II.2 Comparaison entre les résultats du modèle et ceux fournis par l'imagerie modale

Des images de la coupe transversale des fibres sont acquises à l'aide d'un microscope optique. Ces images sont ensuite utilisées comme paramètre d'entrée de l'outil de simulation qui détermine la distribution d'énergie dans les modes guidés de la fibre. Les modes obtenus par simulation pourront être directement comparés aux modes observés expérimentalement.

Les résultats expérimentaux sont comparés aux résultats des simulations obtenus par deux méthodes :

- la méthode des fonctions localisées (outil de simulation mis en œuvre au laboratoire, Cf. chapitre II de la partie II)
- la méthode des éléments finis (logiciel commercial Femlab) [32]

Rappelons que l'outil de simulation du laboratoire, fondé sur la méthode des fonctions localisées, est une version scalaire qui ne tient donc pas compte de l'état de Polarisation de la lumière.

### II.2.a Résultats de l'analyse modale pour la fibre à 18 trous

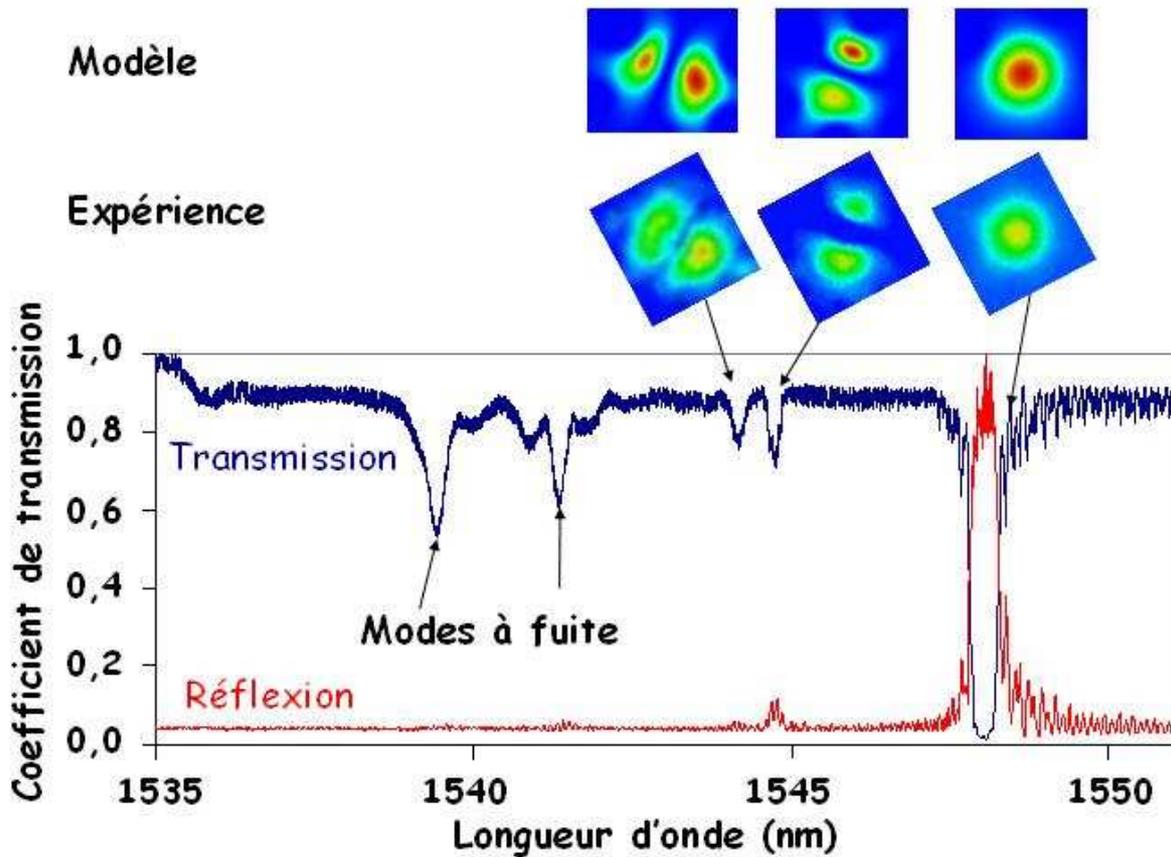


Figure III-28 : Réponse spectrale en transmission du réseau de Bragg inscrit dans une fibre microstructurée à 18 trous et les modes correspondants aux creux du spectre observés en réflexion et obtenus par simulation (LFM)

Pour la fibre à 18 trous, les modes observés expérimentalement correspondent bien à ceux obtenus par simulation. Les trois premiers pics de résonance visibles sur la réponse spectrale du réseau de Bragg en transmission, correspondent à 3 modes guidés. Les deux modes aux faibles longueurs d'onde, n'ont pas pu être clairement imagés. Nous supposons donc qu'ils correspondent à des modes à fuite. L'excitation de modes à fuite se traduit exclusivement par des creux dans la réponse spectrale transmission du réseau de Bragg, tandis que celle des modes guidés produit des pics de résonance sur la réponse spectrale en réflexion du réseau de Bragg (Cf. Figure III-28) inexistants dans le premier cas.

### II.2.b Résultats de l'analyse modale pour la fibre à 6 trous

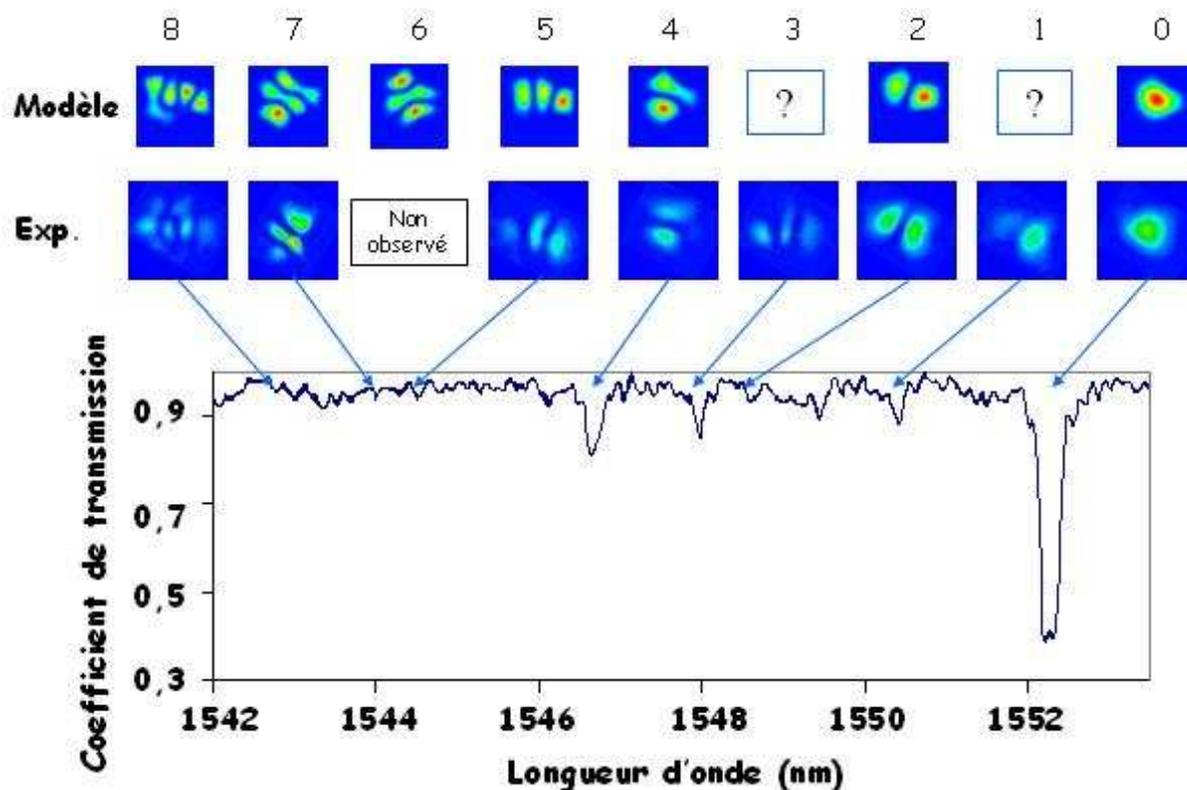
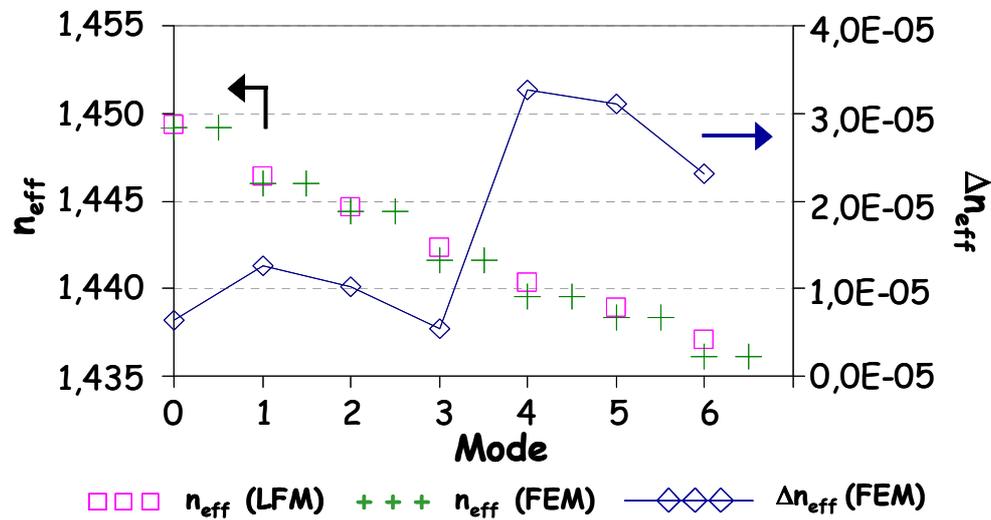


Figure III-29 : Réponse spectrale en transmission du réseau de Bragg inscrit dans une fibre microstructurée à 6 trous et les modes correspondants observés en réflexion et obtenus par simulation (LFM)

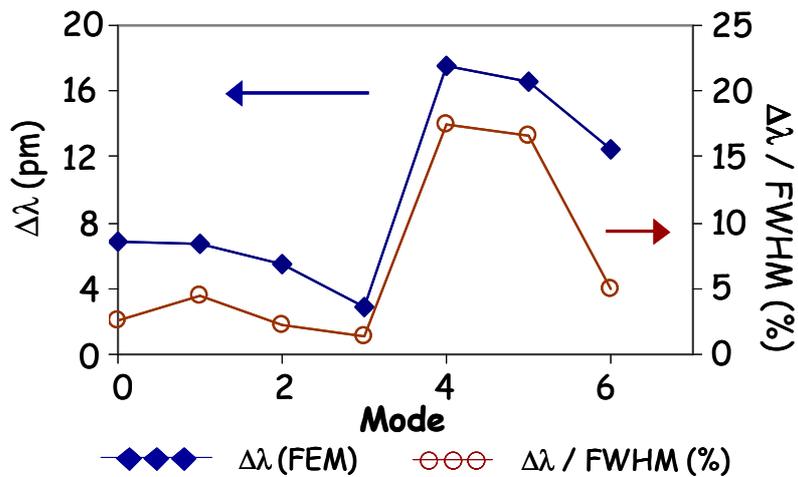
Pour la fibre à six trous, nous notons certaines différences entre les modes observés expérimentalement et ceux obtenus par simulation. Un des modes à deux lobes et un des modes à trois lobes observés ne sont pas mis en évidence (Cf. Figure III-29). Notons que grâce au contraste d'indice sur l'image de la fibre à six trous faite au microscope (Cf. Figure III-1), il a été possible de déterminer « grossièrement » la forme du cœur dopé Ge et de l'utiliser pour les simulations par LFM et FEM. Il est cependant possible que la définition du contour du cœur dopé ne soit pas assez précise et explique les différences entre les modes obtenus expérimentalement et par simulation.

Du fait de la structure de la fibre qui est asymétrique, nous pouvons supposer que des effets de polarisation se manifestent, par de la biréfringence. De plus la différence d'indice de réfraction entre le cœur et l'air est forte, ce qui contribue à lever la dégénérescence des modes et donc le dédoublement des résonances.

Un outil de simulation vectoriel fondé sur la méthode des éléments finis est alors utilisé pour réaliser les simulations tout en tenant compte de la biréfringence, et les résultats sont ensuite comparés à ceux obtenus par la méthode LFM. Les deux simulations sont effectuées à partir de l'image de la fibre réelle.



(a)



(b)

Figure III-30 : (a) Indice effectif des modes obtenus par LFM et FEM, la différence entre les indices effectifs des deux polarisations ( $\Delta n_{eff}$ ) est représentée par les losanges, (b) Différence entre les longueurs d'onde de résonance ( $\Delta\lambda$ ) des deux modes provenant du dédoublement des résonances et les cercles représentent le rapport entre  $\Delta\lambda$  et FWHM (largeur à mi-hauteur) de chaque résonance en pourcentage.

Sur la Figure III-30a, nous comparons les valeurs des indices effectifs ( $n_{\text{eff}}$ ) obtenus respectivement par les méthodes LFM et FEM. Tout naturellement, en utilisant un modèle vectoriel, nous trouvons deux valeurs de  $n_{\text{eff}}$  au lieu d'un seul comme observé avec la méthode LFM (scalaire). La différence ( $\Delta n_{\text{eff}}$ ) entre deux valeurs de  $n_{\text{eff}}$  de modes spatiaux (Cf. Figure III-30a) calculées par la FEM varie de  $6 \cdot 10^{-6}$  et  $3,2 \cdot 10^{-6}$  (représentée par des losanges sur la Figure III-30a). Cet écart correspond à une différence entre les longueurs d'onde de résonance de Bragg  $\Delta\lambda$  de 3 pm à 18 pm (représenté par des losanges sur la Figure III-30b). Ces valeurs sont plus faibles que la largeur à mi-hauteur (FWHM-Full Width at Half Maximum) de chacun des pics de résonances, qui est de l'ordre de 300 pm. Sur la Figure III-30b, le rapport entre  $\Delta\lambda$  et la FWHM (de chaque résonance) est représenté par des cercles. Les valeurs du rapport ( $\Delta\lambda / \text{FWHM}$ ), inférieures à 20 %, montrent qu'il n'est pas vraiment possible d'observer expérimentalement la séparation des deux résonances correspondant aux deux états de Polarisation de la lumière. En comparant les valeurs des  $n_{\text{eff}}$  calculés par LFM et FEM, nous constatons qu'elles sont très proches en valeur absolue (l'écart maximum étant de  $10^{-3}$ , Cf. Figure III-30a). De plus, les normes du champ électrique obtenues par les méthodes LFM et FEM apparaissent identiques (Cf. Figure III-31) et il en est de même pour la norme du champ électrique entre deux modes provenant du dédoublement d'un mode résonant.

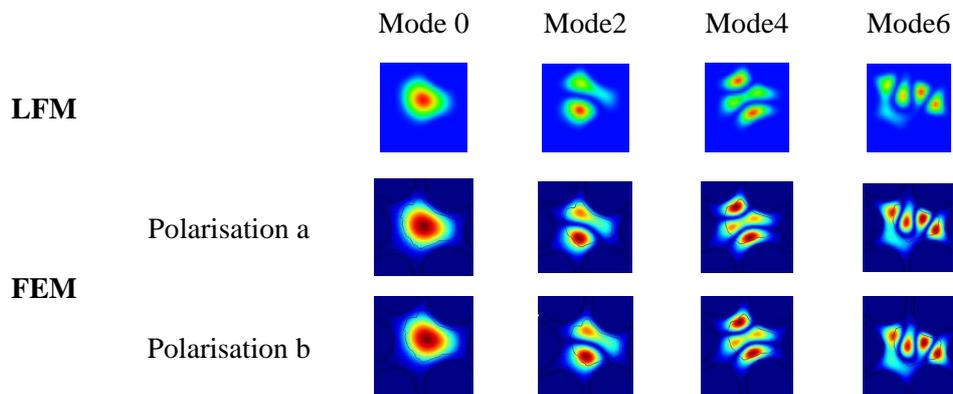
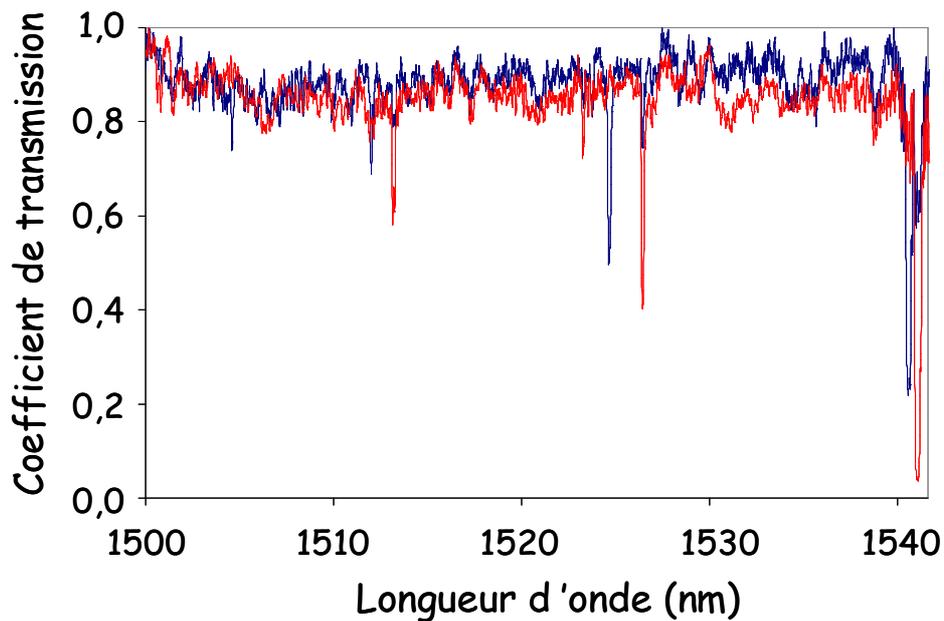


Figure III-31 : Normes de champ obtenues par LFM et FEM (2 polarisations) du mode 0, mode 2, mode 4 et mode 6 (Cf. Figure III-29)

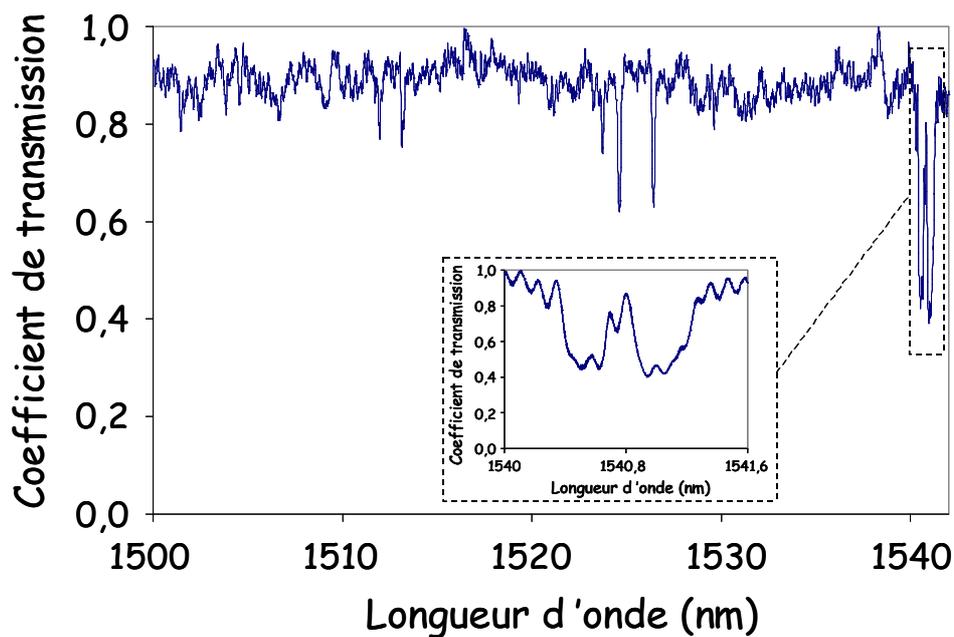
### II.2.c Résultats de l'analyse modale pour la fibre à 3 trous

Le fort contraste d'indice cœur / gaine implique comme pour la fibre à six trous une levée de dégénérescence des modes qui se manifeste par le dédoublement des résonances

lorsqu'on visualise la réponse spectrale du réseau de Bragg. Chacune des résonances correspond à un état de Polarisation de la lumière. En changeant l'état de Polarisation de la source, il est possible de favoriser une polarisation particulière et donc une des raies de résonance. Sur la Figure III-32, est présentée la réponse spectrale d'un réseau de Bragg inscrit dans le cœur de la fibre à trois canaux en présence de biréfringence. Les deux longueurs d'onde de résonance sont séparées de 500 pm (correspondant à une biréfringence linéaire de phase :  $B \sim 5,1 \times 10^{-4}$ ). L'imagerie modale permet de visualiser l'intensité de chacun des modes pour les deux états de Polarisation (Cf. Figure III-33). Le banc d'imagerie modale utilisé a été décrit dans le paragraphe II.1.b de ce chapitre. Un contrôleur de polarisation est ajouté et placé juste après la source permettant ainsi de changer l'état de Polarisation de la lumière injectée dans la fibre microstructurée. Il est alors possible d'imager sur la caméra, les deux modes issus de la levée de dégénérescence des modes résonants, avec un bon rapport signal sur bruit. Ces résultats sont comparés à ceux obtenus par les méthodes LFM et FEM, en notant que la LFM ne prend pas en compte de l'état de polarisation de la lumière.

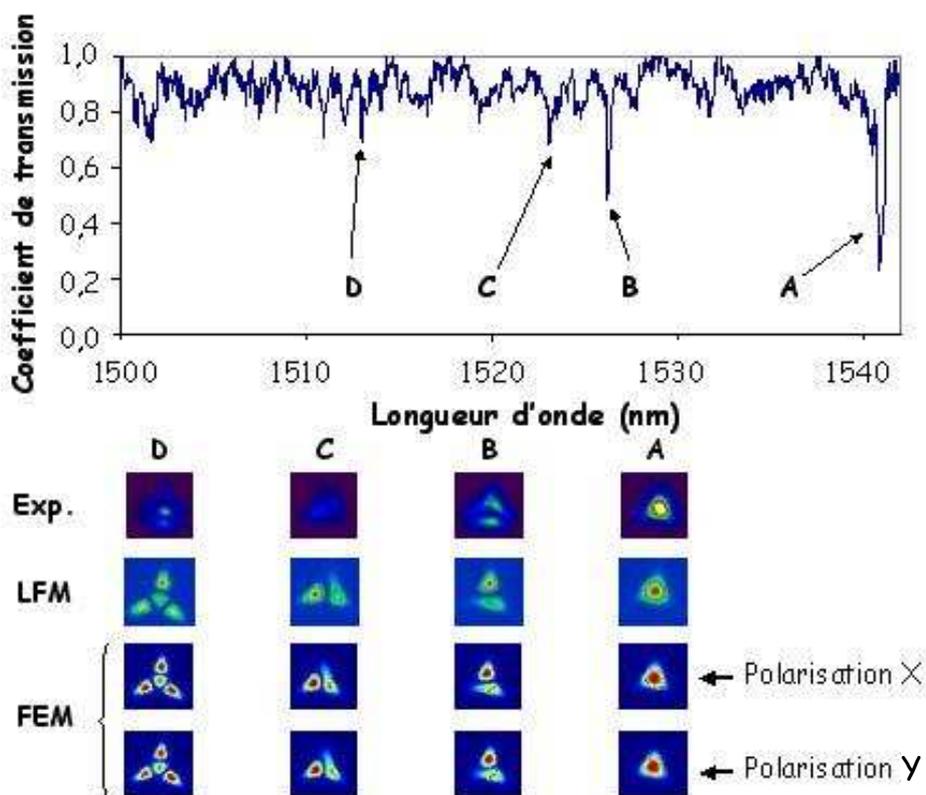


(a)



(b)

Figure III-32 : (a) Superposition des deux réponses spectrales en transmission du réseau de Bragg inscrit dans une fibre à trois canaux présentant à chaque fois l'une des deux polarisations, (b) Réponse spectrale du réseau de Bragg mettant en évidence la levée de dégénérescence des modes



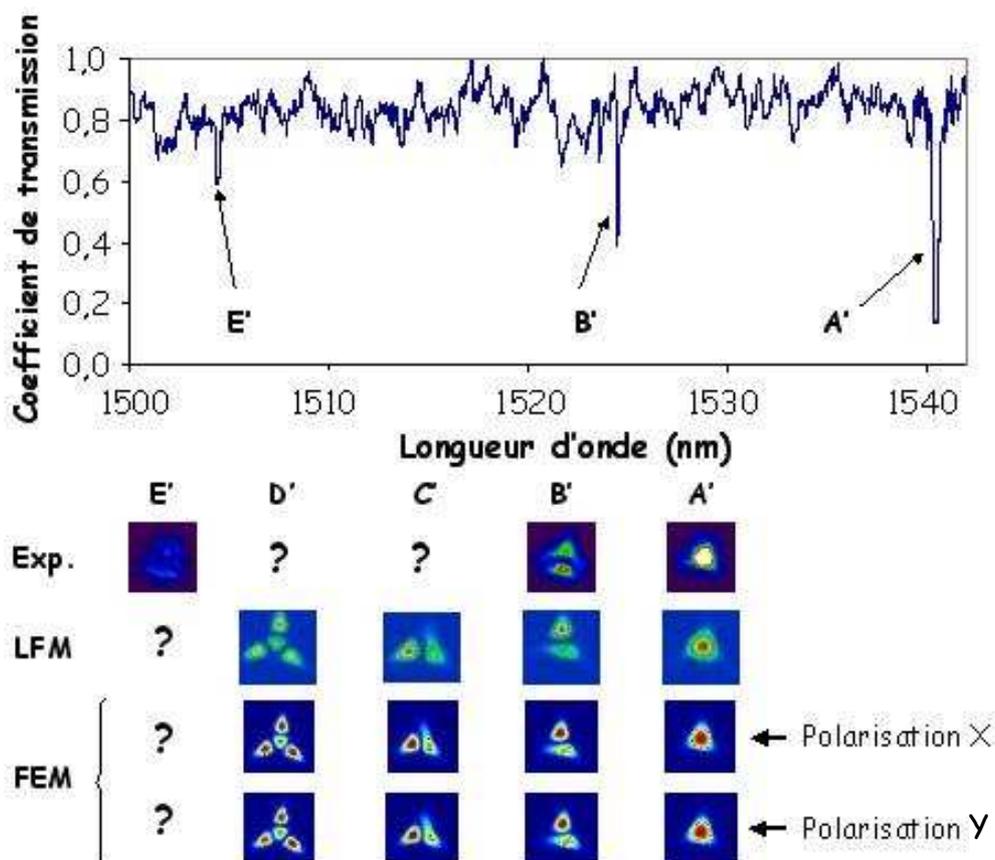


Figure III-33 : Réponse spectrale en transmission du réseau de Bragg inscrit dans une fibre microstructurée à 3 trous et les modes correspondants obtenus expérimentalement et par simulation (FEM) pour deux états de Polarisation de la lumière

Les résultats de l'imagerie modale montrent que les modes A-A' et B-B' observés expérimentalement pour deux états de Polarisation différents sont identiques, avec la même forme et le même nombre de lobes. Les modes A, B, C et D sont en bon accord avec les modes obtenus par les méthodes LFM et FEM (polarisation X) et il en est de même pour les modes A' et B' à comparer avec la polarisation Y pour la simulation par FEM. Pour les modes C' et D', la deuxième polarisation n'a pu être observée expérimentalement, le pic de résonance étant noyé dans le bruit. L'inscription d'un réseau de Bragg à traits inclinés permettrait de favoriser le couplage vers les modes d'ordres supérieurs et ainsi de les visualiser plus aisément sur la caméra IR. La simulation réalisée avec le modèle vectoriel montre aussi que les normes du champ électrique sont similaires pour les deux états de Polarisation.

---

### **II.3 Imagerie modale dans le cas d'un réseau de Bragg en angle inscrit dans la fibre microstructurée à 6 trous**

Comme nous l'avons précisé dans le paragraphe II.2.b, du fait de la forte différence d'indice entre le cœur et la gaine, certains modes sont dégénérés. Sur la réponse spectrale du réseau de Bragg à traits inclinés, la levée de dégénérescence des modes se manifeste par le dédoublement des résonances. Expérimentalement, ce dédoublement n'est visible que sur les modes d'ordres élevés résonant à très faible longueur d'onde. Pour ces modes, la différence en longueur d'onde des deux modes dégénérés est plus grande que la largeur à mi-hauteur (FWHM) de la résonance qui est de l'ordre de 200 pm à 300 pm. La modélisation vectorielle fondée sur la méthode FEM, permet de tenir compte de la biréfringence de la fibre. En comparant la norme du champ électrique des modes dégénérés obtenus par la méthode FEM à celle obtenue par la méthode LFM, nous n'observons pas de différence : l'orientation et la forme des modes sont similaires (Cf. Figure III-35). Expérimentalement, nous n'imagesons sur la camera IR qu'un seul des deux modes issus de la levée de la dégénérescence.

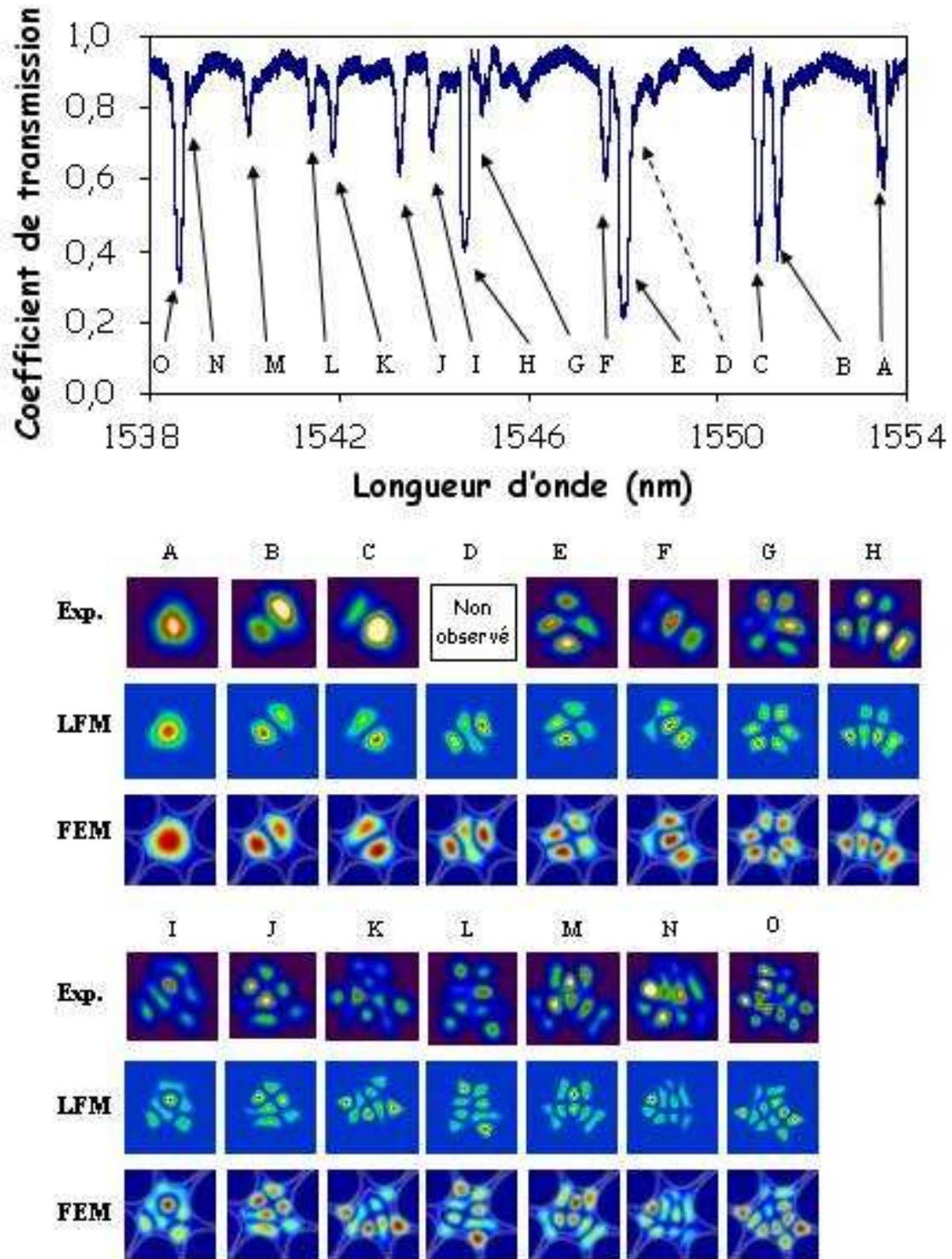


Figure III-34 : Réponse spectrale en transmission du réseau de Bragg en angle ( $6^\circ$ ) inscrit dans une fibre microstructurée à 6 trous et les modes correspondants observés expérimentalement et obtenus par simulation (LFM et FEM)

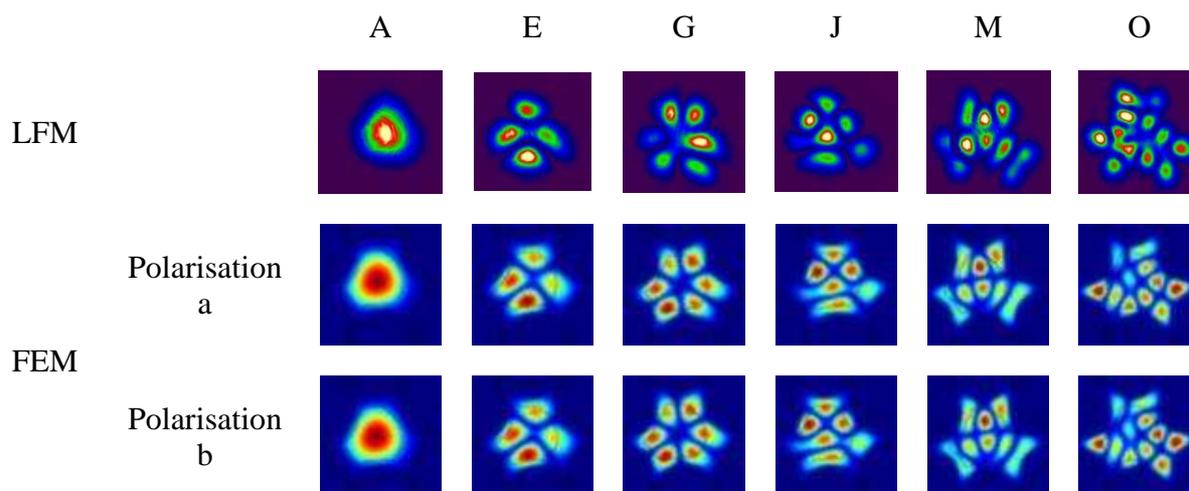


Figure III-35 : Normes de champ obtenues par LFM et FEM (2 polarisations) des modes A, E, G, J, M et O

Sur la Figure III-34, est présenté le résultat de l'imagerie modale effectuée pour un premier tronçon comportant un réseau de Bragg en angle ( $\theta = 6^\circ$ ). Nous identifions parfaitement les modes de la fibre. Seul celui à trois lobes (D) n'est pas observé expérimentalement. Pour expliquer cela, nous pouvons mettre en cause la non homogénéité des paramètres opto-géométriques le long de la fibre, le diamètre des canaux et le pas ne sont en effet pas exactement les mêmes pour différents tronçons de fibre. De plus, l'image de la fibre utilisée pour la simulation a été prise à une position différente de la zone insolée le long de la fibre. Même en changeant l'état de Polarisation du signal d'entrée avec un contrôleur de polarisation, il n'est pas possible de dédoubler l'une des deux résonances (E et F) (voir l'encadré de la Figure III-36 (1)) afin d'obtenir au final les trois modes (D, E, F). Seule l'amplitude du pic associé à ces modes varie.

Cela étant, lorsqu'on analyse la réponse spectrale d'un réseau de Bragg en angle inscrit dans un autre tronçon de cette fibre à six trous, nous visualisons de cette manière les trois résonances correspondant aux modes D, E et F (voir l'encadré de la Figure III-36 (2)). Ces différences sont dues d'une part à la non-homogénéité de la fibre et d'autre part à certains paramètres mal contrôlés lors de l'inscription du réseau de Bragg en angle. Citons par exemple, le positionnement de la fibre dans les deux pinces du banc d'inscription à miroir de Lloyd qui influence les conditions d'inscription, ainsi que la méconnaissance de l'orientation azimutale de la fibre (et donc du cœur dopé Ge) face au faisceau UV. Ainsi la réponse spectrale

d'un réseau de Bragg en angle est différente entre deux réseaux inscrits dans des tronçons différents (Cf. Figure III-36).

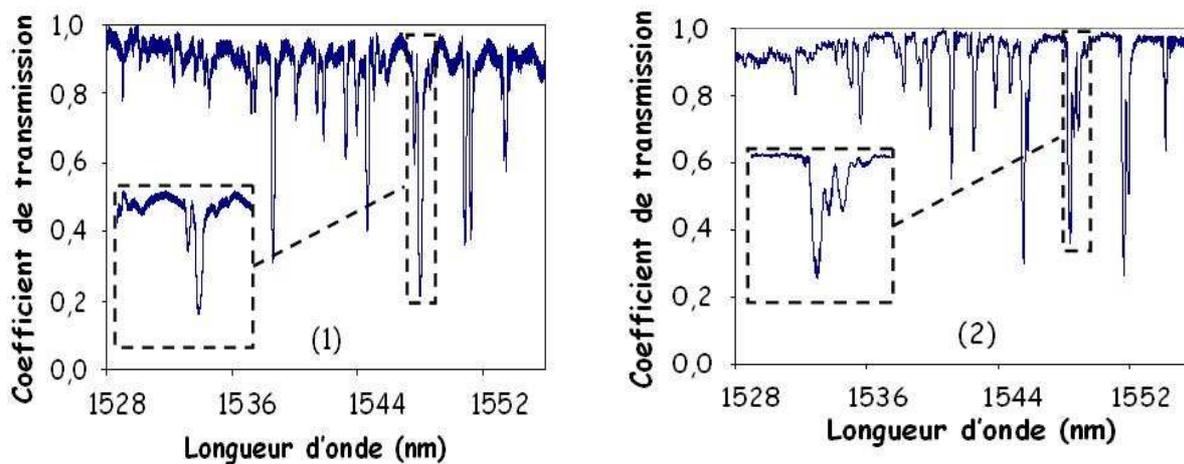


Figure III-36 : Réponse spectrale de deux réseaux de Bragg en angle de 6 degrés, inscrits dans des tronçons différents de la fibre à 6 trous

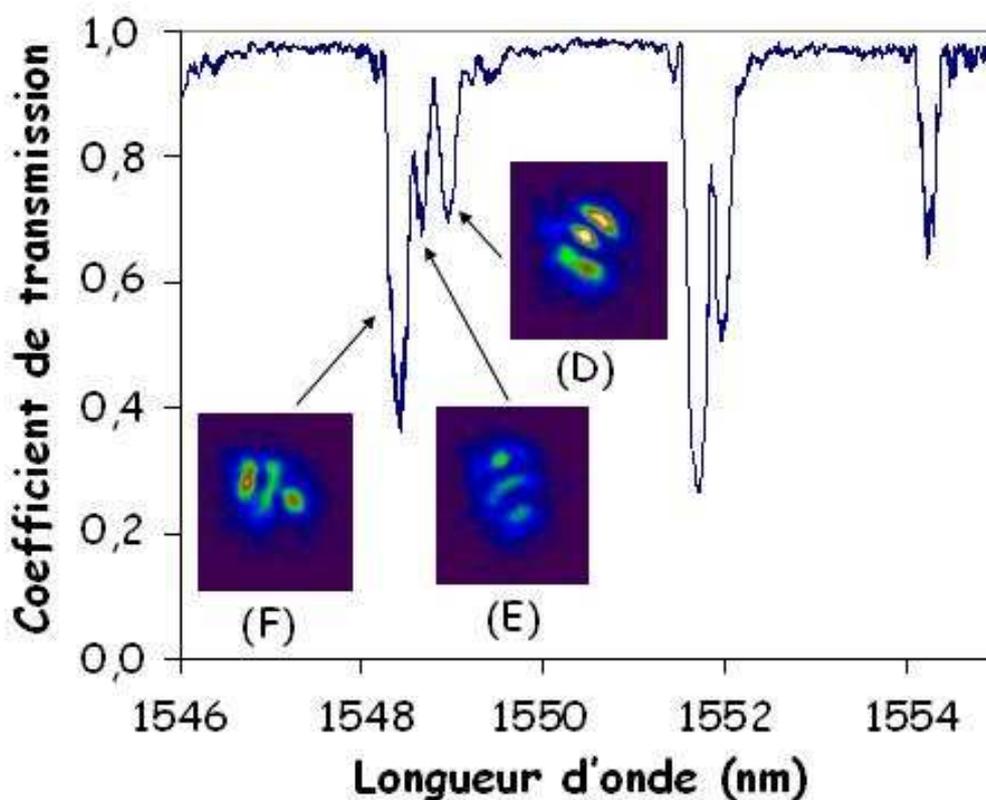


Figure III-37 : Réponse spectrale en transmission d'un réseau de Bragg en angle de  $6^\circ$  inscrit dans une fibre à six trous et les modes correspondants

Il est important de souligner à nouveau que la difficulté à définir avec exactitude le contour du cœur de la fibre engendre certaines différences entre les résultats expérimentaux et ceux des simulations. Ainsi, lors d'une légère modification des contours du cœur, nos simulations fournissent des modes légèrement différents de ceux observés, ou dont l'ordre est parfois modifié.

A titre d'illustration, sur la Figure III-38, nous comparons les modes obtenus par simulation pour des contours de cœur dopé Ge différents. Nous ne présentons dans ce tableau que les sept premiers modes. Ainsi, nous constatons qu'en modifiant légèrement la forme du cœur dopé Ge, les modes E et F obtenus dans les deux cas diffèrent dans leurs formes et leurs orientations. Comme attendu, la détermination de la forme du cœur dopé Ge est donc critique, surtout pour les modes d'ordres supérieurs.

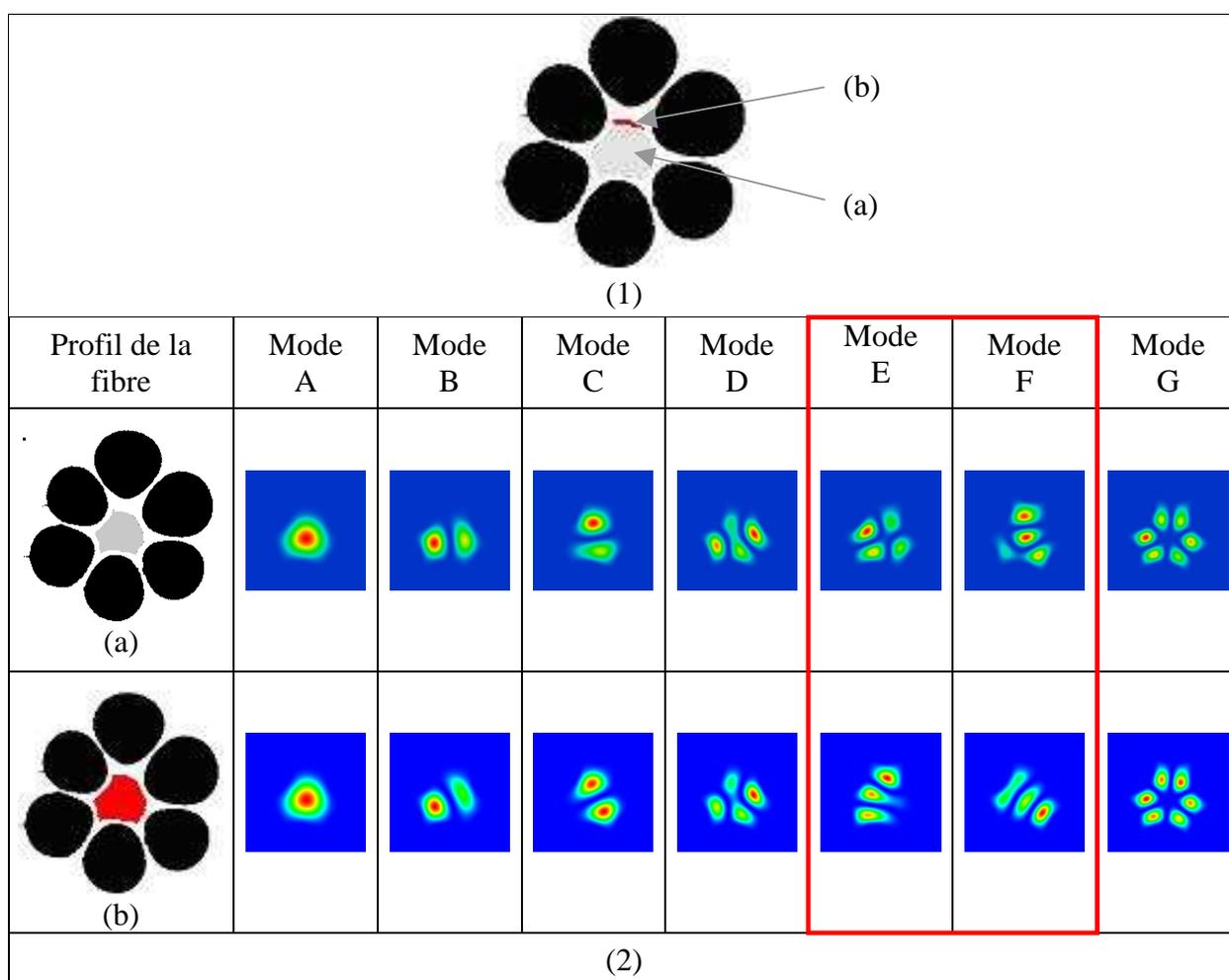


Figure III-38 : (1) Superposition des deux profils de fibre et mise en évidence de la différence du contour entre les deux cœurs, (2) modes obtenus par simulation (LFM) pour deux contours de cœur légèrement différents

## II.4 Conclusion

Les résultats de l'imagerie modale montrent un bon accord entre les modes observés expérimentalement en réflexion et ceux obtenus par simulation (LMF et FEM). Il est important de noter que la définition du contour de cœur est critique. Pour la fibre à six trous, les simulations par la FEM (méthode vectorielle permettant de prendre en compte l'état de Polarisation de la lumière) ont montré une levée de la dégénérescence de certains modes, qui devrait transparaître sur la réponse spectrale du réseau de Bragg à traits droits par le dédoublement de certaines résonances. Cependant, la largeur à mi-hauteur des pics de résonance est trop importante pour permettre d'observer expérimentalement cette levée de dégénérescence. Celle-ci est due à la rupture de la symétrie de la fibre.

Dans le cas de la fibre à trois trous, la réponse spectrale du réseau de Bragg à traits droits inscrit dans la fibre présente le dédoublement des résonances. Les deux polarisations du mode fondamental sont dégénérées et séparées de 500 pm. En contrôlant la polarisation de la lumière incidente, il est possible de privilégier une polarisation par rapport à l'autre et ainsi de visualiser expérimentalement les deux modes fondamentaux correspondant aux deux états de Polarisation de la lumière. A nouveau, un bon accord est obtenu entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus par simulation (LFM et FEM). L'inscription d'un réseau de Bragg à traits inclinés permettrait un couplage de l'énergie incidente vers les modes d'ordres les plus élevés. Ainsi, l'énergie portée par ces modes serait augmentée, ce qui faciliterait leur visualisation lors de l'imagerie modale. Cette étude n'a pas été menée dans la fibre à 3 trous, mais ce fut le cas dans celle à six trous au sein du cœur de laquelle, un réseau à trait inclinés a été inscrit ( $\theta = 6^\circ$ ). L'imagerie modale correspondante a montré un très bon accord entre les résultats de l'expérience et ceux des modélisations, même pour les modes d'ordres élevés dont la structure est plus complexe.



## Chapitre III

# Détermination de la sensibilité de la longueur d'onde de Bragg d'un réseau inscrit dans une fibre optique microstructurée à l'indice de réfraction du milieu présent dans les canaux

Dans ce chapitre, nous allons évaluer la sensibilité spectrale de la raie caractéristique du réseau de Bragg à l'indice de réfraction du milieu présent dans les canaux de la fibre que, par « glissement sémantique », nous appellerons « sensibilité du réseau de Bragg à l'indice de réfraction » dans la suite du manuscrit. De même pour alléger l'écriture, la variation minimale d'indice de réfraction détectable, pour un décalage spectral de 1 pm, sera appelé « résolution en indice » dans la suite du manuscrit.

Pour modifier la sensibilité du réseau de Bragg à l'indice de réfraction, deux possibilités s'offrent à nous : la modification des paramètres opto-géométriques de la fibre (diamètre des canaux, pas et diamètre du cœur) ou de modification de l'angle des traits du réseau de Bragg à utiliser. Dans la suite de ce paragraphe, nous déterminons donc la résolution en indice d'un réseau de Bragg à traits droits inscrit dans les trois fibres réalisées, à six, dix-huit et trois canaux, ainsi que la résolution en indice des quatre premiers modes d'un réseau de Bragg à traits inclinés inscrit dans la fibre à six canaux.

### **III.1 Sensibilité de la longueur d'onde de résonance d'un réseau de Bragg vis-à-vis de l'indice de réfraction, sur une grande plage d'indice de réfraction**

Nous allons étudier la sensibilité du réseau de Bragg à l'indice de réfraction du milieu introduit dans les canaux de la fibre. Pour cela nous allons introduire dans les canaux de la fibre différents liquides ayant des indices de réfraction différents et nous allons suivre l'évolution de la longueur d'onde de Bragg en fonction de cet indice de réfraction.

#### ***III.1.a Principe***

Une fois le réseau de Bragg photoinscrit dans le cœur de la fibre microstructurée (à l'aide du banc à miroir de Lloyd), celle-ci est clivée à proximité immédiate du réseau de Bragg, ne laissant environ qu'1 cm de fibre vierge entre le réseau et l'extrémité clivée. Cette extrémité est ensuite plongée dans un liquide d'indice calibré (huiles Cargille, Cf. Annexe A). Il est alors possible de suivre l'évolution du pic de Bragg lors de la progression du liquide dans les canaux. Les liquides d'indice utilisés sont calibrés en terme d'indice. Il nous faut cependant tenir compte du fait que tout liquide voit son indice de réfraction varier avec la température et la longueur d'onde.

Le dispositif utilisé pour suivre en réflexion le déplacement du pic de Bragg est décrit Figure III-39. En pratique, on injecte dans un bras (bras **1**) d'un coupleur 50x50, un faisceau lumineux issu d'un laser accordable. La moitié du faisceau est véhiculé par le bras **3** jusqu'à la fibre microstructurée (où est inscrit le réseau de Bragg) et l'autre partie de faisceau va interroger (bras **4**) deux réseaux dont les longueurs d'onde de résonance serviront de références pour celle du réseau de Bragg inscrit dans la fibre microstructurée. Le dernier bras (bras **2**) du coupleur est relié à un détecteur InGaAs et bien entendu au système de mesure dont on fait l'hypothèse qu'il peut détecter une variation spectrale aussi faible que 1 pm, de manière assez rapide pour permettre le suivi de l'effet de la progression du liquide au sein des canaux.

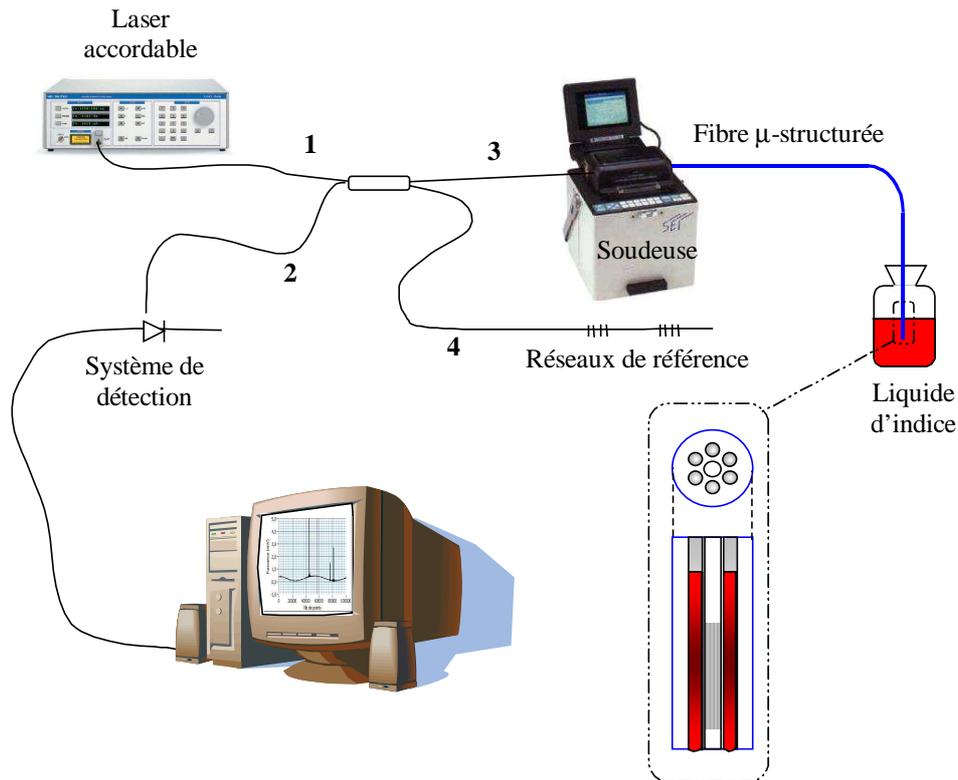
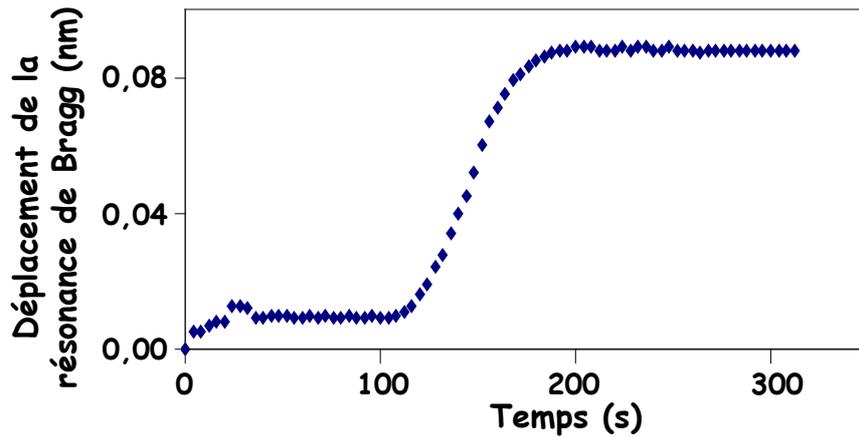


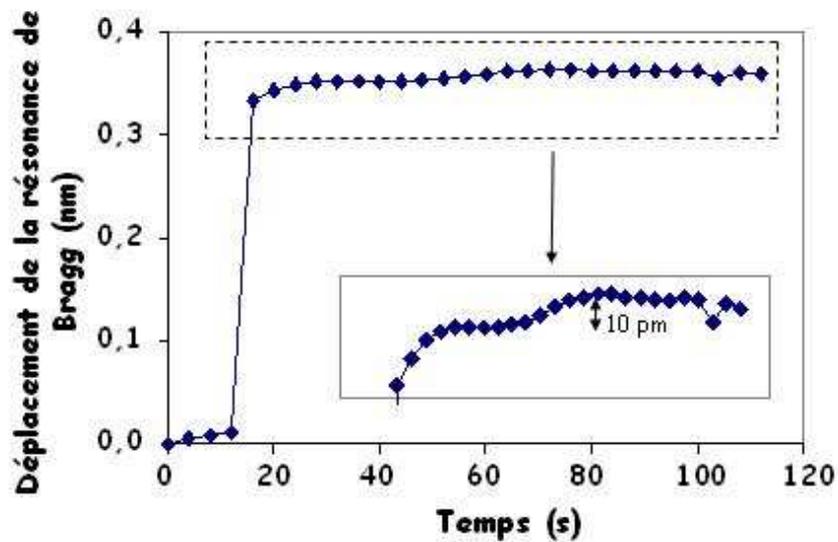
Figure III-39 : Système de détection du déplacement du pic de Bragg lors de l'insertion de liquide d'indice dans les canaux de la fibre microstructurée

### ***III.1.b Insertion d'un liquide d'indice dans les canaux d'une fibre microstructurée***

Il est évident que l'insertion du liquide dans les canaux de la fibre modifie l'indice moyen de la gaine. Cela influe alors sur l'étalement du mode guidé dans les canaux de la fibre, faisant évoluer l'indice effectif du mode guidé, l'interaction entre le champ évanescent du mode guidé et le milieu inséré étant fortement modifiée. Naturellement, l'indice effectif du mode guidé augmente avec l'indice de réfraction du liquide inséré dans les canaux. Quand le liquide (dont l'indice est plus élevé pour celui de l'air initialement présent) atteint le réseau, la résonance de Bragg subit un déplacement vers les grandes longueurs d'onde. La mesure du décalage spectral peut ainsi être reliée à la variation d'indice de réfraction du milieu en question. Le choix du profil de la fibre (et donc plus généralement des caractéristiques optogéométriques de la fibre) peut permettre d'optimiser l'interaction entre le mode guidé et le milieu inséré dans les canaux de la fibre et d'obtenir une grande sensibilité de la longueur d'onde Bragg à la valeur de l'indice de réfraction du milieu fluide considéré.



(a)



(b)

Figure III-40 : Déplacement de la résonance de Bragg en fonction du temps lors de l'introduction d'un liquide d'indice (a)  $n_1 = 1,296$  ; b)  $n_1 = 1,444$ ), dans les canaux de la fibre à 6 trous

Sur la Figure III-40, nous présentons le déplacement de la résonance de Bragg lors de l'insertion d'un liquide  $l_1$  d'indice (figure III-40a, insertion d'un liquide d'indice de réfraction  $n_1 = 1,296$  à 1550 nm et 25°C et figure III-40b, insertion d'un liquide  $l_2$  d'indice de réfraction  $n_1 = 1,4440$  à 1550 nm et 25°C). Sur la courbe représentant l'évolution de la résonance de Bragg en fonction du temps lors de l'insertion du liquide  $l_1$ , nous constatons que l'évolution est moins abrupte que lors de l'insertion du liquide  $l_2$ . Dans le cas de l'insertion du liquide  $l_2$ , un pic distinct du pic initial apparaît lorsque le liquide atteint le réseau de Bragg. Tant que le liquide ne remplit pas les canaux sur toute la longueur du réseau nous observons deux résonances. Lors

de la détection nous séparons bien les deux pics (Cf. Figure III-41). L'insertion du liquide  $l_1$  engendre un déplacement spectral de  $\lambda_B$  inférieur à la largeur à mi-hauteur du pic de Bragg de 300 pm. Il n'est alors pas possible de séparer les deux pics. Lors de la détection, nous mesurons un déplacement spectral de l'ensemble des deux pics.

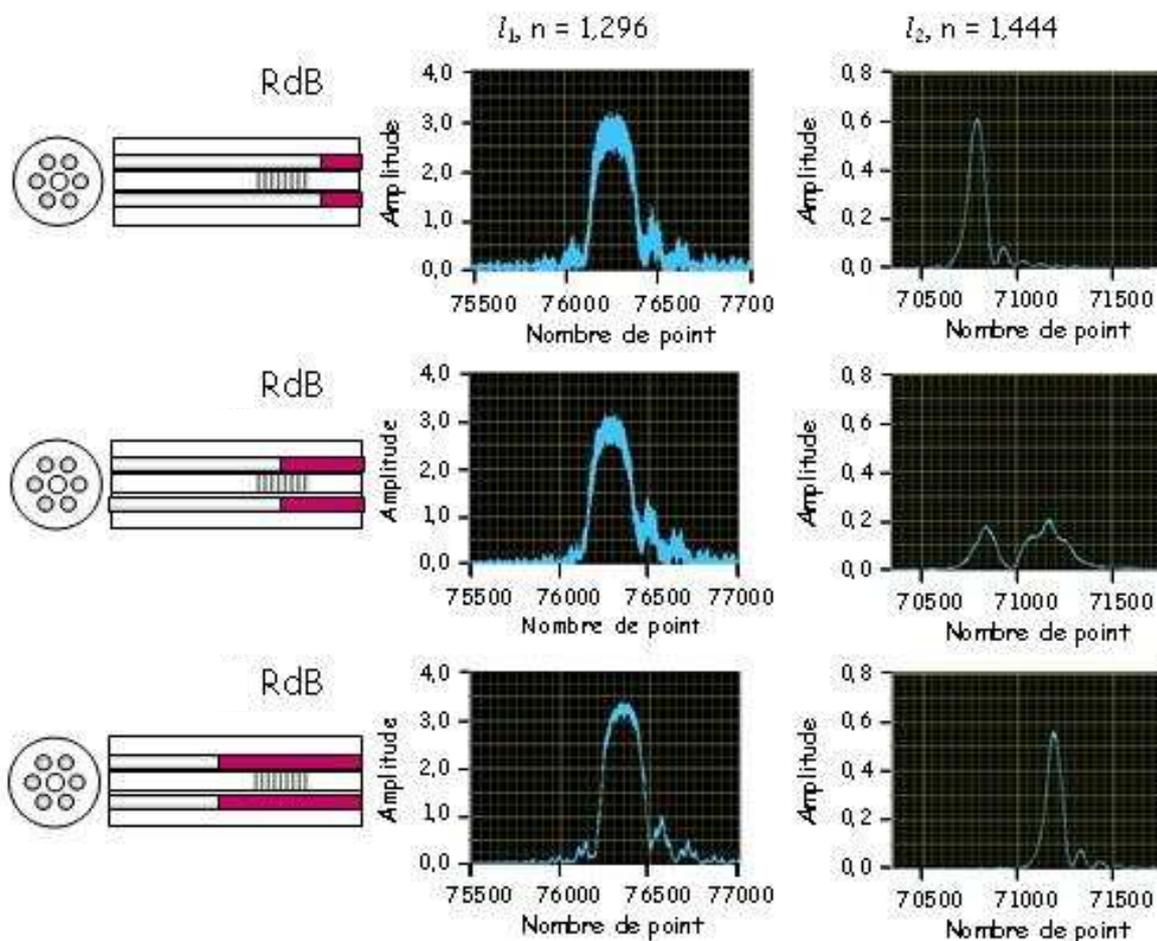


Figure III-41 : Réponse spectrale en réflexion des réseaux de Bragg inscrits dans des fibres à 6 trous lors de l'insertion de deux liquides d'indice ( $l_1, n_1 = 1,296$  et  $l_2, n_2 = 1,444$ )

Nous remarquons sur la Figure III-40 (insertion du liquide  $l_2$ ) que le déplacement de la résonance de Bragg s'effectue en deux temps. Un premier « saut » de 350 pm correspond à l'arrivée du liquide d'indice d'un certain nombre de canaux au niveau du réseau de Bragg. Le deuxième saut de 10 pm correspond à l'arrivée du liquide d'indice dans les derniers canaux au niveau du réseau de Bragg. Ce phénomène est dû au fait que les diamètres des canaux étant différents, la vitesse de remplissage (la progression du liquide dans chacun des canaux) n'est pas identique pour chacun (Cf. Figure III-42).

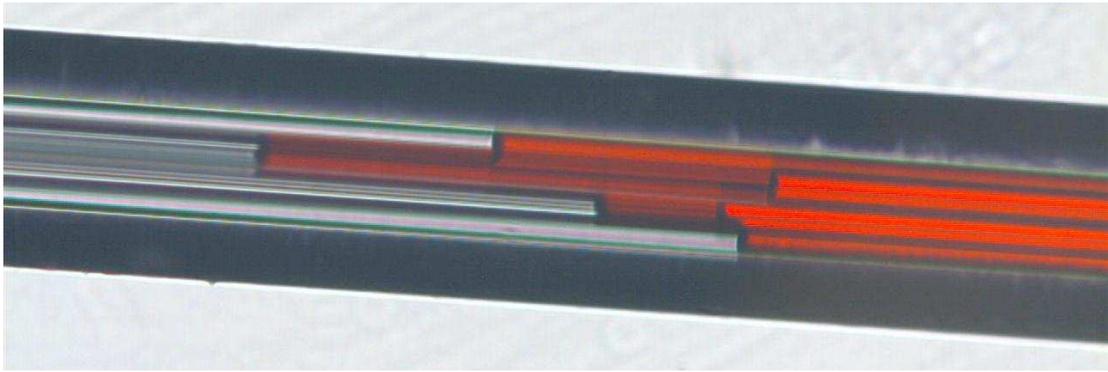


Figure III-42 : Progression d'un liquide (encre rouge) dans une fibre microstructurée, niveau de l'encre dans chacun des canaux à un instant donné

### *III.1.c Mesure de la sensibilité du pic de Bragg à l'indice de réfraction*

Différents liquides d'indice de réfraction  $n_1$  calibré (huiles Cargille) ont été introduits par capillarité dans les canaux de la fibre. Dans un premier temps, pour chaque liquide d'indice une nouvelle section de fibre a été utilisée afin d'éviter des erreurs de mesure dues à la présence de traces du liquide précédent. La gamme de liquides d'indice utilisés recouvre les indices variant de 1,2960 à 1,4510 (à 25 °C et pour  $\lambda = 1550$  nm). Pour la fibre à six trous, nous remarquons un désaccord sensible entre les résultats expérimentaux et ceux fournis par la simulation (Cf. Figure III-44). Nous supposons qu'il est dû à la prise en compte d'un contour circulaire du cœur dopé Ge, pour la simulation ce qui bien sûr ne représente pas la forme réelle du cœur de la fibre (Cf. Figure III-43).

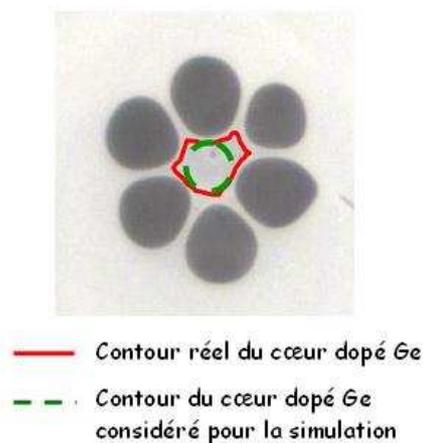


Figure III-43 : Image de la fibre utilisée pour la simulation avec le contour du cœur dopé Ge considéré

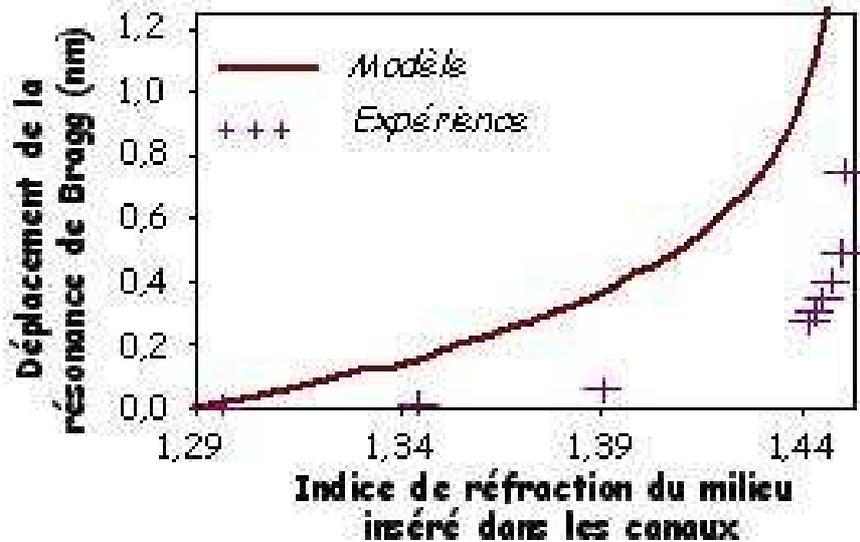


Figure III-44 : Déplacement de la résonance de Bragg en fonction de l'indice de réfraction du liquide inséré dans les canaux de la fibre à 6 trous

Dans le cas de la fibre à 18 trous, une première expérience consiste à insérer plusieurs liquides d'indice dans différentes sections de fibre et donc au droit de différents réseaux de Bragg (un liquide par réseau, représenté par des croix sur la Figure III-45). Les résultats expérimentaux et la simulation sont en bon accord.

Dans un second etemps, nous renouvelons l'expérience mais avec un seul tronçon de fibre et donc un seul réseau. Différents liquides sont insérés successivement dans la fibre sans extraire le précédent liquide (Cf. Figure III-46) et nous observons le déplacement spectral de la résonance de Bragg (représenté par des cercles sur la Figure III-45). Nous remarquons que les trois courbes (simulation, mesure avec un réseau et mesures avec plusieurs réseaux) sont en bon accord. Le profil d'indice est assez homogène le long de la fibre et visiblement les traces du liquide précédent sont suffisamment faibles pour ne pas influencer les mesures suivantes (dans les limites de la résolution de notre système de mesure).

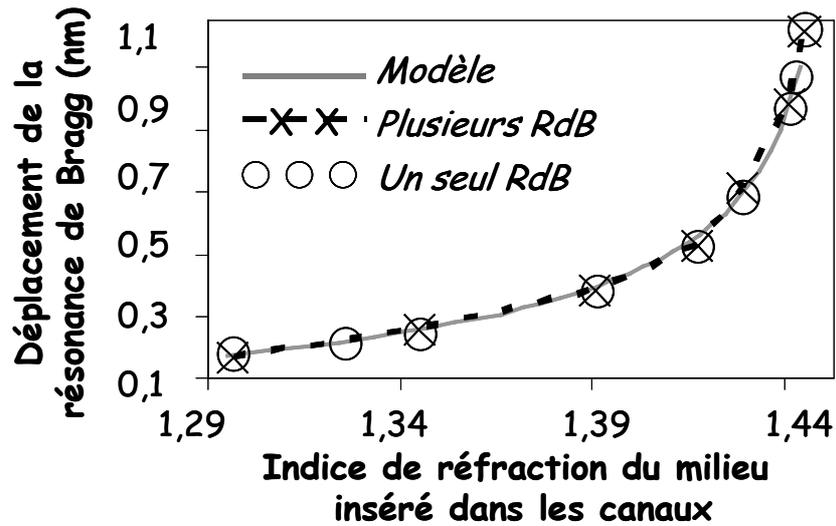


Figure III-45 : Déplacement de la résonance de Bragg en fonction de l'indice de réfraction du liquide inséré dans les canaux de la fibre à 18 trous

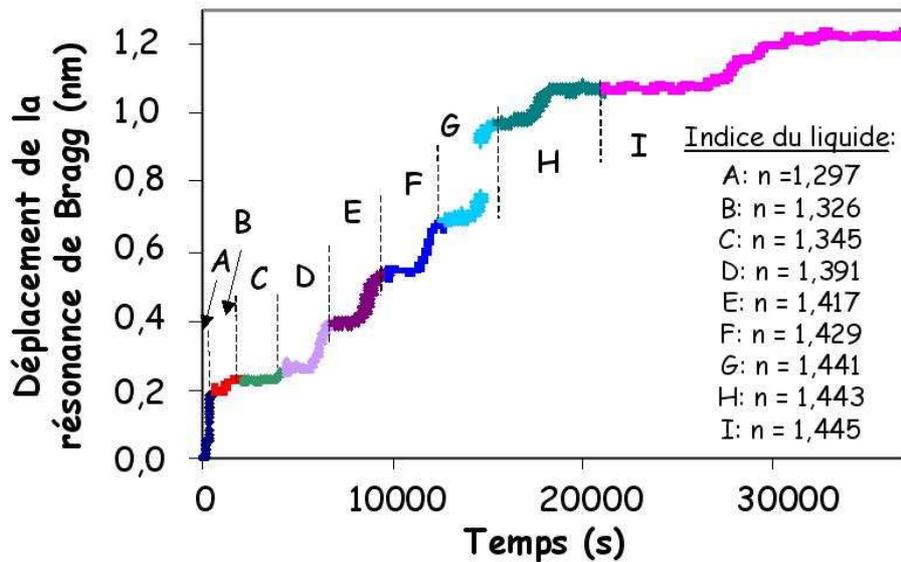


Figure III-46 : Déplacement de la résonance de Bragg lors de l'insertion successive de 9 liquides d'indices différents dans la fibre à 18 trous

Dans la gamme d'indice de réfraction des liquides utilisés [1,3 ; 1,39], le déplacement de la résonance de Bragg est relativement faible (de 60 pm à 200 pm respectivement pour la fibre à six trous et la fibre à 18 trous, pour une variation de l'indice de réfraction du liquide de 0,09 u. i. r. (unité d'indice de réfraction)). La résolution obtenue est de  $\Delta n_{6 \text{ trous}} \sim 8 \times 10^{-4}$  u. i. r. et  $\Delta n_{18 \text{ trous}} \sim 4 \times 10^{-4}$  u. i. r. Quand l'indice de réfraction du liquide approche la valeur de l'indice effectif du mode fondamental guidé, le déplacement de la résonance de Bragg est plus

important, ce qui a pour conséquence que la résolution en indice de réfraction devient plus élevée (pour  $n_1 \sim 1,45$ ,  $\Delta n_{6\text{trous}} \sim 7 \times 10^{-6}$  u.i.r. et pour  $n_1 \sim 1,44$ ,  $\Delta n_{18\text{trous}} \sim 2 \times 10^{-5}$  u. i. r.), toujours en supposant 1 pm de résolution spectrale. Il est intéressant de remarquer que la position du cœur dopé Ge influe sur la résolution finale en indice. Le décentrement du cœur dopé Ge de la fibre réduit en effet l'interaction entre le champ électromagnétique et le milieu inséré dans les canaux, induisant une diminution de la résolution en indice. Une plus grande précision sur le positionnement du cœur lors de la fabrication des fibres microstructurées permettrait donc d'améliorer la précision sur la résolution en indice.

Dans le Tableau III-6 est reportée la résolution en indice des réseaux de Bragg inscrits dans la fibre à 6 et 18 trous, pour différents points de fonctionnement, en supposant à nouveau que le système de mesure peut détecter une variation spectrale aussi faible que 1 pm.

$\Delta\lambda = 1 \text{ pm}$	Variation d'indice de réfraction détectée ( $\Delta n$ )			
	Fibre à 18 trous		Fibre à 6 trous	
	Modèle	Expérience	Modèle	Expérience
$\sim 1,33$	$5,7 \times 10^{-4}$	$7 \times 10^{-4}$	$3,2 \times 10^{-4}$	$4 \times 10^{-3}$
$\sim 1,40 - 1,41$	$1,5 \times 10^{-4}$	$1,8 \times 10^{-4}$	$1,4 \times 10^{-4}$	$2,1 \times 10^{-4}$
$\sim 1,44$	$2,4 \times 10^{-5}$	$2 \times 10^{-5}$	$3,1 \times 10^{-5}$	$7 \times 10^{-5}$
$\sim 1,45$	-	-	$3,4 \times 10^{-6}$	$6,8 \times 10^{-6}$

Tableau III-6 : Résolution en indice de réfraction pour les liquides insérés dans les canaux de la fibre (basée sur une résolution spectrale de 1 pm)

### ***III.1.d Sensibilité de la longueur d'onde de résonance d'un réseau de Bragg à traits droits à la valeur de l'indice de réfraction du liquide présent dans les canaux pour la fibre à 3 trous***

Les mesures de la « sensibilité à l'indice du réseau de Bragg » inscrit dans la fibre à trois trous montrent des résultats nettement plus performants que ceux obtenus précédemment avec la fibre à six trous (Cf. Figure III-47). Le déplacement spectral de la résonance de Bragg est de 4,1 nm lorsque l'on insère un liquide d'indice de réfraction de l'ordre de 1,3 dans la fibre à trois canaux alors que pour la fibre à six canaux, le déplacement spectral n'est que de 0,1 nm.

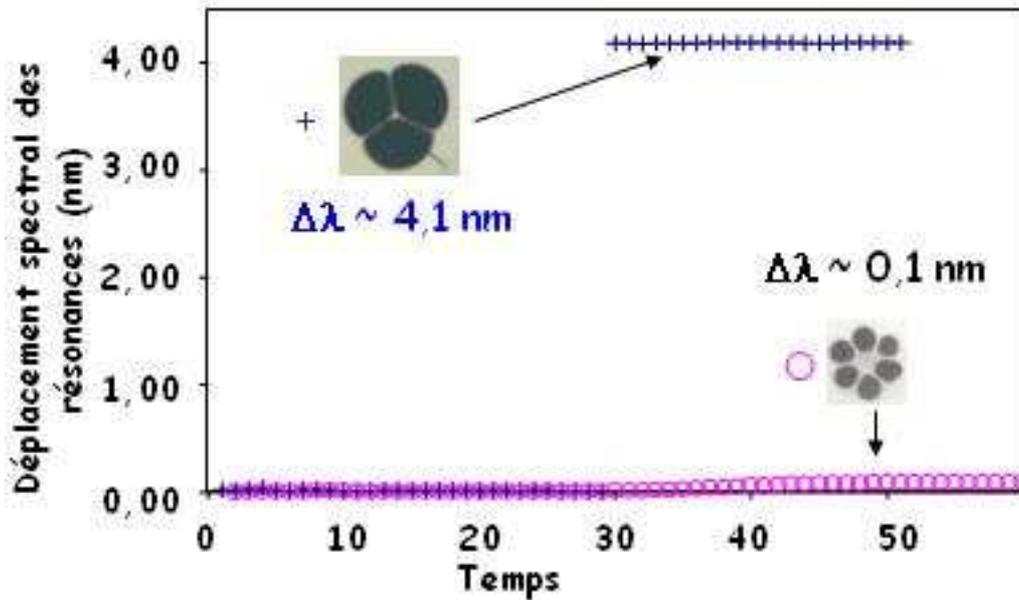


Figure III-47 : Déplacement spectral de la résonance de Bragg lors de l'insertion d'un liquide d'indice ( $n \sim 1,30$ ) dans les canaux de la fibre à six et trois canaux

De même que précédemment, nous remplissons la fibre de liquides d'indices variables et nous suivons le déplacement spectral de la résonance de Bragg avec l'indice de réfraction du liquide. Cette courbe est comparée à celles obtenues avec les fibres à 6 et 18 trous (Cf. Figure III-48).

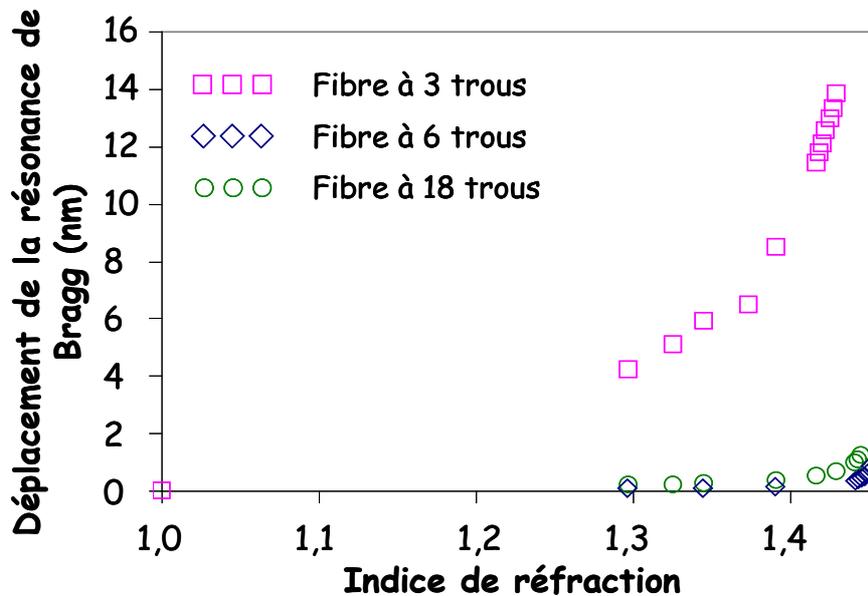


Figure III-48 : Déplacement spectral de la résonance de Bragg en fonction de l'indice de réfraction du liquide inséré dans les canaux des fibres à trois, six et dix-huit trous

Indice de réfraction à 1550 nm et 25 °C	Résolution en indice (u. i. r.)		
	fibre 3 canaux	fibre 18 canaux	fibre 6 canaux
1,33	$3 \times 10^{-5}$	$7 \times 10^{-4}$	$4 \times 10^{-3}$
1,41	$6 \times 10^{-6}$	$1,8 \times 10^{-4}$	$2,1 \times 10^{-4}$

Tableau III-7 : Résolution en indice obtenue avec la fibre à 3 trous en 2 points de fonctionnement particuliers (1,33 et 1,44), comparée aux résultats obtenus avec la fibre à 18 et 6 trous

Pour une même résolution spectrale du système de mesure, la résolution en indice obtenue avec la fibre à trois canaux est nettement améliorée. Ainsi, lorsque le liquide contenu dans les canaux a un indice de réfraction proche de celui de l'eau ( $n_1 \sim 1,33$ ), la résolution en indice s'approche du  $10^{-5}$  en considérant comme précédemment que la résolution spectrale du système d'analyse est de 1 pm (Cf. Tableau III-7). Nous améliorons ainsi la sensibilité, respectivement de plus d'un ordre de grandeur et de plus de deux ordres de grandeurs par rapport aux sensibilités obtenues avec les fibres à 18 trous et à 6 trous.

Ceci s'explique par le fait que le diamètre du cœur de la fibre à trois trous (3 - 4  $\mu\text{m}$ ) était nettement plus faible que celui du cœur de la fibre à 6 trous ( $\sim 13 \mu\text{m}$ ), et qu'une mince paroi de silice sépare le cœur dopé des canaux. Dans la fibre à 3 trous canaux, le rayon du cœur est de l'ordre de la longueur d'onde d'interrogation et le champ, peu confiné, s'étend au delà de la gaine dans les canaux. Ainsi, l'interaction entre le champ électromagnétique et le milieu inséré dans les canaux est augmentée. D'où l'obtention d'une meilleure résolution en indice pour la fibre à trois canaux comparativement aux fibres à 6 et 18 canaux.

### III.2 Résolution en « indice de réfraction » d'un réseau de Bragg à traits inclinés dans la fibre à 6 trous

De même que précédemment, dans une fibre à six trous contenant un réseau de Bragg à traits inclinés ( $\theta = 6^\circ$ ), nous introduisons successivement par capillarité des liquides d'indices de réfraction ( $n$ ) différents dans les canaux de la fibre. Nous suivons l'évolution spectrale des quatre premiers modes (A, B, C, E) observés expérimentalement en fonction de l'indice de réfraction du liquide inséré dans les canaux de la fibre (Cf. Figure III-49). Les quatre modes sont présentés sur le spectre en transmission du réseau de Bragg en angle ( $\theta = 6^\circ$ ) inscrit dans la fibre à 6 canaux de la Figure III-34.

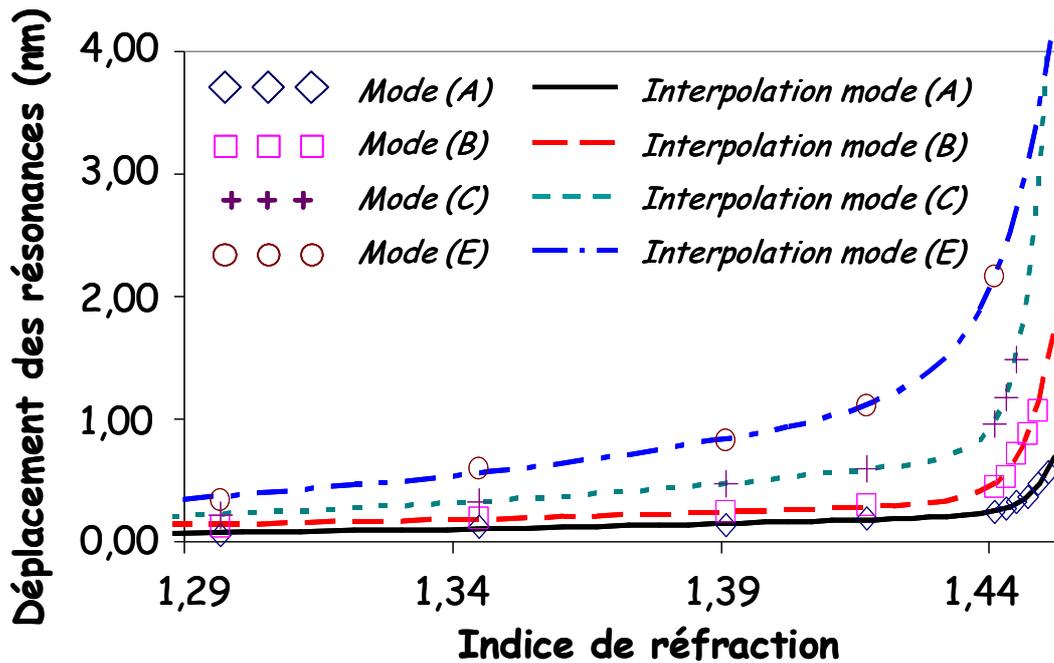


Figure III-49 : Déplacement spectral des 4 premiers modes observés expérimentalement en fonction de l'indice de réfraction du liquide inséré dans les canaux de la fibre à 6 trous

Nous observons que plus l'ordre du mode considéré est élevé et plus le déplacement spectral de cette résonance est important. Nous pouvons par ailleurs estimer que les courbes d'évolution spectrale des résonances en fonction de l'indice de réfraction peuvent être interpolées par la somme de deux fonctions exponentielles ( $\lambda = a e^{bn_1} + c e^{dn_1}$ ). Lorsque l'indice de réfraction est proche de 1,45, les courbes d'interpolation des modes (C) et (E) se rejoignent ce qui n'est pas physiquement possible. En effet, nous n'avons pas assez de points expérimentaux (notamment pour les indices de réfraction supérieurs à 1,42) pour interpoler correctement la courbe d'évolution spectrale du mode (E) pour les indices proches de 1,46. A partir des courbes d'interpolation de l'évolution spectrale des quatre modes en fonction de l'indice de réfraction du liquide inséré dans les canaux de la fibre, nous avons déterminé la résolution en indice en sept points de fonctionnement pour chacune des quatre résonances (Cf. Tableau III-8). A nouveau, nous faisons l'hypothèse que la résolution spectrale du système d'analyse est de 1 pm, valeur typique de la plupart des systèmes d'interrogation de réseaux de Bragg. Nous constatons que la résolution en indice augmente quand l'indice de réfraction du liquide croît, surtout lorsqu'il se rapproche de la valeur de l'indice de la silice (donc de celui du cœur). Pour le mode (C), la résolution en indice est de  $5,5 \times 10^{-4}$  u. i. r. lorsque  $n_1$  est égal à 1,30, alors qu'elle atteint  $7,0 \times 10^{-6}$  quand  $n_1$  est de l'ordre de 1,444. De plus, en un point de fonctionnement don-

né, la résolution en indice obtenue est meilleure lorsque l'on considère un mode d'ordre élevé. Pour un indice de réfraction de liquide donné, le déplacement spectral est sensiblement augmenté entre deux résonances successives. En fait, plus le mode est d'ordre élevé, plus il est étendu dans la gaine. Le champ évanescent interagit alors plus fortement avec le milieu inséré dans les canaux de la fibre. Ainsi pour un indice de réfraction proche de 1,444, la résolution en indice pour le mode (A) est de  $5,6 \times 10^{-5}$  u.i.r. alors que pour le mode (C), nous obtenons une résolution en indice de  $7,0 \times 10^{-6}$  u.i.r, soit un gain de presque un ordre de grandeur.

$\Delta\lambda = 1 \text{ pm}$	Résolution en indice (u.i.r.)			
Indice de réfraction à 1550 nm et 25 °C	mode A $\times 10^{-6}$	mode B $\times 10^{-6}$	mode C $\times 10^{-6}$	mode E $\times 10^{-6}$
1,301	1800	1200	550	300
1,330	1400	1000	430	230
1,402	830	640	240	-
1,422	670	410	180	-
1,441	100	31	14	-
1,444	56	18	7	-
1,450	16,7	6,3	-	-

Tableau III-8 : Résolution en indice des quatre premiers modes autour de sept points de fonctionnement différents (fibre à 6 trous)

### III.3 Influence de la température sur la résonance de Bragg avec et sans la présence de liquide dans les canaux de la fibre

Nous allons à présent déterminer localement, autour d'un indice de réfraction donné, la sensibilité de la longueur d'onde de Bragg à l'indice de réfraction.

### III.3.a Principe

Une fibre microstructurée contenant un réseau de Bragg est clivée à 1 cm de ce dernier. Un liquide d'indice est ensuite introduit par capillarité dans les canaux d'une fibre microstructurée. Lorsque le liquide atteint le réseau, le pic de Bragg se déplace. Le réseau est placé sur un élément thermoélectrique de type Peltier. Nous faisons varier la température par paliers successifs, induisant des variations de  $n_1$  dont la sensibilité est de l'ordre de  $\frac{dn}{dT} \approx -3,3 \cdot 10^{-4} / ^\circ C$ . Nous faisons également l'hypothèse qu'en chauffant, l'effet de la température sur le réseau de Bragg seul et la variation d'indice du liquide induisant un déplacement de la résonance de Bragg sont indépendants (Cf. Figure III-50).

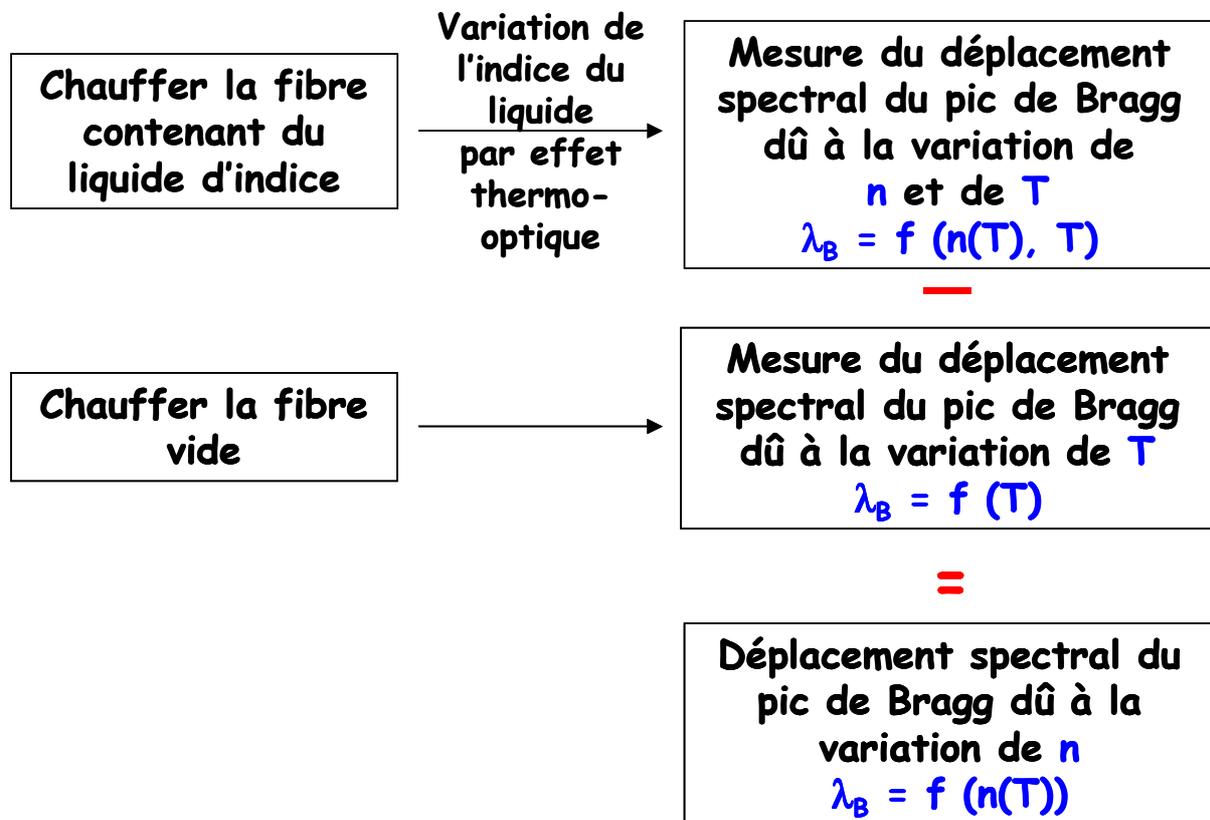


Figure III-50 : Principe de détermination de la « sensibilité du réseau de Bragg » à l'indice du milieu présent dans les canaux

La variation d'indice induit un décalage spectral du pic de Bragg. Ce décalage tient compte de l'influence de la température sur le réseau de Bragg et de l'effet de la variation de l'indice de réfraction du liquide. Nous allons donc soustraire à ce décalage spectral, l'in-

fluence de la température sur la silice  $\left(\frac{1}{L} \times \frac{dL}{dT}\right)$  et  $\left(\frac{dn}{dT}\right)$  pour déterminer la sensibilité spectrale du réseau de Bragg à l'indice de réfraction du liquide seul.

### III.3.b Mesure de la sensibilité du pic de Bragg (fibre à vide)

Il s'agit donc de déterminer le décalage spectral de la résonance de Bragg dû à l'effet de la température. La fibre à six trous à vide est chauffée avec un module à effet Peltier (comme décrit précédemment). A chaque palier de température, nous acquérons 50 spectres pour déterminer la dispersion des longueurs d'onde de Bragg détectées. La dispersion de la mesure induit une incertitude sur la détection de la résonance de Bragg de l'ordre de  $\pm 5$  pm (Cf. Figure III-51).

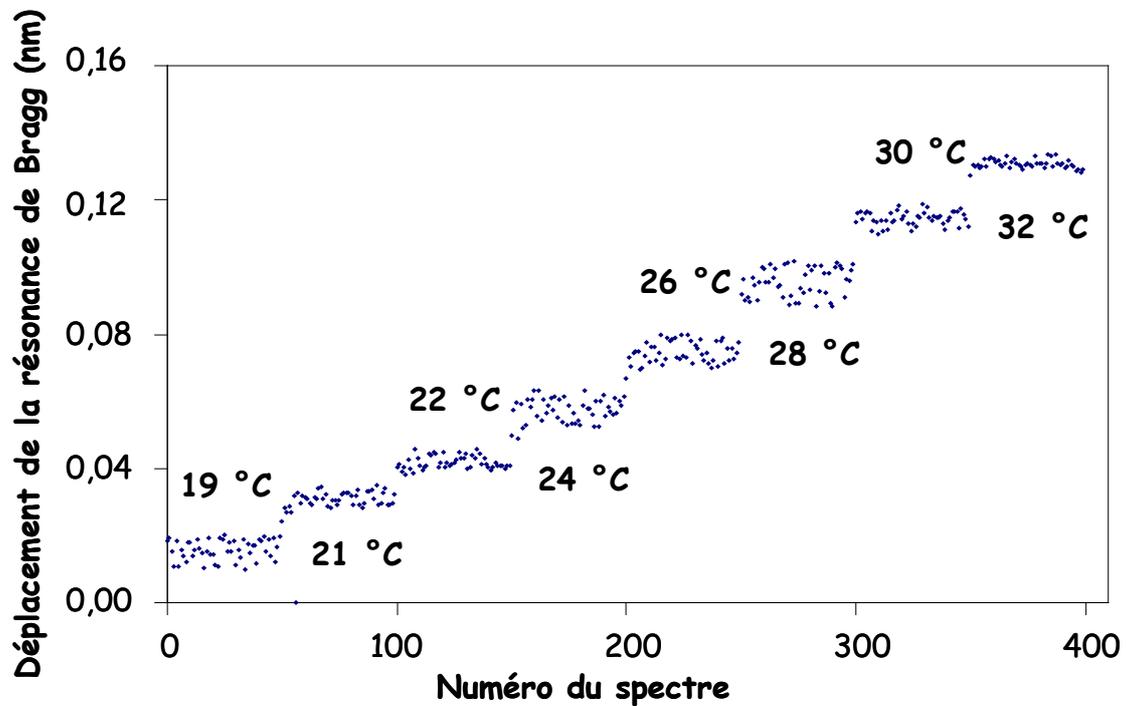


Figure III-51 : Déplacement de la résonance de Bragg lors de la variation de la température dans le cas d'une fibre vide (fibre à six trous)

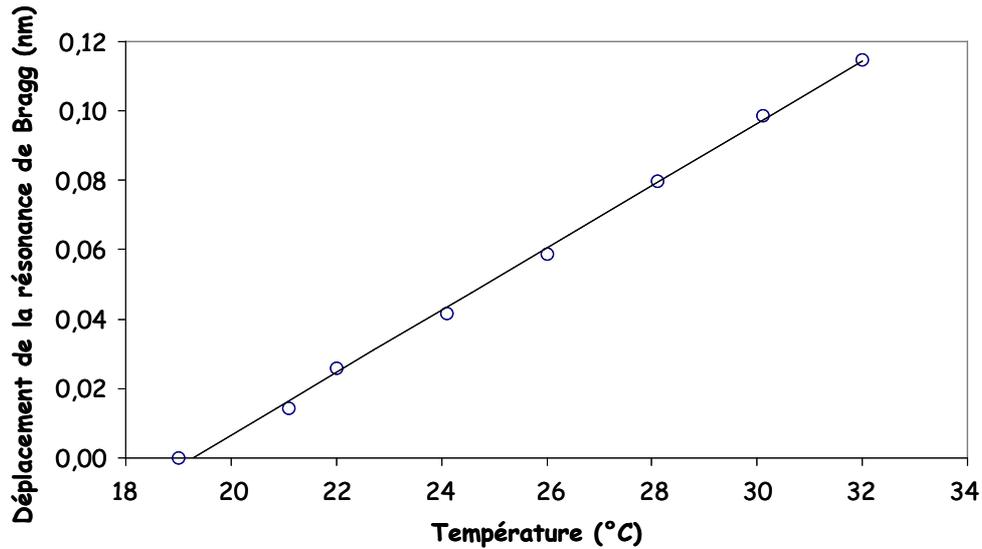


Figure III-52 : Déplacement de la résonance de Bragg en fonction de la température dans le cas d'une fibre vide (fibre à six trous)

Le déplacement de la résonance de Bragg avec la température est linéaire. En effectuant la moyenne de chaque palier de température, la courbe du déplacement de la résonance de Bragg en fonction de la température donne un polynôme du premier degré de type (Cf. Figure III-52) :

$$\Delta\lambda = a \Delta T + b$$

La pente de la droite nous donne la sensibilité du réseau de Bragg à la température ( $\Delta\lambda/\Delta T$ ). Dans le cas de cette fibre à 6 canaux, nous obtenons une sensibilité du réseau de Bragg vis-à-vis de la température, égale à :

$$\Delta\lambda/\Delta T = 9,0 \text{ pm} / ^\circ\text{C}$$

Malheureusement, compte tenu de la non constance des paramètres optogéométriques de la fibre réalisée, la sensibilité du réseau à la température change suivant les sections de fibre. Des mesures de sensibilité ont donc été effectuées sur 4 tronçons de la fibre à 6 canaux afin d'évaluer les variations typiques de sensibilité le long de la fibre. Les résultats sont présentés dans le Tableau III-9. En moyenne, le déplacement de la résonance de Bragg est de  $10 \pm 1 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ .

Section de fibre	1	2	3	4
$\Delta\lambda/\Delta T$ (pm/°C)	10,4	10,6	9	9,8

Tableau III-9 : Sensibilité du réseau de Bragg à la température pour 4 sections de fibre à 6 trous

Pour les fibres à 18 et 3 canaux, nous avons de même évalué la sensibilité du réseau de Bragg vis-à-vis de la température (Cf. Tableau III-10). Elle est de l'ordre de 10 pm /°C, valeur proche de la sensibilité du réseau à la température pour des fibre conventionnelles. La géométrie de la fibre ne semble donc pas trop influencer la sensibilité thermique du réseau de Bragg à la température.

Type de fibre (nombre de canaux)	6	18	3
$\Delta\lambda/\Delta T$ (pm/°C)	10	10,1	9,9

Tableau III-10 : Sensibilité du réseau de Bragg à la température pour la fibre à 6, 18 et 3 trous

### III.3.c *Mesure fine de la sensibilité (sur une gamme restreinte) du pic de Bragg à la valeur de l'indice de réfraction du liquide inséré dans les canaux*

Nous allons présenter ici un exemple de mesure de sensibilité du réseau de Bragg à l'indice du liquide présent dans les canaux lorsque le liquide inséré présente un indice de réfraction égal à 1,39 à 1550 nm et 25 °C.

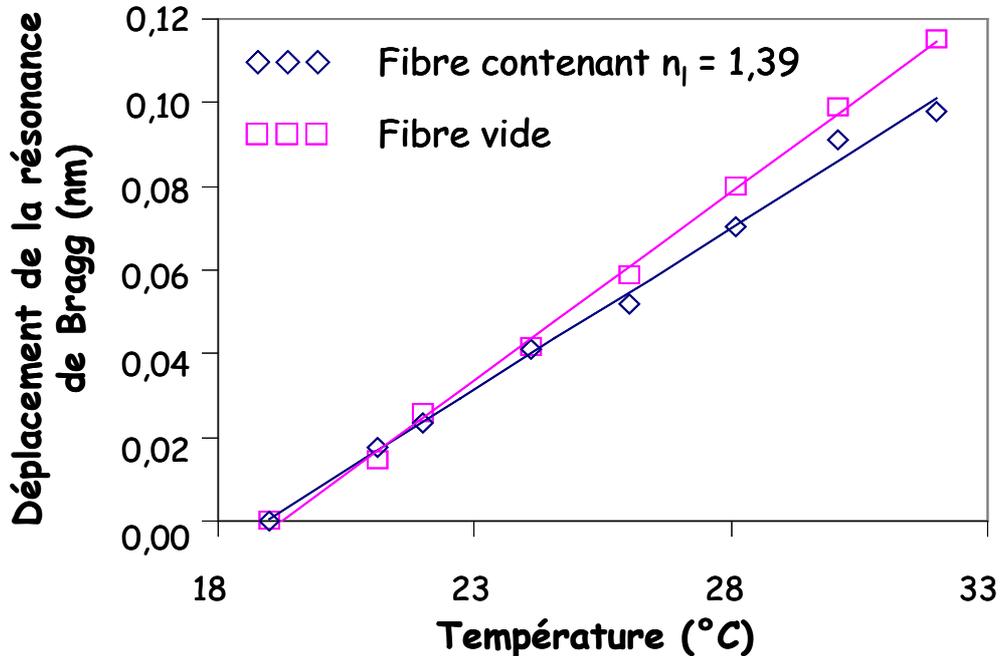


Figure III-53 : Déplacement de la résonance de Bragg en fonction de la température dans le cas d'une fibre vide et d'une fibre remplie de liquide d'indice ( $n_l = 1,39$  à 1550 nm et 25 °C) (fibre à six trous)

Sur la Figure III-53 est présenté le déplacement de la résonance de Bragg en fonction de la température dans le cas d'une fibre vide (représenté par des carrés) et d'une fibre remplie de liquide d'indice ( $n = 1,39$  à  $1550$  nm et  $25$  °C, représenté par des losanges). Précisons que la courbe représentée par des losanges, représente le déplacement de la résonance de Bragg sous l'influence de la variation de l'indice du liquide introduit mais aussi de la température sur la silice. La sensibilité du réseau de Bragg à la température est de  $9$  pm/°C (pente de la courbe représentée par des carrés). La sensibilité du réseau de Bragg à la température dans le cas d'une fibre remplie de liquide d'indice est réduite à  $7,7$  pm/°C (pente de la courbe représentée par des losanges). Pour déterminer le déplacement de la résonance de Bragg dû seulement à la variation d'indice du liquide, il convient de soustraire la courbe représentant le déplacement du pic de Bragg dans le cas d'une fibre vide à celle représentant son déplacement dans le cas d'une fibre remplie. Le résultat est présenté dans la Figure III-54. La sensibilité du réseau de Bragg à l'indice de réfraction du liquide présent dans les canaux de la fibre est de  $\Delta\lambda/\Delta n = 3,1$  nm/ u. i. r. En supposant à présent que la résolution spectrale du système d'analyse est de  $1$  pm, la résolution en indice du réseau de Bragg est alors de  $3,2 \times 10^{-4}$  u. i. r. lorsque l'indice du liquide présent dans les canaux est de  $1,39$  à  $1550$  nm et  $25$  °C.

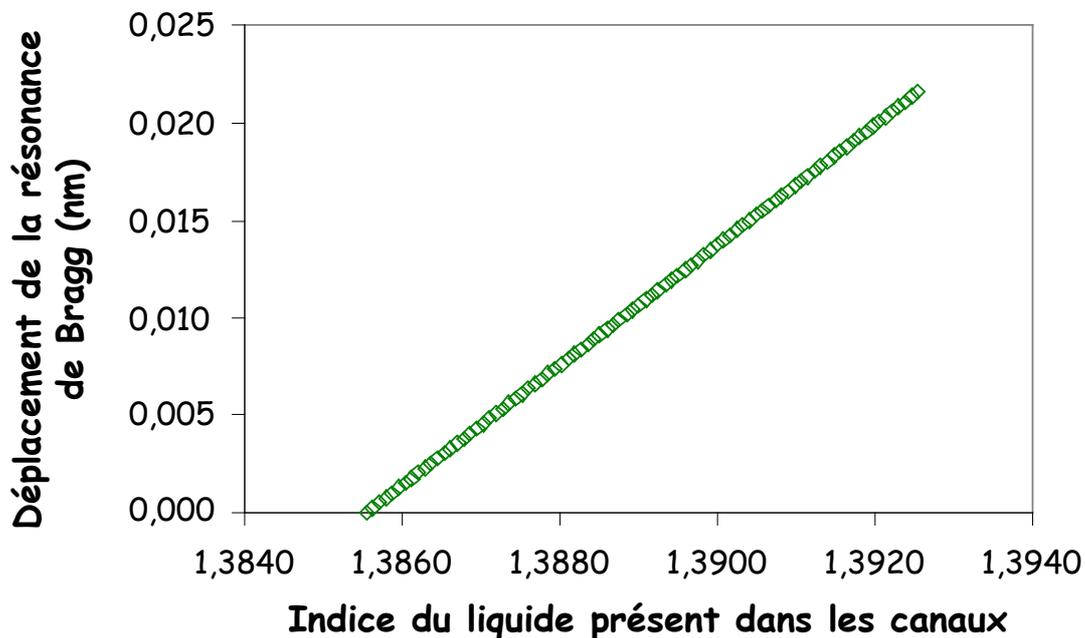


Figure III-54 : Déplacement du pic de Bragg dû à la variation seule de l'indice de réfraction du liquide présent dans les canaux

Nous avons effectué l'étude pour 3 liquides d'indice différents :  $n_1 = 1,3245$ ,  $n_1 = 1,4097$ ,  $n_1 = 1,44385$  (à  $1550$  nm /  $25$  °C). Les résultats sont consignés dans le tableau ci-184

dessous (Cf. Tableau III-11). On note que la sensibilité est plus élevée quand  $n_1$  est proche de l'indice de la silice. Les écarts entre les résultats expérimentaux et la simulation (Cf. Tableau III-11) s'expliquent essentiellement par le manque de précision sur les dimensions du cœur (paramètres de simulation), la stabilité de la température ( $\sim 0,1$  °C) du réseau et l'inhomogénéité des profils d'indice entre tronçons.

Indice du liquide @ 1550 nm/ 25 °C	$\Delta\lambda/\Delta n$ (nm/u.i.r.) Simulation	$\Delta\lambda/\Delta n$ (nm/u.i.r.) Expérience
1,3245	0,9	4,5
1,4097	3,6	5
1,44385	22,9	16

Tableau III-11 : Sensibilités spectrales du réseau de Bragg pour trois valeurs différentes d'indice de réfraction du liquide inséré dans les canaux de la fibre à 6 trous

### III.4 Conclusion

Nous déterminons la sensibilité de la résonance de Bragg à l'indice de réfraction du liquide inséré dans les canaux de la fibre. Pour les fibres à 6 et 18 trous, les « résolutions en indice » atteignent respectivement  $7 \times 10^{-5}$  et  $2 \times 10^{-5}$ , lorsque l'indice de réfraction se trouvant dans les canaux de la fibre est de l'ordre de 1,44, sous l'hypothèse que la résolution du système de mesure est de 1 pm.

Pour aller au delà, nous proposons deux méthodes pour améliorer de la sensibilité, l'inscription d'un réseau à traits inclinés ou la modification du profil de la fibre. Ainsi, après l'inscription d'un réseau de Bragg à traits inclinés dans la fibre à six trous, nous avons suivi l'évolution des quatre premiers modes observés expérimentalement avec l'indice de réfraction du liquide se trouvant dans les canaux de la fibre. La résolution en indice d'un mode d'ordre élevé est meilleure que celle du mode fondamental. Ainsi le troisième mode observé expérimentalement atteint une résolution de  $1,4 \times 10^{-5}$  avec un liquide d'indice de réfraction proche de 1,44 dans les canaux de la fibre. La seconde possibilité d'amélioration de la « sensibilité du réseau de Bragg » à l'indice de réfraction consiste à modifier les paramètres optogéométriques de la fibre. Le profil proposé est une fibre à trois gros trous possédant un petit cœur. La résolution en indice atteint alors  $6 \times 10^{-6}$  lorsque le liquide inséré dans les canaux a un indice de

---

réfraction de l'ordre de 1,4, alors que pour la fibre à 6 et 18 trous, les résolutions en indice sont respectivement de  $2,1 \times 10^{-4}$  et  $1,8 \times 10^{-4}$ . La résolution est notablement améliorée.

Des mesures de sensibilité à la température du réseau de Bragg inscrit dans les fibres microstructurées ont été menées et ont conduit à une valeur de l'ordre de  $10 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ , du même grandeur que dans le cas d'une fibre conventionnelle.

Deux phénomènes opposés, influant sur le décalage spectral, coexistent lorsque l'on chauffe une fibre microstructurée contenant un réseau de Bragg et un liquide dans les canaux. Le premier phénomène est la dilatation du réseau et la variation de l'indice de réfraction de la silice avec la température, entraînant un décalage spectral de la résonance de Bragg de  $10 \text{ pm}/^\circ\text{C}$  vers les grandes longueurs d'onde. Le second est le décalage spectral induit par la variation de l'indice de réfraction du liquide inséré dans les canaux de la fibre. Ce décalage se fait cette fois vers les basses longueurs d'onde, puisque l'indice de réfraction du liquide diminue avec l'augmentation de la température. Dans le chapitre II de la partie IV, nous verrons qu'un choix adéquat de l'indice de réfraction du liquide permet d'augmenter la sensibilité du réseau de Bragg à la température.

**Partie IV**  
**Dispositifs à réseaux de Bragg**



# Chapitre I

## Réfractométrie : dispositif de mesure de l'indice de réfraction du milieu présent dans les canaux

Nous voulons montrer la faisabilité d'un système réutilisable qui permettra de mesurer l'indice de réfraction de liquide en les insérant dans les canaux de la fibre microstructurée à 6 trous puis en les extrayant pour introduire un autre liquide.

### I.1 Principe

Le liquide à analyser est introduit dans les canaux de la fibre. Lorsque le liquide atteint le réseau de Bragg, la résonance de Bragg connaît un décalage spectral vers les grandes longueurs d'onde. Le déplacement de la résonance de Bragg est suivi en interrogeant le réseau en réflexion. En analysant le décalage spectral il est alors possible d'évaluer l'indice de réfraction du liquide. Le liquide est ensuite extrait de la fibre, qui devient de nouveau utilisable pour une nouvelle analyse.

### I.2 Description du dispositif

Le système réalisé est composé de 4 parties :

- la partie destinée à l'insertion du liquide à analyser,
- la partie transduction et détection,

- la partie système de pompage,
- la partie permettant le contrôle de la pression (de façon quantitative).

Chacune de ces quatre parties est reliée à un des bras d'une croix à quatre voies (Cf. Figure IV-1).

La partie correspondant à l'insertion du liquide à analyser est constituée d'un récipient contenant le liquide à analyser et d'une vanne (vanne 1) qui permettra de contrôler l'arrivée de ce liquide dans la croix.

La partie transduction / détection comprend la fibre microstructurée contenant le réseau de Bragg et le système d'analyse. Nous clivons la fibre à quelques mm du réseau de Bragg. Cette extrémité est collée (avec de la colle « araldite ») à un tube en téflon qui est ensuite inséré dans la croix. Le réseau se trouve donc à l'intérieur de la croix. Ainsi le liquide introduit par capillarité ne parcourra que quelques mm pour l'atteindre. L'autre extrémité de la fibre est soudée à une fibre monomode reliée au système de détection. Le système de détection est le dispositif permettant de suivre le déplacement du réseau de Bragg, décrit dans la section III.1.a de la partie III.

La partie système de pompage est composée d'une pompe à vide, d'un réservoir de garde qui récupèrera le liquide analysé, pompé, et d'une vanne (vanne 3), pour le contrôle du pompage.

La partie permettant le contrôle de la pression est une simple vanne (vanne 2) reliée à la quatrième voie de la croix. Elle permet, lorsqu'elle est ouverte, de rétablir la pression atmosphérique dans le dispositif.

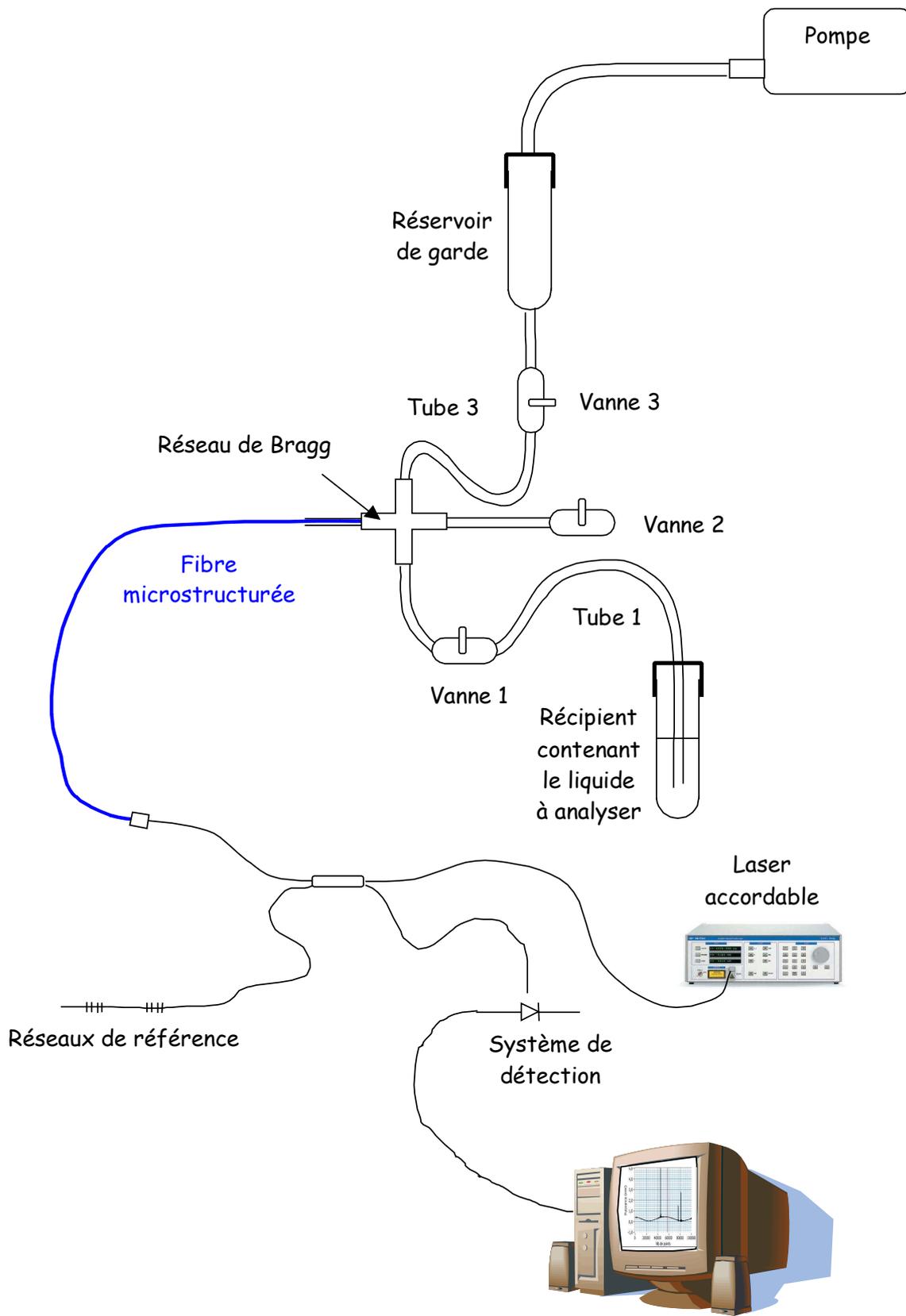


Figure IV-1 : Principe de la mesure en réflexion avec le système en croix

Initialement les vannes sont ouvertes et la pression à l'intérieur du dispositif est la pression atmosphérique. La fibre microstructurée est soudée à une fibre monomode reliée au système de détection. A l'autre extrémité, elle est collée à une des voies de la croix, avec le réseau de Bragg dans la croix très proche de l'extrémité de la fibre. La première étape consiste à remplir la croix de liquide. La vanne 2 est fermée, la pompe est donc mise en marche et les vannes 1 et 3 sont ouvertes. Lorsque le tube 3 se remplit ou que le liquide atteint le réservoir de garde, les vannes 1 et 3 sont fermées. La fibre baigne alors dans le liquide. La vanne 2 est ouverte pour que ce dernier monte par capillarité dans la fibre. L'interrogation du réseau se faisant en temps réel, la vanne 2 est fermée lorsque le décalage spectral de la résonance de Bragg vers le rouge est observé. Le tube 1 est sorti du récipient contenant le liquide à analyser, les vannes 1 et 3 sont ouvertes et la pompe est mise en marche. La vanne 2 est aussi ouverte afin de vider totalement la croix et les tubes du dispositif du liquide à analyser. Une fois les tubes vidés, les vannes 1 et 2 sont fermées et seule la vanne 3 reste ouverte. Ainsi, nous extrayons le liquide des canaux de la fibre. La résonance de Bragg se décale à cette occasion vers les basses longueurs d'onde. Une fois la fibre vidée, la pompe est arrêtée et les vannes sont ouvertes afin de rétablir la pression atmosphérique à l'intérieur du dispositif. Ce dernier est à présent opérationnel pour une nouvelle mesure. Les différentes séquences d'utilisation du dispositif sont résumées dans le Tableau IV-1.

Séquences	Vanne 1	Vanne 2	Vanne 3	Pompe	Action	Conséquence
0	-	-	-	Arrêt	-	Air partout
1	Ouverte	Fermée	Ouverte	Marche	Remplir la croix de liquide	Fibre dans le liquide
2	Fermée	Ouverte	Fermée	Arrêt	Remplir la fibre de liquide	Liquide monte par capillarité
3	Ouverte et tube 1 hors du liquide	Fermée	Ouverte	Marche	Vider le tube 1 du liquide	-
4	Fermée	Fermée	Ouverte	Marche	Vider la fibre du liquide	-
5	Ouverte	Ouverte	Fermée	Arrêt	Rétablissement des pressions	Air partout

Tableau IV-1 : Les différentes étapes pour le fonctionnement du dispositif en croix

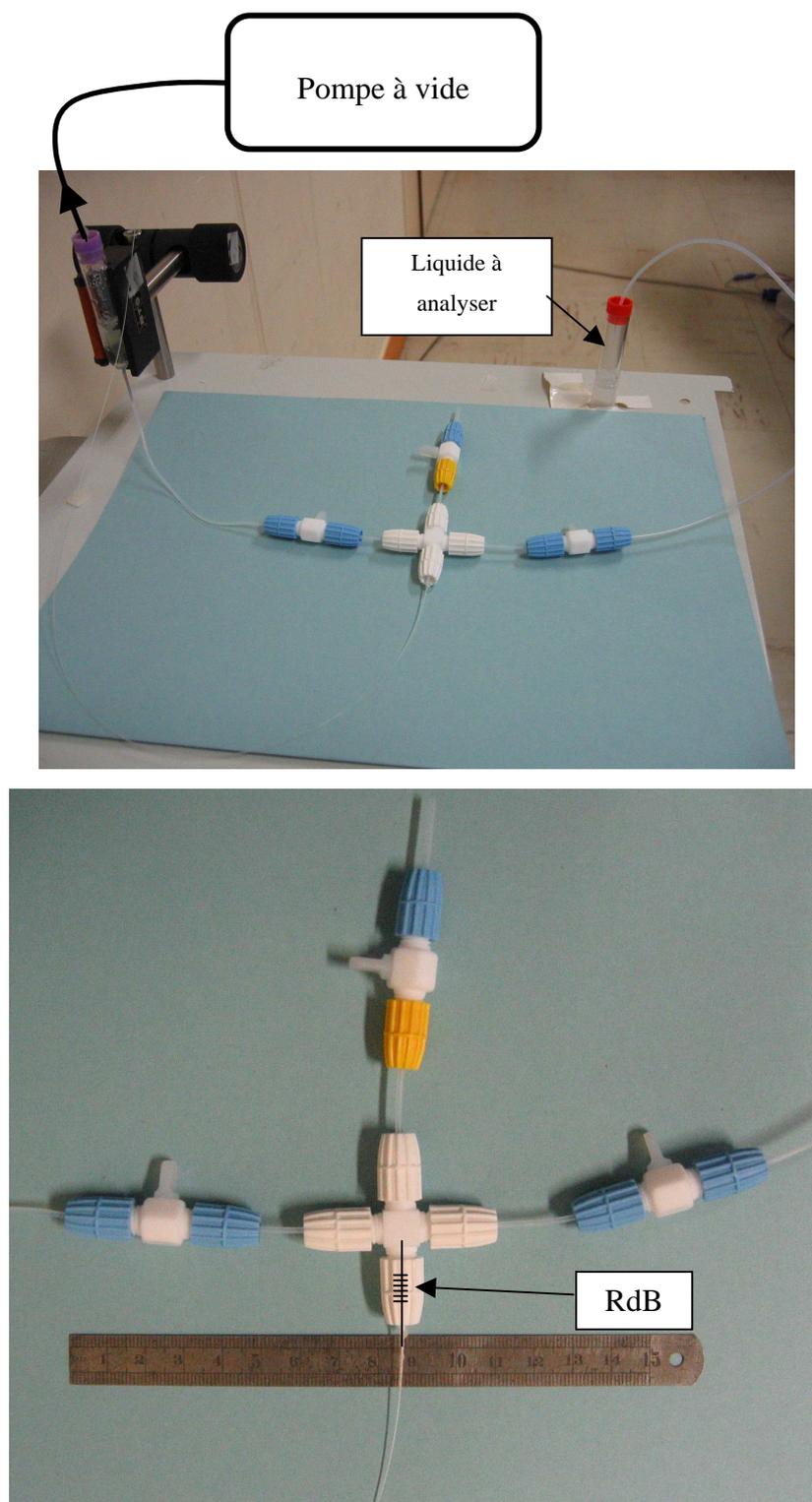


Figure IV-2 : Photographies du prototype du dispositif de mesure d'indice de réfraction en bout de fibre (fibre à 6 trous)

Sur la Figure IV-2, nous présentons des photos du prototype du dispositif de mesure en bout de fibre réalisé.

### I.3 Expérience avec de l'eau comme liquide à analyser

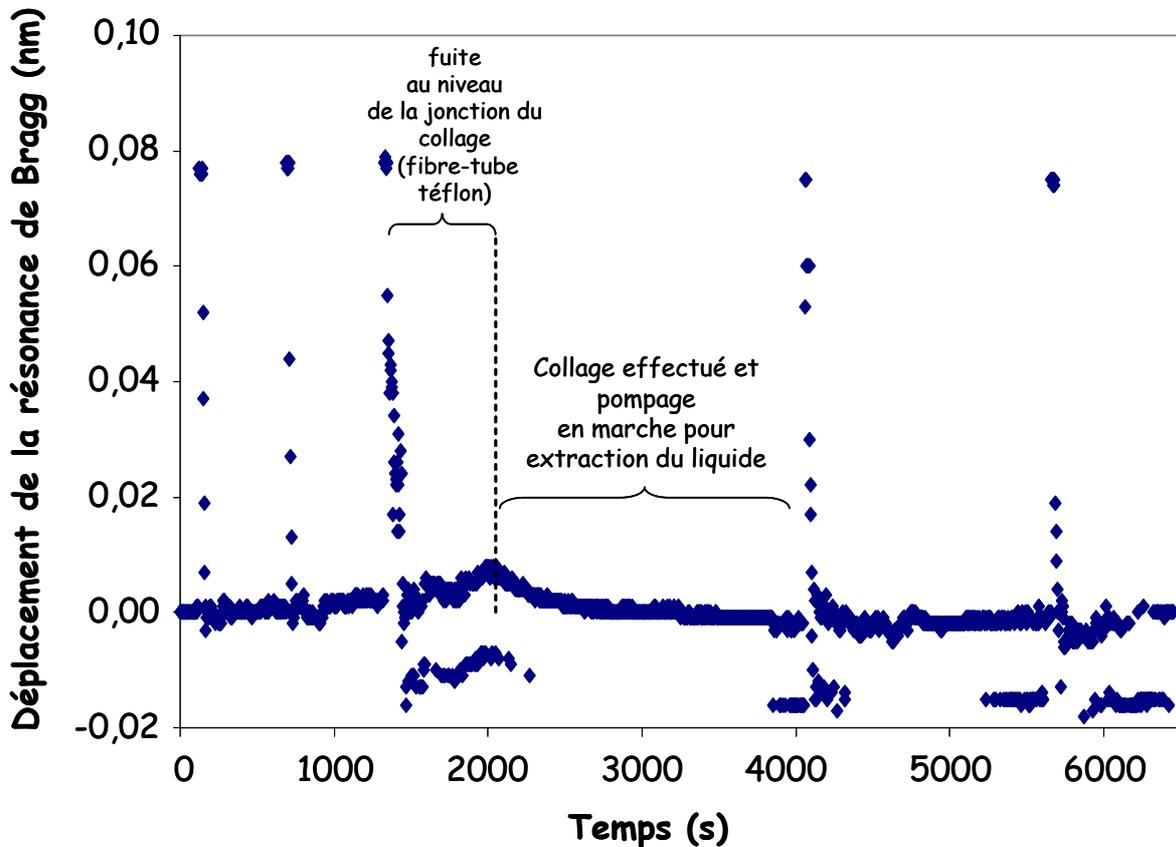


Figure IV-3 : Déplacement de la résonance de Bragg en fonction du temps sur cinq cycles (dispositif en croix)

Nous effectuons les expériences en prenant de l'eau comme liquide à analyser. Il n'a pas été possible de faire l'étude avec un liquide d'indice de type « huile Cargille » car le liquide d'indice avait initialement provoqué un décollement entre la fibre et le tube en téflon, rendant le système moins étanche. De plus, il était difficile de nettoyer le dispositif après insertion du liquide d'indice dans le dispositif. Nous introduisons donc l'eau de la manière décrite dans le paragraphe précédent. Plusieurs cycles (introduction et extraction de liquide) ont été effectués. Sur la Figure IV-3, est présenté le résultat de ces cinq cycles. Lors du troisième cycle, la fibre s'est décollée du tube en téflon générant ainsi une fuite et donc des problèmes d'étanchéité. Lors de l'extraction de l'eau pendant ce cycle, une fuite est apparue entraînant le décalage de la résonance de Bragg vers le rouge. Un point de colle ayant été déposé au niveau de la fuite afin de la colmater, la résonance de Bragg s'est alors décalée comme souhaité vers sa longueur d'onde initiale (longueur d'onde quand la fibre est vide). Les spectres (réponse

spectrale en réflexion du réseau de Bragg) acquis après chacun des cycles montrent que la résonance de Bragg revient à sa longueur d'onde initiale, c'est à dire celle mesurée quand la fibre est vide (Cf. Figure IV-4). Par contre nous n'expliquons pas encore à ce jour le décalage de la ligne de base lorsque le dispositif est vidé en fin de troisième cycle.

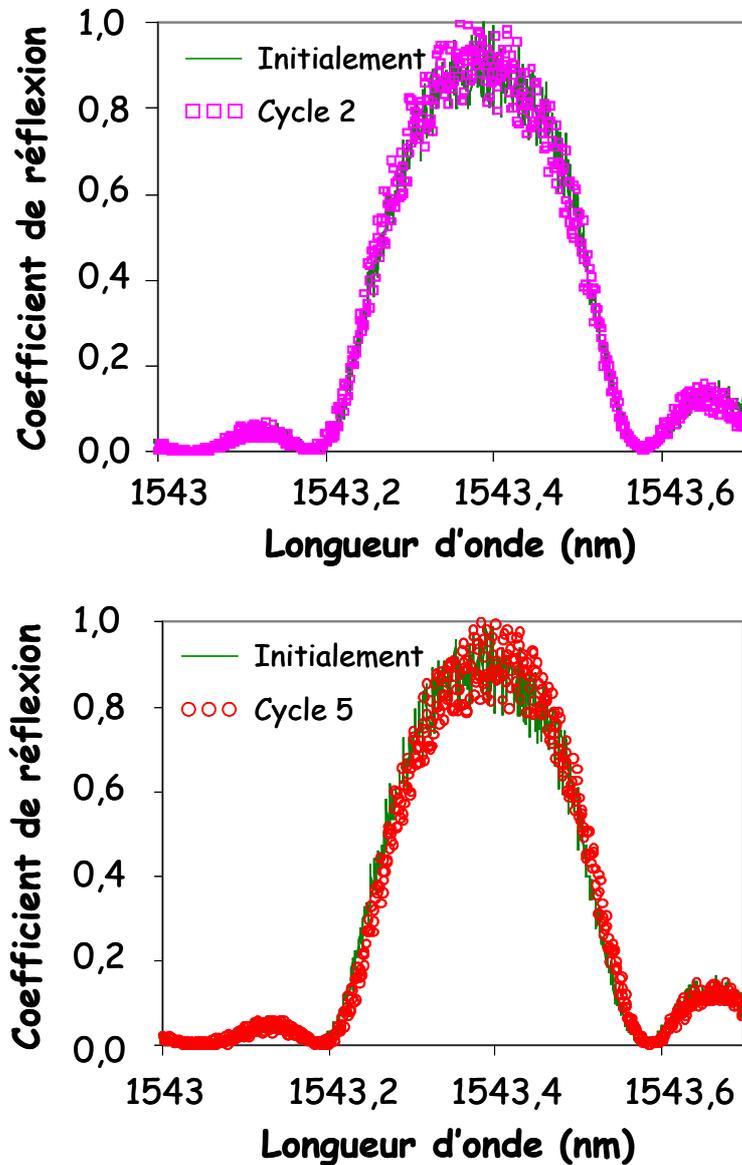


Figure IV-4 : Réponse spectrale en réflexion du réseau de Bragg fibre vide puis après le deuxième et cinquième cycle

Sur la Figure IV-5, nous observons plus en détails les deux premiers cycles. L'insertion du liquide dans les canaux nécessite un temps relativement court (moins de dix secondes, car le temps d'acquisition entre deux points est de 4 s). L'extraction du liquide prend, quant à

elle, environ 44 s. Après extraction du liquide, la résonance de Bragg revient à sa longueur d'onde initiale à 3 pm près.

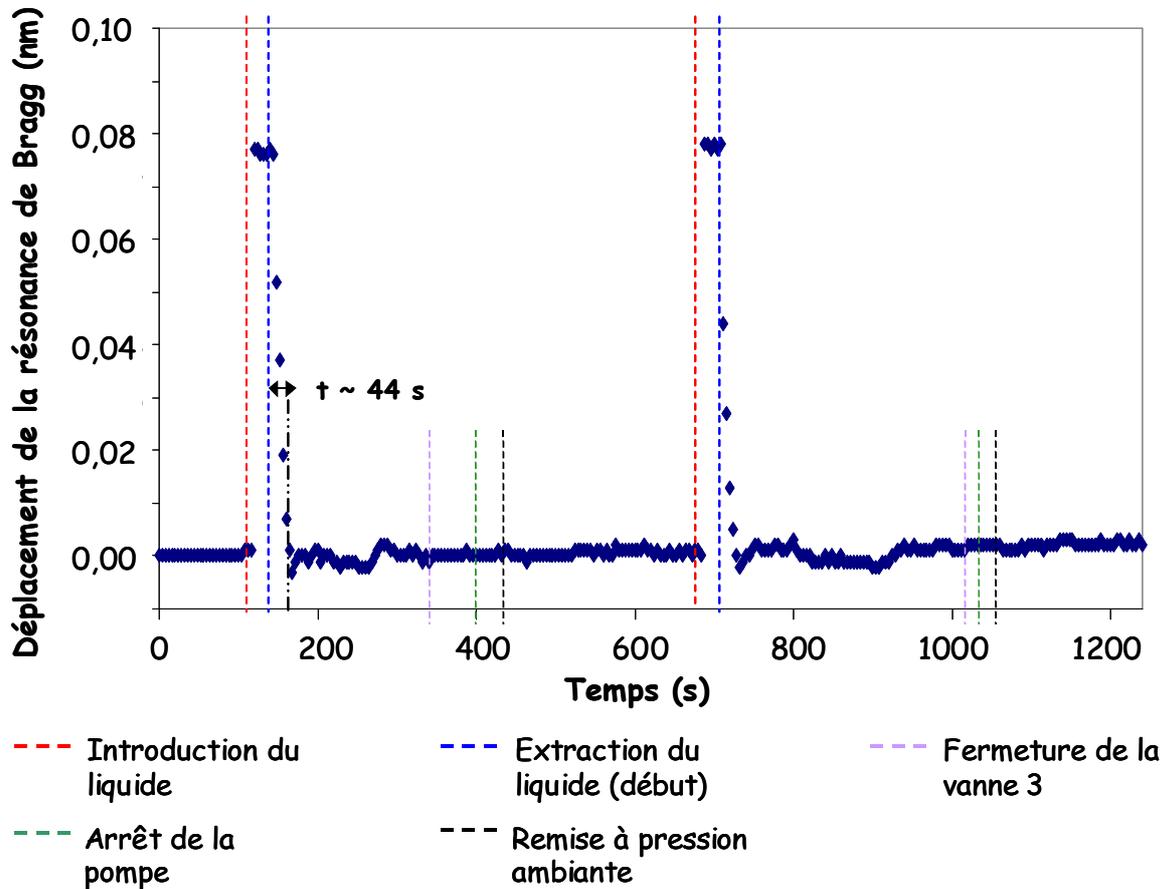


Figure IV-5 : Visualisation des deux premiers cycles d'introduction et d'extraction de l'eau

A travers ces premières expériences, nous montrons la faisabilité d'un système réutilisable de mesure d'indice en bout de fibre. Le problème d'étanchéité du dispositif reste à résoudre, mais le choix d'une connectique (vannes, tubes, ...) plus adéquate permettrait d'une part de limiter les fuites (mauvaise étanchéité) et d'autre part de réduire le volume de liquide nécessaire à l'analyse, par exemple en diminuant les longueurs, le diamètre des tubes et celui de la croix.

## I.4 Conclusion

Les premiers résultats d'insertion et d'extraction montrent qu'il est possible de gérer plusieurs cycles d'insertion-mesure-extraction, la résonance de Bragg revenant à sa position de départ après chacun d'eux. La progression du liquide dans les canaux de la fibre jusqu'au réseau de Bragg est quasi immédiate (le réseau se trouve à 7 mm de l'extrémité de la fibre) et

l'extraction du liquide se fait en 44 s. Le prototype présenté ici démontre qu'il est donc possible de réaliser un dispositif permettant des analyses successives de produits avec une même fibre microstructurée.

Dans le cas présent, il reste encore quelques points critiques de type technologique à résoudre. Le dispositif tel qu'il est conçu, ne peut être testé qu'avec des solutions aqueuses ne polluant pas trop les raccords et les tubes. Les tests effectués avec les huiles Cargille ont soulevé des problèmes d'étanchéité, empêchant l'extraction du liquide. En outre le nettoyage de ce type de liquide est assez difficile. Le liquide laisse des traces dans la connectique. Un choix plus approprié de cette dernière s'impose, afin de minimiser les problèmes d'étanchéité. De plus, suivant le produit à analyser, il faudra identifier le solvant adapté, permettant de parfaitement nettoyer le dispositif entre deux mesures.

Réaliser un capteur jetable, c'est à dire fondé sur un tronçon de fibre contenant un réseau de Bragg en extrémité de fibre et utilisable une seule fois, pourrait être envisagé. Cependant, cela sous entend que pour chaque réseau de Bragg, il faut que la réponse spectrale soit la même afin de pouvoir réaliser une courbe de calibrage universelle. Or, nous avons montré dans le paragraphe I.3.c de la partie III, que la résonance de Bragg pouvait varier de 800 pm entre deux inscriptions de réseaux de Bragg à l'aide du banc à masque de phase. Cependant, les courbes représentant le déplacement spectral en fonction de l'indice de réfraction du liquide inséré dans les canaux de la fibre, prouvent que le décalage spectral relatif est le même sur différents tronçons de la fibre à 18 trous, même si la réponse spectrale des réseaux n'était pas identique pour chacun. Dans l'état actuel de la technique, il serait donc possible d'envisager des mesures d'indice de réfraction en relatif, mais pas de mesures absolues. L'homogénéité de la fibre de la fibre à 18 trous, entre autres sur de grandes longueurs, permet d'obtenir des courbes de décalage spectral déterministes et reproductibles en fonction de l'indice de réfraction, ce qui n'est pas le cas de la fibre à six canaux.



## Chapitre II

# Etude préliminaire sur l'augmentation de la sensibilité de longueur d'onde de résonance de Bragg à la température

Dans ce chapitre nous étudions la possibilité d'amplifier la sensibilité d'un réseau de Bragg à la température en insérant un liquide dans les canaux de la fibre à 18 trous en vue de réaliser un capteur de température de grande sensibilité. Le choix de l'indice de réfraction du liquide est bien entendu très important. Les réseaux considérés dans cette étude sont de type droit à pas courts.

Abramov *et al.* ont montré qu'en inscrivant un réseau de Bragg à pas longs dans une fibre microstructurée et en insérant un polymère dans les canaux, le décalage spectral du pic de résonance atteint 74 nm / 100°C. L'indice de réfraction du polymère est de 1,45 et la dépendance en température est de  $-4,12 \times 10^{-4}$ . Ils utilisent cette grande dépendance à la température pour réaliser un filtre largement accordable [2].

Nous relatons, dans la suite de ce chapitre, une étude préliminaire qui vise à comprendre les mécanismes qui conduisent à l'amplification de la sensibilité du réseau à la température. Nous cherchons à déterminer les conditions à imposer sur l'indice de réfraction du liquide introduit dans les canaux de la fibre afin d'amplifier la sensibilité thermique d'un réseau de Bragg. Rappelons que les liquides introduits dans les canaux de la fibre sont des huiles calibrées (huiles Cargille) dont nous connaissons l'évolution de l'indice de réfraction avec la température et la longueur d'onde. Le choix du liquide à introduire dans les canaux ainsi que

l'optimisation du profil de la fibre qui permettront d'amplifier plus encore la sensibilité du réseau à la température restent à réaliser.

## II.1 Principe

Un liquide (huile de type Cargille) est inséré dans les canaux d'une fibre microstructurée contenant un réseau de Bragg à pas courts. L'indice de réfraction du liquide diminue lorsque la température augmente. La présence de ce liquide d'indice augmente la sensibilité du réseau à la température sous certaines conditions portant sur l'indice de réfraction du liquide, telles que décrites dans le paragraphe suivant.

## II.2 Comment choisir l'indice de réfraction du liquide ?

Le choix de l'indice de réfraction du liquide qui est inséré dans les canaux de la fibre est crucial si l'on souhaite augmenter singulièrement la sensibilité du réseau à la température. Dans le chapitre III.3 de la partie III de ce manuscrit, nous avons découlé les phénomènes induisant le décalage spectral de la résonance de Bragg. Celui-ci est d'une part, engendré par l'effet de la température sur le réseau de Bragg (dilatation  $\left(\frac{1}{L} \times \frac{dL}{dT}\right)$  et variation de l'indice de la silice  $\left(\frac{dn}{dT}\right)$ ) et d'autre part par le changement d'indice de réfraction du liquide (dû à sa dépendance thermique  $dn_{\text{liquide}}/dT$ ) inséré dans les canaux. Ces deux effets sont respectivement notés  $\left.\frac{\Delta\lambda}{\Delta T}\right|_{RdB}$  et  $\left.\frac{\Delta\lambda}{\Delta T}\right|_n$  dans la suite du mémoire. Le décalage spectral de la résonance de Bragg dû à la dilatation du réseau se fait vers les grandes longueurs d'onde (« positif »). A *contrario*, celui dû au changement d'indice de réfraction du liquide se traduit par un déplacement vers les basses longueurs d'onde (« négatif »). En effet, quand la température augmente, l'indice de réfraction du liquide diminue. Nous noterons  $\left.\frac{\Delta\lambda}{\Delta T}\right|_{(n + RdB)}$ , la sensibilité du réseau de Bragg à la température en présence de liquide dans les canaux de la fibre, incluant les deux effets. L'indice de réfraction des huiles (Cargille) utilisées dépend de la température. La variation est de l'ordre de  $dn_l/dT \sim -4,12 \times 10^{-4}$  entre 15°C et 35°C.

Dans ce chapitre, nous avons décrit l'influence de la température sur le réseau de Bragg en présence et absence de liquide d'indice dans les canaux de la fibre à six canaux (fibre vide :  $\Delta\lambda/\Delta T = 10 \text{ pm}/^\circ\text{C}$  ; fibre remplie de liquide d'indice ( $n_1 = 1,3897$ ) :  $\Delta\lambda/\Delta T = 7,7 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ ), ce qui permet de mettre en évidence une réduction de la sensibilité thermique.

Nous allons maintenant réaliser une étude similaire avec la fibre à 18 canaux. Le dispositif utilisé pour cela a été présenté dans le chapitre III.3.a de la partie III. Rappelons que le déplacement spectral est d'approximativement  $10 \text{ pm}/^\circ\text{C}$  dans la fibre vide. Lorsque la fibre est remplie d'un liquide d'indice de réfraction de  $n_1 = 1,3897$  (à  $1550 \text{ nm}$  et  $25^\circ\text{C}$ ), le déplacement spectral dû à la dilatation du réseau de Bragg avec la température et au changement de l'indice de réfraction du liquide est de  $7,55 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ . Nous constatons que dans ce cas également, la sensibilité de la fibre n'est pas amplifiée. La Figure IV-6 et le Tableau IV-2 montrent que les courbes d'évolution de la résonance de Bragg en fonction de la température, en présence de liquide, présentent une pente positive comme c'est le cas pour la fibre vide (décalage spectral vers les grandes longueurs d'onde). Pour ces indices de réfraction, l'effet dominant reste la dilatation du réseau de Bragg. Cependant, plus l'indice de réfraction du liquide se trouvant dans les canaux de la fibre est élevé et plus la sensibilité du réseau  $\left( \frac{\Delta\lambda}{\Delta T} \Big|_{(n + RdB)} \right)$  diminue. Les mesures ont été effectuées sur quatre tronçons de fibre à 18 trous différents.

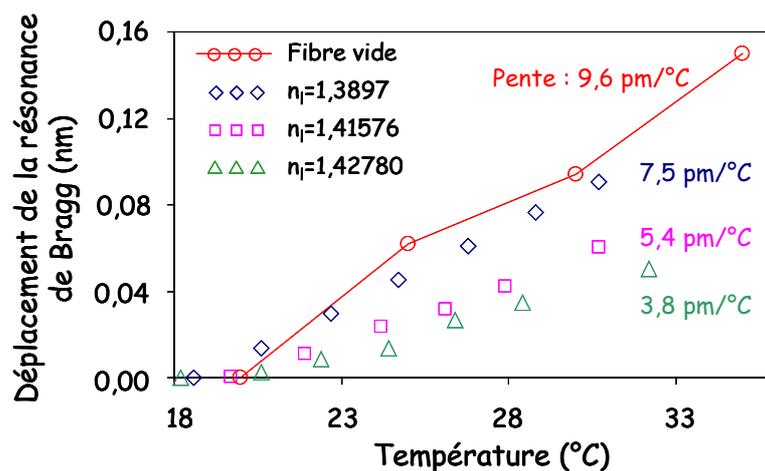


Figure IV-6 : Déplacement spectral de la résonance de Bragg en fonction de la température lorsque la fibre est vide et en présence de différents liquides d'indice calibré ( $n_1 = 1,3897$  ;  $n_1 = 1,41576$  ;  $n_1 = 1,42780$  à  $1550 \text{ nm}$  et  $25^\circ\text{C}$ ), dans la fibre à 18 trous

Fibre	Indice (à 25°C et 1550 nm)	$dn_1/dT$ (u. i. r. /°C)	$\left( \frac{\Delta\lambda}{\Delta T} \Big _{(n + RdB)} \right)$ (nm/°C)
1	1	–	$9,10 \times 10^{-3}$
2	1,3897	$-4,12 \times 10^{-4}$	$7,55 \times 10^{-3}$
3	1,41576	$-4,01 \times 10^{-4}$	$5,35 \times 10^{-3}$
4	1,42780	$-3,96 \times 10^{-4}$	$3,80 \times 10^{-3}$

Tableau IV-2 : Sensibilité du réseau de Bragg à la température dans la fibre vide et en présence de différents liquides calibrés dont l'indice de réfraction varie avec la température

Comme précédemment, plus l'indice de réfraction augmente et plus le déplacement spectral dû à la variation de l'indice de réfraction avec la température prend de l'ampleur comparé au déplacement spectral dû au réseau de Bragg, d'où la décroissance de la valeur de la pente (Cf. Tableau IV-2). Ainsi, en choisissant un liquide présentant un indice de réfraction suffisamment élevé, le déplacement spectral dû à son changement d'indice peut devenir prédominant. En insérant dans les canaux de la fibre un liquide d'indice de réfraction de 1,43984, puis en chauffant la fibre, la courbe de  $\Delta\lambda$  en fonction de la température présente un minimum à une température  $T_0$ , qui correspond à la valeur d'indice de réfraction  $n_1(T_0)$  où les deux effets se compensent (Cf. Figure IV-7). Nous noterons  $n_l^{Minimum}$  ( $n_l^{Minimum} = n_1(T_0)$ ) la valeur de l'indice de réfraction au point d'équilibre, valeur minimale à atteindre afin d'entrer dans la zone où  $\frac{\Delta\lambda}{\Delta T} \Big|_n$  est l'effet dominant. Sur un intervalle de température centré en  $T_0$ , l'indice du liquide est tel qu'il permet d'assurer un équilibre entre les deux effets (Cf. Figure IV-8). Evidemment, la limite haute de la valeur d'indice de réfraction du liquide inséré dans les canaux demeure l'indice effectif ( $n_{eff}$ ) du mode guidé car au-delà cette valeur, le mode ne l'est plus.

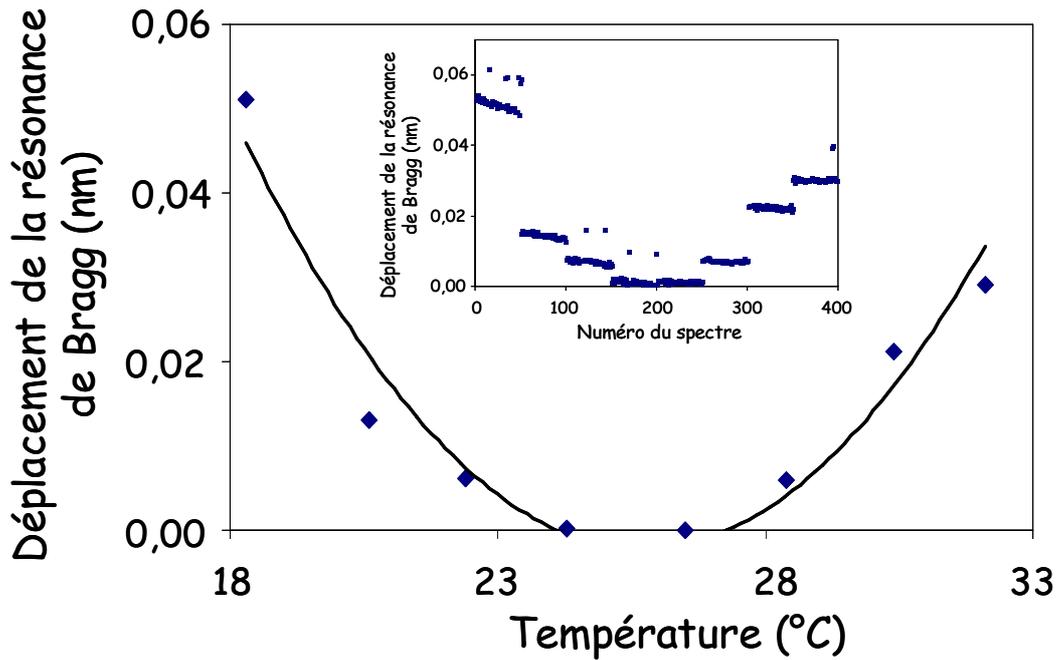


Figure IV-7 : Déplacement spectral de la résonance de Bragg en fonction de la température en présence d'un liquide d'indice de réfraction égal à 1,43984 (à 25 °C et 1550 nm), pour la fibre à 18 trous

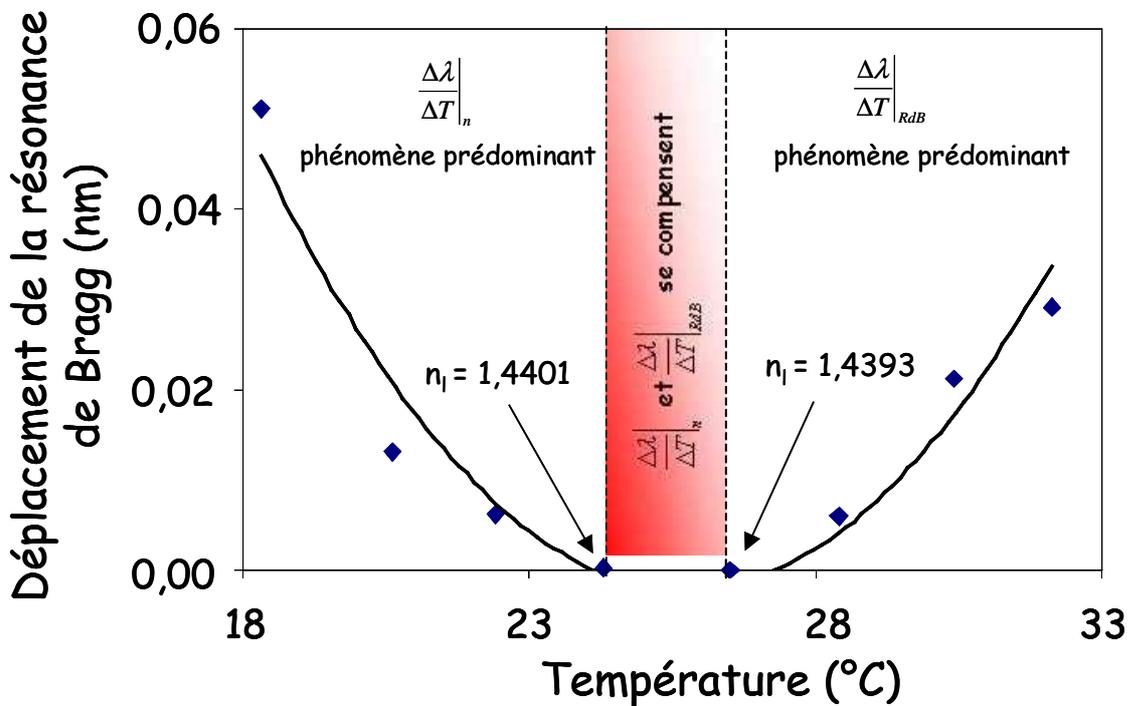


Figure IV-8 : Séparation en trois zones selon l'influence d'un effet par rapport à un autre et zone d'équilibre entre les deux (fibre à 18 trous)

Pour un liquide d'indice de réfraction supérieur à  $n_i^{Minimum}$ ,  $\left. \frac{\Delta\lambda}{\Delta T} \right|_n$  est l'effet dominant.

Cependant il faut atteindre une valeur d'indice seuil, notée  $n_i^{seuil}$ , au-delà de laquelle la sensibilité du réseau à la température sera effectivement amplifiée. Pour des valeurs d'indices de réfraction proches compris entre  $n_i^{Minimum}$  et  $n_i^{seuil}$ , la sensibilité du réseau de Bragg peut être bien au contraire quasi-nulle si l'indice de réfraction est très proche de  $n_i^{Minimum}$ , soit inférieure à la sensibilité du réseau à la température pour une fibre conventionnelle ( $\sim 10 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ ).

En prenant un liquide dont l'indice de réfraction est supérieur à  $n_i^{seuil}$ , la courbe de  $\Delta\lambda$  en fonction de la température présente une pente négative (prédominance de l'effet du changement d'indice de réfraction du liquide). Sur la Figure IV-9 est présenté le déplacement spectral de la résonance de Bragg en fonction de la température en présence d'un liquide d'indice de réfraction égal à 1,44385 (à  $25^\circ\text{C}$  et  $1550 \text{ nm}$ ). Nous constatons que la courbe obtenue n'est plus linéaire mais a l'allure d'un polynôme du deuxième degré. La régression par un polynôme d'ordre 2, donne l'équation suivante :

$$\text{Déplacement } (\lambda_B) = 0,0008 T^2 - 0,0631T + 1,2084$$

$$\frac{\Delta(\text{Déplacement}(\lambda_B))}{\Delta T} = 0,0016 T - 0,0631$$

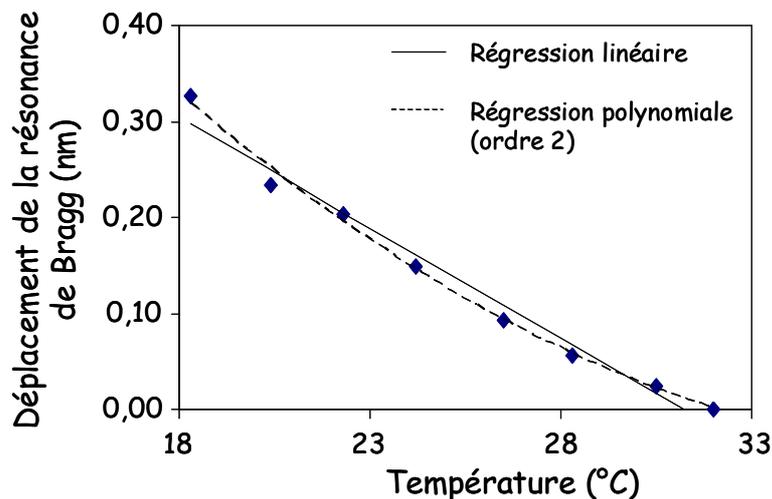


Figure IV-9 : Déplacement spectral de la résonance de Bragg en fonction de la température en présence d'un liquide d'indice de réfraction égal à 1,44385 – prédominance du changement d'indice de réfraction du liquide d'indice

Indice de réfraction du liquide introduit : $n_l = 1,44385$ (1550 nm et 25 °C)			
T(°C)	20	25	30
$\Delta\lambda/\Delta T$ (pm/°C)	-31,1	-23,1	-15,1

Tableau IV-3 : Sensibilité de la résonance du réseau de Bragg à la température en trois points de fonctionnement dans la fibre à 18 trous

Dans le Tableau IV-3, nous présentons la sensibilité du réseau de Bragg à la température en présence de liquide en trois points de fonctionnement de la courbe présentée sur la Figure IV-9.

La sensibilité de la résonance d'un réseau de Bragg à la température, en présence d'un liquide d'indice de réfraction supérieur à  $n_l^{seuil}$  est augmentée (par exemple  $\left. \frac{\Delta\lambda}{\Delta T} \right|_n = -31$  pm/°C à 20°C pour un liquide d'indice de réfraction de 1,4458 à 20°C et 1550 nm, au lieu de  $\left. \frac{\Delta\lambda}{\Delta T} \right|_n = 10$  pm/°C pour une fibre vide) à condition que sur la plage de température de mesure (comprise entre  $T_{min}$  et  $T_{max}$ ), la condition suivante soit vérifiée :

$$n_l(T_{max}) = n_l^{seuil} < n_l(T) < n_l(T_{min}) = n_{eff}$$

où  $n_l(T)$  est l'indice de réfraction que prend le liquide à la température  $T$ . Nous rappelons que la variation de l'indice de réfraction du liquide avec la température étant négative,  $n_l(T_{max}) < n_l(T_{min})$ .

La valeur de  $n_l^{Minimum}$  varie avec le profil de la fibre microstructurée. Pour la fibre à 18 trous, le minimum de la courbe de  $\Delta\lambda$  en fonction de la température, zone d'équilibre entre les deux effets, est obtenu lorsque nous insérons dans les canaux de la fibre le liquide d'indice de réfraction égal à 1,43984 (à 25°C et 1550 nm). A 1550 nm, pour la fibre à six trous, ce minimum apparaît à 22°C lorsque le liquide inséré dans les canaux présente un indice de réfraction de 1,4470 (soit 1,44586 à 1550 nm et 25°C) (Cf. Figure IV-10).

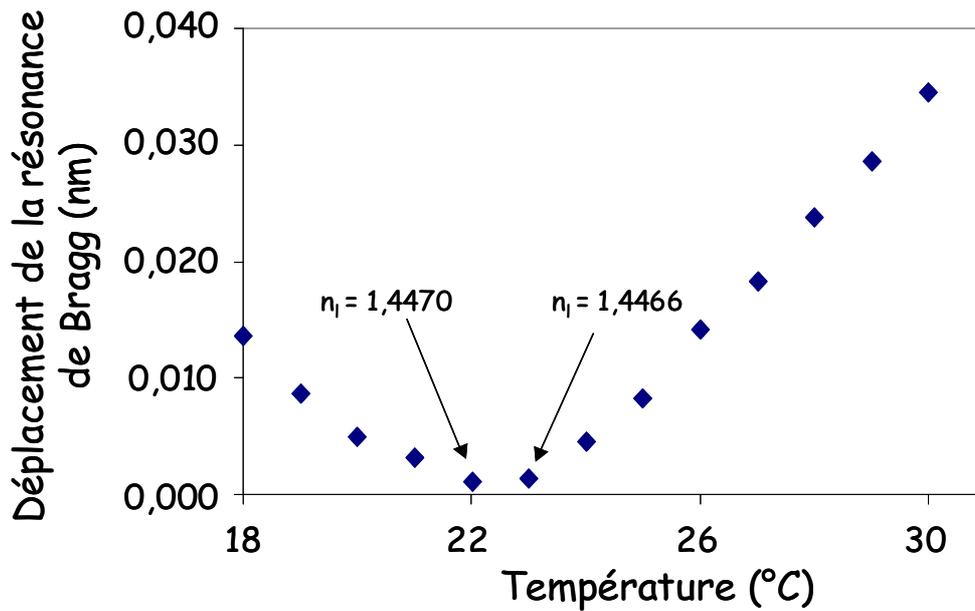


Figure IV-10 : Déplacement spectral de la résonance de Bragg en fonction de la température en présence d'un liquide d'indice de réfraction  $n_l = 1,4470$  (à 22°C et 1550 nm)

Sur la Figure IV-11, nous superposons aux courbes d'évolution de la longueur d'onde de Bragg avec l'indice de réfraction (pour des réseaux inscrits dans la fibre à 6 et 18 trous), les intervalles de  $n_l^{Minimum}$  pour les deux fibres pour lesquels nous avons un minimum. En évaluant les pentes des courbes (pour  $n_l^{Minimum} < n_l$ ), il est possible de savoir pour quelle fibre le réseau de Bragg sera le plus sensible à la température. La sensibilité du réseau de Bragg à l'indice du liquide est liée à la sensibilité du réseau à la température, puisque pour  $n_l^{Minimum} < n_l$ , l'effet dominant sur le décalage spectral est le changement d'indice de réfraction du liquide. Ainsi, un réseau de Bragg inscrit dans la fibre à 6 trous contenant un liquide d'indice de réfraction de 1,450 (à 1550 nm) sera plus sensible à la température qu'un réseau inscrit dans la fibre à 18 trous contenant un liquide d'indice de réfraction égal à 1,445 (à 1550 nm). Il faut cependant veiller à ce que  $n_l^{seuil} < n_l$ , pour effectivement augmenter la sensibilité du réseau à la température.

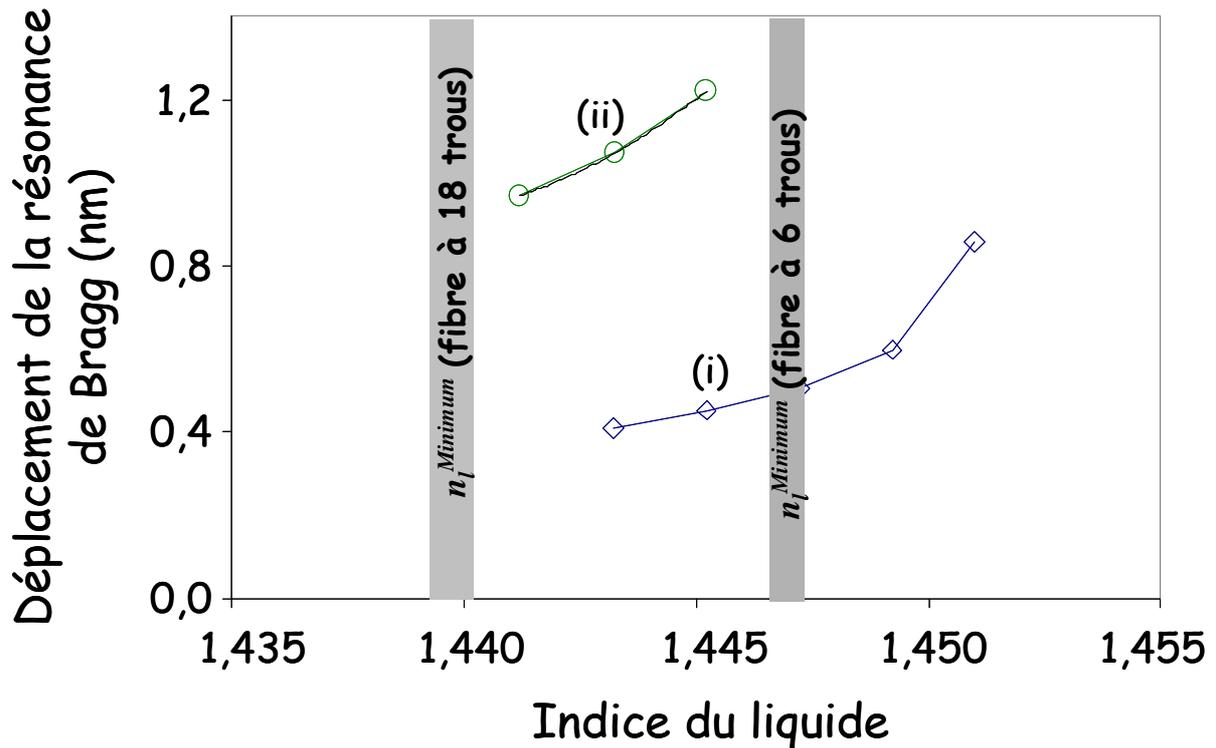


Figure IV-11 : Superposition aux courbes de sensibilité des réseaux de Bragg (inscrit dans la fibre à 6 (i) et 18 trous (ii)), des intervalles de  $n_l^{Minimum}$  des deux fibres

Une étude plus complète sur le choix du produit à introduire dans les canaux est à réaliser. Le choix d'un produit sous la forme d'un polymère permettrait de le figer au droit du réseau. Il faut cependant maîtriser la polymérisation du monomère initial. Par ailleurs, lors des tests de température, le polymère est aussi susceptible d'exercer des contraintes supplémentaires (allongement du réseau dû à la dilatation du polymère), qui engendront un décalage spectral de signe opposé à celui dû au changement de l'indice de réfraction. D'un autre côté, le choix d'un produit sous une forme liquide implique la nécessité d'emprisonner le liquide au niveau du réseau de Bragg, même lors des variations de température. Une augmentation de la température a tendance à faire bouger le liquide dans les canaux, s'il n'est pas maintenu en place d'une manière ou d'une autre. Pour ce faire, nous avons effectué des tests qui ont montré la possibilité de maintenir le liquide au niveau du réseau en réduisant la longueur de fibre microstructurée. Nous avons soudé les deux extrémités de la fibre microstructurée à des *pigtails* standard télécom afin de pouvoir réaliser une connexion aisée aux systèmes optiques d'interrogation et d'analyse. Les soudures ont montré des pertes très faibles (amplitude de la résonance de Bragg constante) à condition de veiller à ne pas laisser de liquide en extrémité

de fibre lors de la soudure. Les mesures effectuées avec cette fibre soudée aux deux extrémités ont donné la courbe du déplacement spectral de la résonance de Bragg en fonction de la température en présence d'un liquide d'indice de réfraction égal à 1,44586 (à 1550 nm et 25°C) présenté sur la Figure IV-10.

### II.3 Conclusion

Les expériences menées ont permis de montrer que le choix de l'indice de réfraction du liquide introduit dans les canaux de la fibre a une forte influence sur la sensibilité d'une résonance du réseau de Bragg à la température. L'étude de l'effet de la température sur un réseau de Bragg inscrit dans la fibre à 6 trous et la fibre à 18 trous a permis de déterminer une valeur d'indice de réfraction minimum ( $n_l^{Minimum}$ ), qui dépend du profil de la fibre, au-delà duquel l'effet du changement d'indice est prédominant par rapport à la dilatation du réseau due à la température. Pour la fibre à 6 canaux,  $n_l^{Minimum}$  se situe autour de 1,447 alors que pour la fibre à 18 trous  $n_l^{Minimum} = 1,4398$ . Il faut également que l'indice du liquide inséré dans les canaux de la fibre soit supérieur à une valeur d'indice de réfraction seuil ( $n_l^{seuil}$ ) pour que la sensibilité du réseau à la température soit amplifiée. La limite haute de l'indice de réfraction du liquide est l'indice effectif du mode guidé, car au-delà la lumière fuit dans le liquide et n'est donc plus guidée. La présence de ces limites en indice est contraignante, car elle réduit la plage de mesure en température. Par exemple pour la fibre à 18 trous,  $n_l^{seuil}$  est de l'ordre de 1,4415 et la limite haute est à environ 1,4466 (valeur d'indice testée la plus haute). La plage d'indice de réfraction sur laquelle le liquide peut évoluer, est alors de 0,005. u.i.r. En prenant une variation d'indice de réfraction du liquide de l'ordre de  $dn_l/dT \sim -4 \times 10^{-4}/^\circ\text{C}$ , la plage de mesure en température se limite alors à 12°C. Une solution pour augmenter cette plage de mesure serait de choisir un liquide dont l'indice de réfraction « n » varierait moins avec la température. Mais cela implique alors une sensibilité du réseau de Bragg à la température qui serait moindre, tout en restant meilleure que celle d'une fibre conventionnelle (10 pm /°C), en considérant que la condition  $n > n_l^{seuil}$  soit vérifiée. Par contre, si le liquide choisi possède un indice de réfraction variant plus fortement avec la température, la sensibilité de la résonance de Bragg à la température serait *de facto* augmentée. Il faut donc faire un choix entre dynamique de mesure et gain en sensibilité thermique du réseau de Bragg, pour une fibre donnée.

Nous montrons donc ici la possibilité d'augmenter la sensibilité du réseau à la température. Cependant avant de parvenir à la conception d'un capteur de température hypersensible, un travail d'optimisation sur le profil de la fibre reste à faire ainsi qu'une étude plus complète sur le choix du produit à introduire dans les canaux. Au delà, la possibilité de modifier le profil de la fibre permet d'envisager l'augmentation de la sensibilité thermique du réseau en présence de liquide dans les canaux.



# **Conclusion**



---

L'objectif de ces travaux était de développer des transducteurs et des dispositifs aux fonctionnalités innovantes combinant les technologies des réseaux de Bragg et des fibres microstructurées. Nous avons tout d'abord étudié la sensibilité de la résonance de Bragg à l'indice de réfraction et plus précisément la possibilité de réaliser un dispositif réfractométrique avec les fibres microstructurées. Puis une étude a été amorcée, pour déterminer les conditions permettant l'augmentation de la sensibilité du réseau de Bragg à la température.

Tout d'abord, deux premières fibres microstructurées photosensibles ont été réalisées afin de tester les possibilités d'inscription d'un réseau de Bragg dans de tels guides. La première fibre est constituée d'une couronne de 6 canaux de 15  $\mu\text{m}$  de diamètre et de pas  $\Lambda \sim 15,8 \mu\text{m}$ , entourant un cœur dopé Ge non-circulaire de 11  $\mu\text{m}$  de diamètre. La seconde est constituée de deux couronnes respectivement de 6 et 12 canaux de 3,1  $\mu\text{m}$  de diamètre, de pas  $\Lambda \sim 6,7 \mu\text{m}$ , entourant un cœur dopé Ge de 5  $\mu\text{m}$  de diamètre. Nous avons pu ainsi déterminer l'influence de la présence des trous sur l'inscription de réseau de Bragg (réflectivité de l'ordre de 80%, largeur à mi-hauteur des résonances de l'ordre de 300 pm) et adapter les conditions d'inscription à ce type de fibre : focalisation du faisceau laser UV source dans le cœur de la fibre microstructurée pour l'inscription de réseaux de Bragg, et prise en compte de la désorption rapide de l'hydrogène dépendant du profil de la fibre microstructurée.

Nous avons également effectué une comparaison entre les modes obtenus par simulation (LFM et FEM) et ceux observés en réflexion à l'aide d'un banc d'imagerie modale IR. Pour la fibre à 18 trous, les résultats ont montré un très bon accord entre modèle et expériences puisque le mode fondamental et les deux modes d'ordres élevés sont obtenus aussi bien expérimentalement que par simulation. Dans le cas de la fibre à six trous, avec un réseau de Bragg à traits droits inscrit dans le cœur de la fibre, nous avons noté quelques différences entre les résultats expérimentaux et ceux de la simulation. Ainsi, sur les sept premiers modes obtenus par simulation, nous retrouvons 6 modes expérimentalement, cependant deux modes observés expérimentalement n'apparaissent pas dans le résultat du modèle. Nous imputons ces différences au manque de précision dans la définition du contour du cœur dopé Ge retenu pour la simulation. Dans le cas de l'inscription d'un réseau de Bragg à traits inclinés dans le cœur de la fibre microstructurée à six canaux, les résultats de l'imagerie modale montrent un excellent accord entre l'expérience et la simulation, puisque nous retrouvons expérimentalement les 14 premiers modes.

Par la suite, nous avons déterminé la sensibilité de la résonance de Bragg à l'indice de réfraction en suivant l'évolution spectrale de cette résonance avec l'insertion de plusieurs liquides d'indices de réfraction différents dans les canaux de la fibre. Les sensibilités atteintes sont de  $7 \times 10^{-5}$  /pm et  $2 \times 10^{-5}$  /pm respectivement avec les fibres à 6 et 18 trous pour un liquide d'indice de réfraction de l'ordre de 1,44. Pour améliorer cette sensibilité, nous avons proposé l'inscription d'un réseau de Bragg à traits inclinés dans la fibre à 6 trous et avons suivi l'évolution spectrale des quatre premières résonances en fonction de l'indice de réfraction du liquide inséré dans les canaux. En considérant un mode d'ordre supérieur, la sensibilité peut être améliorée car plus l'ordre du mode est élevé, plus celui-ci est étendu dans la gaine : le champ évanescent interagit alors plus fortement avec le milieu inséré dans les canaux de la fibre. Pour le troisième mode observé expérimentalement, la sensibilité atteint  $4,3 \times 10^{-4}$  /pm et  $1,4 \times 10^{-5}$  /pm respectivement pour des indices de réfraction de 1,33 et 1,44, tandis que dans le cas du mode fondamental d'un réseau de Bragg à trait droit, la sensibilité n'est que de  $4 \times 10^{-3}$  /pm pour indice de réfraction de 1,33 et  $7 \times 10^{-5}$  /pm pour un indice de 1,44. La deuxième possibilité pour augmenter la sensibilité de la longueur d'onde de résonance à l'indice consiste à modifier le profil de la fibre afin d'accroître l'interaction entre le mode fondamental et le milieu introduit dans les canaux. Nous avons alors proposé une fibre à trois gros trous de  $1434 \mu\text{m}^2$  entourant un petit cœur de 3 à 4  $\mu\text{m}$  de diamètre environ. Les mesures de sensibilité conduisent pour cette fibre à une valeur de  $6 \times 10^{-6}$  /pm pour un liquide d'indice de réfraction de 1,40. Pour ce même indice, l'emploi des fibres à 6 et 18 trous donne respectivement des sensibilités de  $2,1 \times 10^{-4}$  /pm et  $1,8 \times 10^{-4}$  /pm. Une possibilité d'augmenter encore la sensibilité consisterait à associer un réseau de Bragg à traits inclinés et la fibre à trois trous.

Nous avons ensuite réalisé le prototype d'un dispositif réfractométrique réversible, donc réutilisable, en bout de fibre, permettant l'insertion puis l'extraction du liquide à analyser et ce sur plusieurs cycles. Les premières expériences ont été menées avec de l'eau comme liquide à analyser. Lorsque le liquide est inséré dans les canaux de la fibre, nous observons un décalage spectral immédiat de la résonance de Bragg du mode fondamental de 80 pm. Pour la phase d'extraction, la résonance de Bragg revient à sa longueur d'onde initiale et le temps d'extraction est de 44 s. Ce temps d'extraction pourrait être amélioré en réduisant les fuites d'air du système, en travaillant sur l'étanchéité du système ou le choix de la connectique. Cependant nous avons atteint notre objectif qui était de montrer la faisabilité d'un tel dispositif.

Il est assez difficile de comparer les caractéristiques du dispositif réalisé (temps d'extraction, décalage spectral) à des travaux existants car nous n'avons pas trouvé dans la littérature des dispositifs dont le principe de fonctionnement se rapproche de ce qui a été présenté et développé à l'occasion de ce travail.

En complément, une étude préliminaire a été réalisée afin de montrer la possibilité d'augmenter la sensibilité de la longueur d'onde de résonance du réseau de Bragg à la température. Le principe consiste à insérer dans les canaux de la fibre microstructurée possédant un réseau de Bragg, un liquide d'indice de réfraction supérieur à un indice seuil variant avec le profil de la fibre. En chauffant la fibre contenant le liquide dont l'indice de réfraction varie thermiquement, nous observons un décalage spectral de la résonance de Bragg du mode fondamental. Ce décalage est dû à deux effets antagonistes : celui de la température sur le réseau (dilatation du réseau et variation de l'indice de la silice) et celui dû à la variation de l'indice de réfraction du liquide inséré dans les canaux. Nous avons montré qu'il existe un point d'équilibre correspondant à un indice de réfraction minimum ( $n_l^{Minimum}$ ) pour lequel les deux effets se compensent. En deçà de cette valeur d'indice, l'effet de la température sur le réseau est prédominant et au-delà de cette valeur d'indice c'est l'autre effet qui domine, nous permettant de retenir une configuration donnant lieu à l'augmentation de la sensibilité thermique, dès que l'indice de réfraction  $n_l$  du liquide présent dans les canaux est supérieur à un indice de réfraction seuil ( $n_l^{Minimum} < n_l^{seuil}$ ) et évidemment inférieur à l'indice effectif du mode ( $n_l^{seuil} < n_l < n_{eff}$ ). L'étude a été menée sur les fibres à notre disposition, n'amplifiant la sensibilité du réseau de Bragg à la température que d'un facteur 1,2 ou 2 (pour la fibre à 18 trous) en fonction de la gamme de température, par rapport à la sensibilité thermique d'un réseau de Bragg à traits droits inscrit dans une fibre monomode conventionnelle (10 pm/°C). Une possibilité pour améliorer la sensibilité du réseau à la température serait de recourir à une autre fibre microstructurée possédant une meilleure sensibilité spectrale à l'indice de réfraction et donc de réaliser l'expérience avec la fibre à trois trous.

Les applications envisageables pour la mesure d'indice de réfraction se situent dans le domaine de la biologie : la détection d'analytes cibles *via* la biofonctionnalisation des canaux de la fibre par exemple. Le dispositif réalisé pourrait ainsi être utilisé pour la phase

d'activation des canaux de la fibre. Il servirait à insérer et extraire les différents réactifs intervenant dans la fonctionnalisation de ceux-ci.

# **Annexe**



## Annexe A :

Huiles Cargille :

Nom du liquide	Indice de réfraction (25°C et 1550 nm)	dn/dT entre 15°C et 35°C [°C <sup>-1</sup> ]
$l_1$	1,296	$-3,37 \times 10^{-4}$
$l_2$	1,442	$-3,92 \times 10^{-4}$

Equation de Cauchy : variation de l'indice de réfraction à 25°C, avec la longueur d'onde  $\lambda$  exprimée en angströms :

Pour le liquide  $l_1$  :

$$n\left(\lambda\left(\overset{\circ}{\text{A}}\right)\right) = 1,294756 + \frac{198560,5}{\lambda^2} + \frac{-5,809673 \times 10^{11}}{\lambda^4}$$

Pour le liquide  $l_2$  :

$$n\left(\lambda\left(\overset{\circ}{\text{A}}\right)\right) = 1,440161 + \frac{403604,5}{\lambda^2} + \frac{2,595812 \times 10^{11}}{\lambda^4}$$

# **Bibliographie**



- 
- [1] A. A. ABRAMOV, B. J. EGGLETON, J. A. ROGERS, R. P. ESPINDOLA, A. HALE, R. S. WINDELER AND T. A. STRASSER, "Electrically tunable efficient broad-band fiber filter," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11**, pp 445-447 (1999).
- [2] A. A. ABRAMOV, A. HALE, R. S. WINDELER AND T. A. STRASSER, "Widely tunable long-period fibre gratings," *Electron. Lett.* **35**, pp 81-82 (1999).
- [3] T. AKAMATSU, K. OKAMURA, AND Y. UEDA, "Fabrication of graded-index fibers without an index dip by chemical vapor deposition method," *Appl. Phys. Lett.* **31** (8), pp 515-517 (1977).
- [4] S. E. BARKOU S. E., J. BROENG, A. BJARKLEV, "Dispersion properties of photonic band-gap guiding fibers," *Optical Fiber Communication Conference, OSA Technical Digest Series* (Optical Society of America, Washington DC, 1999), ref. FG5, pp 117-119, San Diego CA (États Unis), 21 février 1999.
- [5] S. E. BARKOU., J. BROENG, A. BJARKLEV, "Silica-air photonic crystal fiber design that permits waveguiding by a true photonic bandgap effect," *Opt. Lett.* **24** (1), pp 46-48 (1999).
- [6] <http://www.rsoftdesign.com/>
- [7] P. J. BENNET, T.M. MONRO, AND D.J RICHARDSON, "Toward practical holey fiber technology: fabrication, splicing, modeling and characterization," *Opt. Lett.* **24** (17), pp 1203-1205 (September 1999).
- [8] V. BEUGIN, V. PUREUR, L. PROVINO, L. BIGOT, G. MELIN, A. FLEUREAU, S. LEMPEREUR, AND L. GASCA, "Interet du dopage phosphore pour la photoinscription de réseaux de Bragg dans une fibre microstructurée," *Actes Conférence 24ème Journées Nationales d'Optique Guidée* (Chambéry), pp 292-294 (2005).
- [9] V. BHATIA, D. K. CAMPBELL, D. SHERR, T. G. D'ALBERTO, N. A. ZABARONICK, G. A. TEN EYCK, K. A. MURPHY AND R. O. CLAUS, "Temperature-insensitive and strain insensitive long-period grating sensors for smart structures," *Opt. Eng.* **36**, pp 1872-1876 (1997).

- 
- [10] F. BILODEAU, B. MALO, J. ALBERT, D. C. JOHNSON, K. O. HILL, Y. HIBINO, M. ABE, AND M. KAWACHI, "Photosensitization of optical fiber and silica-on-silicon/silica waveguides," *Opt. Lett.* **18**, 953-955 (1993).
- [11] T. A. BIRKS, P. J. ROBERTS, P. ST. J. RUSSELL, D. M. ATKIN AND T. J. SHEPHERD, "Full 2D photonic band gaps in silica/air structures," *Electron. Lett.* **31** (22), pp 1941-1943 (1995).
- [12] T. A. BIRKS, D. MOGILEVTSEV, J. C. KNIGHT, AND P. J. RUSSELL, "Dispersion compensation using single-material fibers," *IEEE Photon. Tech. Letters* **11** (6), pp 674-676 (Juin 1999).
- [13] B. BOURLIAGUET, C. PARE, F. EDMOND, A. CROTEAU, A. PROULX, AND R. VALLEE, "Microstructured fiber splicing," *Opt. Express* **11** (25), pp 3412-3417 (December 2003).
- [14] F. BRECHET, J. MARCOU, AND D. PAGNOUX, "Etude des propriétés des fibres à cristal photonique par la méthode des éléments finis," *Actes Conférence 18ème Journées Nationales d'Optique Guidée*, pp 75-77 (1998).
- [15] J. BRECHET, J. MARCOU, AND P. ROY, "Complete analysis of the propagation into photonic crystal fibers by the finite element method," *Opt. Fiber Technol.* **6**, pp 181-191 (2000).
- [16] J. CANNING, N. GROOTHOFF, E. BUCKLEY, T. RYAN, K. LYYTIKAINEN, AND J. DIGWEED, "All - fibre Photonic Crystal Distributed Bragg Reflector (PC-DBR) fibre laser," *Opt. Express* **11** (17), pp 1995-2000 (August 2003).
- [17] 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).
- [18] J. H. CHONG AND M. K. RAO, "Development of a system for laser splicing photonic crystal fiber," *Opt. Express* **11** (12), pp 1365 – 1370 (2003).
- [19] J. H. CHONG, M. K. RAO, Y. ZHU, AND P. SHUM, "An effective splicing method on photonic crystal fiber using CO<sub>2</sub> laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15** (7), pp 942-944 (2003).

- 
- [20] A.J. COHEN AND H.L. SMITH, "Ultraviolet and infrared absorption of fused germania", *J. Phys. Chem. Solids* **7**, pp. 301, (1958).
- [21] A.J. COHEN, "Neutron specific color center in fused silica and an impurity band of identical wavelength", *Phys. Rev.* **105**, pp. 1151, (1957).
- [22] D. D. DAVIS, T. K. GAYLORD, E. N. GLYTSIS AND S. C. METTLER, "CO<sub>2</sub> laser-induced long-period fibre gratings: spectral characteristics, cladding modes and polarization independence," *Electron. Lett.* **34** (14), pp 1416-1417 (1998).
- [23] J. DUDLEY, L. PROVINO, N. GROSSARD, H. MAILLOTTE, R. WINDELER, B. EGGLETON, AND S. COEN, "Supercontinuum generation in air-silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping," *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, pp 765-771 (2002).
- [24] B. J. EGGLETON, P. S. WESTBROOK, R. S. WINDELER, S. SPALTER AND T. A. STRASSER, "Grating resonances in air-silica microstructured optical fibers," *Opt. Lett.* **24** (21), pp 1460-1462 (1999).
- [25] B. J. EGGLETON, P. S. WESTBROOK, R. S. WINDELER AND T. A. STRASSER, "Grating spectra in air-silica microstructure fibers," *Optical Fiber Communication Conference ThI2*, Baltimore, Maryland (2000).
- [26] B. J. EGGLETON, A. K. AHUJA, K. S. FEDER, C. HEADLEY, C. KERBAGE, M. D. MERMELSTEIN, A. ROGERS, P. STEINVURZEL, P. S. WESTBROOK AND R. S. WINDELER, "Novel waveguide structures for enhanced fiber grating devices," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electronics* **7** (3), pp 409-424 (2001).
- [27] B. J. EGGLETON, C. KERBAGE, P. S. WESTBROOK, R. S. WINDELER AND A. HALE, "Microstructured optical fiber devices," *Opt. Express* **9** (13), pp 698-713 (2001).
- [28] B. J. EGGLETON, AND C. KERBAGE, "Hybrid active polymer/silica microstructured photonic crystal optical fibers," *Processing and Devices Symposium. Mat. Res. Soc. Symp. Proc. Materials Research Society* **708**, pp 457-466 (2002).

- 
- [29] B. J. EGGLETON, P. S. WESTBROOK, C. A. WHITE, C. KERBAGE, R. S. WINDELER, AND G. L. BURDGE, "Cladding-mode-resonances in air-silica microstructure optical fibers," *J. Light-wave Tech.* **18** (8), pp 1084-1100 (2000).
- [30] T. ERDOGAN AND V. MIRZRAHI, "Characterization of UV-induced birefringence in photosensitive Ge-doped silica optical fibers," *J. Appl. Phys.* **76** (1), pp 73-80 (1994).
- [31] R.P. ESPINDOLA, R. S. WINDELER, A. A. ABRAMOV, B. J. EGGLETON, T. A. STRASSER AND D. J. DIGIOVANNI, "External refractive index insensitive air-clad long period grating," *Electron. Lett.* **35**, pp 327-328 (1999).
- [32] <http://www.comsol.com/>
- [33] E.FELDHEIM, "Quelques nouvelles relations pour les polynômes d'Hermite" *J. London Math. Soc.* **13**, pp 22-29, (1938).
- [34] P. Ferdinand, "Capteurs à fibres optiques à réseaux de Bragg," *Techniques de l'Ingénieurs, traité Mesures et Contrôle R 6 735* (1999).
- [35] A. FERRANDO, E. SILVESTRE, J. J. MIRET, EN P. ANDRES, "Nearly zero ultraflattened dispersion in photonic crystal fiber," *Opt. Lett.* **25** (11), pp 790-792 (2000).
- [36] V. FINAZZI, T. M. MONRO, EN D. J. RICHARDSON, "Small-core silica holey fibers: nonlinearity and confinement loss trade-offs," *J. Opt. Soc. of Am. B* **20** (7), pp 1427-1436 (2003).
- [37] P.Y. FONJALLAZ, H.G. LIMBERGER, R.P. SALATHÉ, F. COCHET, AND B. LEUENBERGER, "Tension increase correlated to refractive index change in fibers containing UV-written Bragg gratings", *Opt. Lett.* **20** (11), pp. 1346-1348, (1995).
- [38] L. B. FU, G. D. MARSHALL, J. A. BOLGER, P.C STEINVURZEL, E. C. MÄGI, M. J. WITHFORD, AND B. J.EGGLETON, "Femtosecond laser writing Bragg gratings in pure silica photonic crystal fibres," *Electron. Lett.* **41** (11), pp 638-640 (2005).
- [39] M. FUJIMAKI, Y. OHKI, J. L. BREBNER, AND S. ROORDA, "Fabrication of long-period optical fibre gratings by use of ion implantation," *Opt. Lett.* **25**, pp. 68-89 (2000).

- 
- [40] M. J. GANDER, R. MCBRIDE, J. D. C. JONES, A. BIRKS, J. C. KNIGHT, P. ST. J. RUSSELL, P. M. BLANCHARD, J. G. BURNETT, EN A. H. GREENAWAY, "Measurement of the Wavelength Dependence of Beam Divergence for Photonic Crystal Fiber," *Opt. Lett.* **24** (15), pp 1017-1019 (1999).
- [41] P. GLAS AND D. FISHER, "Cladding pumped large-mode-area Nd-doped holey fiber laser," *Opt. Express* **10**, pp 286-290 (2002).
- [42] N. GROOTHOFF, J. CANNING, E. BUCKLEY, K. LYTTIKAINEN, AND J. ZAGARI, "Bragg gratings in air-silica structured fibers," *Opt. Lett.* **28** (4), pp 233-235 (2003).
- [43] R. GUOBIN, W. ZHI, L. SHUQIN, AND J. SHUISHENG, "Mode classification and degeneracy in photonic crystal fibers," *Opt. Express* **11** (11), pp 1310-1321 (2003).
- [44] D. P. HAND AND P. S. J. RUSSELL, "Photoinduced refractive-index changes in germanosilicate fibers," *Opt. Lett.* **15**(2), pp 102-104 (1990).
- [45] K.O. HILL, Y. FUJII, D. C. JOHNSON AND B. S. KAWAZAKI, "Photonsensitivity in optical fiber waveguides: application to reflection filter fabrication," *Appl. Phys. Lett.* **32**, pp 647-649 (1978).
- [46] K. O. HILL, B. MALO, F. BILODEAU, D. C. JOHNSON AND J. ALBERT, "Bragg grating fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask," *Appl. Phys. Lett.* **62**, pp 1035-1037 (1993).
- [47] K.O. HILL, B. MALO, F. BILODEAU, D.C. JOHNSON, AND J. ALBERT, "Erratum. 'Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask'", *Appl. Phys. Lett.* **63** (3), pp. 424, (1993).
- [48] G. B. HOCKER, "Fiber-optic sensing of pressure and temperature," *Appl. Opt.* **18**, pp 1445-1448, (1979).
- [49] Y. L. HOO, W. JIN, H. L. HO, D. N. WANG, AND R. S. WINDELER, "Evanescent-wave gas sensing using microstructure fiber," *Opt. Eng.* **41**, pp 8-9 (2002).

- 
- [50] Y. L. HOO, W. JIN, H. L. HO, AND D. N. WANG, "Measurement of gas diffusion coefficient using photonic crystal fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15** (10), pp 1434-1436 (october 2003).
- [51] H. HOSONO, Y. ABE, D. L. KINSER, R. A. WEEKS AND K. M. H. KAWAZOE, "Nature and origin of the 5-eV band in SiO<sub>2</sub>: GeO<sub>2</sub> glasses," *Phys. Rev. B* **46** (18), pp 11445-11451 (1992).
- [52] K. G. HOUGAARD, A. BJARKLEV, E. KNUDSEN, S. BARKOU LIBORI, AND J. RIISHEDE, "Coupling to photonic crystal fibers," *Proceeding Optical Fiber Communication Conference*, pp 627-628 (2002).
- [53] G. HUMBERT AND A. MALKI, "Characterizations at high temperatures of Long- Period Gratings written in Germanium-free air-silica microstructure fiber," *Opt. Lett.* **29** (1), pp 38-40 (2004).
- [54] G. HUMBERT, A. MALKI, S. FÉVRIER, P. ROY, AND D. PAGNOUX, "Electric arc-induced Long-Period Gratings in Ge-free air-silica microstructure fibres," *Electron. Lett.* **39** (4), pp 349-350 (2003).
- [55] A. IADICICCO, A. CUSANO, A. CUTOLO AND M. GIORDANO, "High resolution refractive index sensor by using thinned Fiber Bragg Grating," *Proceedings of the SPIE* **5502**, pp 251-254 (2004).
- [56] 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).
- [57] W. JIN, Y. L. HOO, J. JU, AND H. L. HO, "Loss analysis of single mode fiber/photonic crystal fiber splice," *the 16th International Conference on Optical Fiber Sensors*, (2003).
- [58] G. KAKARANTZAS, T. A. BIRKS, AND P. ST. J RUSSELL, "Structural Long-Period Gratings in photonic crystal fibers," *Opt. Lett.* **27** (12), pp 1013-1015 (2002).
- [59] G. KAKARANTZAS, A. ORTIGOSA-BLANCH, T. BIRKS, P. RUSSELL, L. FARR, F. COUNY, AND B. MANGAN, "Structural rocking filters in highly birefringent photonic crystal fiber," *Opt. Lett.* **28** (3), pp 158-160 (2003).

- 
- [60] R. KASHYAP, "Fiber Bragg Gratings," *Academic press* (1999).
- [61] C. KERBAGE AND B. J. EGGLETON, "Numerical analysis and experimental design of tunable birefringence in microstructured optical fiber," *Opt. Express* **10** (5), pp 246-255 (2002).
- [62] C. E. KERBAGE, B. J. EGGLETON, P. S. WESTBROOK, AND R. S. WINDELER, "Experimental and scalar beam propagation analysis of an air-silica microstructure fiber," *Opt. Express* **7** (3), pp 113-122 (July 2000).
- [63] C. KERBAGE, A. HALE, A. YABLON, R. S. WINDELER, AND B. J. EGGLETON, "Integrated all-fiber variable attenuator based on hybrid microstructure fiber," *Appl. Phys. Lett.* **79**, pp 3191-3193, (2001).
- [64] C. KERBAGE AND J. GING AND P. STEINVURZEL AND A. HALE AND A. YABLON AND R. S. WINDELER AND B. J. EGGLETON, "Air-Silica microstructure fiber based variable optical attenuator device," *Optical Fiber Communication Conference* (2002).
- [65] C. KERBAGE, P. STEINVURZEL, P. REYES, P. S. WESTBROOK, R. S. WINDELER, A. HALE, AND B. J. EGGLETON, "Highly tunable birefringent microstructured photonic crystal optical fiber," *Opt. Lett* **27** (10), pp 842-844 (2002).
- [66] C. KERBAGE, R. S. WINDELER, B. J. EGGLETON, P. MACH, M. DOLINSKI, AND J. A. ROGERS, "Tunable devices based on dynamic positioning of microfluids in microstructured optical fiber," *Opt. Commun.* **204**, pp 179-184 (2002 Avril).
- [67] E. KERRINCKX, L. BIGOT, M. DOUAY AND Y. QUIQUEMPOIS, "Photonic crystal fiber design by means of a genetic algorithm," *Opt. Express* **12**, pp 1990-1995 (2004).
- [68] S. KHALIQ, S. W. JAMES AND R. P. TATAM, "Enhanced sensitivity fibre optic long period grating temperature sensor," *Meas. Sci. Technol.* **13**, pp. 792-795 (2002).
- [69] J.C. KNIGHT, T.A. BIRKS, P. ST. J RUSSEL, AND D.M. ATKIN, "All-silica single mode optical fiber with photonic crystal cladding," *Opt. Lett.* **21** (19), pp 1547-1549 (1996).
- [70] J. C. KNIGHT, T. A. BIRKS, P. ST. J RUSSEL, AND D. M. ATKIN, "Errata : All-silica single mode optical fiber with photonic crystal cladding," *Opt. Lett.*, **22** (7), pp 484-485 (1997).

- 
- [71] J. C. KNIGHT, T. A. BIRKS, AND P. ST. J. RUSSELL, "Endlessly singlemode photonic crystal fiber," *Opt. Lett.* **22** (13), pp 961-963 (1997).
- [72] J. C. KNIGHT, J. BROENG, T. A. BIRKS, P. ST. J. RUSSELL, "Photonic band gap guidance in optical fibers," *Science* **282**, pp 1476-1478, (November 1998).
- [73] J. C. KNIGHT, T. A. BIRKS, R. F. CREGAN, P. ST. J. RUSSELL, AND J.-P. DE SANDRO, "Large mode area photonic crystal fibre," *Electron. Lett.* **34**, pp 1347-1348 (1998).
- [74] Y. KONDO, K. NOUCHI, T. MITSUYU, M. WATANABE, P. G. KAZANSKY, AND K. HIRAO, "Fabrication of long-period fibre gratings by focused irradiation of infrared femtoseconds laser pulses," *Opt. Lett.* **24**, pp.646-648 (1999).
- [75] H. KUSWANTO, F. GOUTALAND, A. BOUKENTER, AND Y. OUERDANE, "UV influence on H<sub>2</sub>- loaded germanosilicate optical fibres defect transformation mechanism through the blue luminescence," *POWAG 2002*, Saint-Petersbourg, (2002).
- [76] L. LABONTE, "Analyse théorique et expérimentale des principales caractéristiques du mode fondamental dans les fibres optiques microstructurées air silice," *PhD Thesis*, Université de Limoges (2005).
- [77] L. LABONTE, F. BAHLOUL, P. ROY, D. PAGNOUX, J. M. BLONDY, J. L. AUGUSTE, G. MELIN, L. GASCA AND M. ZGHAL, "Analyse expérimentale et théorique de la biréfringence dans les fibres microstructurées air silice," *Actes Journées Nationales d'Optique Guidée* (Paris, Octobre 2004).
- [78] 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).
- [79] G. LAFFONT AND P. FERDINAND, "Tilted short-period fiber-Bragg-grating-induced coupling to cladding modes for accurate refractometry," *Meas. Sci. Technol.* **12** (7) pp765-770 (2001).

- [80] G. LAFFONT, AND P. FERDINAND, "Mesure de la salinité et suivi de polymérisation d'une résine à l'aide d'un réfractomètre à réseau de Bragg à traits inclinés," *Proc. Optix 2001*, (Marseille), (26-28 Novembre 2001).
- [81] G. LAFFONT, N. ROUSSEL, L. MAURIN, J. BOUSSOIR, B. CLOGENSON, L. AUGER, S. MAGNE, AND P. FERDINAND, "Wavelength tunable fiber ring laser for high-speed interrogation of fiber Bragg grating sensors," *Proc. 17th Int. Conf. On Optical Fiber Sensors*, (2005).
- [82] J. LAUZON, M. G. SCEATS, P. A. KRUG AND F. OUELLETTE, *Tech. Dig. Optical Fiber Communication*, paper WK14, 137 (1994).
- [83] P. J. LEMAIRE, R. M. ATKINS, V. MIZRAHI, AND W. A. REED, "High-pressure loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO doped optical fibers," *Electron. Lett.* **29** (13), pp. 1191-1193 (1993).
- [84] H.G. LIMBERGER, P.Y. FONJALLAZ, R.P. SALATHÉ, AND F. COCHET, "Compaction- and photoelastic- induced index changes in fiber Bragg gratings", *Appl. Phys. Lett.* **68** (22), pp. 3069-3071, (1996).
- [85] J.T. LIZIER AND G.E. TOWN, "Splice losses in holey optical fibers," *IEEE Photon. Tech. Letters* **13** (8), pp 794-796 (2001).
- [86] P. MACH, C.E. KERBAGE, P. WILTZIUS, R. S. WINDELER, J. A. ROGERS, B. J. EGGLETON, "Optical devices based on tunable scattering material in air-silica microstructured fiber," *Quantum Electronics and Laser Science Conference (QELS '01)*, pp 167-168 (2001).
- [87] P. MACH, M. DOLINSKI, K. W. BALDWIN, J. A. ROGERS, C. KERBAGE, R. S. WINDELER, AND B. J. EGGLETON, "Tunable microfluidic optical fiber," *Appl. Phys. Lett.* **80** (23), pp 4294-4296 (2002).
- [88] B. J. MANGAN, J. C. KNIGHT, T. A. BIRKS, P. ST. J. RUSSELL, AND A. H. GREENAWAY, "Experimental study of dual-core photonic crystal fibre" *Electron. Lett.* **36** (16), pp 1358-1359 (2000).
- [89] B. J. MANGAN, L. FARR, A. LANGFORD, P. J. ROBERTS, D. P. WILLIAMS, F. COUNY, M. LAWMAN, M. MASON, S. COUPLAND, R. FLEA, H. SABERT, T. A. BIRKS, J. C. KNIGHT AND P.

---

ST.J. RUSSELL, "Low loss (1.7 dB/km) hollow core photonic bandgap fiber," *Proc. Optical Fiber Communication Conference* paper PDP24 (2004).

[90] D. MARCUSE, "Theory of dielectric optical waveguide," New York Academic, (1991).

[91] C. MARTINEZ, "Etude et realization de composants a réseaux de Bragg dans les fibres optiques," *PhD thesis*, Université de Paris-Sud (1999).

[92] P. R. MCISAAC, "Symmetry-induced modal characteristics of uniform waveguides-I: Summary of results," *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* **23** (5), pp 421-429 (1975).

[93] R. C. MCPHEDRAN, N. A. NICOROVICI AND L. C. BOTTEN, "Learning optics in nature's Sschool," *Aust. Opt. Soc. NEWS* **15** (No. 2/3), pp 7-9 (2001).

[94] W. N. MCPHERSON, M. J.GANDER, R. MCBRIDE, J. D. C. JONES, P. M. BLANCHARD, J. G. BURNETT, A. H. GREENAWAY, B. MANGAN, T. A. BIRKS, J. C. KNIGHT , AND P. ST. J. RUSSELL, "Remotely addressed optical fibre curvature sensor using multicore photonic crystal fibre," *Opt. Commun.* **193**, pp 97-104 (2001).

[95] K. MEDJAHDI, F. GOUTALAND, A. BOUKENTER, AND Y. OUERDANE, "Etude des processus photochimiques primaires dans les fibres optiques germanosilicates lors d'une insolation ultraviolette," *J. Phys. IV France* **127**, pp 169-175 (2005).

[96] G. MELTZ, W. W. MOREY AND W. H. GLENN, "Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method," *Opt. Lett.* **14**, pp 823-826 (1989).

[97] M. MIDRIO, M. SINGH, AND C. SOMEDA, "The space filling mode of holey fibers : an analytical vectorial solution," *J. Lightwave Tech.* **18** (7), pp 1031-1037 (2000).

[98] V. MIZRAHI AND R. M. ATKINS, "Constant fluorescence during phase grating formation and defectband bleaching in optical fibres under 5.1 eV laser exposure," *Electron. Lett.* **28**, pp 2210 (1992).

[99] D. MOGILEVTSEV, T. A. BIRKS, AND P. ST. RUSSELL, "Group-velocity dispersion in photonic crystal fibers," *Opt. Lett.* **23** (21), pp 1662-1664 (1998).

- 
- [100] T. M. MONRO, D. J. RICHARDSON, N. G. R. BRODERICK, AND P. J. BENNETT, "holey optical fibers : an efficient modal model," *J. Lightwave Tech.* **17** (6), pp 1093-1102 (1999).
- [101] T. M. MONRO, D. J. RICHARDSON, AND P. J. BENNETT, "Developing holey fibres for evanescent field devices," *Electron. Lett.* **35** (14), pp 1188-1189 (1999).
- [102] T. M. MONRO, P. J. BENNETT AND N. G. R. BRODERICK AND D. J. RICHARDSON, "Holey fibers with random cladding distributions," *Opt. Lett.* **25** (4), pp 206-208 (february 2000).
- [103] T. M. MONRO, D. J. RICHARDSON, N. G. R. BRODERICK, AND P. J. BENNETT, "Modeling large air fraction holey optical fibers," *J. Lightwave Tech.* **18**, 50- (2000).
- [104] T. M. MONRO, W. BELARDI, K. FURUSAWA, J. C. BAGGETT, N. G. R. BRODERICK, AND D. J. RICHARDSON, "Sensing with microstructured optical fibres," *Meas. Sci. Technol.* **12** (7), pp 854-858 (2001).
- [105] N. A. MORTENSEN, M. D. NIELSEN, J. R. FOLKENBERG, A. PETERSSON, AND H. R. SIMONSEN, "Improved large-mode-area endlessly single-mode photonic crystal fibers," *Opt. Lett.* **28** (6), pp 393-395 (2003).
- [106] K. NAKAJIMA, K. HOGARI, J. ZHOU, K. TAJIMA, AND I. SANKAWA, "Hole-assisted fiber design for small bending and splice losses," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15** (12), pp 1737-1739 (2003).
- [107] M.D. NIELSEN, J.R. FOLKENBERG AND N.A. MORTENSEN, "Single-mode photonic crystal fiber with an effective area of  $600\mu\text{m}^2$  and low bending loss," *Electron. Lett.* **39**, pp 1802-1803 (2003).
- [108] A. ORTIGOSA-BLANCH, J. C. KNIGHT, W. J. WADSWORTH, J. ARRIAGA, B. J. MANGAN, T. A. BIRKS AND P. ST. J. RUSSELL, "Highly birefringent photonic crystal fibers," *Opt. Lett.* **25**, pp. 1325-1327 (2000).
- [109] E. OZBAY, A. ABEYTA, G. TUTTLE, M. TRINGIDES, R. BISWAS, C. T. CHAN, C. M. SOUKOULIS, AND K. M. HO, "Measurement of a three-dimensional photonic band gap in a crystal structure made of dielectric rods," *Phys. Rev. B* **50** (3), pp 1945-1948 (1994).

- 
- [110] L. PACCOU, M. LANCRY, AND M. DOUAY, “Kinetics of UV-induced blue luminescence linked with the observation of the local mean index in fiber Bragg gratings,” *Opt. Express* **13** (19), pp 7342-7349 (2005).
- [111] A. R. PARKER, R. C. MCPHEDRAN, D. R. MCKENZIE, L. C. BOTTEN AND N. A. NICOROVICI, “Photonic engineering: Aphrodite's iridescence,” *Nature* **409**, pp 36-37 (2001).
- [112] H. J. PATRICK, A. D. KERSEY AND F. BUCHOLTZ, “Analysis of the response of long-period fiber gratings to external index of refraction,” *J. Lightwave Tech.* **16** (9), pp 1606-1612 (1998).
- [113] A. PEYRILLOUX, S. FÉVRIER, J. MARCOU, D. PAGNOUX, AND P. SANSONETTI, “Comparison between the finite element method, the localized function method and a novel equivalent averaged index method for modelling photonic crystal fibres,” *J. of Optics A : Pure and Applied Optics* **4**, pp 257-262 (2002).
- [114] A. PEYRILLOUX, “Modélisation et caractérisation des fibres microstructurées air/silice pour application aux télécommunications optiques,” *PhD thesis*, Université de Limoges, (2003).
- [115] B. POUMELLE, P. NIAY, M. DOUAY AND J. F. BAYON, “The UV-induced refractive index grating in Ge: SiO<sub>2</sub> preforms: additional CW experiments and the macroscopic origin of the change in index,” *J. Phys. D: Appl. Phys.* **29** (7), pp 1842-1856 (1996).
- [116] J. H. V. PRICE, K. FURUSAWA, T. M. MONRO, L. LEFORT AND D. J. RICHARDSON, “Tunable femtosecond pulse source operating in the range 1.06- 1.33 microns based on an Yb<sup>3+</sup> -doped holey fiber amplifier,” *J. Opt. Soc. of Am. B-Optical Physics* **19**, pp 1286-1294 (2002).
- [117] T. RITARI, J. TUOMINEN, AND H. LUDVIGSEN, J. C. PETERSEN, T. SØRENSEN, T. P. HANSEN, H. R. SIMONSEN, “Gas sensing using air-guiding photonic bandgap fibers,” *Opt. Express* **12** (17), pp 4080-4087 (August 2004).
- [118] E. SILVESTRE, M.V. ANDRES, AND P. ANDRES, “Biorthonormal-basis method for the vector description of optical-fiber modes,” *J. Lightwave Tech.*, **16** (5), pp 923-928 (1998).

- 
- [119] M. J. STEEL, T. P. WHITE, C. M. DE STERKE, R. C. MCPHEDRAN, AND L. C. BOTTEN, “Symmetry and degeneracy in microstructured optical fibers,” *Opt. Lett.* **26** (8), pp 488–490 (2001).
- [120] M. J. STEEL, T. P. WHITE, C. M. STERKE, R. C. MCPHEDRAN, AND L. C. BOTTEN, “Symmetry and birefringence in microstructured optical fibers,” *Optical Fiber Communication Conference 2001* (Optical Society of America, Washington, D.C., 2001), WDD88-1–WDD88-3.
- [121] J. STONE, “Interactions of hydrogen and deuterium with silica optical fibers: A review,” *J. Lightwave Tech.* **LT-5** (5), pp. 712-733 (1987).
- [122] E. TERNIER, S. MAGNE, S. ROUGEAULT, P. FERDINAND, B. LECONTE, P. BERNAGE AND P. NIAY, “Caractérisation de réseaux de Bragg photo-inscrits dans les fibres optiques dopées azote pour la mesure des hautes températures,” *Actes Journées Nationales d’Optique Guidée*, pp 355-357 (1998).
- [123] A. VENGSARKAR, Q. ZHONG, D. INNIS, W. A. REED, P. J. LEMAIRE, AND S. G. KOSINSKI, “Birefringence reduction in side-written photoinduced fiber devices by a dual exposure method,” *Opt. Lett.* **19** (16), pp 1260-1262 (1994).
- [124] A. M. VENGSARKAR, P. J. LEMAIRE, J. B. JUDKINS, V. BHATIA, T. ERDOGAN, AND J. E. SIPE, “Long-period fiber gratings as band-rejection filters,” *J. Lightwave Tech.* **14**, pp 58-65 (1996).
- [125] P. R. VILLENEUVE AND M. PICHÉ, “Photonic band gaps in two-dimensional square lattices: Square and circular rods,” *Phys. Rev. B* **46** (8), pp 4973-4975 (1992).
- [126] W. J. WADSWORTH, J. C. KNIGHT, A. ORTIGOSA-BLANCH, J. ARRIAGA, E. SILVESTRE AND P. S. J. RUSSELL, “Soliton effects in photonic crystal fibres at 850 nm,” *Electron. Lett.* **36**, pp 53-55 (2000).
- [127] W. J. WADSWORTH, J. C. KNIGHT, W. H. REEVES, P. S. J. RUSSELL, AND J. ARRIAGA, “Y b<sup>3+</sup>-doped photonic crystal fibre laser,” *Electron. Lett.* **36**, pp 1452-1453 (2000).

- 
- [128] W. J. WADSWORTH, A. ORTIGOSA-BLANCH, J. C. KNIGHT, T. A. BIRKS, T.-P. MARTIN MAN, AND P. ST. J. RUSSELL, "Supercontinuum generation in photonic crystal fibers and optical fiber tapers: a novel light source," *J. Opt. Soc. of Am. B* **19** (9), pp 2148-2155 (2002).
- [129] B. R. WASHBURN, S. E. RALPH, P. A. LACOURT, J. M. DUDLEY, W. T. RHODES, R. S. WINDELER, AND S. COEN, "Tunable near-infrared femtosecond soliton generation in photonic crystal fibers," *Electron. Lett.* **37**, pp 1510-1512 (2001).
- [130] P.S. WESTBROOK, B.J. EGGLETON, R.S. WINDELER, A. HALE, AND T.A. STRASSER, "Control of waveguide properties in hybrid polymer-silica microstructured optical fiber gratings," *Proc. Optical Fiber Communication Conference*, Baltimore, MD, Paper ThI3, pp.134 - 136 (2000).
- [131] T. P.WHITE, B. T. KUHLMEY, R. C. MCPHEDRAN, D. MAYSTRE, G. RENVERSEZ, C. MARTIJN DE STERKE, AND L. C. BOTTEN, "Multipole method for microstructured optical fibers. I Formulation," *J. Opt. Soc. Am. B* **19** (10), pp 2322-2330 (2002).
- [132] T. P.WHITE, B. T. KUHLMEY, R. C. MCPHEDRAN, D. MAYSTRE, G. RENVERSEZ, C. MARTIJN DE STERKE, AND L. C. BOTTEN, "Multipole method for microstructured optical fibers. II Implementation and results," *J. Opt. Soc. Am. B* **19** (10), pp 2331-2340 (2002).
- [133] A. D. YABLON, "Optical fiber fusion splicing," Berlin: Springer, 2005. Springer series in optical sciences; 103, pp 248-253 (2005).
- [134] A. D. YABLON, AND R. T. BISE, "Low-loss high-strength microstructured fiber fusion splices using grin fiber lenses," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **17**, 118-120 (2005).
- [135] E. YABLONOVITCH, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics," *Phys. Rev. Lett.* **58** (20), pp 2059-2062 (1987).
- [136] E. YABLONOVITCH, T. J. GMITTER, AND K. M. LEUNG, "Photonic band structure: the face-centred-cubic case employing nonspherical atoms," *Phys. Rev. Lett.* **67** (17), pp 2295-2298 (1991).
- [137] M. YUEN, "Ultraviolet absorption studies of Germanium silicate glasses," *Appl. Opt.* **21**, pp. 136-140, (1982).

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

[139] Z. ZHU EN T. G. BROWN, “Analysis of the space filling modes of photonic crystal fibers,” *Opt. Express* **8** (10), pp 547-554 (2001).



# **Publications**



---

## Conférences

- R. PARMENTIER, M. C. PHAN HUY, G. LAFFONT, V. DEWYNTER-MARTY, P. FERDINAND, P. ROY, J-M. BLONDY, D. PAGNOUX, AND B. DUSSARDIER, “Cross comparison between theoretical and experimental modal field patterns in a doped-core microstructured fiber,” Proc. POWAG conf. (Bath, July 2004).
- M. C. PHAN HUY, G. LAFFONT, V. DEWYNTER-MARTY, P. FERDINAND, P. ROY, J-M. BLONDY, D. PAGNOUX, W. BLANC, AND B. DUSSARDIER, “Inscription de transducteurs à réseaux de Bragg dans des fibres microstructurées pour des applications en réfractométrie,” *Actes Journées Nationales d’Optique Guidée* (Paris, Octobre 2004).
- M. C. PHAN HUY, G. LAFFONT, V. DEWYNTER-MARTY, P. FERDINAND, P. ROY, J-M. BLONDY, D. PAGNOUX, W. BLANC, AND B. DUSSARDIER, “Fiber Bragg grating photowriting in microstructured optical fibers for sensing application based on refractive index measurement,” *Proc. 17<sup>th</sup> Int. Conf. on Optical Fibre Sensors* (Bruges), pp 158-161 (2005).
- D. PAGNOUX, S. FÉVRIER, P. LEPROUX, M.C. PHAN HUY, A. PRYAMIKOV, P. VIALE, V. TOMBELAINE, V. COUDERC, P. ROY, J.L. AUGUSTE, J.M. BLONDY, G. LAFFONT, V. DEWYNTER-MARTY, P. FERDINAND, B. DUSSARDIER AND W. BLANC, “Microstructured fibers for sensing applications,” *Proc. 17<sup>th</sup> Int. Conf. on Optical Fibre Sensors* (Bruges), pp 158-161 (2005).
- G. LAFFONT, M. C. PHAN HUY, V. DEWYNTER-MARTY, P. FERDINAND, L. LABONTÉ, D. PAGNOUX, P. ROY, J-M. BLONDY, W. BLANC AND B. DUSSARDIER, “Sélection de modes d'ordre supérieur par réseaux de Bragg en angle inscrit dans une fibre microstructurée, Applications à la réfractométrie et à l'imagerie,” *Actes Journées Nationales d’Optique Guidée* (Chambéry, Novembre 2005).
- Y. FRIGNAC, G. LAFFONT, V. DEWYNTER, S. MAGNE, M. C. PHAN HUY AND P. FERDINAND, “Les Capteurs à Fibres Optiques pour la Biophotonique”, *Actes CMOI* (Marseille, Novembre 2005).

## Articles publiés

- M. C. PHAN HUY, G. LAFFONT, Y. FRIGNAC, V. DEWYNTER-MARTY, P. FERDINAND, P. ROY, J-M. BLONDY, D. PAGNOUX, W. BLANC AND B. DUSSARDIER, “Fibre Bragg Grating photowriting in microstructured optical fibres for refractive index measurement,” *Meas. Sci. Technol.* **17**, pp 992-997 (2006).
- M. C. PHAN HUY, G. LAFFONT, V. DEWYNTER-MARTY, P. FERDINAND, L. LABONTÉ, D. PAGNOUX, P. ROY, J-M. BLONDY, W. BLANC AND B. DUSSARDIER, “Tilted Fiber Bragg Grating photowriting in microstructured optical fiber for improved refractive index measurement,” soumis à publication.

## Brevet

M. C. PHAN HUY, G. LAFFONT, P. FERDINAND, V. MARTY-DEWYNTER, D. PAGNOUX, P. ROY, W. BLANC, B. DUSSARDIER, “ Capteur à base de fibres microstructurées et de réseaux de Bragg,” Brevet en cours d’homologation, (2006)

