

# **UNIVERSITE DE LIMOGES**

Ecole Doctorale 521 : Sciences et Ingénierie de l'information

Faculté de Sciences et Techniques

Laboratoire Xlim CNRS n° 6172-Departement photonique

## **THESE**

Pour obtenir le grade de

### **DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES**

Discipline : « Electronique des Hautes Fréquences, Photoniques et Systèmes »

**Présentée et soutenue publiquement par**

**Benoît Beaudou**

**le 22 octobre 2009**

*Conception et réalisation de fibres microstructurées à coeur creux optimisées pour l'émission dans l'infrarouge par diffusion Raman stimulée*

**Thèse dirigée par Jean-Marc BLONDY et Sébastien FEVRIER**

Rapporteurs :

Johann TROLES

Thibaut SYLVESTRE

Maître de conférence, Université de Rennes.

Chargé de recherche, Femto-ST, Besançon.

Examineurs :

Alain BARTHELEMY

Fetah BENABID

Jean-Marc BLONDY

Dominique CROS

Marc DOUAY

Sébastien FEVRIER

Directeur de recherche, Xlim, Limoges

Professeur, CPPM, Bath.

Ingénieur de recherche, Xlim, Limoges.

Professeur, Xlim, Limoges

Professeur, PhLAM, Lille.

Maître de conférence, Xlim, Limoges.





*A tous mes proches...*



## Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué pour partie à l'institut de recherche Xlim au sein du département Photonique et au Centre for Photonic and Photonics Material (C.P.P.M.) à Bath au Royaume-Uni.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Monsieur D. Cros, Professeur à l'université de Limoges et directeur de l'institut de recherche Xlim pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire ainsi que pour sa participation à ce jury.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Monsieur A. Barthélémy, directeur de recherche au C.N.R.S. et responsable du département Photonique pour sa participation à ce jury.

J'exprime mes sincères remerciements à Messieurs J. Troles maître de conférence à l'université de Rennes I et T. Sylvestre chargé de recherche au C.N.R.S. rattaché au Femto-ST de Besançon pour l'intérêt qu'ils ont porté à ces travaux en acceptant de les rapporter.

Je témoigne ma profonde reconnaissance à Monsieur F. Benabid pour m'avoir ouvert les portes de son laboratoire, pour les expériences enrichissantes que j'ai pu connaître pendant neuf mois à son contact, sa contribution aux travaux rapportés ici ainsi que pour sa participation à ce jury.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Monsieur M. Douay, Professeur de l'université de Lille I pour sa participation à ce jury.

J'adresse mes plus vifs remerciements à J.-M. Blondy et S. Février pour ces années passées à leurs côtés. Pour le sérieux de leur encadrement sans lequel il m'aurait été difficile de réaliser ces travaux ainsi que pour leurs conseils avisés je souhaite leur témoigner ma gratitude.

Mes remerciements vont également aux différents membres du département Photonique qui ont su me transmettre leur passion de la recherche au travers de discussions qui ont enrichi ma culture scientifique, ainsi qu'à ceux qui ont participé, de près ou de loin aux travaux présentés dans ce manuscrit.

De même, j'adresse mes remerciements aux doctorants et post-doctorants du C.P.P.M. pour leur accueil avec une mention spéciale pour F. Couny et le temps qu'il m'a accordé lors de mon séjour à Bath.

Enfin je remercie mes collègues thésards avec dans le désordre Mr U et Mlle Uette, Tony et son chapeau ainsi que « l'Autre » et Nico pour m'avoir supporté (dans tous les sens du terme) au cours de ces trois années. Une petite pensée pour mon collègue du bureau qui a toléré mes entorses à la loi Evin durant la rédaction de ce manuscrit.

## **Table des matières**



## **INTRODUCTION GENERALE ..... - 13 -**

### **Chapitre 1 : Mécanisme de guidage dans les fibres optiques à cœur creux...- 19 -**

A. Modèles physiques et bandes interdites photoniques.....	- 22 -
I. Le modèle ARROW.....	- 23 -
1. Genèse : les guides plans.....	- 23 -
2. Modèle ARROW appliqué aux fibres de Bragg.....	- 24 -
3. Modèle ARROW et fibres BIP 2D solides.....	- 26 -
II. Le modèle des liaisons fortes.....	- 29 -
1. Cristaux photoniques et physique du solide.....	- 29 -
2. Notions de base de la physique du solide appliquées aux bandes interdites photoniques.....	- 31 -
a. Réseau direct et réseau réciproque.....	- 32 -
b. Mode de Bloch et zone irréductible de Brillouin.....	- 33 -
c. Diagramme de bandes.....	- 34 -
d. Densité d'états.....	- 36 -
B. Caractéristiques des fibres à cœur creux à bandes interdites photoniques.....	- 37 -
I. Résonateurs de la structure réelle et modes de gaine.....	- 37 -
II. Fraction d'air du cristal photonique.....	- 39 -
III. Périodicité du CP et position de la BIP.....	- 41 -
IV. Dimensionnement du défaut et modes associés.....	- 41 -
1. Modes de cœur.....	- 41 -
2. Modes de surface.....	- 44 -
V. Mécanismes de pertes linéiques dans les HC-PCF, état de l'art et limites théoriques...- 46 -	
1. Pertes par effet tunnel.....	- 47 -
2. Pertes par diffusion.....	- 48 -
3. Etat de l'art du niveau de pertes dans les HC-PCF.....	- 49 -
C. Conclusion.....	- 50 -

### **Références bibliographiques ..... - 51 -**

### **Chapitre 2 : Diffusion Raman stimulée dans les gaz ..... - 53 -**

A. Description de la diffusion Raman stimulée.....	- 55 -
I. Généralités.....	- 55 -
II. Energies des transitions Raman.....	- 57 -
1. Transition rotationnelle : le rotateur rigide.....	- 57 -
2. Transition vibrationnelle : l'oscillateur harmonique.....	- 59 -
III. Polarisabilité, susceptibilité et diffusion Raman.....	- 61 -
1. Définition de la polarisabilité.....	- 61 -
2. Moment dipolaire induit et diffusion Raman.....	- 62 -
3. Polarisation et susceptibilité.....	- 63 -
a. Définitions.....	- 63 -
b. Susceptibilité Raman.....	- 64 -
IV. Modèle semi-classique.....	- 65 -
1. Genèse.....	- 65 -
2. Les équations couplées en régime établi.....	- 66 -
3. Limitations du modèle.....	- 67 -

a. Les régimes d'amplification Raman.....	- 67 -
b. Vitesse de groupe, dispersion chromatique et diffusion Raman Stimulée.....	- 68 -
B. Paramètres Raman du dihydrogène.....	- 69 -
I. Les transitions Raman du dihydrogène.....	- 69 -
II. Largeur spectrale de raie Raman.....	- 72 -
III. Propriétés du gain Raman en onde plane.....	- 75 -
C. HC-PBGF et diffusion Raman stimulée.....	- 78 -
D. Conclusion.....	- 82 -
<b><u>Références bibliographiques</u></b> .....	<b>- 83 -</b>
<b>Chapitre 3 : Fibre à cœur creux étirée pour la conversion de fréquence-</b>	<b>85 -</b>
A. Design du <i>taper</i> .....	- 87 -
B. Fabrication.....	- 88 -
I. Généralités.....	- 88 -
II. Cas particulier du <i>taper</i> .....	- 91 -
C. Caractérisations.....	- 94 -
I. Paramètres géométriques.....	- 94 -
II. Caractérisations optiques.....	- 95 -
D. Confection des cellules à gaz.....	- 97 -
I. Technique de remplissage.....	- 97 -
II. Cellule à gaz fibrée.....	- 98 -
E. Génération de cascade Raman.....	- 102 -
I. Montage expérimental.....	- 102 -
II. Résultats expérimentaux.....	- 103 -
1. Premières observations.....	- 103 -
2. Seuil Raman.....	- 106 -
3. Caractéristiques modales des composantes Stokes.....	- 107 -
F. Conclusion.....	- 111 -
<b><u>Références bibliographiques</u></b> .....	<b>- 112 -</b>
<b>Chapitre 4 : Fibre à cœur creux et grande périodicité.....</b>	<b>- 113 -</b>
A. Mécanisme de propagation dans les fibres à grande périodicité.....	- 115 -
I. Classe des fibres à grande périodicité.....	- 115 -
II. Le modèle de l'anneau antirésonant.....	- 116 -
III. Analogie avec les fibres de Bragg.....	- 119 -
IV. Densité d'états des fibres à grande périodicité.....	- 120 -
V. Méthode de simulation numérique des fibres kagomé.....	- 122 -
B. Réalisation et caractérisation de fibres à grande périodicité.....	- 124 -
I. Fibre à matrice kagomé.....	- 124 -
1. Fibre 7-cell.....	- 124 -
2. Fibre 1-cell.....	- 129 -
II. Fibre à matrice nid d'abeille.....	- 133 -
1. Réalisation.....	- 133 -
2. Optimisation de la fabrication.....	- 136 -
a. Mesure des paramètres géométriques automatisée.....	- 136 -
b. Analyse de la déformation.....	- 137 -
III. Conclusion.....	- 139 -
<b><u>Références bibliographiques</u></b> .....	<b>- 141 -</b>



**Conclusions et perspectives ..... - 143 -**

Liste des publications .....- 147 -



## INTRODUCTION GENERALE



Bien que la théorie de l'émission stimulée fût formulée dès 1917 par Einstein ce n'est qu'en 1960 que Maiman, aidé par les contributions théoriques de Schalow et Townes, valida cette dernière grâce au laser solide à rubis. Cette première émission laser fonde l'optique moderne telle que nous la connaissons aujourd'hui.

Les caractéristiques du rayonnement laser : monochromaticité et directivité c'est à dire cohérence spatiale et temporelle, ouvrent les portes à de nombreuses applications pour l'industrie comme pour la recherche. En seulement quelques années de nouvelles architectures de laser utilisant de nouveaux cristaux (Nd:YAG, Er:YAG, ...), des gaz (He-Ne, CO<sub>2</sub>, Ar...) ou des colorants liquides (rhodamine 6G).ont permis d'augmenter sensiblement les rendements de conversion et la couverture spectrale des lasers. Ces procédés sont cependant surpassés, en coût et compacité, dans les années 80 par l'avènement des diodes laser basées sur la technologie des semi-conducteurs. Poussées par l'essor des télécommunications optiques et par le biais du dopage aux ions de terre rare, les fibres optiques deviennent elles aussi une technologie attractive pour la confection de lasers. En plus de leur faible encombrement et de la bonne qualité du faisceau émis, les lasers fibrés offrent une robustesse inégalée. Toutes ces architectures de laser permettent de couvrir le spectre optique de l'UV (350 nm) jusqu'à l'infrarouge proche ( $\approx 2,5\mu\text{m}$ ) en opérant en régimes continu ou impulsionnel pour des puissances moyennes pouvant atteindre la centaine de watts. La couverture du spectre optique par les différentes technologies de laser est synthétisée sur la figure suivante :

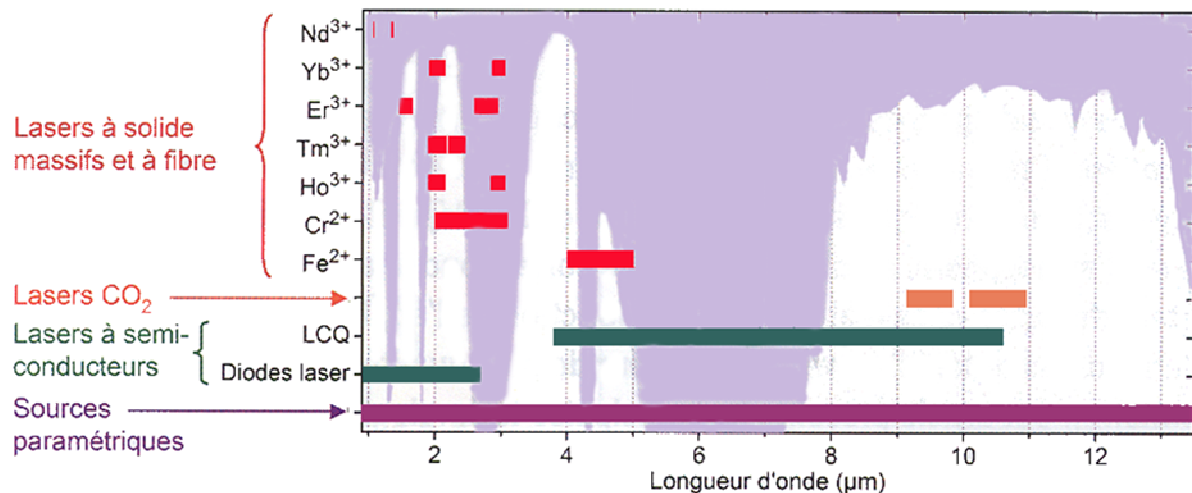


Figure I: Couvertures spectrales des différentes topologies de laser

L'extrémité haute du spectre optique contient les bandes de transmission de l'atmosphère ouvrant des applications de transmission atmosphérique. En effet les grandes longueurs sont moins atténuées par la diffusion Rayleigh ( $\equiv \frac{1}{\lambda^4}$ ) ainsi que par la diffusion de Mie causée par des particules en suspension (brouillard). Cette même fenêtre spectrale est utilisée par les missiles autoguidés pour la détection de la chaleur produite par les réacteurs des avions. Une source à ces longueurs d'onde serait donc susceptible d'être utilisée pour l'élaboration de contre-mesures optiques. De même, un grand nombre de molécules possèdent des spectres d'absorption singuliers dans cette région de longueurs d'onde permettant de contrôler la présence éventuelle de polluants dans l'atmosphère. Le développement de ces applications est freiné par le manque de sources impulsives, compactes et robustes dans cette gamme de longueurs d'onde.

Les premières sources dans le moyen infrarouge apparaissent avec la montée en puissance des différents lasers évoqués. L'optique non-linéaire offre effectivement la possibilité de générer un rayonnement laser dans n'importe quelle partie du spectre optique grâce aux oscillateurs paramétriques optiques. Cette solution, de par son encombrement, ne répond généralement pas aux besoins d'un système embarqué. De plus la finesse de l'alignement du cristal non linéaire avec le faisceau de pompe rend le système sensible aux chocs et autres perturbations mécaniques. Les lasers à cascade quantique, technologie en plein développement, permettent d'obtenir un rayonnement laser entre 4 et 10 $\mu$ m. Soumis à des problèmes thermiques ils ne peuvent cependant opérer à température ambiante qu'à des puissances de quelques dizaines de milliwatt. Si les lasers à cascade quantique ont permis de réaliser des systèmes de télécommunication atmosphérique et de détection de polluant dans la bande III (8-10 $\mu$ m) la bande II (2,5-5 $\mu$ m) pressentie, entre autre, pour des applications de contre mesures, ne possède pas de source adaptée.

Le sujet de cette thèse s'inscrit donc dans la recherche d'une solution innovante pour couvrir la plage 2,5-5 $\mu$ m du spectre optique à l'aide d'une source compacte et possédant une bonne qualité de faisceau. Afin de répondre à ces impératifs nous proposons d'utiliser les propriétés des fibres optiques à cœur creux combinées à la diffusion Raman stimulée dans un gaz pour convertir un rayonnement issu d'un laser commercial vers la bande II de l'infrarouge moyen.

Ce manuscrit débute par la présentation du mécanisme permettant le confinement d'une onde optique dans le cœur creux d'une fibre à bande interdite photonique. Nous y présentons les différents paramètres optogéométriques de ces fibres et leurs influences sur la propagation

d'une onde optique. Ce chapitre permet au lecteur d'apprécier les optimisations effectuées lors de la fabrication.

Le second chapitre expose la théorie liée à la diffusion Raman stimulée. Les différents paramètres Raman des gaz utilisés y sont présentés ainsi que l'influence du guide optique sur la génération par diffusion Raman stimulée.

Le chapitre III détaille la conception et la réalisation d'une fibre optique à cœur creux étirée guidant par bande interdite photonique et la réalisation d'une cellule à gaz fibrée. Nous rapportons aussi la génération d'une cascade de cinq ordres Stokes dans cette cellule démontrant la validité de cette architecture.

Enfin le chapitre IV présente des travaux relatifs à l'optimisation et à la réalisation de fibres à cœur creux guidant sur une large bande spectrale. Les caractérisations optiques et structurelles des fibres réalisées concluent ce chapitre.





**CHAPITRE 1 :MECANISME DE GUIDAGE  
DANS LES FIBRES OPTIQUES A CŒUR  
CREUX.**



L'interaction lumière gaz a depuis longtemps intéressé le monde scientifique tant pour la compréhension de la physique que pour les applications qui en découlent. La plupart des effets étudiés faisant intervenir la non linéarité du matériau, ils nécessitent une forte densité de puissance et pour certains, une grande longueur d'interaction. C'est donc logiquement que peu de temps après l'invention du laser, des études ont été réalisées sur la possibilité de guider la lumière dans un cœur creux et ainsi, de s'affranchir de la diffraction inévitable en espace libre. Les premiers travaux rigoureux ont porté sur les capillaires diélectriques et métalliques, démontrant des pertes assez élevées et surtout une grande sensibilité aux courbures [1]. La première ébauche d'une solution à base de cristaux photoniques est énoncée par Yeh et collaborateurs [2] sous la forme du concept de fibre de Bragg. Le confinement du champ optique dans cette structure est effectué par le biais d'un empilement périodique de couches concentriques alternativement d'indice haut et d'indice plus faible constituant un cristal photonique unidimensionnel invariant selon la direction de propagation. La réalisation d'une fibre basée sur ce principe démontre la possibilité de guider la lumière dans un cœur d'air avec des pertes de plusieurs ordres de grandeur inférieures à celles des matériaux qui la constituent [3]. Dans le même temps, Birks et collaborateurs apportent la démonstration [4] de la présence d'une bande interdite photonique complète (pour toutes les polarisations) hors du plan transverse du cristal pour des arrangements bidimensionnels, ouvrant la voie du guidage à faibles pertes dans un cœur d'air sur des longueurs kilométriques. Les travaux se sont ensuite portés sur l'optimisation de ces structures, modélisant d'abord l'influence des paramètres opto-géométriques du cristal sur la largeur et la position de la bande interdite photonique, puis celle des dimensions du défaut sur les pertes et le comportement modal des fibres ainsi constituées. Je détaillerai dans ce chapitre le guidage par bande interdite, les modèles physiques permettant de le décrire et les propriétés modales des fibres optiques utilisant ce principe de propagation.

Il convient dans un premier temps de définir le concept de cristal photonique (CP). Le terme « cristal » signifie que le matériau est périodique dans une, deux ou les trois dimensions de l'espace. L'ajout du terme « photonique » implique que la grandeur physique modulée par la périodicité est l'indice de réfraction.

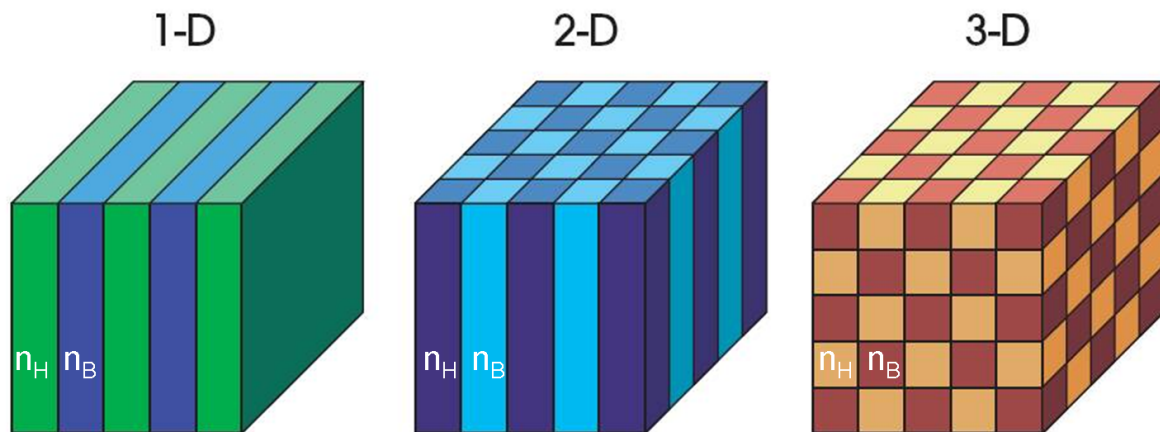


Figure I.1 : Schémas de cristaux photoniques uni, bi et tridimensionnels.

Nous nous intéresserons plus particulièrement aux CP uni ou bidimensionnel, les fibres optiques possédant toujours un invariant de translation selon leur axe de propagation. Notons que toutes les fibres dont la gaine est constituée d'un cristal photonique ne guident pas nécessairement par effet de bande interdite photonique (BIP), la réciproque étant elle toujours vérifiée, nous nous focaliserons sur cette catégorie. L'étude de la propagation d'ondes électromagnétiques dans les CP a donné naissance à différents modèles parmi lesquels on peut citer le modèle ARROW et le modèle des liaisons fortes, tous deux applicables à des structures bidimensionnelles. Nous expliciterons donc les domaines de validité de ces deux modèles ainsi que la manière de les mettre en œuvre pour obtenir les caractéristiques du guidage dans les structures à cristaux photoniques.

## A. Modèles physiques et bandes interdites photoniques

Le modèle ARROW et celui des liaisons fortes, loin de s'opposer, sont complémentaires. Le premier, intuitif et de mise en œuvre aisée, permet à partir des paramètres optogéométriques d'un résonateur de définir les caractéristiques modales de la gaine microstructurée et par suite celles du guide lui-même. Ce modèle ne prenant pas en compte le couplage entre résonateurs n'est valable que pour certains couples période-longueur d'onde que nous définirons plus tard. Le second modèle, plus complet, ne possède pas de solutions analytiques (sauf pour un CP unidimensionnel). Il dérive directement de

l'étude des fonctions d'ondes électroniques dans un cristal. Ce modèle décrit complètement les différents modes présents dans la gaine microstructurée quel que soit le rapport fréquence-périodicité.

## I. Le modèle ARROW

### 1. Genèse : les guides plans

Le modèle ARROW, acronyme de « AntiResonant Reflecting Optical Waveguide », a été développé pour expliciter le comportement spectral des guides d'ondes planaires [5] possédant la structure de la Figure I.2. Ce type de guide permet de propager suivant l'axe Oz et sur le mode fondamental, une onde polarisée TE avec de pertes faibles pour une telle technologie (0,255dB/cm).

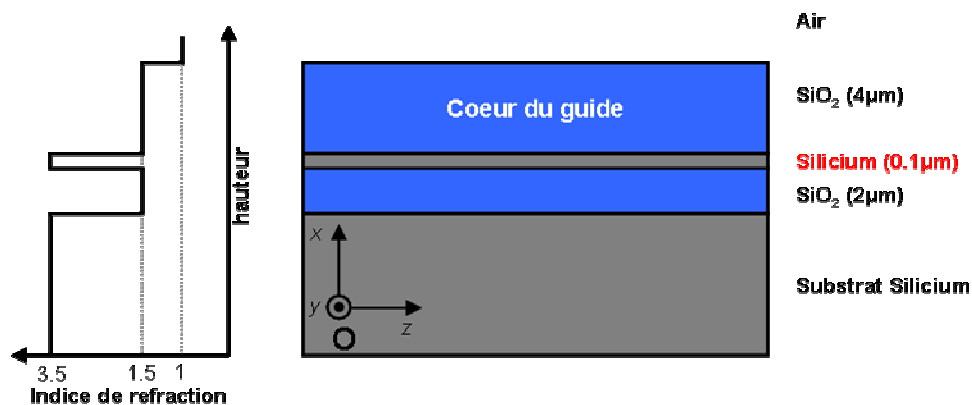


Figure I.2 : Profil d'indice et schéma de la coupe longitudinale d'un guide planaire antirésonant, entre parenthèse sont données les épaisseurs [5].

Le champ est confiné dans la structure par deux mécanismes différents. Pour le premier il s'agit d'une réflexion totale à l'interface air-silice. L'élément innovant provient du confinement du champ entre la couche de silicium et celle de silice. On peut assimiler ces deux couches à des cavités Fabry-Perot et définir, pour chacune d'elles, des fréquences de résonance et d'antirésonance, fonctions de la longueur d'onde. Si le cœur de silice a une épaisseur suffisamment importante pour que l'évanescence du mode fondamental dans l'air soit négligeable, on peut alors approximer l'angle d'incidence par  $\sin \phi \approx \lambda/2n_1n_2$ , où  $\lambda$  est

la longueur d'onde,  $n_1$  l'indice de réfraction du cœur et  $d_1$  son épaisseur. A l'aide de la loi de Snell-Descartes, on peut retrouver les épaisseurs donnant une antirésonance à  $\lambda$  :

$$t \approx \frac{\lambda}{4n_2} (2N + 1) \left( 1 - \frac{n_1^2}{n_2^2} + \frac{\lambda^2}{4n_1^2 d_1^2} \right)^{-1/2} \quad N = 0, 1, 2, \dots, \quad (1.1)$$

De par la nature même du guidage et la similitude avec le fonctionnement des cavités Fabry-Perot, les résonances sont spectralement fines et par suite, les antirésonances et la bande de transmission étendues. On peut facilement transposer ce type de guidage à une fibre de Bragg en considérant chaque couche concentrique comme un résonateur.

## 2. Modèle ARROW appliqué aux fibres de Bragg

Comme expliqué dans l'introduction de ce chapitre, la fibre de Bragg est le premier concept de guide d'onde cylindrique permettant la propagation à faible pertes de la lumière sans réflexion totale interne.

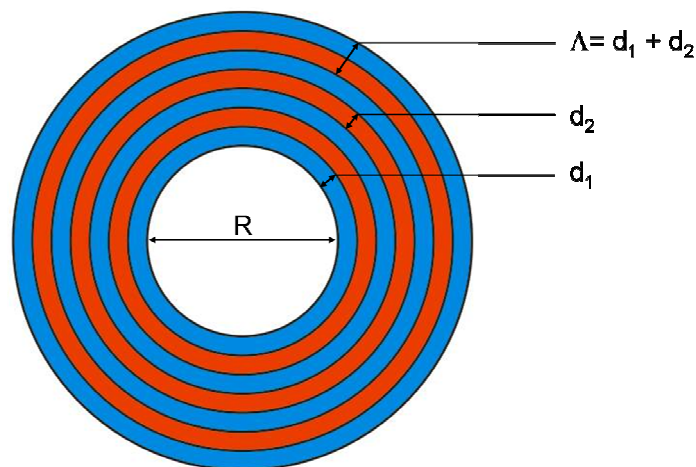


Figure I.3 : Schéma d'une fibre de Bragg

Même si historiquement c'est la méthode des matrices qui fut utilisée par Yeh *et al* pour démontrer les propriétés modales et de propagation dans les fibres de Bragg, il est possible d'appliquer le modèle ARROW à ces dernières. Abeeluck *et al* [6] ont comparé les résultats de simulation par BPM (Beam Propagating Method) scalaire (Fig. I.4) de la propagation dans un guide cylindrique et dans une fibre de Bragg possédant les mêmes épaisseurs de couches et rayon de cœur.

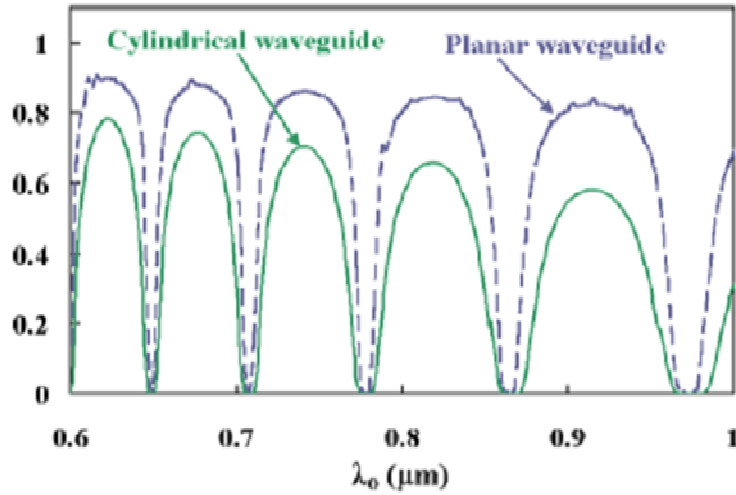


Figure I.4 : Comparaison de la transmission d'un guide plan et d'une fibre de Bragg

Ils démontrent ainsi que les maxima et minima de transmission se trouvent aux mêmes longueurs d'onde pour les deux types de guide, prouvant ainsi que le modèle ARROW est applicable aux fibres de Bragg. On peut donc utiliser les formules analytiques des guides plans pour déterminer la position des bandes de transmission des fibres de Bragg. Lorsque la longueur d'onde devient importante devant l'épaisseur de la couche diélectrique d'indice haut, il est impossible pour une onde stationnaire de s'établir dans cette couche. On ne peut donc plus utiliser un modèle se basant sur les résonances et antirésonances pour décrire le comportement de ces fibres. Il est possible de résumer l'utilisation de ce modèle pour définir  $\lambda_{\max}$  et  $\lambda_{\min}$ , respectivement les longueurs d'onde de transmission maximum et celles de transmission minimum par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda_{\max} = \frac{4n_2d_1}{(2l+1)} \sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 - 1}, \quad l = 1, 2, \dots \\ \lambda_{\min} = \frac{2n_2d_1}{m} \sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 - 1}, \quad m = 1, 2, \dots \end{array} \right\} \lambda \leq 2d_1\sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1.2)$$

Même s'il est insuffisant pour analyser complètement les caractéristiques des fibres de Bragg, le modèle ARROW permet d'avoir un premier aperçu des bandes de transmission et ainsi pour une application particulière d'initialiser les paramètres optogéométriques de la gaine multi-couches.

### 3. Modèle ARROW et fibres BIP 2D solides

Afin de donner un aperçu complet du champ d'application du modèle ARROW, nous proposons de montrer comment ce modèle peut être adapté aux fibres BIP 2D tout en conservant une simplicité de mise en œuvre. Pour cela il faut d'abord introduire les fibres BIP 2D à cœur solide. La gaine microstructurée de ces dernières comprend des plots, constitués par exemple, de verre SF6, arrangés selon une maille triangulaire et maintenus par une matrice de verre d'indice plus faible.

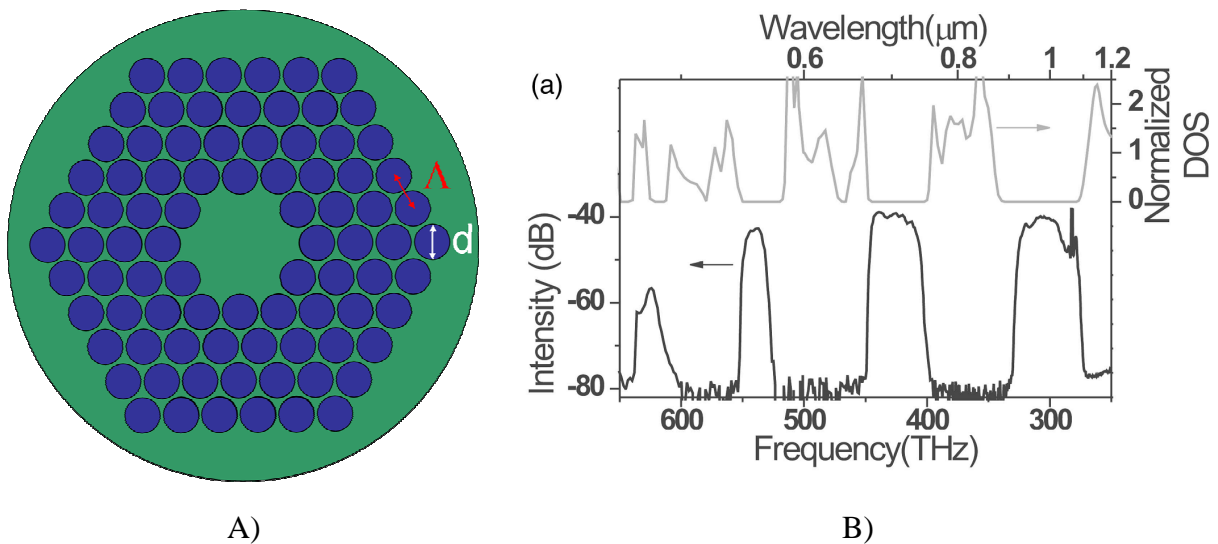


Figure I.5 : A) Schéma de la section transverse d'une fibre à bande interdite bidimensionnelle à cœur solide. B) Transmission de la fibre de Luan *et al.* [7]

Le cœur des fibres BIP 2D solides est réalisé, dans cet exemple, par le retrait de sept plots de SF6 remplacés par du verre.LLF1. Ces fibres ont initialement été réalisées par Luan *et al.* en 2004 [7] bien que des études théoriques aient été réalisées par d'autres auteurs avant cette réalisation [8]. Si du point de vue des applications, les perspectives s'articulent autour des caractéristiques inédites de dispersion (accords de phase exotiques) et de leur caractère asymptotiquement monomode même pour de grandes aires modales, c'est dans le cadre de l'étude de l'effet de bande interdite photonique que nous traiterons cette réalisation. Dans leur



article Luan *et al.*, en plus de décrire la fabrication d'une de ces fibres, présentent les caractéristiques de transmission ainsi que le principe de guidage. On observe (Fig I.5B) la transmission caractéristique des fibres BIP solides avec les maxima de transmission successifs, un pour chaque ordre de bande interdite photonique. Ils attribuent la formation des bandes interdites photoniques aux résonances et anti-résonances des plots constituant la gaine microstructurée.

Les plots étant des guides d'onde à part entière, ce sont leurs propriétés géométriques et par conséquent modales qui dictent les longueurs d'onde de résonance. C'est en effet la fréquence de coupure des modes se propageant dans les plots qui fixent les limites des bandes interdites.

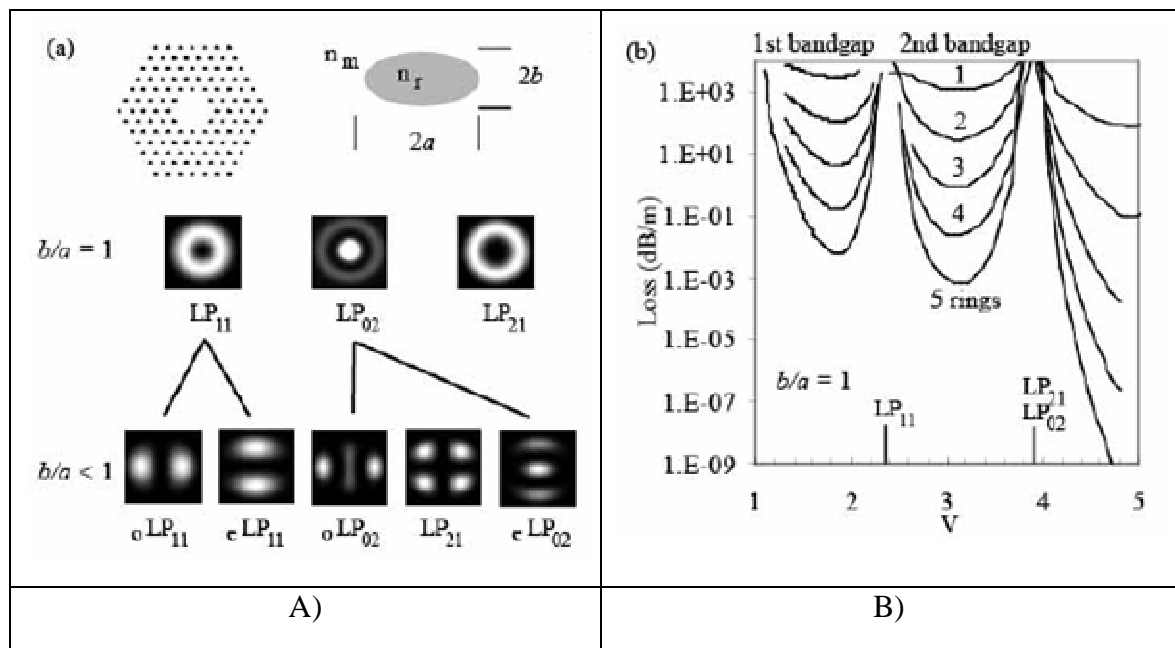


Figure I.6 : A) Figure en champ proche des modes d'un plot constituant la gaine d'une fibre BIP2D solide. B) Pertes d'une fibre BIP2D solide et leur relation avec les fréquences de coupure des modes de plots.

Si l'on observe (Fig I.6 B) les pertes de ce type de fibre en fonction de la fréquence spatiale normalisée  $V = \frac{2\pi ONr}{\lambda}$  avec l'ouverture numérique  $ON = \sqrt{n_h^2 - n_b^2}$ , où  $n_h$  et  $n_b$  sont respectivement les indices optiques des plots et de la matrice silice,  $r$  le rayon d'un plot et  $\lambda$  la longueur d'onde, on peut vérifier que les bandes de transmission se trouvent effectivement entre deux fréquences de coupure successives des modes de plots. On peut ainsi calculer simplement les longueurs d'onde [9] correspondant aux minima de transmission par :

$$\lambda_m = \frac{2d\sqrt{n_2^2 - n_1^2}}{m + 1/2} \quad (1.3)$$

Ce modèle est bien évidemment valable, pour les guides planaires comme pour les fibres de Bragg, tant que les inclusions supportent au moins un mode, c'est-à-dire pour :

$$\frac{\lambda}{d} \leq 2\sqrt{n_2^2 - n_1^2}$$

Si la position des BIP est entièrement définie par les caractéristiques optogéométriques des plots, leur positionnement au sein de la matrice au travers du couplage et de la diffraction intervient sur le niveau de pertes et la largeur des bandes interdites. Les études théoriques et numériques réalisées sur le sujet [8,9] mettent en lumière le caractère secondaire de l'influence de la périodicité des plots de silice sur le spectre de transmission de ces fibres.

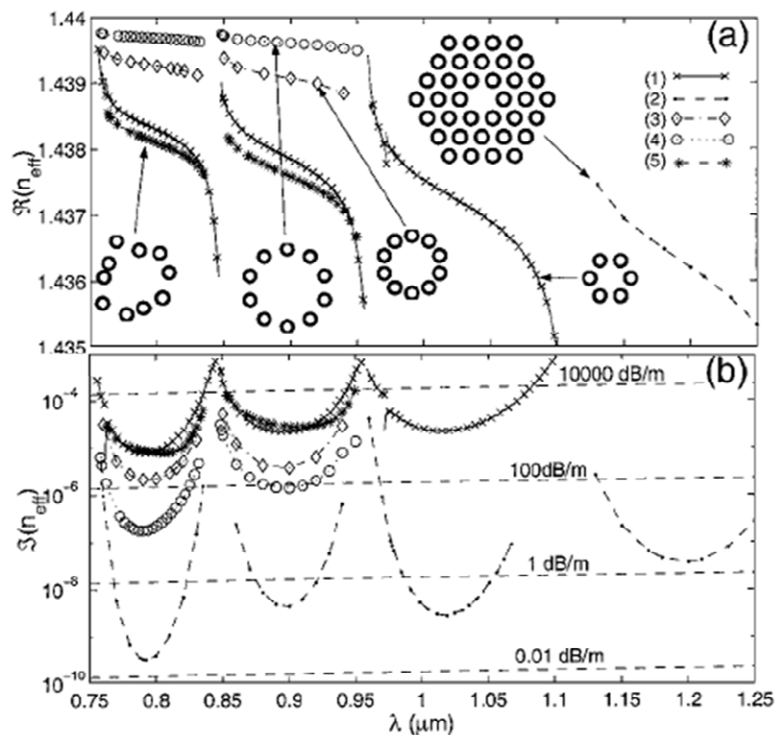


Figure I.7 : A) Parties réelles des indices effectifs des modes de cœur pour différents arrangements des inclusions haut indice. B) Parties imaginaires des indices effectifs des modes de cœur pour ces mêmes arrangements.

La Figure I.7. présente les valeurs calculées des parties réelles et imaginaires de l'indice effectif du mode  $\text{LP}_{01}$  pour différents arrangements de plots dopés. Afin de comprendre la Figure I.7, rappelons brièvement la relation entre constante de propagation complexe et pertes

dans les guides. Soit  $\vec{E}(x, y, z)$  le champ électrique d'une onde optique se propageant dans un guide en tenant compte de l'atténuation linéique  $\alpha$ . On a :

$$\vec{E}(x, y, z) = \vec{E}(x, y)e^{-i\beta z}e^{\alpha z} = \vec{E}(x, y)e^{-i\frac{2\pi}{\lambda}(\Re(n_{\text{eff}}) - i\Im(n_{\text{eff}}))z}$$
 où  $\beta$  représente la partie réelle de la constante de propagation du mode de cœur et  $n_{\text{eff}}$  l'indice effectif complexe de ce même mode. Les pertes de propagation sont donc directement proportionnelles à la partie imaginaire de l'indice effectif.

Le calcul des indices effectifs complexes des modes de cœur par la méthode multipolaire pour différents arrangements de plots dans la gaine de silice (Fig. I.7) démontre que l'augmentation du nombre de couches fait diminuer les pertes de confinement sans affecter la forme du spectre de transmission. On peut aussi noter que les BIP d'ordre élevé (basses longueurs d'ondes) présentent des niveaux de pertes plus faibles que la BIP fondamentale quelle que soit la configuration des plots.

Le modèle ARROW peut donc facilement s'appliquer aux fibres BIP 2D solides. Il permet de donner l'allure générale du spectre de transmission de ce type de fibres tant que les inclusions haut indice supportent au moins un mode. Cependant sa simplicité de mise en œuvre ne permet pas de tenir compte des couplages entre les différents plots qui engendrent une hybridation des modes de ces plots aux grandes longueurs d'onde. Ce modèle est par conséquent incapable de prédire quantitativement la largeur de BIP. Pour tenir compte de cet effet, il faut se référer à un modèle plus complet et par conséquent plus complexe à mettre en œuvre.

## **II. Le modèle des liaisons fortes**

### **1. Cristaux photoniques et physique du solide**

On peut utiliser les concepts de la cristallographie pour décrire et étudier les cristaux photoniques (CP). C'est en effet la similitude entre l'équation de Schrödinger, décrivant la probabilité de présence des électrons en fonction de leur énergie et l'équation de Maxwell, donnant la répartition spatiale du champ, qui a donné naissance à la notion de bande interdite photonique. Le tableau I.8 détaille quelques parallèles qui peuvent être dressés entre ces deux modèles physiques et les équations qui les décrivent.

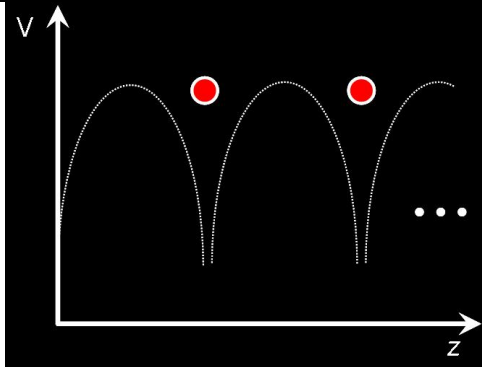
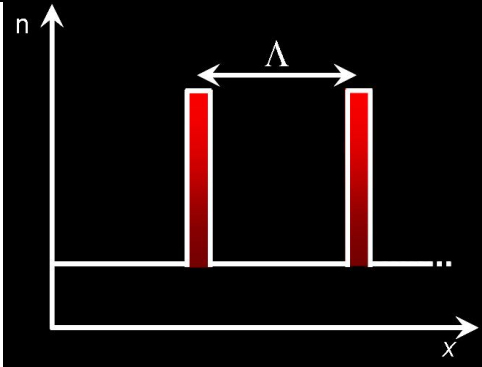
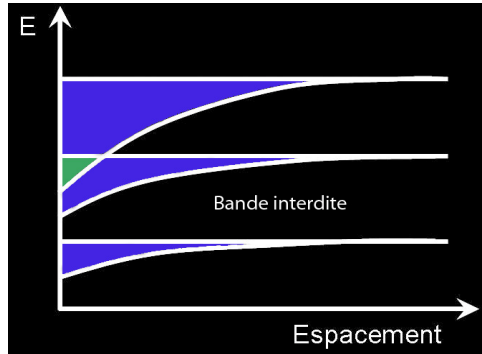
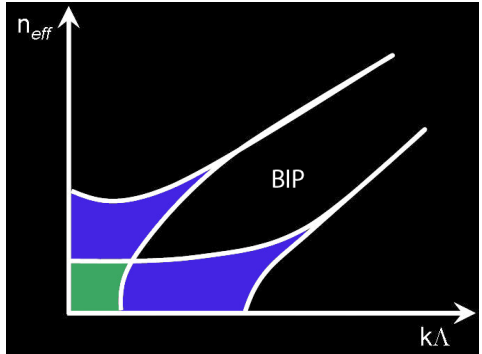
	<b>Modèle des liaisons fortes</b>	<b>Photonique</b>
Equation	$\nabla^2\Psi(x, y, z) = \frac{-2m}{\hbar^2} (E - V(x, y, z))\Psi(x, y, z)$	$\nabla^2 E(x, y, z) = -\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon(x, y, z)E(x, y, z)$
Vecteur Propre	fonction d'onde : $\Psi(x, y, z)$	champ électrique : $E(x, y, z)$
Valeur Propre	energie : E	indice effectif : $n_{eff}$
Grandeur physique modulée	potentiel : $V(x, y, z)$	permittivité : $\varepsilon(x, y, z)$
	 <p>a)</p>	 <p>b)</p>
	 <p>c)</p>	 <p>d)</p>

Figure I.8 : Tableau schématisant le parallèle qui peut être fait entre les modèles de la physique du solide et celui des bandes interdites photoniques

Afin de souligner les similitudes entre le comportement des électrons et des photons dans des structures cristallines à une dimension, le tableau I.8 regroupe quatre schémas deux à deux. Le premier couple montre comment les plots d'indice élevé de la gaine microstructurée peuvent créer des puits de potentiel pour les photons à la manière des atomes d'un cristal pour les électrons. Le deuxième couple introduit la notion de diagramme de bandes, représentant la répartition d'énergie des électrons en fonction de l'espacement des atomes d'un cristal et, pour la partie photonique, l'indice effectif des modes électromagnétiques se propageant dans la gaine microstructurée en fonction de la fréquence spatiale normalisée  $k\Lambda$ , où  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  est le nombre d'onde et  $\Lambda$  l'espacement entre les plots haut indice. Ces derniers schémas mettent en évidence le comportement très similaire des électrons et des photons dans ce type de structure. On note en effet, pour les grands espacements et grands  $k\Lambda$ , lorsque les modes de plots ou les atomes sont peu couplés entre eux, que les modes présents dans ce type de structure sont les modes propres des plots ou des atomes soit un diagramme de bande discret. Lorsque les espacements deviennent plus faibles, on observe une hybridation de ces modes propres en un continuum de plus en plus large au fur et à mesure que le couplage augmente. C'est dans ce domaine de fonctionnement que le modèle des liaisons fortes, prenant en compte les couplages entre les résonateurs, permet une description plus complète du phénomène que celle donnée par le modèle ARROW qui lui ne tient compte que des modes isolés.

## **2. Notions de base de la physique du solide appliquées aux bandes interdites photoniques**

La physique du solide et l'étude des caractéristiques électroniques des cristaux sont basées sur l'étude des symétries et périodicité dudit cristal. Nous développerons donc ici quelques outils mathématiques indispensables à la bonne compréhension des interactions entre CP et ondes lumineuses. Les caractéristiques des équations de Maxwell dans un milieu périodique permettent en effet de considérer les modes électromagnétiques qui s'y propagent comme des modes de Bloch dont nous détaillerons quelques propriétés qui permettront de mieux comprendre le modèle.

## a. Réseau direct et réseau réciproque

Tout d'abord regardons quelques propriétés intéressantes de la périodicité des CP [10-p235]. Un choix assez naturel lorsqu'on étudie une grandeur périodique est d'en étudier le développement de Fourier soit une décomposition en ondes planes. Prenons ici la fonction permittivité  $\epsilon(r)$  pour un vecteur de réseau direct  $R$  définissant la périodicité on a :

$$\bar{\epsilon}(r) = \int d^3 \vec{q} g(\vec{q}) e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} = \bar{\epsilon}(r + R) = \int d^3 \vec{q} g(\vec{q}) e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} e^{i\vec{q} \cdot \vec{R}} \quad (1.4)$$

Où  $g(\vec{q})$  est le coefficient de Fourier de l'onde plane de vecteur  $\vec{q}$ . Pour que cette égalité soit satisfaite il faut :

$$g(\vec{q}) = g(\vec{q}) e^{i\vec{q} \cdot \vec{R}} \quad \forall \vec{q}$$

On s'aperçoit donc que les coefficients  $g(\vec{q})$  doivent être nuls tant que  $e^{i\vec{q} \cdot \vec{R}} \neq 1$  et ce quel que soit  $R$ . On peut donc développer la permittivité du CP en série de Fourier où les seuls coefficients non nuls seront pour les vecteurs tels que  $\vec{q} \cdot \vec{R} = 2\pi N$  (ou  $N$  est un entier) appelés vecteurs du réseau réciproque. Pour un CP, on peut définir dans l'espace réciproque une base de vecteurs  $\vec{b}_i$  qui permettra de construire tous les vecteurs  $G$  du réseau réciproque. On construit cette base directement à partir de la base du réseau direct et de la relation dégagée ci-dessus. On a :

$$\begin{aligned} \vec{R} &= l\vec{a}_1 + m\vec{a}_2 + n\vec{a}_3 & \text{et} & & \vec{G} \cdot \vec{R} &= 2\pi N & \text{d'où} & & \vec{a}_i \cdot \vec{b}_j &= 2\pi \delta_{ij} \\ \vec{G} &= l'\vec{b}_1 + m'\vec{b}_2 + n'\vec{b}_3 \end{aligned}$$

On peut donc exprimer la base du réseau réciproque par :

$$\vec{b}_1 = \frac{2\pi(\vec{a}_2 \wedge \vec{a}_3)}{\vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \wedge \vec{a}_3)}, \vec{b}_2 = \frac{2\pi(\vec{a}_3 \wedge \vec{a}_1)}{\vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \wedge \vec{a}_3)}, \vec{b}_3 = \frac{2\pi(\vec{a}_1 \wedge \vec{a}_2)}{\vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \wedge \vec{a}_3)} \quad (1.5)$$

Tout nœud du réseau réciproque sera accessible par une combinaison linéaire de ces trois vecteurs. Pour illustrer ces notions la figure I.9 représente les réseaux directs et réciproques ainsi que leurs bases de vecteurs pour deux types de CP bidimensionnel, l'un à maille carrée et l'autre à maille triangulaire.

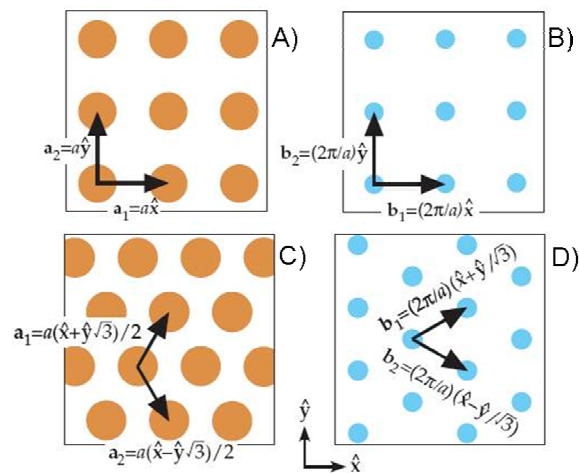


Figure I.9 :A) Réseau direct à maille carrée. B) Réseau réciproque à maille carrée. C) Réseau direct à maille triangulaire. D) Réseau réciproque à maille triangulaire

L'intérêt de la représentation du CP dans l'espace des fréquences spatiales pour le calcul des modes supportés par ce dernier sera explicité dans le paragraphe suivant.

## b. Mode de Bloch et zone irréductible de Brillouin

Un résultat connu de la physique du solide transposé à la propagation d'ondes électromagnétiques dans les CP [10-p235] établit que les modes propres des champs électrique et magnétique peuvent être décrits, dans un milieu périodique, par une onde plane modulée par une fonction partageant la périodicité du médium. Ce résultat est connu comme le théorème de Bloch-Floquet et les modes ainsi décrits comme modes de Bloch. Un corollaire important de ce théorème se trouve dans la redondance des modes de Bloch. On aura effectivement un même mode, d'un point de vue physique, pour un vecteur d'onde  $\vec{k}$  et un vecteur d'onde  $(\vec{k} + \vec{G})$ . Cette propriété permet de restreindre le lieu d'étude du CP tout en décrivant complètement les modes qui s'y propagent. Ce lieu géométrique (Fig. I.10) de

l'espace réciproque nommé « zone de Brillouin » ou « cellule élémentaire », est déterminé à partir d'un nœud du réseau considéré comme le centre et par l'intersection des médiatrices des vecteurs reliant le centre aux nœuds les plus proches.

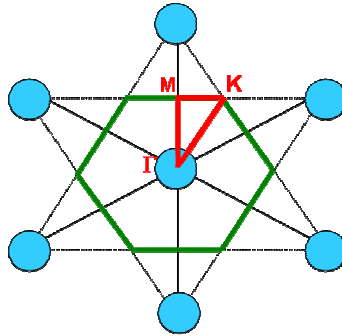


Figure I.10 : Schéma de la zone de Brillouin (traits verts) et de la zone irréductible de Brillouin (traits rouges) pour un réseau à maille triangulaire.

Suivant les symétries de rotation du réseau étudié, on peut réduire encore la zone d'étude de l'espace réciproque à la zone irréductible de Brillouin (Fig. I.10). La démarche mathématique permettant cette simplification ne sera pas détaillée ici mais peut être retrouvée dans [10-pp37].

### c. Diagramme de bandes

La propagation d'ondes électromagnétiques dans un milieu périodique peut être ramenée, d'un point de vue mathématique, à un problème linéaire aux valeurs propres de l'équation de Maxwell de la forme :

$$\Theta H = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 H \quad \text{avec} \quad H = H(r,t) = H(r)e^{-i\omega t} \quad \text{et} \quad \Theta = \nabla \times \frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla \times \quad (1.6)$$

Le diagramme de bandes représente les valeurs propres (à savoir la fréquence  $\omega$ ) en fonction du vecteur d'onde transverse du champ magnétique H, calculées le long du contour de la zone irréductible de Brillouin.



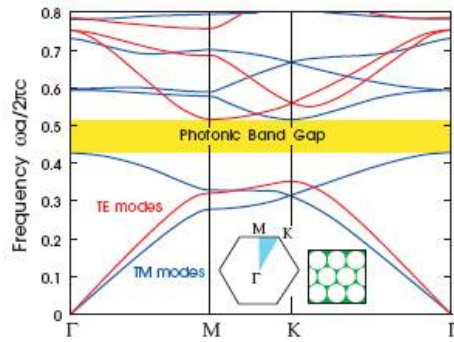


Figure I.11 : Diagramme de bandes pour un réseau à maille triangulaire pour une propagation dans le plan du cristal.

Il décrit en fait les relations de dispersion des différents modes du CP. Il nous permet donc de visualiser la BIP c'est-à-dire les fréquences pour lesquelles aucun mode n'existe dans le cristal. Comme les CP ont d'abord été développés dans la technologie planaire, ce diagramme est généralement tracé pour une propagation dans le plan du cristal (Fig.I.11). Pour l'étude des fibres optiques il faut par conséquent adapter ce diagramme et calculer les fréquences propres pour toutes les constantes de propagation  $\beta$  qui nous intéressent.

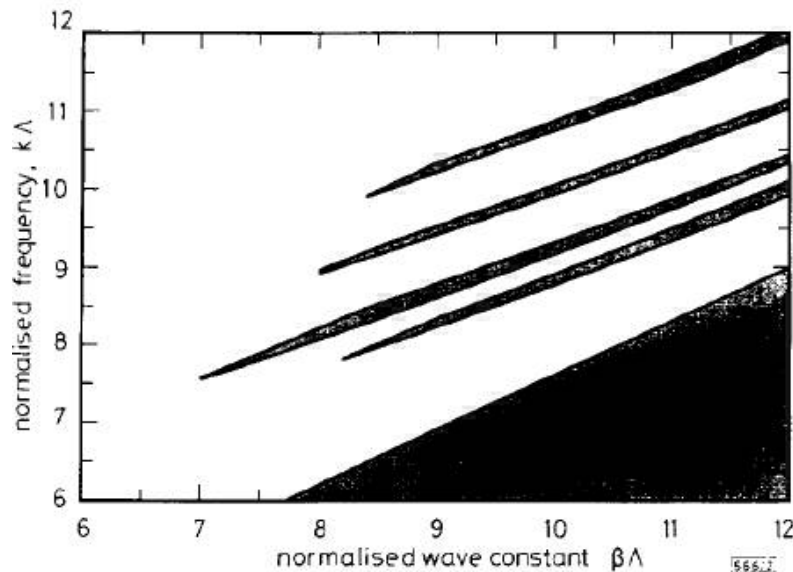


Figure I.12 : Diagramme de bande pour un réseau à maille triangulaire et une propagation hors du plan du cristal [4].

La figure I.12 représente le premier diagramme de bande prouvant la possibilité de guider par BIP dans une fibre composée d'une matrice air/silice [4]. Comme pour le diagramme dans le plan du cristal, les zones sombres de la figure représentent les couples fréquence/constante de propagation pour lesquels il n'existe pas de modes dans le CP. Dans ces domaines, il est

possible de confiner et de faire propager une onde optique dans un défaut du cristal correctement dimensionné. A noter que ce diagramme est normalisé par rapport à la périodicité du cristal ce qui permet de l'utiliser comme un abaque.

#### d. Densité d'états

Conventionnellement les simulations numériques se limitent à trouver la position de la BIP là où l'équation (1.6) ne possède pas de solution. On peut cependant obtenir plus d'informations sur la BIP en calculant la densité d'états photoniques (DOPS pour Density Of Photonic States). Cette densité d'états est par définition le nombre d'états (ou modes) électromagnétiques par cellule élémentaire par unité de longueur dans un intervalle infinitésimal de fréquence et de constante de propagation. On peut noter que des logiciels utilisant aussi bien une méthode de décomposition en onde plane (MPB, Rsoft) que la méthode des éléments finis [11] permettent de calculer le DOPS.

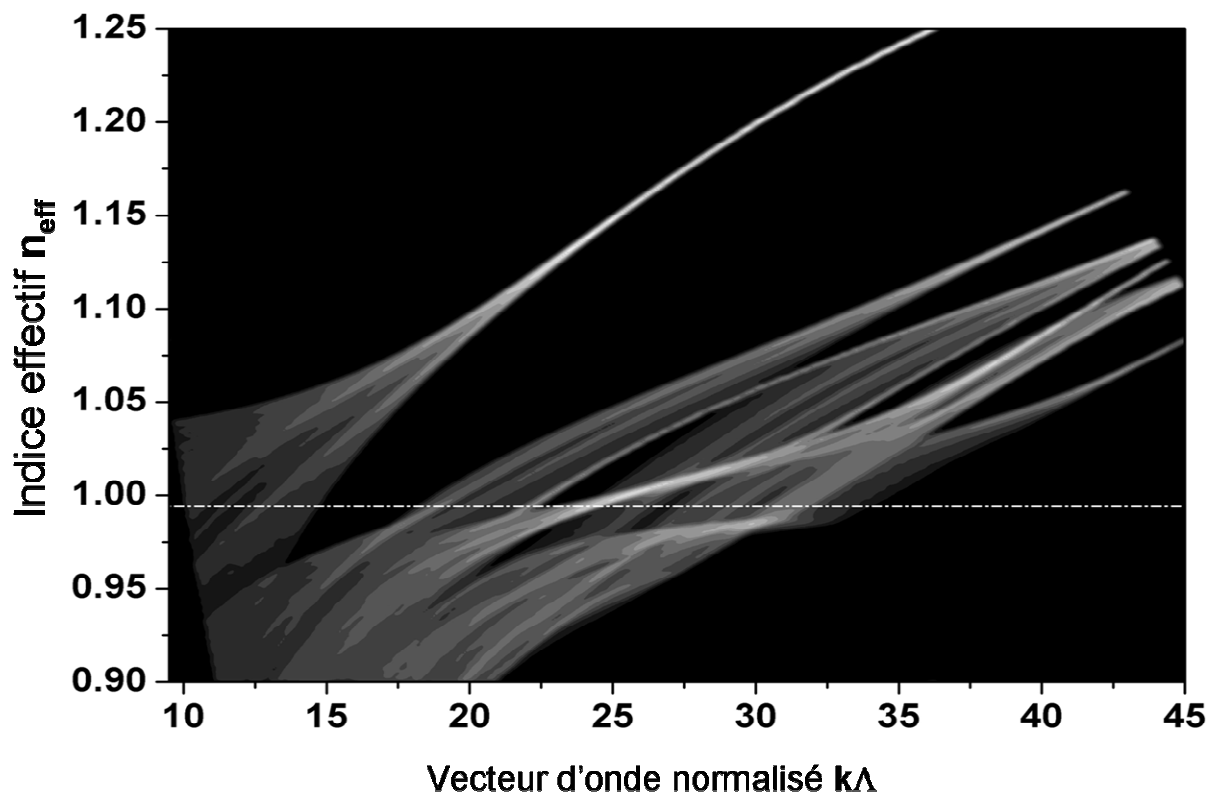


Figure I.13 : Densité d'états d'une matrice triangulaire air/silice réelle à 92% d'air calculée par la méthode des ondes planes

Sur le Figure I.13, la densité d'état est normalisée par rapport à celle du vide, les zones blanches correspondant aux plus fortes densités et les zones noires à l'absence complète de modes se propageant dans le CP. En plus de délimiter très précisément la BIP, le DOPS permet de visualiser les dispersions des différents modes du réseau et ainsi d'expliquer plus précisément la formation des BIP. Il permet de plus de visualiser également les zones où peu de modes sont présents ce qui nous sera utile pour comprendre le guidage dans les fibres à grande périodicité.

## **B. Caractéristiques des fibres à cœur creux à bandes interdites photoniques**

Les outils nécessaires à l'analyse des CP ayant été explicités nous allons maintenant détailler le fonctionnement des fibres à cœur creux à bandes interdites photoniques (Hollow-Core Photonic Crystal Fiber, HC-PCF). Nous ne parlerons ici que des HC-PCF à matrice triangulaire. Nous décrivons les propriétés modales de la gaine microstructurée, l'influence du dimensionnement du défaut (ou cœur) sur le guidage ainsi que les mécanismes de pertes et les différentes techniques mises en œuvre pour réduire ces dernières.

### **I. Résonateurs de la structure réelle et modes de gaine.**

Si idéalement les HC-PCF devraient être constituées uniquement de plots de silice agencés en maille triangulaire dans une matrice d'air, pour des raisons techniques évidentes, il est nécessaire de conserver des ponts de silices pour maintenir les plots entre eux. Ces ponts doivent être pris en compte dans le mécanisme de guidage comme étant eux mêmes des résonateurs.

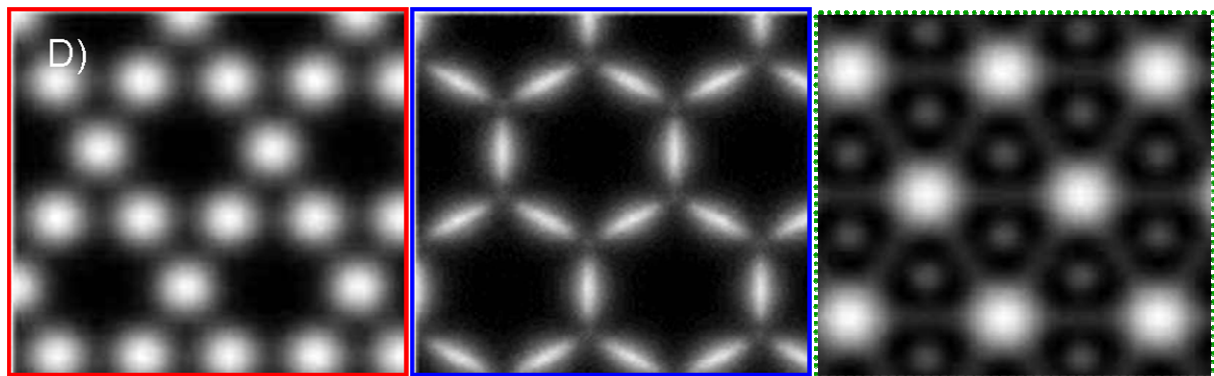
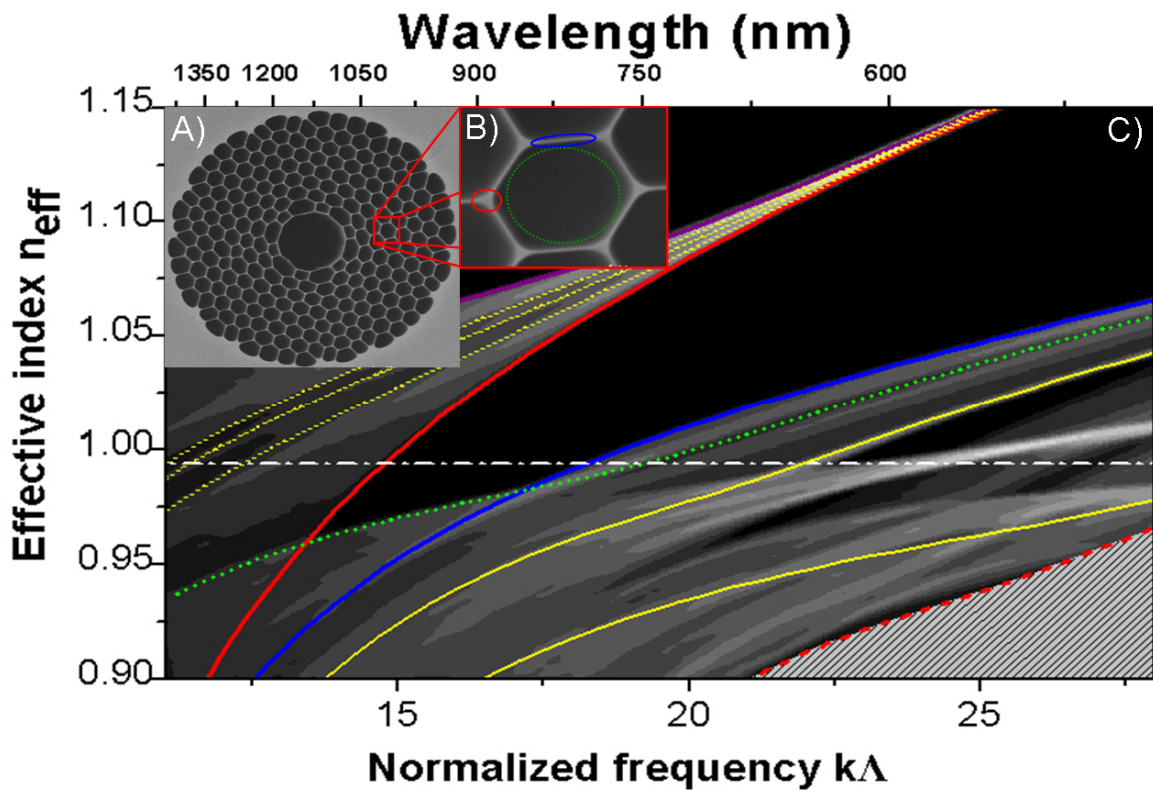


Figure I.14 : A) Image au microscope électronique à balayage (MEB) d'une HC-PCF guidant autour de 900nm. B) Zoom sur une maille élémentaire de la gaine où les différents types de résonateurs sont mis en valeur. C) Figure de DOPS de la gaine microstructurée avec mise en relief des contributions des différents résonateurs [12] D) Figures de diffraction calculées des modes de Bloch des résonateurs présentés en B)[12].

En observant la gaine d'une HC-PCF sur la Figure I.14.B, il est possible de circonscrire trois types de résonateurs ; en rouge les plots, en bleu les ponts de silice et en pointillés verts les trous d'air. On peut ainsi étudier la contribution de chacun de ces résonateurs à la formation de la BIP [12]. Ce sont en effet des modes bien particuliers se propageant dans les trois types de région de la gaine microstructurée qui définissent les bords de la BIP. Ainsi le bord haut de la BIP est lié à un mode de plot alors que le bord bas est défini, aux grandes longueurs d'ondes par un mode des trous d'air et aux courtes longueurs d'onde par un mode des ponts (Fig.I.14.C). La figure de diffraction en champ proche de ces différents modes est présentée figure I.14.D en reprenant les couleurs respectives de chaque résonateur de la figure I.14.B.

Ces différents modes de résonateurs ont en outre été observés expérimentalement grâce à la microscopie en champ proche [12]. Cette technique permet en effet de se placer en deçà de la longueur de Fresnel où la relation de phase des champs électromagnétiques se propageant dans les résonateurs d'un même type est conservée. En connaissant la distance entre la sonde du microscope et la face de sortie de la fibre, on peut déduire la figure de diffraction des modes calculés (Fig.I.14.D). Couny et collaborateurs [12] observent une très bonne corrélation entre les figures de diffraction calculées et mesurées, confirmant de facto la validité de l'approche multi résonateurs de la formation de la BIP. Ce modèle, en plus de fournir une image assez intuitive, renvoie au design de la gaine microstructurée. On entrevoit en effet l'importance d'étudier l'influence des rapports de forme de ces classes de résonateurs sur la BIP.

## II. Fraction d'air du cristal photonique

Le rapport d'aspect entre les trois types de résonateurs décrits dans le paragraphe précédent peut être synthétisé par un seul paramètre géométrique du CP : sa fraction d'air. Il s'agit du rapport entre la surface occupée par l'air dans un motif élémentaire et la surface totale de ce dernier. Si l'on décompose géométriquement un motif élémentaire du CP comme décrit sur la figure I.15, on peut exprimer cette fraction d'air comme étant :

$$f_a = \left(\frac{d}{\Lambda}\right)^2 \left[ 1 - \left(1 - \frac{\pi}{2\sqrt{3}}\right) \left(\frac{d_c}{d}\right)^2 \right] \quad (1.7)$$

Dans cette expression  $\Lambda$  représente la périodicité du CP,  $d$  la largeur bord à bord de l'hexagone d'air et  $d_c$  le diamètre des cercles d'arrondissement aux sommets de cet hexagone. On note expérimentalement que le rapport  $(d_c/d)$  demeure quasi constant quelles que soient les réalisations de HC-PCF. C'est pourquoi on peut approximer l'évolution de la fraction d'air par celle de  $(d/\Lambda)$ .

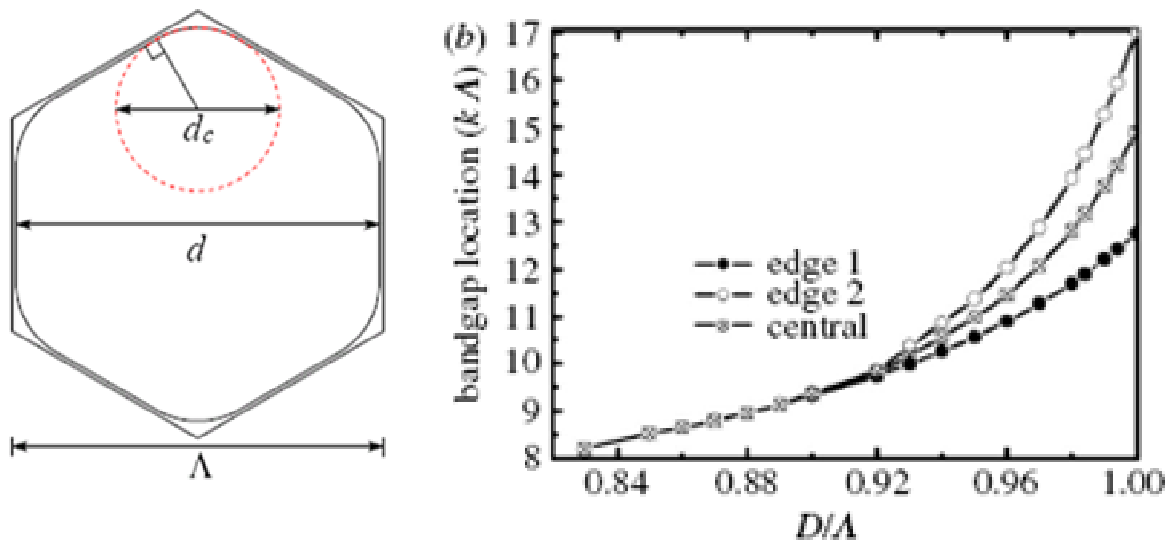


Figure I.15 : Paramètres géométriques d'un motif élémentaire de la gaine d'une HC-PCF (gauche). Evolution de la fréquence normalisée  $k\Lambda$  de la BIP en fonction de  $d/\Lambda$  (droite)[13].

On observe (Fig. I.15) qu'il est possible d'obtenir un guidage par bande interdite à partir d'une fraction d'air de 90%. Au-delà de cette valeur l'augmentation de la fraction d'air induit un élargissement de la BIP. De plus, cet élargissement étant inhomogène, la fréquence centrale de la BIP se décale vers les courtes longueurs d'onde lorsque la fraction d'air augmente. Il paraît donc évident que d'un point de vue expérimental, on cherchera à obtenir une fraction d'air la plus importante possible tout en préservant le CP des déformations.

### **III. Périodicité du CP et position de la BIP**

Le dernier paramètre géométrique du réseau de la gaine d'une HC-PCF influant sur les caractéristiques de guidage de ces fibres est la périodicité du motif noté  $\Lambda$  (FigI.15). Etant donné la linéarité des équations de Maxwell et les propriétés des CP énoncées plus haut (§1.A.II.2.b), les fréquences propres des modes du CP sont linéairement dépendantes de la périodicité de ce dernier. Pour une même fraction d'air,  $k\Lambda$  est un invariant de la BIP

(avec  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ).

### **IV. Dimensionnement du défaut et modes associés**

Tout comme pour la gaine, le dimensionnement du cœur détermine les propriétés modales des fibres HC-PCF ainsi que leurs bandes spectrales de transmission. Or la méthode de fabrication des HC-PCF, que nous détaillerons plus tard, implique que le cœur de ces fibres ne peut pas prendre une forme quelconque. Nous ne parlerons donc ici que de géométries réalisables par les techniques de fabrication actuelles. Nous aborderons d'abord les modes électromagnétiques du cœur d'air, puis dans un deuxième temps, les modes de surface (MS) créés par la rupture de périodicité du CP lors de l'insertion du défaut.

#### **1. Modes de cœur**

Les modes guidés dans le cœur d'air des HC-PCF sont très proches des modes présents dans les capillaires à mur diélectrique. On peut les décomposer en trois familles en fonction de l'orientation des champs des vecteurs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  par rapport à la direction de propagation. Les modes transverses électriques (TE) et transverses magnétiques (TM) possédant respectivement leur vecteur  $\vec{E}$  pour les premiers,  $\vec{H}$  pour les seconds, perpendiculaires à la direction de propagation et les modes hybrides (HE) pour lesquels les vecteurs champs électrique et magnétique possèdent des composantes longitudinales. Dans chacune de ces familles, deux indices  $n$  et  $m$  permettent de singulariser chaque mode. La

distribution spatiale de ces champs est en effet proportionnelle aux fonctions de Bessel de première espèce  $J$  et les indices correspondent au  $m^{\text{ième}}$  zéro de la fonction de Bessel  $J_{n-1}$ . Par exemple, pour les deux premiers modes ( $HE_{11}$ ,  $HE_{21}$ ) d'un capillaire diélectrique de rayon  $R$  les distributions radiales du champ électrique  $E(r)$  sont respectivement :

$$E_{HE_{11}}(r) \approx J_0\left(2.405\frac{r}{R}\right) \qquad E_{HE_{21}}(r) \approx J_1\left(3.832\frac{r}{R}\right) \qquad (1.8)$$

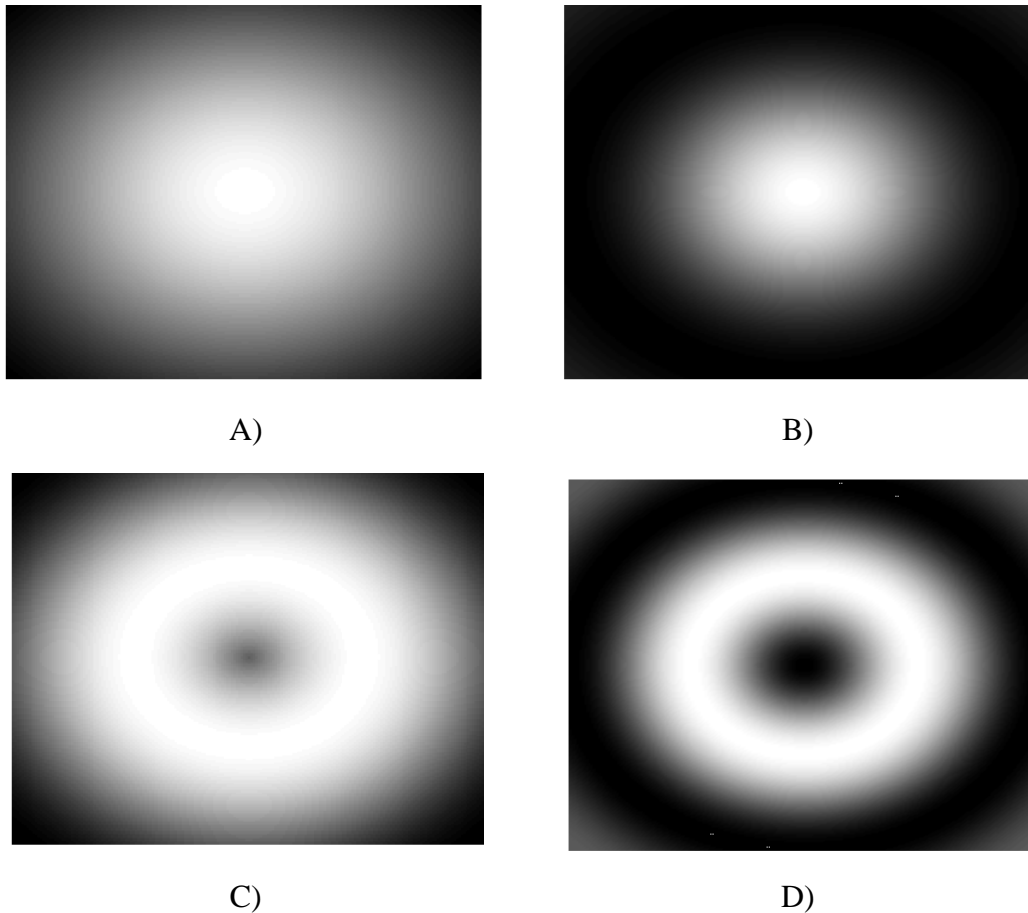


Figure I.16 : Distributions du champ électrique et de l'intensité pour les modes  $HE_{11}$  (A, B) et  $HE_{21}$  (C, D).

Les fonctions de Bessel intervenant aussi dans le calcul de la dispersion des différents modes, en particulier des fréquences de coupure [14], les relations de récurrence liant les différents ordres des fonctions de Bessel et leurs zéros permettent de réunir les modes TE, TM et hybrides (EH, HE) en une seule famille nommée pseudo modes LP (Linear polarization), formée par les combinaisons linéaires des modes possédant des courbes de dispersion



dégénérées. Les modes électromagnétiques vrais sont regroupés en modes LP selon les règles suivantes :

- $LP_{0m} = HE_{1m}$
- $LP_{1m} = \{TE_{0m} + TM_{0m} + HE_{2m}\}$
- $LP_{nm} = \{HE_{n+1,m} + EH_{n-1,m}\}$

De plus pour les modes LP les indices  $n, m$  correspondent à la répartition spatiale d'intensité. L'ordre azimutal ( $n$ ) correspond au nombre de maxima du mode sur une demi-circonférence et l'ordre radial ( $m$ ) à ce nombre sur un rayon.

Notons tout de même que le parallèle entre mode de cœur de HC-PCF et mode de capillaire demeure une approximation. La fraction de champ, même faible qui se propage hors du cœur modifie à la fois les figures de champ et les dispersions de ces modes. Pour obtenir les modes réels, la simulation numérique demeure indispensable.

Le nombre de modes supportés par le cœur d'une HC-PCF est fonction de la taille du cœur et de la fenêtre de constante de propagation ( $\beta$ ) de la BIP sous la ligne d'air. En adaptant l'expression de la densité d'état dans une fibre conventionnelle à saut d'indice, Cregan *et al* [15] définissent le nombre de modes de cœur supportés par une HC-PCF à une longueur d'onde donnée comme étant :

$$N_{BIP} = \frac{(\beta_H^2 - \beta_B^2)R_0^2}{4} \quad \text{ou} \quad N_{BIP} = \frac{(k^2 n_1^2 - \beta_B^2)R_0^2}{4} \quad \text{si} \quad \beta_H^2 \geq k^2 n_1^2 \quad (1.9)$$

$\beta_H$  et  $\beta_B$  représentent les constantes de propagation aux extrémités haute et basse de la BIP pour une longueur d'onde donnée,  $k$  le vecteur d'onde,  $n_1$  l'indice de réfraction du cœur et  $R_0$  le rayon du cœur. Le cœur des HC-PCF étant constitué par le retrait d'une ou plusieurs couronnes du CP de la gaine, sa taille est donc directement liée à la périodicité du CP. Pour une taille de cœur et pour une fraction d'air donnée, il est alors possible de vérifier le caractère monomode d'une HC-PCF.

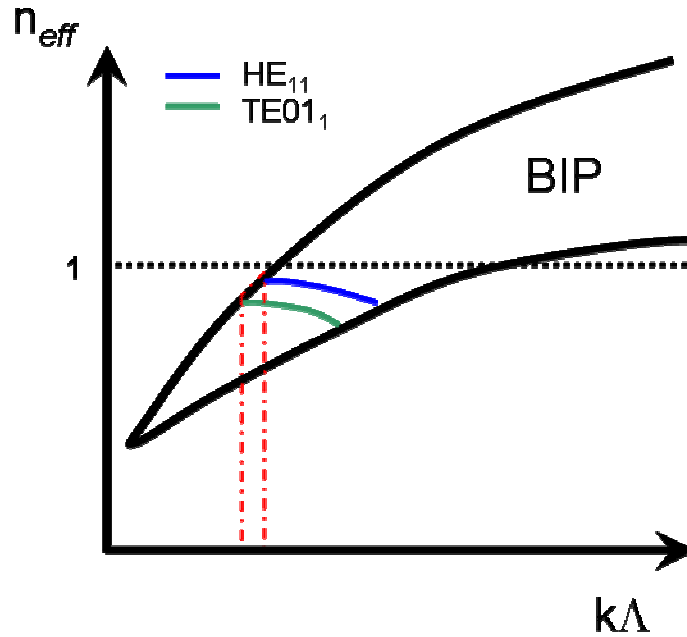


Figure I.17 : Schéma de la BIP et des deux premiers modes de cœur montrant l'existence d'un lieu de fréquence (pointillé rouge) où seul le mode d'ordre élevé est guidé.

Grâce à leurs caractéristiques du guidage par BIP, les HC-PCF présentent la particularité de pouvoir être monomodes sur un mode d'ordre élevé. En effet, le mode du CP qui délimite la BIP aux grands indices effectifs exhibe une forte dispersion autour de la ligne d'air (cf. §1.B.I) délimitant, aux basses fréquences, une zone où le seul mode guidé dans le cœur peut être le mode  $HE_{21}$  (Fig. I.17).

Après avoir défini les distributions de champ, le nombre et un comportement singulier des modes de défaut dans les HC-PCF, nous allons aborder la notion de modes de surface.

## 2. Modes de surface

Comme explicité plus haut (I.1), les calculs de diagramme de bandes sont effectués sur une cellule élémentaire considérant de facto le CP comme infini. En physique du solide, l'interface créée par le caractère fini du cristal autorise l'existence de modes localisés de la fonction d'onde électronique, nommés modes de surface (MS), à l'intérieur de la bande interdite. Par le même mécanisme, l'interface cœur/gaine des HC-PCF permet à l'intérieur de la BIP, la présence de modes de surface principalement confinés dans le matériau haut indice. De par la localisation de leur énergie, les MS possèdent une dispersion plus forte que les modes de cœur autorisant, à certaines longueurs d'onde, un accord de phase [16]. Si les MS et

le mode de cœur possèdent une même polarisation ils se repoussent et donne naissance à un « anti-crossing » (Fig I.18).

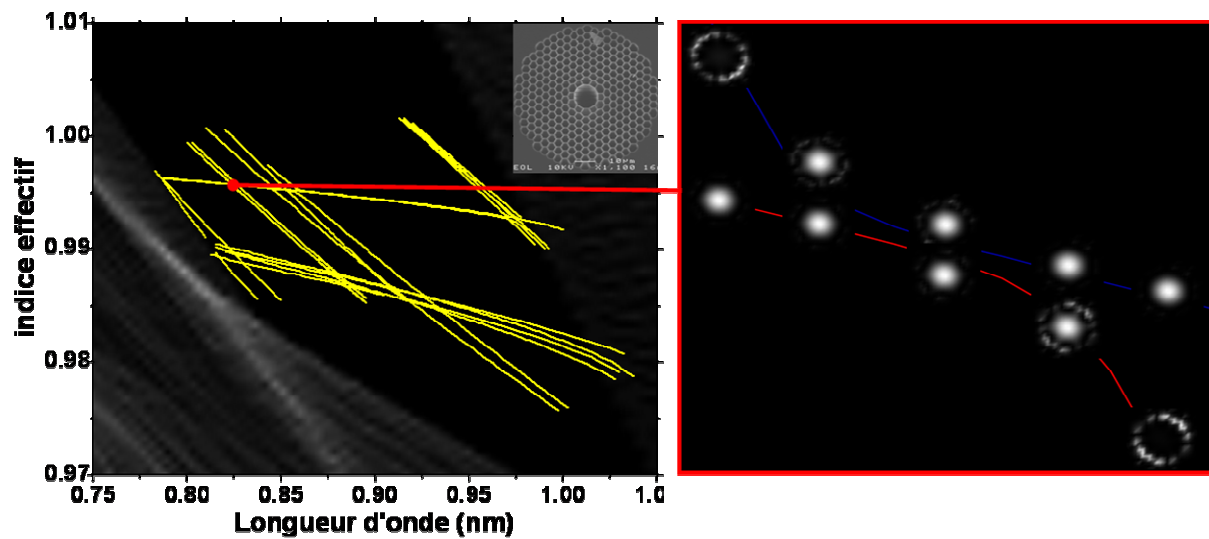


Figure I.18 : Figure de DOPS et évolution de l'indice effectif des modes de défaut calculés (gauche) d'une HC-PCF (encart). Zoom sur un couplage entre mode de cœur et mode de surface avec les champs proches calculés.

Si les champs du mode de cœur et du MS ont une intégrale de recouvrement spatiale non nulle, il y a couplage entre ces deux modes et donc transfert d'énergie du mode de cœur vers un MS. L'énergie transférée sur le MS sera ensuite perdue par couplage sur les modes de gaine. La présence de ces modes est donc préjudiciable car ils créent des zones de pertes discrètes dans le spectre de transmission.

L'étude de l'influence de la taille et forme du cœur sur l'existence et la position des MS donne lieu à une littérature fournie présentant des solutions plus ou moins réalistes pour s'affranchir des couplages MS-BIP. S'il ne permet pas de les éliminer, un dimensionnement correct permet de repousser ces MS en dehors de la BIP et ainsi d'éviter la détérioration de la transmission. Amezcua-Correa *et al.* [17] ont étudié l'influence de l'épaisseur de la paroi en silice du cœur sur la position des modes de surface afin d'optimiser la bande de transmission des HC-PCF. Pour ce faire, ils définissent une épaisseur  $T$  normalisée telles que  $T = \frac{t_r}{(\Lambda - d)}$

où  $t_r$  est l'épaisseur de la paroi entourant le cœur et  $(\Lambda - d)$  l'épaisseur des ponts de silice du CP. La grandeur choisie afin de caractériser la bande de transmission est la fraction de puissance contenue dans le cœur (fig I.19). On peut voir très nettement la trajectoire des

principaux modes de surface en couleur orangée traversant la BIP représentée par le maximum de puissance dans le cœur (rouge).

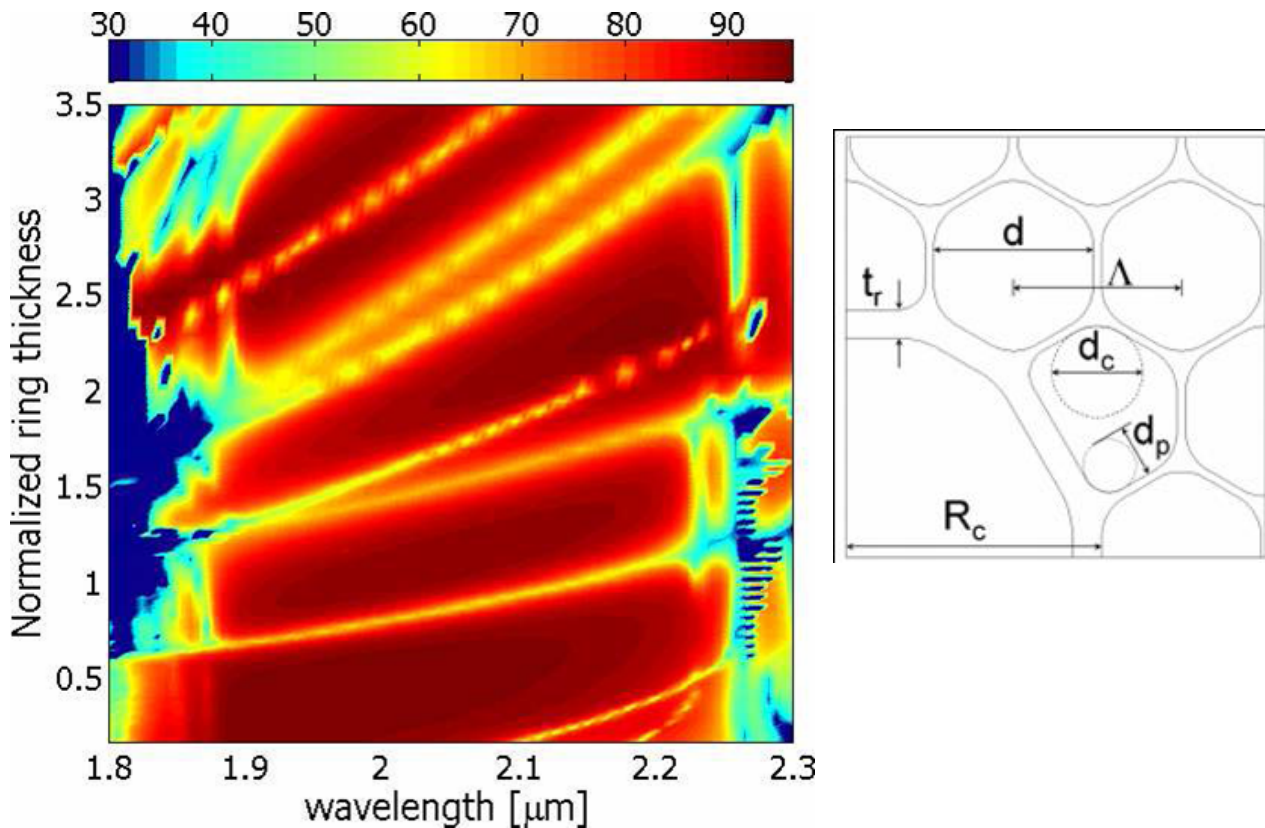


Figure I.19 : Cartographie de la puissance contenue dans le cœur en fonction de la longueur d'onde et de l'épaisseur normalisée du cœur  $T$ .

Paramètres de modélisation des HC-PCF décrits en [17].

Cette figure permet d'établir une épaisseur normalisée  $T=0,5$  pour laquelle aucun mode de surface ne traverse la BIP définissant de facto la largeur maximale de la bande de transmission de telles fibres. Le même auteur étend son étude aux fibres dont le cœur est réalisé par le retrait de 19 capillaires montrant la présence d'un plus grand nombre de MS, réduisant la bande de transmission mais augmentant la part d'énergie contenue dans le cœur.

## V. Mécanismes de pertes linéiques dans les HC-PCF, état de l'art et limites théoriques

Si aujourd'hui, dans les fibres optiques à saut d'indice, les pertes sont limitées par la diffusion et l'absorption du matériau, plusieurs autres mécanismes interviennent pour les HC-

PCF. On peut séparer ces mécanismes en fonction de leurs origines. Il existe d'abord les pertes de confinement dues aux imperfections et au caractère fini de la gaine microstructurée, puis dans un second temps des pertes intrinsèques au procédé de fabrication des HC-PCF à savoir la rugosité aux interfaces air-silice.

## 1. Pertes par effet tunnel

Le plus trivial des mécanismes, responsable à part entière des pertes de confinement, est la fuite de la puissance optique vers la gaine de silice extérieure. L'encombrement des fibres optiques étant limité tant pour des raisons techniques que pratiques, la gaine microstructurée ne peut posséder un nombre trop important de couronnes. Afin de quantifier l'importance de la taille de la gaine microstructurée sur les pertes, des simulations numériques basées, pour la plupart, sur la méthode des éléments finis et sur l'utilisation d'une couche absorbant les ondes électromagnétiques aux limites du domaine de calcul ont été réalisées.

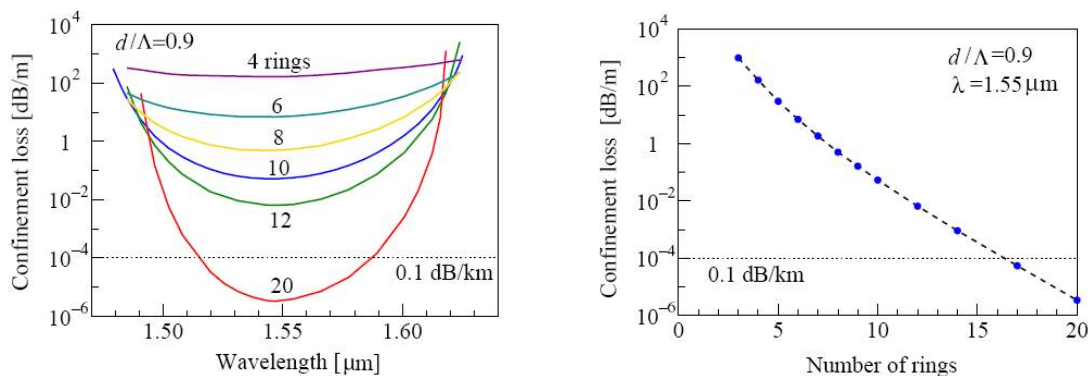


Figure I.20 : Evolution des pertes de confinement dans une HC-PCF en fonction du nombre de couronnes entourant le cœur, pour l'ensemble de la BIP (gauche) et pour la longueur d'onde centrale uniquement (droite).

Ces modélisations prennent pour modèle physique une fibre HC-PCF pour laquelle le cœur est réalisé par le retrait de 7 capillaires (7 cell). La périodicité et la fraction d'air sont maintenues constantes à des valeurs respectives de  $2,32\mu\text{m}$  et 80%. On constate effectivement que l'augmentation du nombre de couronnes abaisse considérablement les pertes (Figure I.20). Cette étude démontre également que pour diminuer les pertes de confinement en deçà des pertes des fibres à saut d'indice monomodes ( $0,2\text{dB/km}$ ), il ne faut pas moins de 20 couronnes de trous d'air autour du cœur. Ces résultats sont pourtant à pondérer étant donné que la fraction d'air utilisée est nettement inférieure à celle des fibres fabriquées ( $>95\%$ ) de

nos jours. Les autres sources de pertes par confinement sont les différentes déformations du CP qui peuvent apparaître lors de la réalisation des HC-PCF.

Les pertes de confinement peuvent donc être minimisées par l'ajout de couronnes supplémentaires et ne constituent pas, par conséquent, une limite incontournable à la diminution des pertes des HC-PCF.

## 2. Pertes par diffusion

Si dans les HC-PCF, la faible fraction de champ se propageant dans la silice (1-2%) permet de s'affranchir de la diffusion du matériau, elle est suffisante pour subir l'influence des interfaces air/silice en particulier de celle cœur/gaine. On peut évaluer quantitativement la sensibilité d'une structure particulière en calculant la fraction normalisée  $F$  [14,15] de champ du mode fondamental présent à l'interface cœur/gaine défini comme suit :

$$F = \left( \frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \frac{\oint_{\text{PerimètreCoeur}} dl |E|^2}{\int_{\text{SectionFibre}} |E \wedge H^*| \cdot \vec{z}} \quad (1.10)$$

Les pertes par diffusion seront directement proportionnelles à ce facteur  $F$ . C'est du procédé même de fabrication que provient cette limitation à la diminution des pertes dans les HC-PCF. En effet, la fusion puis la trempe du verre au cours des différentes étapes de fibrage induit aux interfaces air/silice, (en particulier sur celle du cœur) par le biais des tensions de surfaces, des ondes de pression se figeant lors de la trempe du verre. La rugosité ainsi créée, est directement proportionnelle à la température de transition vitreuse du verre utilisé ainsi qu'au périmètre du cœur. Cette rugosité peut, par l'intermédiaire de la diffusion, permettre le couplage d'une partie de l'énergie portée par le mode de cœur sur des modes de gaine. La dépendance des pertes par diffusion à la longueur d'onde diffère de celle de la diffusion Rayleigh ( $1/\lambda^4$ ) des fibres à cœur solide. On observe en effet une dépendance en  $1/\lambda^3$  des pertes dans les HC-PCF. Cette différence s'explique par le lien entre longueur d'onde centrale de la BIP et amplitude de la rugosité, la première étant liée à la périodicité du CP définissant aussi la taille du cœur et la seconde au périmètre du cœur. Si ces pertes ne peuvent pas être complètement éliminées on peut les réduire de plusieurs ordres de grandeur en minimisant ce facteur  $F$ . Pour cela c'est encore le design du cœur qu'il faut optimiser afin de diminuer l'interaction du champ optique avec la silice, on se rapproche alors de l'étude évoquée dans le paragraphe 1.B.4.2. Ce phénomène constitue la limite intrinsèque à la diminution des pertes dans les HC-PCF, plaçant cette limite à 1,2dB/km à 1620nm [23].

### 3. Etat de l'art du niveau de pertes dans les HC-PCF

Depuis la première démonstration de guidage dans une HC-PCF [15] où les pertes sont de l'ordre de la dizaine de  $\text{dB}\cdot\text{cm}^{-1}$  à 600nm, la firme américaine CORNING<sup>TM</sup> [21] a diminuée les pertes des HC-PCF 7-cell jusqu'à  $13\text{dB}\cdot\text{km}^{-1}$  à 1550nm. C'est ensuite le passage aux 19-cell développées à l'université de Bath [22, 23] qui permit de diminuer les pertes jusqu'à une valeur de  $1,2\text{dB}\cdot\text{km}^{-1}$  à 1550nm en 2005. Si la valeur des pertes pour les 7-cell a depuis été réduite ( $9,5\text{dB}\cdot\text{km}^{-1}$ ) grâce à de nouvelles techniques de fabrication qui permettent d'augmenter la fraction d'air et de diminuer les pertes par diffusion [24], le record de perte de  $1,2\text{dB}/\text{km}$  reste encore d'actualité. Le résumé des principales avancées en terme de pertes est présenté sur la figure I.21.

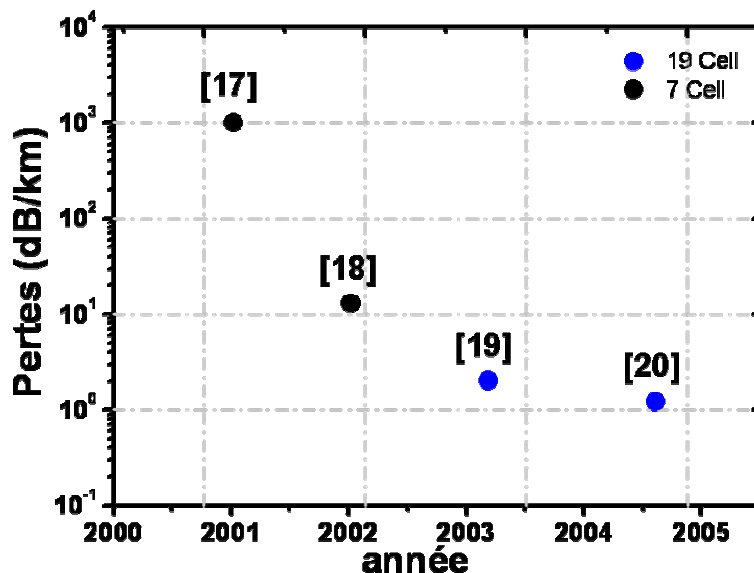


Figure I.21 : Evolution des pertes dans les fibres à cœur creux à bande interdite photonique.

## **C. Conclusion**

Nous avons donc évoqué dans cette première partie les différents mécanismes mis en œuvre dans le guidage par BIP dans les fibres à cœur creux. Nous avons décrit les différents modèles permettant de modéliser le comportement de ces fibres ainsi que les liens existant entre paramètres géométriques et guidage dans ces fibres. Nous avons conclu cette partie par un état de l'art des fibres à cœur creux guidant par bande interdite photonique.



## Références bibliographiques

- [1] E.A.J. Marcatili and R.A. Schmelzter, *Bell Syst. Tech. J.* **43**, 1783 (1964).
- [2] P. Yeh and A. Yariv, *J. Opt. Soc. Am.* **68**, n°9 (1978).
- [3] B. Temelkuran, S.H. Hart, G. Benoit, J.D. Joannopoulos, Y. Fink, *Nature* **420**, 650 (2002).
- [4] T.A. Birks, P.J. Roberts, P.St.J. Russell, D.M. Atkin, T.J. Shepherd, *Electron. Lett.* **31**, 1941 (1995).
- [5] M. A. Dugay, Y. Kokubun, T.L. Koch and L. Pfeiffer, *App. Phys. Lett.* **49**, n°1, 13 (1986).
- [6] A.K. Abeeluck, N.M. Litchinister, C.Headley, B.J. Eggleton, *Opt. Exp.* **10**, 1320 (2002).
- [7] F. Luan, A. K. George, T. D. Hedley, G. J. Pearce, D. M. Bird, J. C. Knight, P. St. J. Russell, *Opt. Lett.* **29**, n°20, 2369 (2004).
- [8] T. P. White, R. C. McPhedran, C. Martijn de Sterke, *Opt. Lett.* **27**, n°22, 1977 (2002).
- [9] N.M. Litchinister, S. Dunn, P. Steinvurzel, B. Eggleton, T. White, R. Mc Phedran, C. De Sterke, *Opt. Exp.* **12**, n°8, 1540 (2004).
- [10] J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, R.D. Meade "Photonic Crystals : Molding the Flow of Light", Princeton University Press, Princeton, N.J. (1995).
- [11] J. M. Pottage, D. M. Bird, T. D. Hedley, T. A. Birks, J. C. Knight, P. St. J. Russell, P.J. Roberts, *Opt. Exp.*, **11**, n°22, 2854 (2003).
- [12] F.Couny, F. Benabid, P. J. Roberts, M. T. Burnett, S. A. Maier, *Opt. Exp.* **15**, n°2, 325 (2007).
- [13] F. Benabid and P. St. J. Russell, *ICTON conference*, **We.A2.1**, IEEE (2004).
- [14] B. Cros, C. Courtois, G. Matthieussent, A. Di Bernardo, D. Batani, N. Andreev, S. Kuznetsov, *Phys. Rev.* **65** 026405 (2002).
- [15] R.F. Cregan, B.J. Mangan, J.C. Knight, T.A. Birks, P.St.J. Russell, P.J. Roberts, D.C. Allan, *Science* **285**, n°5433, 1537 (1999).

- [16] J.A. West, C.M. Smith, N. F. Borrelli, D.C. Allan, K.W. Koch, *Opt. Exp.* **12**, n°8, 1485 (2004).
- [17] R. Amezcua-Correa, N. G. R. Broderick, M. N. Petrovich, F. Poletti, D. J. Richardson, *Opt. Exp.* **14**, n°17, 7974 (2006).
- [18] P. J. Roberts, D. P. Williams, B. J. Mangan, H. Sabert, F. Couny, W. J. Wadsworth, T. A. Birks, J. C. Knight, P. St. J. Russell, *Opt. Exp.* **13**, 8277, (2005).
- [19] P. J. Roberts, D. P. Williams, H. Sabert, B. J. Mangan, D. M. Bird, T. A. Birks, J. C. Knight, P. St. J. Russell, *Opt. Exp.* **14**, 7329 (2006).
- [20] J.A. West, C.M. Smith, N.F. Borrelli, D.C. Allan, K.W. Koch, *Opt. Exp.* **12**, 1485 (2004).
- [21] N. Venkataraman, M.T. Gallagher, C.M. Smith, D. Muller, J.A. West, K.W. Koch, J.C. Fajardo, *Proceeding of European Conference on Optical Communication, ECOC PD1.1* (2002).
- [22] 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, P.St.J. Russell., *Proceeding of Optical Fiber Communication Conference, OFC PDP24* (2004).
- [23] P.J. Roberts, F. Couny, H. Sabert, B.J. Mangan, D.P. Williams, L. Farr, M W. Mason, A. Tomlinson, T.A. Birks, J.C. Knight, P.St.J. Russell, *Opt. Exp.* **13**, n°1, 236 (2005).
- [24] R. Amezcua-Correa, F. Gérôme, S.G. Leon-Saval, N.G. R. Broderick, T.A. Birks, J.C. Knight, *Opt. Exp.* **16**, n°2, 1142 (2008).

## **CHAPITRE 2 :DIFFUSION RAMAN STIMULEE DANS LES GAZ**



Dans cette seconde partie, nous détaillerons d'abord le phénomène de diffusion Raman en décrivant comment le champ électrique de l'onde optique interagit, par le biais de la polarisabilité, avec la matière. Nous nous restreindrons à une approche semi-classique pour des molécules diatomiques (comme le dihydrogène utilisé dans l'expérience) permettant de décrire les transitions énergétiques, l'évolution en puissance des différentes ondes optiques mises en jeu sans tenir compte pour autant de la cohérence de ces dernières. Nous décrirons ensuite les avantages des HC-PCF pour la conversion Raman dans les gaz au travers de travaux réalisés précédemment.

## **A. Description de la diffusion Raman stimulée**

### **I. Généralités**

L'effet Raman est une diffusion inélastique de la lumière par des molécules. Il y a donc échange d'énergie entre l'onde optique incidente et le milieu diffusant. Cet échange se fait par l'excitation ou la relaxation de l'énergie interne des molécules (vibration, rotation ou combinaison des deux), provoquant un décalage fréquentiel des photons de pompe. Le décalage est constant en fréquence pour une molécule donnée et peut se produire vers les basses (ondes Stokes) ou hautes (ondes anti-Stokes) fréquences suivant l'échange énergétique mis en jeu.

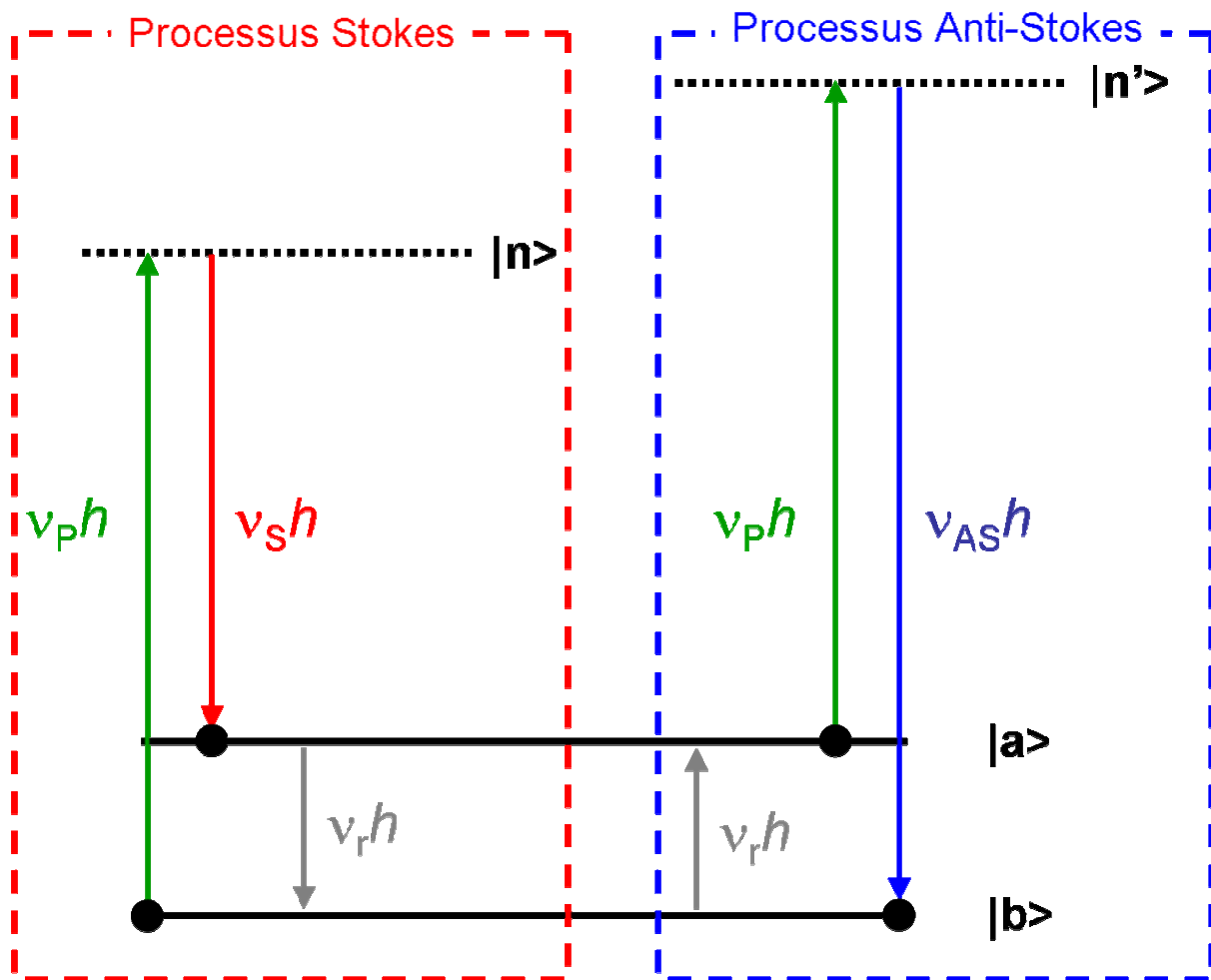


Figure II.1 : Schéma de principe des échanges énergétiques entre photon de pompe de fréquence  $\nu_p$  et une molécule lors de la diffusion Raman

Un photon incident de fréquence  $\nu_p$  peut d'une part entrer en collision avec une molécule dans son état fondamental  $|b\rangle$ , la faisant passer sur un niveau d'énergie transitoire  $|n\rangle$ . De ce niveau transitoire la molécule passe à un état vibratoire ou rotatoire excité  $|a\rangle$  en émettant un photon d'énergie plus faible  $h\nu_s$  qualifié de Stokes. Il peut d'autre part entrer en collision avec une molécule se trouvant dans un état excité  $|a\rangle$ , la faisant alors passer, comme précédemment, sur un état transitoire  $|n'\rangle$ . La molécule à l'état  $|n'\rangle$  émet ensuite un rayonnement anti-Stokes d'énergie plus élevée que la pompe en rejoignant son état d'énergie fondamental. A noter que quel que soit le mécanisme mis en jeu les fréquences  $(\nu_p - \nu_s)$  et  $(\nu_{AS} - \nu_p)$  sont équivalentes et correspondent à  $\nu_r = \frac{E_{ab}}{h}$  où  $h$  est la constante de Planck et  $E_{ab}$  l'énergie séparant les états stable et excité de la molécule.

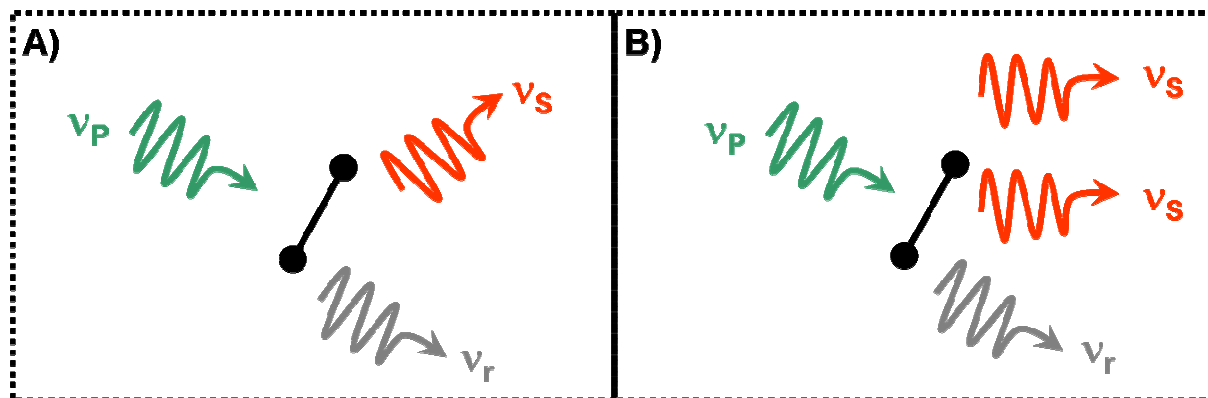


Figure II.2 : Schémas de principe de la diffusion Raman spontanée (A) et stimulée (B).

A faible intensité le processus de diffusion inélastique évoqué est dit spontané et peut être décrit par la probabilité qu'une molécule passe de l'état fondamental à un état excité. Lorsque l'intensité du laser de pompe atteint un certain seuil, l'onde Stokes (ou/et anti-Stokes) générée spontanément est alors amplifiée de façon exponentielle. Ce processus est appelé diffusion Raman stimulée (Fig II.2).

## II. Energies des transitions Raman

Les transitions Raman sont caractéristiques des molécules avec lesquelles les champs optiques interagissent. Afin de mieux comprendre l'origine physique de ce phénomène nous proposons de développer deux modèles simples permettant de déterminer les transitions Raman vibrationnelle et rotationnelle. Nous utiliserons du dihydrogène comme milieu Raman nous nous limiterons donc à des modèles traitant des molécules diatomiques.

### 1. Transition rotationnelle : le rotateur rigide

Considérons une molécule diatomique de la manière la plus simple possible (Fig II.3) ; elle sera constituée de deux atomes de masse ponctuelle  $m_1$  et  $m_2$  situés à une distance  $r$  de part et d'autre d'un barreau rigide sans masse. Cette représentation correspond au modèle de Dumbell [1].

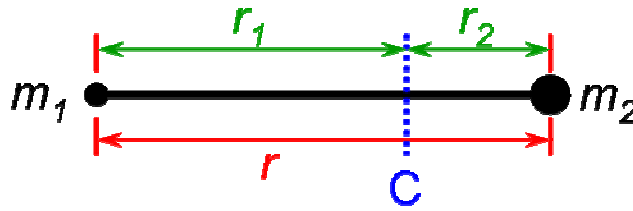


Figure II.3 : Modèle de Dumbell d'une molécule diatomique.

En mécanique classique, l'énergie de rotation  $E$  d'un solide rigide est donnée par :

$$E = \frac{1}{2} I \omega^2 \quad (2.1)$$

Où  $I = \sum m_i r_i^2$  est le moment d'inertie du système et  $\omega$  la vitesse angulaire de la rotation reliée au nombre de rotations par seconde  $\nu_{rot}$  par :

$$\omega = 2\pi\nu_{rot} \quad (2.2)$$

La molécule étant libre dans l'espace, la rotation s'effectue autour du centre de gravité C. Le moment angulaire du système est donné par  $P=I\omega$ . On peut donc exprimer l'énergie du système grâce à (2.1) comme étant :

$$E = \frac{P^2}{2I} \quad (2.3)$$

Ainsi on peut considérer que l'énergie du système en rotation dépend essentiellement du moment d'inertie qui, pour le modèle de Dumbell, est :

$$I = m_1 r_1 + m_2 r_2,$$

où

$$r_1 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} r \quad \text{et} \quad r_2 = \frac{m_1}{m_1 + m_2} r \quad (2.4)$$

sont les distances séparant les masses  $m_1$  et  $m_2$  du centre de gravité C (Fig II.3) et  $r$  la distance séparant les deux masses. La substitution conduit à :

$$I = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} r^2 = \mu r^2 \quad (2.5)$$

où  $\mu$  est la masse réduite de la molécule. Le moment d'inertie du système s'exprime donc comme celui d'une masse ponctuelle  $\mu$ . On peut donc considérer le problème comme la



rotation d'une seule masse  $\mu$  autour d'un axe de rotation situé à une distance  $r$  de cette dernière.

Pour obtenir les possibles états d'énergie du système en rotation il nous faut résoudre l'équation de Schrödinger en identifiant la masse de la particule à  $\mu$  et en annulant le potentiel  $V$ . La dernière hypothèse provient du fait que tant que le système est en rotation libre, son énergie est uniquement cinétique. L'équation à résoudre se présente donc sous la forme :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{8\pi^2 \mu}{h^2} E \psi = 0 \quad (2.6)$$

où  $\psi$  est la fonction d'onde du système. A noter que la notion de rigidité impose  $x^2 + y^2 + z^2 = r^2$  comme une constante. Les solutions physiques (finies et continues)  $\psi$  de cette équation n'existent que pour certaines valeurs  $E$  de l'énergie. Ces valeurs propres sont :

$$E(J) = \frac{h^2 J(J+1)}{8\pi^2 \mu r^2} = \frac{h^2 J(J+1)}{8\pi^2 I} \quad (2.7)$$

où le nombre quantique rotationnel  $J$  peut prendre les valeurs entières 0, 1, 2,...

En identifiant les équations (2.3) et (2.7) on peut exprimer le moment angulaire du système dans un état quantique  $J$  comme étant :

$$P(J) = \frac{h}{2\pi} \sqrt{J(J+1)} \approx \frac{h}{2\pi} J \quad (2.8)$$

Comme seules des valeurs discrètes de l'énergie et du moment angulaire sont possibles pour un tel système, il en découle que le système ne peut évoluer qu'à certaines fréquences de rotation  $\omega = P/I$ . On obtient donc pour la vitesse angulaire et la fréquence de rotation :

$$\omega(J) = \frac{h}{2\pi I} \sqrt{J(J+1)} \approx \frac{h}{2\pi I} J \quad \text{Il suit} \quad \nu_{rot}(J) = \frac{h}{4\pi^2 I} \sqrt{J(J+1)} \approx \frac{h}{4\pi^2 I} J \quad (2.9)$$

On peut donc dire que les transitions rotationnelles des molécules diatomiques sont quantifiées en termes d'énergie et qu'il en va de même pour la fréquence de rotation de ces molécules.

## **2. Transition vibrationnelle : l'oscillateur harmonique**

La plus simple hypothèse à propos de la forme de la vibration d'une molécule atomique est que les atomes s'approchent et s'éloignent dans un mouvement harmonique subissant un déplacement de leur position d'équilibre selon une fonction sinusoïdale du

temps. Un tel mouvement peut être décrit, du point de vue de la mécanique classique, par la vibration harmonique d'un point masse autour d'une position d'équilibre, constituant le modèle de l'oscillateur harmonique [1].

L'oscillateur harmonique est défini comme une masse ponctuelle  $m$  mue par une force  $F$  proportionnelle à la distance  $q$  séparant la masse de sa position d'équilibre. Le mouvement de la masse ponctuelle est donc la solution de l'équation différentielle suivante :

$$F = -kq = m \frac{d^2 q}{dt^2} \quad (2.10)$$

où le paramètre  $k$  représente la constante de rappel. La solution de cette équation bien connue est donnée par

$$q = q_0 \sin(2\pi\nu t + \varphi) \quad \text{avec} \quad \nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (2.11)$$

où  $q_0$  est l'amplitude de la vibration et  $\varphi$  une constante de phase déterminée par les conditions initiales.

Comme la force est l'opposée de la dérivée de l'énergie potentielle, il suit :

$$V = \frac{1}{2} kq^2 = 2\pi^2 m \nu_{\text{vib}}^2 x^2 \quad (2.12)$$

La force de rappel exercée par les deux atomes de la molécule l'un sur l'autre quand ils sont déplacés de leur position d'équilibre est proportionnelle au changement de la distance interatomique. En considérant cette hypothèse, les atomes effectuent alors des oscillations harmoniques lorsqu'ils sont laissés libres après avoir été déplacés de leur position d'équilibre.

On a donc pour les deux atomes de masse  $m_1$  et  $m_2$  :

$$m_1 = \frac{d^2 r_1}{dt^2} = -k(r - r_e) \quad \text{et} \quad m_2 = \frac{d^2 r_2}{dt^2} = -k(r - r_e) \quad (2.13)$$

Où  $r_1$  et  $r_2$  sont les distances des deux atomes par rapport au centre de gravité (Fig. II.2),  $r$  est la distance interatomique et  $r_e$  est la distance à l'équilibre. Par substitution de (2.4), on remplace les équations (2.13) par :

$$\frac{m_2 m_1}{m_1 + m_2} \frac{d^2 r}{dt^2} = -k(r - r_e) = \mu \frac{d^2 (r - r_e)}{dt^2} \quad (2.14)$$

L'équation (2.14) est identique au cas général des oscillateurs harmoniques où la masse  $m$  est remplacée par la masse réduite  $\mu$  de la molécule et la distance  $x$  par  $(r - r_e)$ , changement de la

distance inter-atomique par rapport à l'équilibre. On en déduit donc la fréquence d'oscillation libre :

$$\nu_{vib} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{\mu}} \quad (2.15)$$

Ce raisonnement basé sur la mécanique classique définit une seule fréquence de vibration pour les molécules diatomiques mais l'amplitude de la vibration et consécutivement l'énergie peuvent prendre n'importe quelles valeurs. C'est donc en faisant appel à la mécanique ondulatoire, tout en conservant les simplifications évoquées ci-dessus, qu'il faut considérer le problème.

En conservant l'expression (2.12) de l'énergie potentielle, l'équation d'onde décrivant le mouvement vibratoire de l'oscillateur harmonique s'écrit :

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{8\pi^2\mu}{h^2} \left( E - \frac{1}{2}kq^2 \right) \psi = 0 \quad (2.16)$$

Encore une fois les fonctions d'ondes  $\psi(x)$ , solutions physiques de l'équation (2.16), n'existent que pour certaines valeurs propres de l'énergie. Ces valeurs sont données par :

$$E(v) = \frac{h}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{\mu}} \left( v + \frac{1}{2} \right) = h\nu_{vib} \left( v + \frac{1}{2} \right) \quad (2.17)$$

où le nombre quantique vibrationnel  $v$  peut prendre les valeurs entières 0, 1, 2...

Les valeurs propres (2.17) sont les seules valeurs d'énergie permises par la théorie quantique pour l'oscillateur harmonique et par conséquent pour les vibrations harmoniques des molécules. Elles sont des demi-entiers multiples de  $h\nu_{vib}$  où  $\nu_{vib}$  est la fréquence de vibration calculée à partir de (2.15). Les niveaux d'énergie vibratoire, contrairement à ceux de l'énergie rotationnelle, sont équidistants et l'énergie du niveau fondamental ( $v=0$ ) n'est pas nulle.

### **III. Polarisabilité, susceptibilité et diffusion Raman**

#### **1. Définition de la polarisabilité**

Lorsque une molécule est placée dans un champ électrique  $\vec{E}$ , elle subit une déformation. Le barycentre des charges négatives (électrons) se décale par rapport à celui des charges positives (noyaux). De plus, les atomes de cette molécule subissent eux aussi un

déplacement relatif. Ces deux contributions créent un moment dipolaire  $\vec{M}$  qui, pour les champs faibles, peut être exprimé par :

$$\vec{M} = \alpha \vec{E} \quad (2.18)$$

En dehors du cas de symétrie sphérique, le déplacement des barycentres et le champ électrique ne sont pas colinéaires, donnant lieu à une polarisabilité anisotrope. Elle s'exprime donc usuellement par la somme d'une composante isotrope et d'un tenseur de polarisabilité, on a donc :

$$[\alpha] = \alpha + \begin{bmatrix} -\gamma/2 & 0 & 0 \\ 0 & -\gamma/2 & 0 \\ 0 & 0 & -\gamma/2 \end{bmatrix} \quad (2.19)$$

Où  $\alpha$  représente la contribution isotrope de la polarisabilité et  $\gamma$  la contribution anisotrope. Le tenseur de polarisabilité est diagonal car il est ici exprimé dans une base propre de la molécule.

## 2. Moment dipolaire induit et diffusion Raman

Dans une première approximation, on peut considérer l'interaction lumière/matière du point de vue de la mécanique classique en considérant le changement de polarisabilité induit par la vibration ou la rotation de la molécule. Pour la vibration on peut poser :

$$\alpha = \alpha_{0v} + \alpha_{1v} \sin(2\pi\nu_{vib}t) \quad (2.20)$$

Où  $\alpha_{0v}$  est la polarisabilité à l'équilibre et  $\alpha_{1v}$  l'amplitude du changement de polarisabilité durant la vibration ( $\alpha_{1v} \ll \alpha_{0v}$ ). De même pour la rotation :

$$\alpha = \alpha_{0r} + \alpha_{1r} \sin(2\pi 2\nu_{rot}t) \quad (2.21)$$

Avec  $\alpha_{0r}$  la polarisabilité à l'équilibre et  $\alpha_{1r}$  l'amplitude de changement de polarisabilité durant la rotation. A noter que la fréquence à laquelle la polarisabilité change est double de celle de la rotation puisque la polarisabilité est la même pour deux directions opposées du champ appliqué. En considérant le champ appliqué dans sa forme la plus simple, soit :

$$E = E_0 \sin(2\pi\nu t) \quad (2.22)$$

En réinjectant (2.20), (2.21) et (2.22) dans (2.18) on obtient pour le cas d'une molécule vibrant :

$$\begin{aligned}
|\vec{M}| &= \alpha_{0v} E_0 \sin(2\pi\nu t) + \alpha_{1v} E_0 \sin(2\pi\nu t) \sin(2\pi\nu_{vib} t) \\
|\vec{M}| &= \alpha_{0v} E_0 \sin(2\pi\nu t) + \frac{1}{2} \alpha_{1v} E_0 [\cos 2\pi(\nu - \nu_{vib})t - \cos 2\pi(\nu + \nu_{vib})t]
\end{aligned} \tag{2.23}$$

et pour une molécule en rotation :

$$\begin{aligned}
|\vec{M}| &= \alpha_{0r} E_0 \sin(2\pi\nu t) + \alpha_{1r} E_0 \sin(2\pi\nu t) \sin(2\pi 2\nu_{rot} t) \\
|\vec{M}| &= \alpha_{0r} E_0 \sin(2\pi\nu t) + \frac{1}{2} \alpha_{1r} E_0 [\cos 2\pi(\nu - 2\nu_{rot})t - \cos 2\pi(\nu + 2\nu_{rot})t]
\end{aligned} \tag{2.24}$$

On observe donc qu'à cause de la perturbation induite par la vibration ou la rotation, le moment dipolaire induit ne change pas seulement à la fréquence  $\nu$  de la lumière incidente mais aussi aux fréquences  $(\nu - \nu_{vib})$  et  $(\nu + \nu_{vib})$  ou  $(\nu - 2\nu_{rot})$  et  $(\nu + 2\nu_{rot})$ . La mécanique classique prévoit le déplacement fréquentiel de la lumière diffusée. Quantitativement, les amplitudes des raies déplacées ne correspondent cependant pas à celles observées expérimentalement. En effet, les raies Stokes et anti-Stokes apparaissent de même intensité et linéairement dépendantes de l'amplitude du champ électrique. Si la mécanique classique permet d'expliquer qualitativement les fondements physiques de la diffusion Raman stimulée, les modèles qui en découlent deviennent insuffisants pour décrire quantitativement les échanges d'énergie entre les différentes ondes mises en jeu. De plus la polarisabilité et le moment dipolaire sont des grandeurs microscopiques qui, si elles éclairent le mécanisme physique sous-jacent de la diffusion Raman, ne permettent pas de la décrire dans son utilisation pratique.

### 3. Polarisation et susceptibilité

#### a. Définitions

La polarisation est le pendant macroscopique du moment dipolaire. Elle est définie comme le moment dipolaire par unité de volume. Dans le cas de l'optique linéaire, elle s'exprime par [2] :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} \tag{2.25}$$

où  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide et  $\chi^{(1)}$  la susceptibilité linéaire (d'ordre un) et  $\vec{E}$  le champ électrique. De manière plus générale la polarisation est exprimée comme une série de puissance du champ électrique :

$$\vec{P} = \epsilon_0 [\chi^{(1)} \vec{E} + \chi^{(2)} \vec{E}^2 + \chi^{(3)} \vec{E}^3 + \dots] \equiv \vec{P}^{(1)} + \vec{P}^{(2)} + \vec{P}^{(3)} + \dots \equiv \vec{P}^{(1)} + \vec{P}^{NL} \tag{2.26}$$

De par la nature vectorielle des champs  $\vec{E}$  et  $\vec{P}$ , les susceptibilités d'ordre  $n$  sont des tenseurs d'ordre  $(n+1)$ . On appellera polarisation non linéaire la somme des contributions d'ordre supérieur à un de la polarisation.

## b. Susceptibilité Raman

En développant un peu plus le modèle de l'oscillateur harmonique pour une molécule soumise à un champ optique, on peut définir une susceptibilité Raman. La diffusion Raman stimulée étant un processus non linéaire d'ordre trois (il met en jeu trois ondes) la polarisation non linéaire à la fréquence  $\omega_s$  peut s'exprimer sous la forme :

$$P(\omega_s) = \varepsilon_0 \chi_R(\omega_s) |A_L|^2 A_S e^{ik_s z} \quad (2.27)$$

où  $A_L$  et  $A_S$  représentent les amplitudes respectives de l'onde de pompe et de l'onde Stokes,  $\varepsilon_0$  la permittivité du vide et  $\chi_R(\omega_s)$  la susceptibilité Raman, forme réduite de  $\chi^{(3)}(-\omega_s, \omega_s, \omega_L, -\omega_L)$ . En reliant l'équation du mouvement à la définition de la polarisabilité d'ordre trois [2] on peut exprimer la susceptibilité Raman comme étant :

$$\chi_R(\omega_s) = \frac{\varepsilon_0 (N / 6\mu) (\partial\alpha / \partial q)_0^2}{\omega_v^2 - (\omega_L - \omega_s)^2 + 2i(\omega_L - \omega_s)\gamma} \quad (2.28)$$

avec  $N$  le nombre de molécules par unité de volume,  $\mu$  la masse réduite de la molécule,  $(\partial\alpha / \partial q)_0$  la variation de la polarisabilité moléculaire en fonction de la distance inter atomique,  $\gamma$  la constante d'amortissement et  $\omega_s$  ( $\omega_P$ ,  $\omega_v$ ) la fréquence de l'onde Stokes (onde de pompe, vibration).

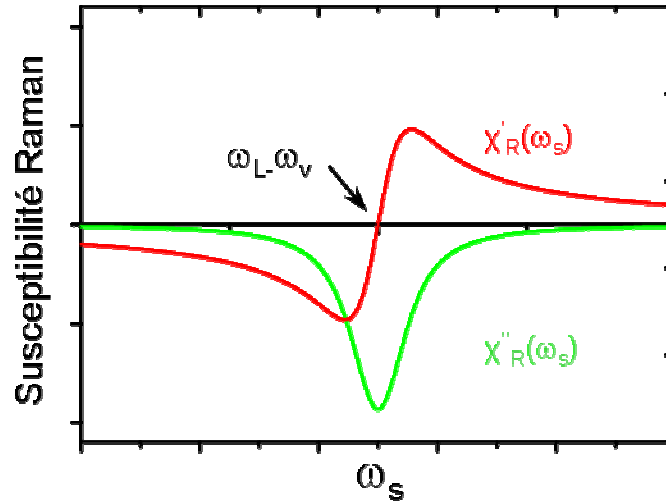


Figure II.4 : Parties réelle et imaginaire de la susceptibilité Raman en fonction de la fréquence

On constate (fig. II.4) qu'à la fréquence de résonance  $\omega_s = \omega_L - \omega_v$ , la susceptibilité est purement imaginaire négative ce qui a pour conséquence, comme nous le verrons par la suite, l'amplification de l'onde Stokes.

## IV. Modèle semi-classique

Afin de décrire l'évolution en puissance des différentes ondes optiques mises en jeu dans la diffusion Raman stimulée, nous nous appuyerons sur un modèle semi-classique. Ce dernier permet de coupler les variations de polarisabilité des molécules induites par les vibrations (et/ou rotations) avec les champs optiques. Ce modèle est dit semi-classique car il traite les champs optiques de manière classique (mécanique ondulatoire) et utilise la mécanique quantique pour décrire les variations du moment dipolaire des molécules induites par la vibration et/ou rotation des molécules au travers des notions de susceptibilité et de polarisation évoquées dans le paragraphe précédent.

### 1. Genèse

En séparant le terme de polarisation linéaire des ordres supérieurs, on peut considérer la polarisation comme un terme source de l'équation de Maxwell qui s'exprime alors sous la forme [2] :

$$-\nabla^2 E + \left(\frac{n}{c}\right)^2 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = -\frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 P^{NL}}{\partial t^2} \quad (2.29)$$

où  $E = E(x, y, z)e^{i(kz - \omega t)} + c.c$  et  $P^{NL} = P^{NL}(x, y, z)e^{i(kz - \omega t)} + c.c$  sont les représentations complexes des champs électriques et polarisations,  $c$  la célérité et  $n$  l'indice optique du milieu. En réinjectant l'expression (2.27) dans (2.29) et en faisant l'approximation de l'enveloppe lentement variable (i.e.  $\frac{\partial^2 E(x, y, z)}{\partial z^2}$  et  $\frac{\partial^2 P^{NL}(x, y, z)}{\partial z^2}$  négligeables), on peut rigoureusement dériver l'évolution de l'amplitude de l'onde Stokes comme étant :

$$\frac{dA_s}{dz} = -\alpha_s A_s \quad (2.30)$$

avec

$$\alpha_s = -3i \frac{\omega_s}{n_s c} \chi_R(\omega_s) |A_L|^2 \quad (2.31)$$

Comme la partie imaginaire de la susceptibilité Raman (2.28) est négative, l'onde Stokes subit une croissance exponentielle au cours de la propagation. Le coefficient d'amplification  $\alpha_s$  ne dépendant que du module de l'amplitude complexe de l'onde de pompe, l'accord de phase dans le processus de diffusion Raman stimulée est donc automatiquement vérifié.

Ce modèle peut être complexifié quelque peu afin de mieux répondre aux paramètres expérimentaux. En effet, dans le cas des fibres optiques, les longueurs d'interaction sont assez importantes et l'amplitude de l'onde pompe peut être diminuée soit par les pertes de la fibre soit par le processus de diffusion Raman stimulée. La déplétion de la pompe induit donc une variation du coefficient d'amplification. Enfin, le processus de diffusion Raman stimulée peut, si la puissance convertie dans l'onde Stokes est suffisante, donner naissance à des ondes Stokes d'ordre supérieur. Une onde Stokes devient alors une onde de pompe pour le Stokes d'ordre supérieur, phénomène non pris en compte dans l'équation (2.30).

## **2. Les équations couplées en régime établi**

Afin de parer aux limitations du modèle évoqué au paragraphe précédent des modèles plus complets ont été établis [3,4]. Ces derniers se basent sur le couplage des équations de type (2.30) pour l'onde de pompe et chaque onde Stokes. Un modèle particulier [5], donnant des



résultats de simulations très proches de l'expérience, décrit l'évolution des amplitudes des différentes ondes par les équations suivantes :

$$\begin{aligned}
\frac{dA_L}{dz} &= \frac{-\alpha_L}{2} A_L - \frac{G_0}{2} A_L |A_{S1} + N_{S1} A_L|^2 \\
\frac{dA_{S1}}{dz} &= \frac{-\alpha_{S1}}{2} A_{S1} + \frac{G_0}{2} \frac{n_L \lambda_L}{n_{S1} \lambda_{S1}} \left\{ |A_L|^2 (A_{S1} + N_{S1} A_L) - A_{S1} |A_{S2} + N_{S2} A_{S1}|^2 \right\} \\
\frac{dA_{S(i)}}{dz} &= \frac{-\alpha_{S(i)}}{2} A_{S(i)} + \frac{G_0}{2} \frac{n_{S(i-1)} \lambda_{S(i-1)}}{n_{S(i)} \lambda_{S(i)}} \left\{ |A_{S(i-1)}|^2 (A_{S(i)} + N_{S(i)} A_{S(i-1)}) - A_{S(i)} |A_{S(i+1)} + N_{S(i+1)} A_{S(i)}|^2 \right\}
\end{aligned}
\tag{2.32}$$

Où  $A_L$ ,  $A_{S(i)}$  sont les amplitudes des ondes de pompe et Stokes d'ordre  $i$  ;  $\lambda_L$ ,  $\lambda_{S(i)}$  les longueurs d'onde de la pompe et du Stokes d'ordre  $i$ ,  $\alpha_L$ ,  $\alpha_{S(i)}$  et  $n_L$ ,  $n_{S(i)}$  les atténuations linéiques (Np/m) et indices du matériau à ces longueurs d'onde respectives.  $G_0 = g_r / A_{\text{eff}}$  avec  $g_r$  gain du milieu Raman (m/W) et  $A_{\text{eff}}$  ( $\text{m}^2$ ) l'aire effective des modes sur lesquels se propagent les ondes optiques. Les paramètres  $N_{S(i)}$  sont liés au nombre de photons émis par diffusion Raman spontanée dans le  $i^{\text{ème}}$  mode Stokes, Ils sont définis par récurrence tel que  $N_{S(i)} \lambda_{S(i)} = \text{Cst}$ , et ainsi seul  $N_{S1}$  est un paramètre permettant d'ajuster le seuil Raman du premier Stokes à l'expérience.

### 3. Limitations du modèle

#### a. Les régimes d'amplification Raman

Le système d'équation (2.32) tient cependant la réponse non linéaire du milieu comme instantanée, c'est pourquoi il est qualifié de quasi-continu (quasi-CW) ou encore de modèle en régime établi. Dans la réalité, il faut prendre garde au rapport entre la durée des impulsions de pompe utilisées et le temps de vie des états quantiques mis en jeu dans la diffusion Raman. Tant d'un point de vue théorique qu'expérimental [6], on peut identifier trois régimes d'amplification Raman délimités par des constantes de temps prenant en compte le gain  $\alpha$  (cm/GW), la largeur spectrale à mi-hauteur du gain  $\Gamma$  (Hz), la longueur d'interaction  $z$  (m), de l'intensité de l'onde de pompe  $I_p$  ( $\text{W}/\text{m}^2$ ) et du temps de relaxation de la molécule  $T_2$ . Pour des durées d'impulsion inférieures à  $\tau_1 = T_2 / \alpha I_p z$ , la croissance de l'onde Stokes s'opère uniquement par diffusion Raman spontanée. Au-delà et jusqu'à  $\tau_2 = T_2 \alpha I_p z$ , un régime appelé transitoire où l'onde Stokes subit une croissance exponentielle s'installe. Lorsque la durée

d'impulsion dépasse  $\tau_2$ , il y a saturation du gain et s'installe alors un régime établi parfaitement décrit par le système d'équation (2.32).

## b. Vitesse de groupe, dispersion chromatique et diffusion Raman Stimulée

Rappelons que le transfert d'énergie entre l'onde de pompe et l'onde Stokes n'est pas instantané. Il s'ensuit qu'une certaine longueur d'interaction pendant laquelle les deux ondes voyagent côte à côte est nécessaire pour que ce transfert d'énergie ait lieu. Or les ondes électromagnétiques qui se propagent dans un guide ne voyagent pas à la même vitesse sous l'effet de la dispersion des vitesses de groupe. On peut donc définir une longueur maximale  $L_w$  pour laquelle les deux impulsions pompe et Stokes se recouvrent encore à moitié [3]. On a donc :

$$L_w = \tau/2 |v_{gP}^{-1} - v_{gS}^{-1}| \quad (2.33)$$

où  $\tau$  est la durée de l'impulsion de pompe et  $v_g$  la vitesse de groupe de l'onde considérée. Il faudra donc contrôler que cette longueur soit supérieure à la longueur d'interaction Raman  $L_R$  choisie.

De plus, une impulsion est constituée de plusieurs composantes fréquentielles ayant des relations de phase entre elles. La dispersion des vitesses de groupe accumulée lors de la propagation détruit cette relation de phase et par conséquent la cohérence des composantes spectrales entre l'impulsion de pompe et l'onde Stokes diminuant *de facto* le gain. On peut définir une longueur pour laquelle le champ électrique de l'impulsion de pompe subit un déphasage de  $\pi$  [7] :

$$L_D = \frac{\pi}{|v_{gP}^{-1} - v_{gS}^{-1}| \Delta\omega}$$

Cette longueur est à comparer à la longueur de cohérence Raman  $L_{CR}$  au bout de laquelle l'auto-ajustement des phases inhérent au processus Raman permet la restauration de la cohérence entre l'onde pompe et l'onde Stokes.

$$L_{CR} = \frac{1}{\alpha I_p} \quad (2.34)$$

avec  $\alpha$  gain Raman et  $I_p$  l'intensité de l'onde de pompe. Pour une longueur d'interaction inférieure à  $L_w$ , le gain Raman reste inchangé.

## **B. Paramètres Raman du dihydrogène**

Le dihydrogène est une des molécules les plus utilisées dans l'étude de la diffusion Raman stimulée dans les gaz. Composée de deux atomes de l'élément le plus léger de la classification périodique, elle possède le gain Raman le plus important de toutes les molécules gazeuses ce qui en fait un candidat de choix pour des applications de conversion de fréquence. Nous détaillerons dans cette partie les différentes propriétés du dihydrogène liées à la diffusion Raman ainsi que leurs comportements en fonction de la température et de la pression du gaz.

### **I. Les transitions Raman du dihydrogène**

En concordance avec les modèles de l'oscillateur harmonique et du rotateur rigide (cf II.1.2) trois types de transition sont possibles : vibrationnelle, rotationnelle et ro-vibrationnelle. La molécule d'hydrogène peut changer d'état vibrationnel, défini par le nombre quantique  $\nu$  en respectant la règle de transition  $\Delta\nu = \pm 1$ . La répartition des différents états vibrationnels répond à la statistique de Boltzmann et varie donc avec la température [1].

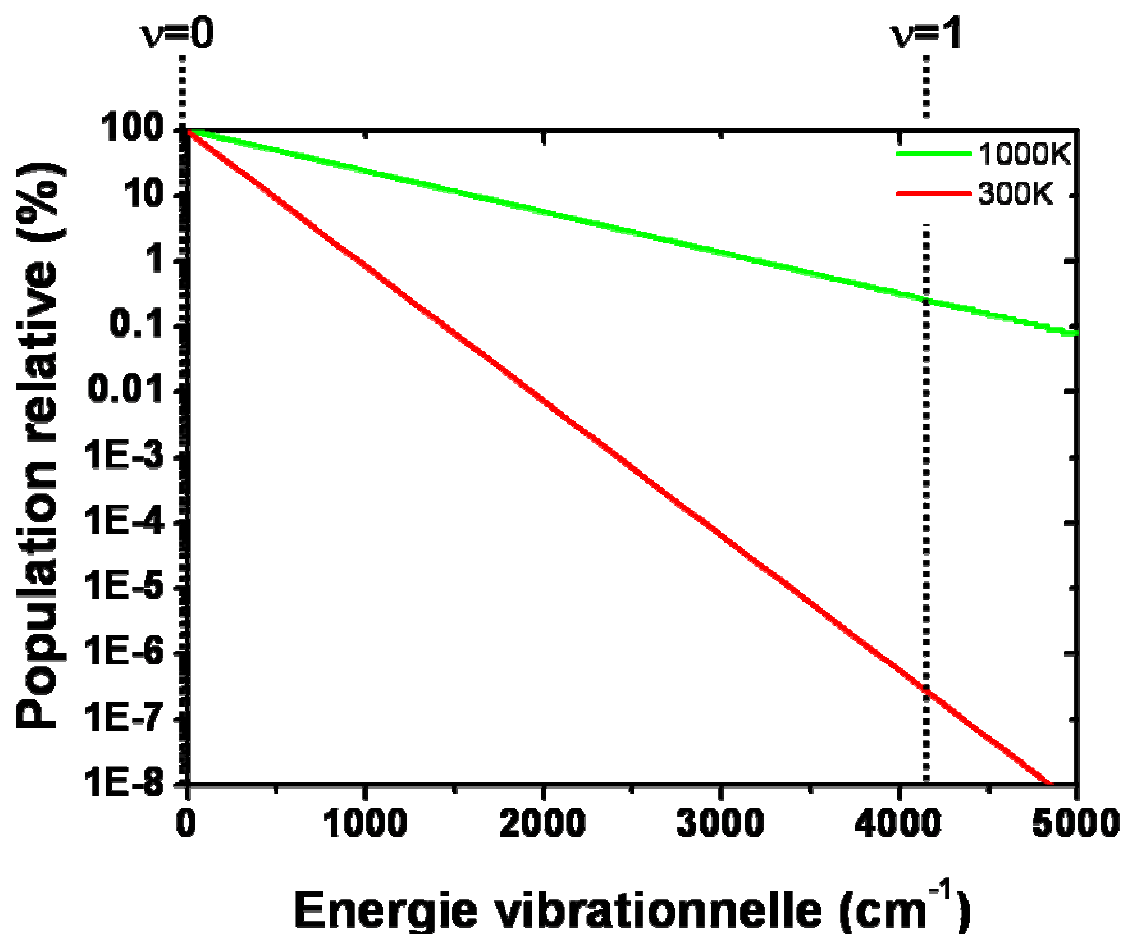


Fig II.9 : Répartition des molécules de dihydrogène entre les deux premiers niveaux vibrationnels

On observe (Fig II.9) cependant qu'aux conditions normales de température, la quasi-totalité des molécules se trouvent sur l'état fondamental.

Chacun des états vibrationnels possède une structure fine d'état rotationnel de nombre quantique  $J=0,1,2\dots$  et une règle de transition  $\Delta J = 0, \pm 2$ . La molécule de dihydrogène a de plus une isomérisation de spin. Lorsque les deux protons ont un spin identique (ortho-hydrogène), la molécule ne peut se trouver que dans un état rotationnel impair et réciproquement, pour le para-hydrogène (protons de spins opposés), seuls les états pairs sont autorisés. Le ratio entre ortho et para-hydrogène est de 3/4 à 300K [8].

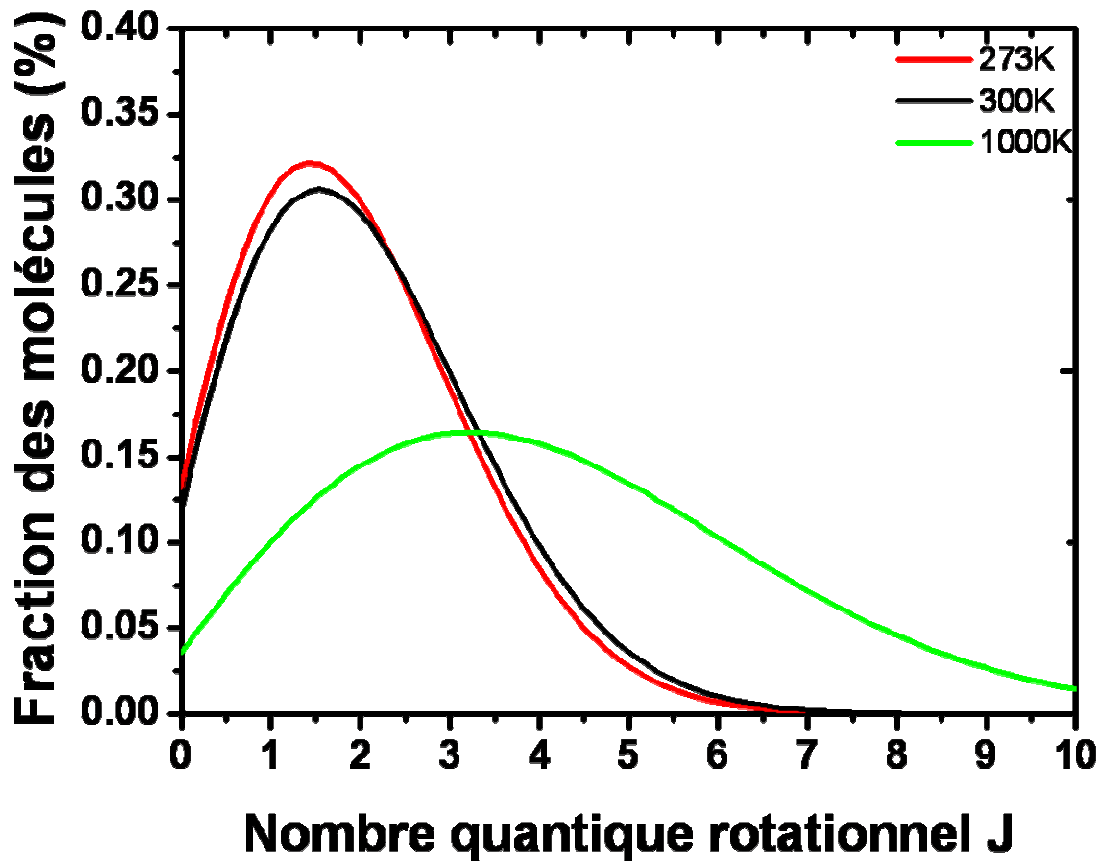


Figure II.6 Population des états quantiques rotationnels du dihydrogène à différentes températures.

La Figure II.6. présente la population des états quantiques rotationnels dans un gaz de dihydrogène pour différentes températures. En prenant en compte cette proportion ainsi que le poids de chaque niveau rotationnel le dihydrogène, à 300K, possède 70% des molécules dans l'état ( $v=0, J=1$ ) et 30% dans l'état ( $v=0, J=0$ ).

Toujours en utilisant les modèles du paragraphe 2.A.II, on peut calculer les différences d'énergie entre les niveaux mis en jeu et ainsi prévoir les décalages fréquentiels que subira l'onde optique lors de la diffusion Raman dans le dihydrogène (Fig II.7).

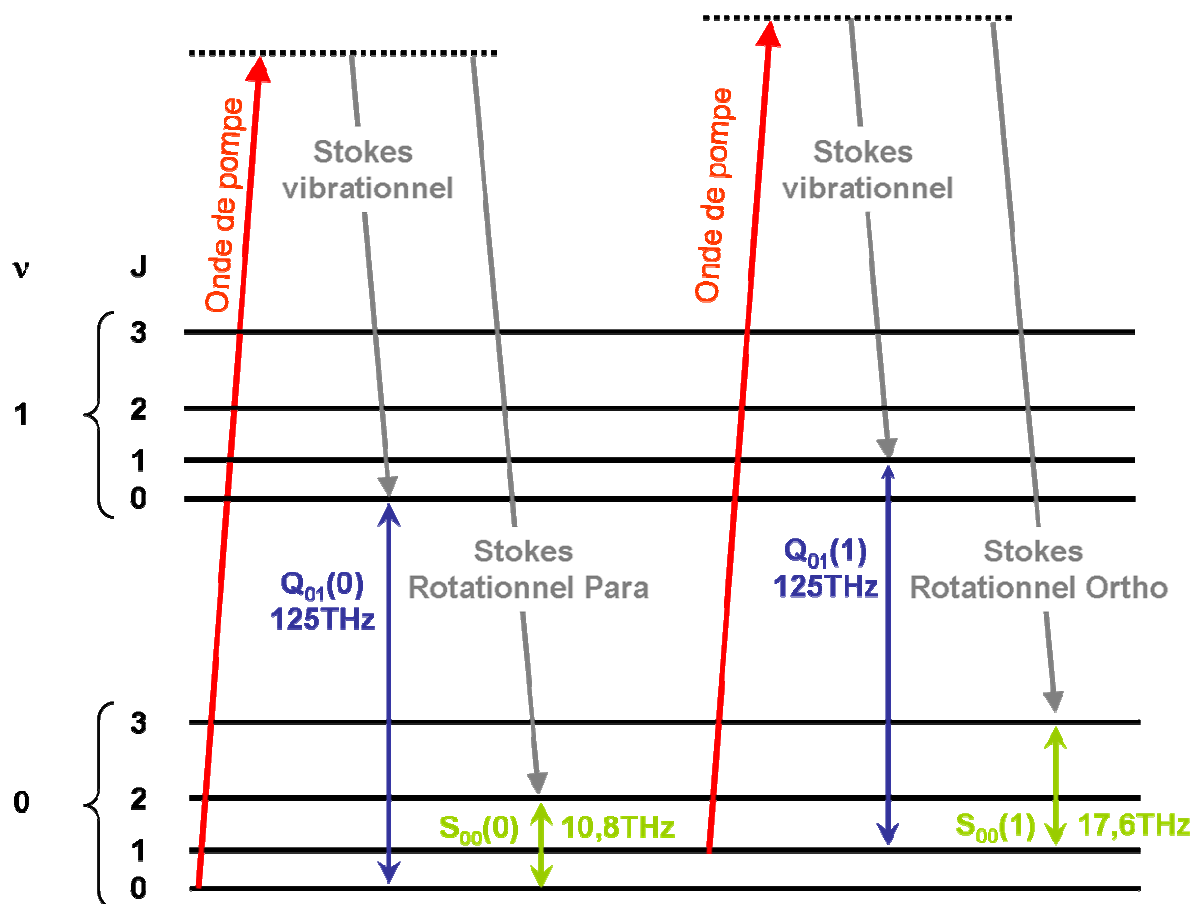


Figure II.7 : Représentation schématique des différentes transitions Raman dans le dihydrogène.

La lettre Q (S) qualifie toutes les transitions pour lesquelles  $\Delta J=0$  ( $\Delta J = \pm 2$ ), les indices indiquent l'état quantique vibrationnel initial puis final. L'état quantique rotationnel initial est signifié entre parenthèses.

## II. Largeur spectrale de raie Raman

La largeur spectrale de raie Raman intervenant dans le calcul du gain comme nous le verrons plus loin, il est important de pouvoir la calculer en concordance avec les paramètres expérimentaux (pression, température). Si la largeur de raie Raman pour une molécule est inversement proportionnelle au temps de vie de l'état excité, d'autres phénomènes font varier cette dernière, en particulier le déphasage apporté par la distribution de vitesse des molécules (élargissement Doppler) et par les collisions entre les molécules directement liées à la pression du gaz qui devient le mécanisme prédominant au-delà d'une pression de 100mbar. Le confinement du dihydrogène dans un volume fermé et réduit, tel que le cœur d'une HC-

PCF, peut induire, au travers des collisions avec la paroi du cœur, un élargissement de la largeur du gain [9]. Cet effet peut cependant être négligé lorsque la pression de travail est supérieure au bar. Pour le dihydrogène les influences de la température et de la pression ont été mesurées par Bischel *et al*, desquelles ils déduisent une expression empirique de la largeur de raie Raman pour les transitions  $Q_{00}(1)$  [10] et  $S_{00}(1)$  [11] du dihydrogène.

Pour la transition  $Q_{00}(1)$  Bischel *et al* donnent une formule s'accordant avec leurs résultats de mesure pour des températures entre 77 et 500K et une densité entre 1 et 50 amagats:

$$\Gamma_{vib}(\rho, T) = \frac{309}{\rho} \left[ \frac{T}{298} \right]^{0.92} + [51,8 + 0,152(T - 298) + 4,85 e^{-4}(T - 298)^2] \rho \quad (2.35)$$

où  $\rho$  est la densité du dihydrogène et  $T$  la température en Kelvin.

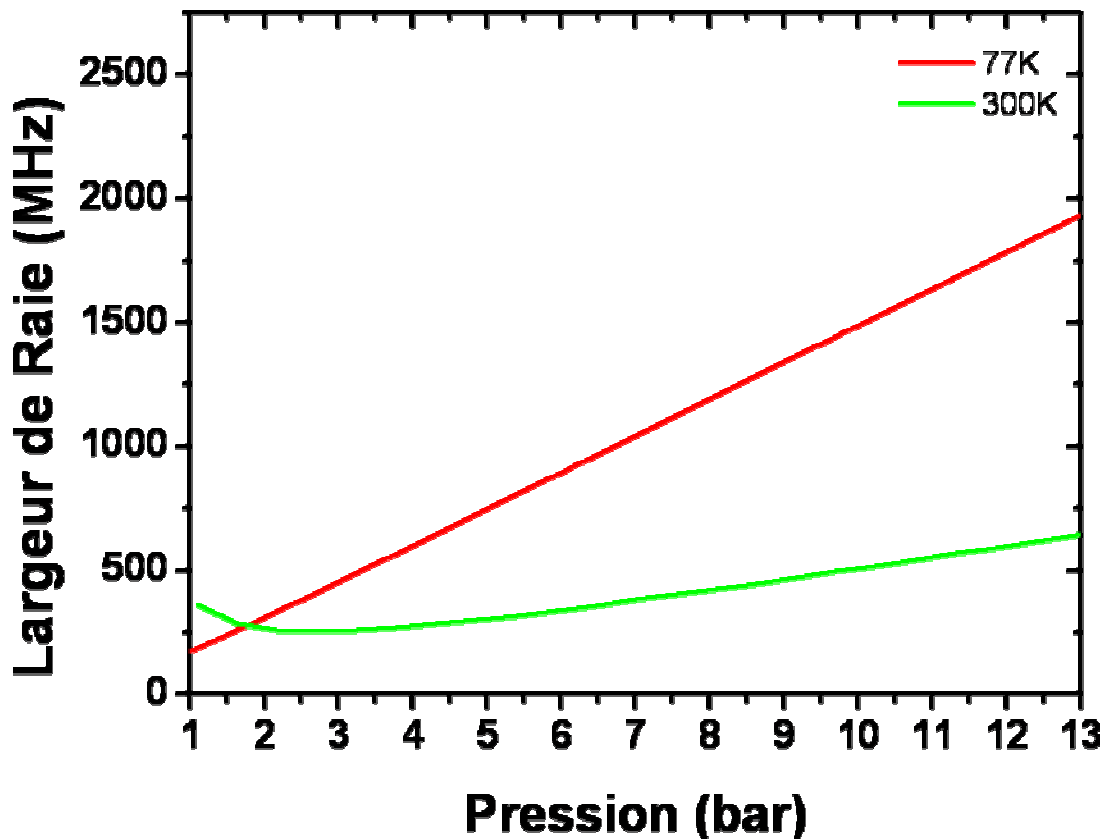


Figure II.7 : Evolution de la largeur de la raie Raman  $Q_{00}(1)$  en fonction de la pression du gaz et de la température.

La largeur de raie de l'état vibrationnel peut être approchée par une droite au-delà d'une pression de 4 bar à température ambiante (Fig II.7).

Pour la transition  $S_{00}(1)$  Herring *et al* donnent la relation [11] :

$$\Gamma_{rot} = \frac{A}{\rho} + B\rho \quad (2.36)$$

où  $A$  est un coefficient proportionnel au coefficient d'auto-diffusion  $D_0$ . Dans le cas de la diffusion Raman copropagative,  $A$  est défini comme :

$$A = 4\pi^2\nu_R^2 D_0 \quad (2.37)$$

où  $\nu_R$  est la fréquence de transition Raman en  $\text{cm}^{-1}$ . En tenant compte de la variation de  $D_0$  en fonction de la température on obtient pour  $A$  : 17,95MHz.amagat à 300K et 5,98MHz.amagat à 77K.  $B$  est le coefficient d'élargissement par la pression déterminé par l'expérience. Il vaut 108MHz/amagat à 300K et 104MHz/amagat à 77K. Cette formule empirique n'est cependant valable qu'au dessus d'une densité de coupure  $\rho_c$  correspondant à la limite de validité du modèle de diffusion définie par :

$$\rho_c = 3,33A / (7,15e - 7\nu_R (T/m)^{1/2}) \quad (2.38)$$

où  $T$  est la température en Kelvin et  $m$  la masse en unité de masse atomique.

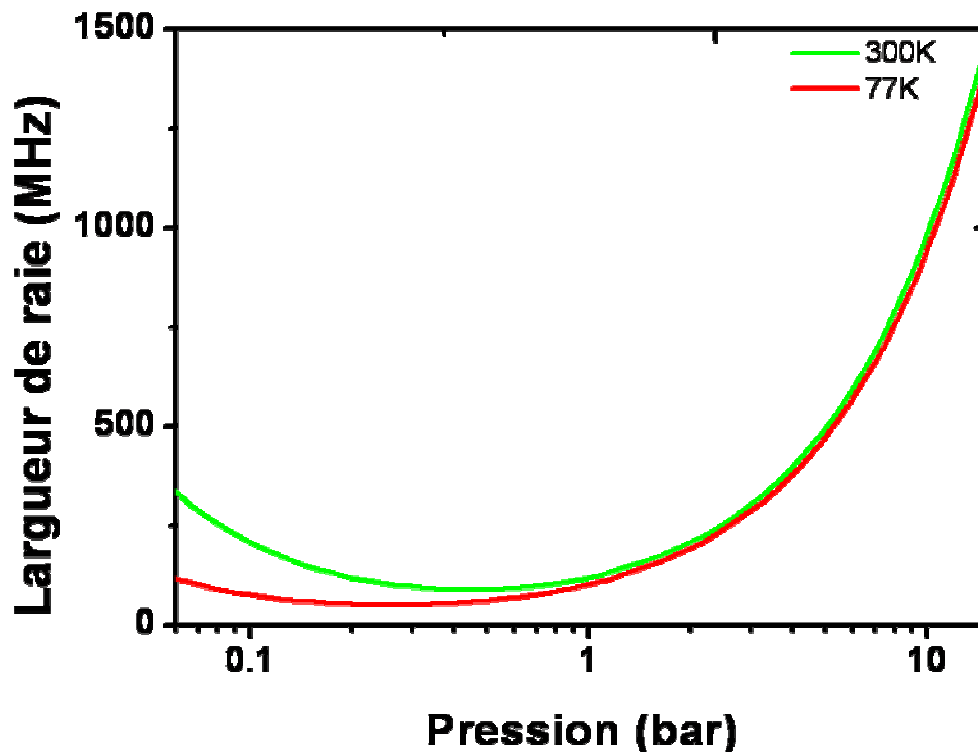


Figure II.8 : Evolution de la largeur de la raie Raman  $S_{00}(1)$  en fonction de la pression du gaz et de la température.



### III. Propriétés du gain Raman en onde plane

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.A.III.1, le gain Raman est fonction de la partie imaginaire de la susceptibilité [12] du matériau sous la forme :

$$\alpha = 2\omega_s \chi_R'' / n_s n_p c^2 \epsilon_0 \quad (2.39)$$

avec  $\omega_s$  fréquence de l'onde Stokes,  $\chi_R''$  la partie imaginaire de la susceptibilité Raman,  $n_p$  et  $n_s$  les indices de réfraction aux longueurs d'onde de pompe et Stokes et  $\epsilon_0$  la permittivité du vide. Cependant, la susceptibilité étant une grandeur macroscopique liée à la polarisabilité (cf §2.A.II), elle s'exprime par l'intermédiaire de la section efficace de diffusion Raman [13] :

$$\chi_R'' = \frac{n_p c^4 \Delta N}{4n_s \hbar \Gamma \omega_s^4} \frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} \quad \text{avec} \quad \frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} = (2\pi\nu_s)^4 \left( \alpha_{01}^2 + \frac{4}{45} b_{jj} \gamma_{01}^2 \right) \quad (2.40)$$

où  $\Delta N$  représente la différence de population des deux niveaux mis en jeu et  $\Gamma$  la largeur à mi hauteur de la raie Raman.  $\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega}$  est la section efficace de diffusion Raman spontanée représentant la puissance diffusée par unité d'angle solide, elle s'exprime en fonction des composantes isotrope ( $\alpha_{01}$ ) et anisotrope ( $\gamma_{01}$ ) de la polarisabilité, du nombre d'onde des photons diffusés ( $\nu_s$ ) et d'un facteur tenant compte de l'énergie rotationnelle :  $b_{jj} = J(J+1)[(2J-1)(2J+3)]^{-1}$  [13].

En combinant ces expressions avec des données expérimentales [14], on peut obtenir pour la transition  $Q_{00}(1)$  la formule suivante :

$$\alpha_{vib} = 9,37 \times 10^6 \times \frac{52\rho}{\Gamma} \frac{K_B}{0,658} (\nu_p - 4155) \times (7,19 \times 10^9 - \nu_p^2)^{-2} \quad (2.41)$$

où  $K_B$  est le facteur de population de Boltzman (§2.B.I) égal à 0,658 à 300K pour le niveau  $J=1$  du dihydrogène et  $\nu_p$  la fréquence de l'onde de pompe en  $\text{cm}^{-1}$ .

Pour les transitions vibrationnelles, la section efficace s'exprime différemment car la polarisabilité isotrope ne modifie pas le moment dipolaire lors d'une rotation [14]. On a donc :

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega} = \frac{1}{5} \frac{\omega_s^4}{4} \frac{(J+1)(J+2)}{(2J+1)(2J+3)} \gamma^2 \quad (2.42)$$

En combinant (2.39), (2.40) et (2.42) on obtient pour le gain rotationnel :

$$\alpha_{rot} = \frac{8}{5} \frac{\pi^2 \omega_s}{c^2 n_s^2} \frac{(J+1)(J+2)}{(2J+1)(2J+3)} \frac{\gamma^2}{\hbar \Gamma} \Delta N \quad (2.43)$$

$\Delta N$  s'exprime comme étant :

$$\Delta N = N(J) - \frac{2J+1}{2(J+2)+1} N(J+2) \quad (2.44)$$

$$\text{Et } N(J) = g_{spin} (2J+1) e^{6E(J)/kT} \quad (2.45)$$

où  $g_{spin}$  est le ratio entre les espèces ortho et para du dihydrogène à la température de travail.

De plus la polarisabilité est une grandeur qui dépend de la longueur d'onde d'excitation du matériau [15]. Le gain Raman possède donc lui aussi cette même dépendance en  $\frac{v_s}{(v_i^2 - v_p^2)^2}$ ,

où  $v_i$  est la fréquence de la transition. On peut finalement exprimer le gain Raman en onde plane pour la transition  $S_{00}(1)$  en fonction de la pression et de la longueur d'onde de pompe pour une température de 300K grâce à l'expression :

$$\alpha_{rot} = 2,427 \times 10^8 \times \frac{\rho}{\Gamma_{rot}} (v_p - 586,9) \times (7,19 \times 10^9 - v_p^2)^{-2} \quad (2.46)$$

où  $\rho$  est la densité en amagat,  $\Gamma_{rot}$  la largeur à mi-hauteur de la raie Raman (MHz) donnée par (2.36).

Les gains Raman pour les transitions  $S_{00}(1)$  et  $Q_{00}(1)$  sont représentés sur la figure II.10 A en fonction de la pression pour une longueur d'onde de pompe de 1064nm et une température de 300K. On peut noter que le gain rotationnel sature plus rapidement avec la pression ( $\approx 2$  bars) que le gain vibrationnel. De même l'évolution du gain Raman rotationnel en fonction de la longueur d'onde est tracée (Fig. II.10 A) pour une pression de 10 bars et une température de 300K.

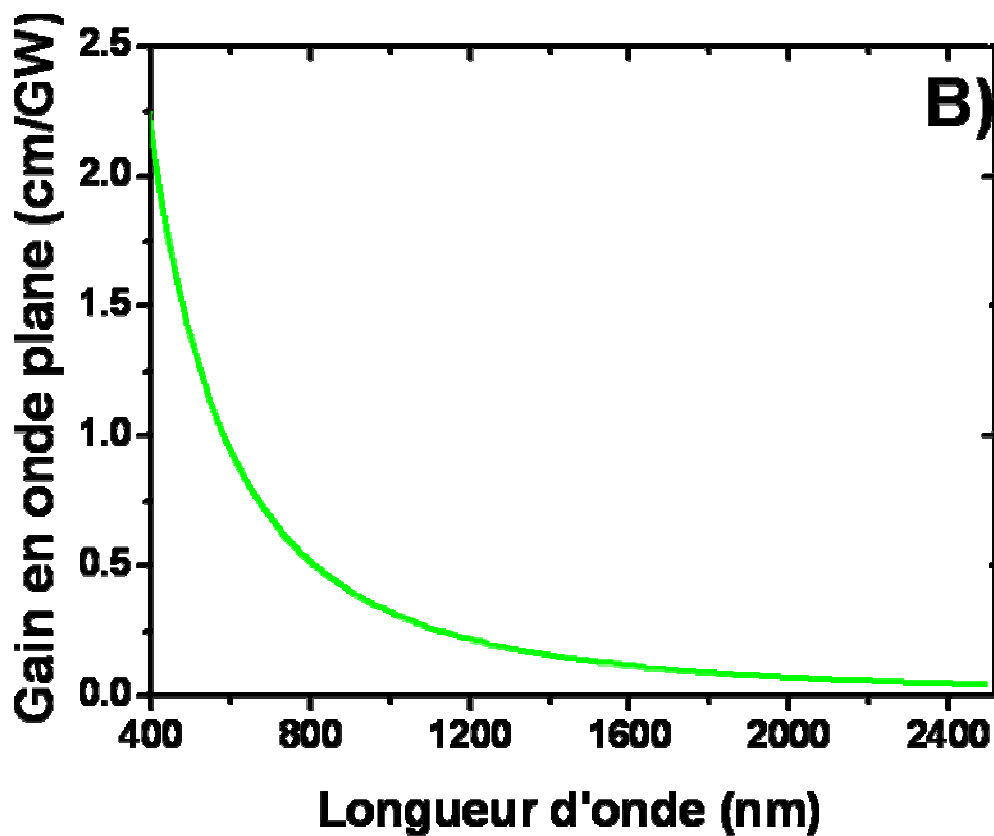
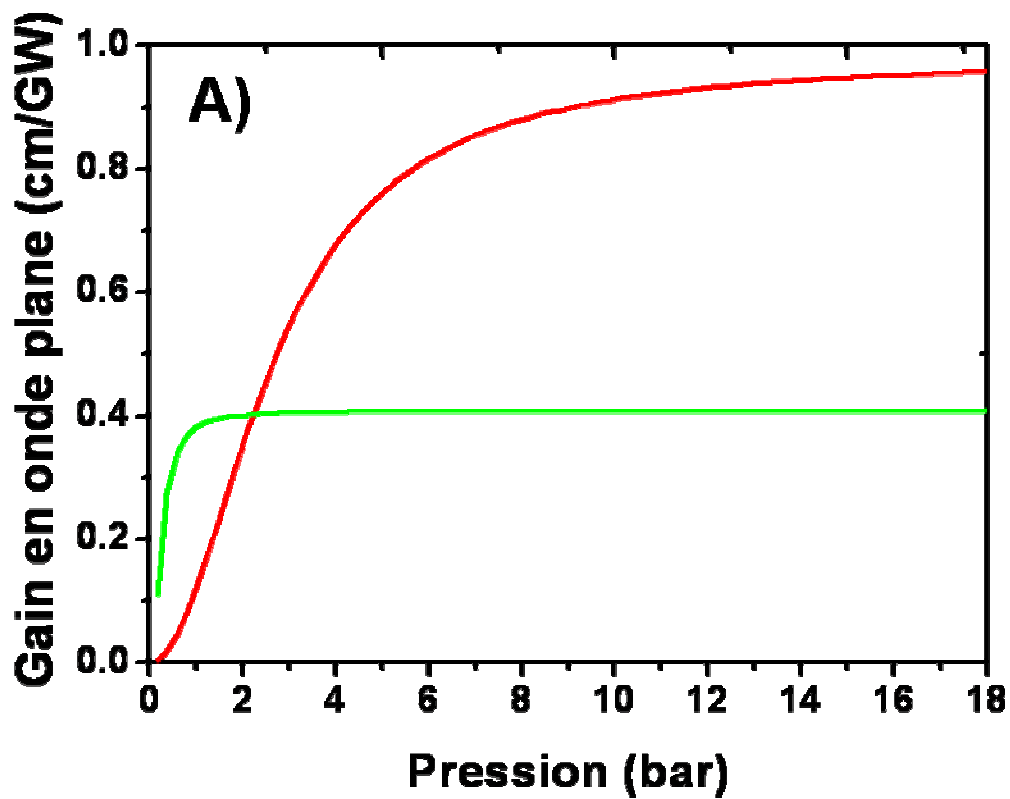










Figure II.10 : A) Gain en onde plane des transitions  $S_{00}(1)$  (vert) et  $Q_{00}(1)$  (rouge) en fonction de la pression du dihydrogène. B) Evolution du gain de la transition  $S_{00}(1)$  en fonction de la longueur d'onde de pompe.

Les expressions des surfaces efficaces de diffusion Raman des transitions vibrationnelles font appel à la polarisabilité isotrope et ne sont donc pas sensibles à la polarisation du laser de pompe. *A contrario* le gain rotationnel fait lui appel à la partie anisotrope du tenseur de polarisabilité. Il est maximum et vérifie l'expression (2.46) lorsque les ondes de pompe et Stokes sont polarisées circulairement dans un sens opposé. Pour les autres types de polarisation [16] le gain Raman reste proportionnel à l'expression (2.46) mais pondéré comme montré dans le tableau II.1

Tableau II.1 : Effet de la polarisation sur le gain Raman rotationnel [16].

Polarisation	Pompe	Stokes	Gain Raman
Circulaire			$\alpha_{rot}$
			$\alpha_{rot}/6$
Rectiligne			$2\alpha_{rot}/3$
			$\alpha_{rot}/2$

## C. HC-PBGF et diffusion Raman stimulée

Si les études du Raman dans le dihydrogène présentées dans la partie précédente ont toutes été réalisées dans des cellules à gaz, les HC-PCF remplies de dihydrogène présentent deux avantages certains par rapport à ces dernières. Premièrement, la taille du mode qui se propage dans ces fibres est particulièrement réduite comparée aux diamètres de faisceaux des lasers utilisés pour les cellules à gaz (1/1000). De plus, au vu des faibles pertes et de l'absence de diffraction, les longueurs d'interaction peuvent être jusqu'à mille fois plus grandes. L'addition

de ces deux avantages permet pour des puissances de pompe comparables d'obtenir des rendements de conversion bien supérieurs atteignant 92% [17]. L'étroitesse de la BIP ( $\approx 50\text{THz}$ ), permet de discriminer différentes transitions. Dans le cas du dihydrogène, si la BIP est correctement positionnée par rapport à l'onde de pompe, on peut en effet éliminer la transition vibrationnelle, bien qu'elle possède un plus fort gain, au profit de la transition rotationnelle qui elle, se situera dans la bande de transmission de la fibre.

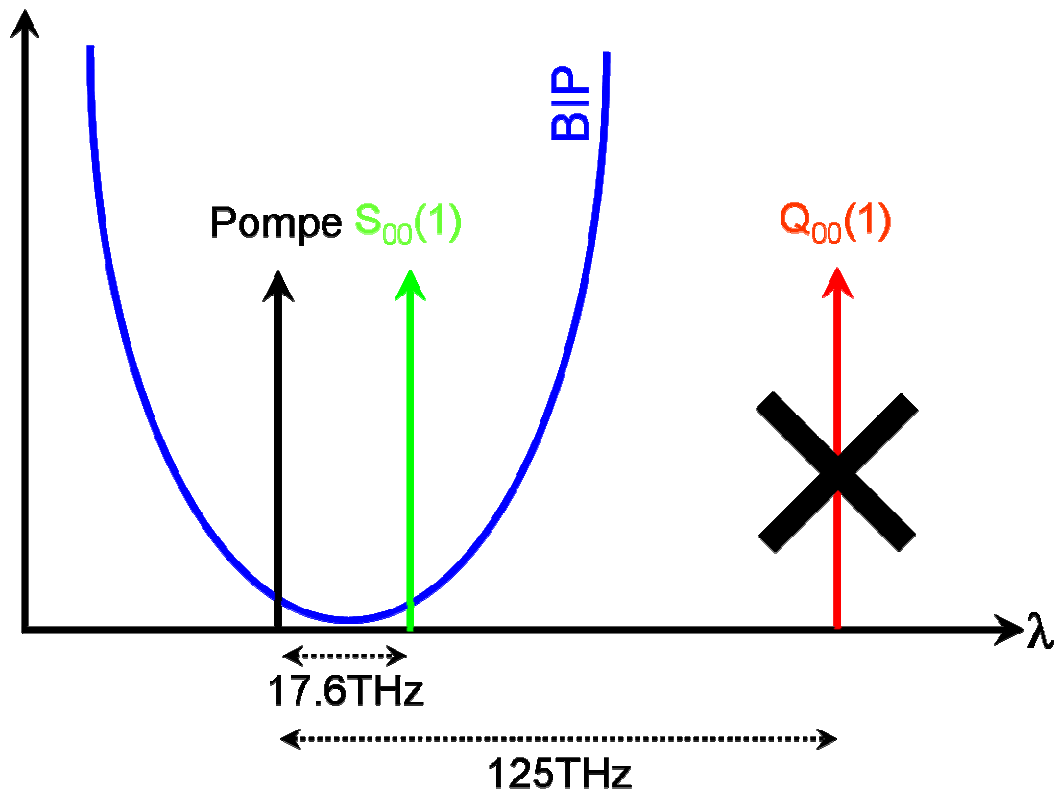


Figure II.11 : Schéma de la position relative des ondes de pompe rotationnelle (vert) et vibrationnelle (rouge) par rapport à la bande interdite photonique.

Cet avantage peut cependant devenir un inconvénient lorsque l'on souhaite atteindre des longueurs d'ondes Stokes plus éloignées de l'onde de pompe. Insérées entre deux réseaux de Bragg résonants à l'onde Stokes [18], ces micro-cellules à gaz permettent même d'obtenir une conversion de 99,99% bien que pompées par un laser continu de seulement quelques Watts. On peut résumer l'intérêt des HC-PCF pour l'interaction gaz-lumière par un facteur de mérite tenant compte de la longueur effective d'interaction et de l'aire effective du mode [19] :

$$f_{dm} = L_{\text{int}} \times \lambda / A_{\text{eff}} \quad (2.47)$$

où  $L_{\text{int}}$  représente la longueur d'interaction à intensité constante,  $\lambda$  la longueur d'onde et  $A_{\text{eff}}$  la surface effective d'interaction. On peut donc évaluer ce facteur de mérite pour des configurations en espace libre, dans des capillaires diélectriques et pour le cas des HC-PCF en fonction du rayon de cœur.

En espace libre, pour un faisceau gaussien, la longueur d'interaction est définie par le paramètre confocal (ou profondeur de focalisation) équivalent à deux fois la longueur de Rayleigh.

$$L_{\text{int}} = 2z_r = 2\pi w_0^2 / \lambda \quad (2.48)$$

avec  $w_0$  demi-largeur du faisceau au point de focalisation. En exprimant l'aire effective en fonction de  $w_0$  il vient  $f_{dm}=2$  quelles que soient la dimension du faisceau et la longueur d'onde.

Pour des interactions gaz-lumière dans un guide d'ondes la longueur d'interaction tient compte de l'atténuation que subit l'onde de pompe au sein de ce dernier :

$$L_{\text{int}} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \approx \frac{1}{\alpha} \quad (2.49)$$

où  $\alpha$  est l'atténuation linéique (Np/m) et  $L$  la longueur physique du guide. Pour les capillaires les pertes théoriques [20,21] du mode  $HE_{11}$  sont :

$$\alpha_{HE_{11}} = 0,1465 \times \frac{\lambda^2}{a^3} \frac{n^2 + 1}{2\sqrt{n^2 - 1}} \quad (2.50)$$

où  $n$  est l'indice de réfraction du diélectrique utilisé (ici la silice) et  $a$  le rayon de cœur du capillaire. Il suit pour le facteur de mérite :

$$f_{dm} = \frac{13,65a\sqrt{n^2 + 1}}{\lambda\pi(n^2 - 1)} \quad (2.51)$$

Concernant les HC-PCF on obtient pour le facteur de mérite :

$$f_{dm} = \frac{\lambda}{\pi a^2 \alpha} \quad (2.52)$$

Nous avons choisi la valeur de  $\alpha$  conformément aux valeurs expérimentales et avons extrapolé celles-ci en fonction de leur dépendance en  $1/\lambda^3$ . On fixe donc pour une longueur d'onde de 1064 nm trois atténuations obtenues pour des réalisations plus ou moins optimisées :

5000dB/km (HC-PBG1), 200dB/km (HC-PBG2) et 50dB/km HC-PBG3).

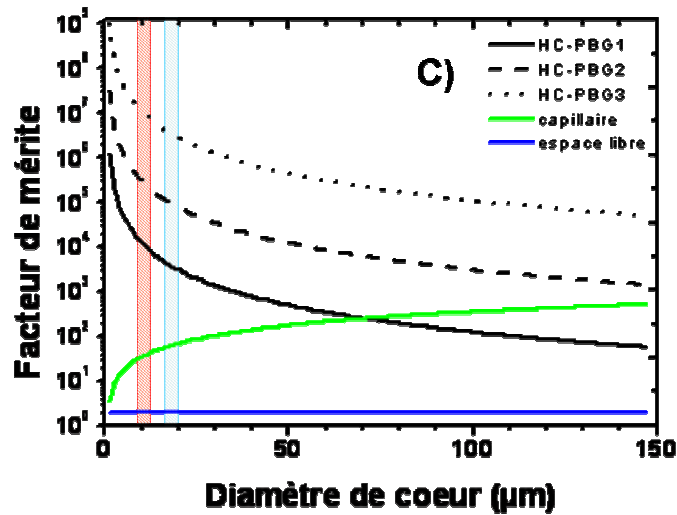
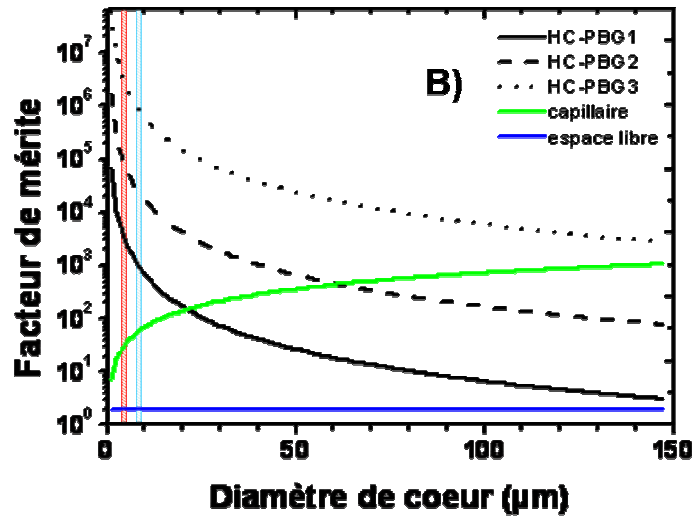
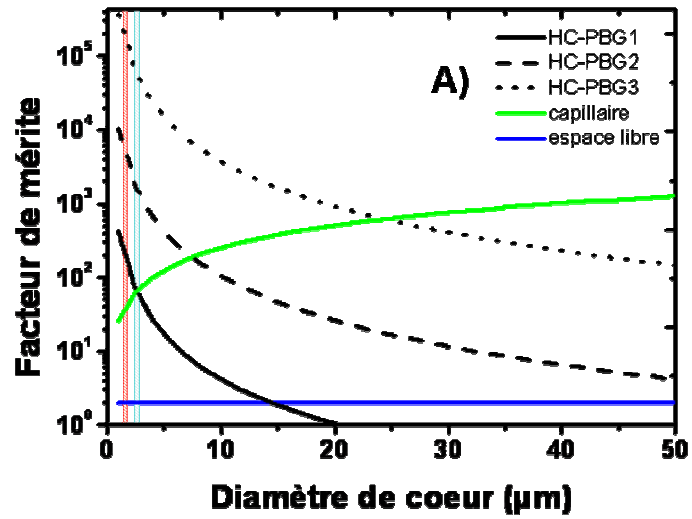


Figure II.12 : Facteur de mérite en fonction de la taille du cœur pour une longueur d'onde de 300nm (A), 1064nm (B) et 2200nm (C).

Si les HC-PBG restent toujours plus efficaces que les configurations en espace libre (Fig II.12), il faut noter que pour les courtes longueurs d'onde, l'intérêt des HC-PBG face aux capillaires n'est plus aussi net. De plus, la taille du cœur des HC-PBG ne peut pas prendre de valeur arbitraire, elle est effectivement directement liée à la périodicité de la gaine, elle-même dépendante de la longueur d'onde de transmission (cf. §1.B.III.). On a donc ajouté sur la figure II.12 les tailles de cœurs plausibles pour des HC-PBG dont le cœur est formé par le retrait de sept capillaires (rectangle hachuré rouge) ou par le retrait de dix-neuf (rectangle hachuré bleu ciel). On peut donc conclure que les HC-PCF, même si elles permettent de meilleures efficacités de conversion sur une large bande spectrale, présentent, pour la diffusion Raman stimulée, un intérêt croissant avec la longueur d'onde étant donné la dépendance en  $\lambda^{-3}$  des pertes de propagation.

## D. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons d'abord décrit les différents mécanismes physiques mis en jeu dans la diffusion Raman stimulée à travers les notions de polarisabilité et de susceptibilité et leur origine au niveau moléculaire. Nous avons ensuite détaillé les différents paramètres entrant dans la modélisation de la diffusion Raman dans le dihydrogène ainsi que leurs évolutions en fonction de la pression de ce dernier, de la température et de la longueur d'onde de pompe. Enfin nous avons voulu montrer les atouts des fibres HC-PBG pour la diffusion Raman stimulé dans les gaz par rapport aux autres configurations.



## Références bibliographiques

- [1] G. Herzberg, "Spectra of Diatomic molecules", *Ed. Van Nostrand* (1951).
- [2] R.W. Boyd, "Nonlinear Optics", third edition, *Academic Press* (2008).
- [3] G. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics", *Academic Press* (1989).
- [4] C. Yijiang, A.W. Snyder, *J. Ligh. Tech.* **7**, 1109 (1989).
- [5] S. Yiou, P. Delaye, A. Rouvie, J.i Chinaud, R Frey, G Roosen, P. Viale, S. Février, P. Roy, J.-L. Auguste, J.-M. Blondy, *Opt. Exp.* **13**, n°12, 4786 (2005)
- [6] M. G. Raymer, J. Mostowski, *Phys. Rev. A* **24**, 1980 (1981).
- [7] R.L. Carman, F. Shimizu, C.S. Wang, and N. Bloembergen, *Phys. Rev. A* **2**, 60 (1970).
- [8] A Farkas, "Orthohydrogen, Parahydrogen and Heavy Hydrogen", *The University press* (1935).
- [9] F. Couny, "Photonic Solutions towards Optical Waveform Synthesis", thèse de doctorat, *Université de Bath* (2008).
- [10] W.K. Bischel, M.J. Dyer, *Phys. Rev. A* **33**, 3113 (1986).
- [11] G.C. Herring, W.K. Bischel, M.J. Dyer, *Phys. Rev. A* **34**, 1944 (1986).
- [12] P. Rabinowitz, A. Stein, R. Brickman, A. Kaldor, *Opt. Lett.* **3**, 147 (1978).
- [13] G.D. Boyd, W.D. Johnston Jr, I.P. Kaminow, *J. Quant. Elect.* **QE-5**, 203 (1969).
- [14] J.L. Carlsten, R.G. Wenzel, *J. Quant. Elect.* **QE-19**, 1407 (1983).
- [15] W.K. Bischel, M.J. Dyer, *J. Opt. Soc. Am. B* **3**, 677 (1986).
- [16] R.W. Minck, E.E. Hagenlocker, W.G. Rado. " *Phys. Rev. Lett.* **17**, 229 (1966).
- [17] F. Benabid, G. Bouwmans, J.C. Knight, P.St.J. Russell F.Couny, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 123903 (2004).
- [18] F. Couny, F. Benabid, P.S. Light, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 143903 (2007).
- [19] F. Benabid, J.C. Knight, G. Antonopoulos P.St.J. Russell, *Science* **298**, 399 (2002).
- [20] E. Marcatili R. Schmelzter, *Bell Syst. Tech. J.* **43**, 1783 (1964).
- [21] C.C. Gregory J.A. Harrington, *App. Opt.* **32**, 5302 (1993).



# **CHAPITRE 3 : FIBRE A CŒUR CREUX ETIREE POUR LA CONVERSION DE FREQUENCE**



Comme nous l'avons vu au travers de la partie précédente le potentiel des fibres HC-PBG pour la diffusion Raman stimulée n'est plus à démontrer. Cependant elles souffrent encore de l'étroitesse de leur bande de transmission qui limite le nombre de composantes Stokes générées. Afin de dépasser cette limitation et d'élargir la bande spectrale d'interaction non-linéaire au-delà du premier Stokes rotationnel nous avons conçu, réalisé et caractérisé une fibre HC-PCF étirée que nous nommerons par la suite *taper*. La bande de transmission des fibres HC-PBG étant liée à la périodicité (§1.B.III) on peut donc décaler la transmission de la fibre en faisant varier ce paramètre (linéairement dépendant du diamètre extérieur de la fibre) le long de l'axe de propagation. Le principe de ce *taper* est de décaler la bande de transmission au fur et à mesure de la génération des différentes composantes Stokes afin de conserver la propriété de sélection de la transition Raman évoquée dans le chapitre précédent tout en permettant d'atteindre des ordres Stokes élevés. Nous décrirons donc dans ce chapitre comment nous avons choisi les paramètres du *taper* en lien direct avec le milieu, la transition et l'ordre Raman choisi. Nous détaillerons ensuite la fabrication de ce *taper*, puis nous exposerons les caractérisations structurelles et optiques réalisées. Enfin nous démontrerons la potentialité d'utiliser ce *taper* comme un convertisseur de fréquence compact et adaptable au travers d'une expérience de cascade Raman dans le dihydrogène. Les fabrications, caractérisations et expériences présentées dans ce chapitre ont été réalisées au sein du Centre For Photonic and Photonics Materials à l'université de Bath (Royaume Uni) sous la direction de Fetah Benabid, lors d'un séjour doctoral d'une durée de 9 mois financé par l'université de Limoges et la délégation générale à l'armement.

## A. Design du *taper*

Comme expliqué en introduction, le concept d'une telle fibre est de lier les paramètres de propagation à ceux de la diffusion Raman. Tout d'abord la transmission à l'entrée et à la sortie du *taper* doivent être centrées respectivement sur la longueur d'onde de pompe et sur l'ordre Stokes choisis. Afin d'optimiser la cascade Raman, il faut que la bande de transmission soit décalée afin de guider les raies Stokes d'ordre supérieur une fois et une fois seulement que l'ordre précédent a dépleté complètement l'onde qui lui servait de pompe. Cette longueur peut donc être définie comme suit :

$$L_R = (A_{eff} / gP)G \quad (3.1)$$

où  $A_{\text{eff}}$  est l'aire effective du mode de la fibre,  $g$  le gain Raman du milieu,  $P$  la puissance de pompe et  $G$  le gain net définissant le rendement de conversion. Pour que l'ordre suivant soit guidé à la fin de cette longueur la bande de transmission du *taper* doit se décaler d'une fréquence  $\Omega_R$  équivalente au décalage Raman du milieu. Grâce à ces deux considérations, pour un étirement linéaire, on peut définir un taux de décalage de la BIP :

$$r_{BIP} = \Omega_R / L_R \quad (3.2)$$

Enfin suivant l'ordre Stokes  $n$  que l'on souhaite atteindre on peut définir la longueur totale du *taper*  $L=nL_R$ . En connaissant la longueur d'onde et la puissance de pompe ainsi que les caractéristiques du milieu Raman et l'ordre Stokes à atteindre, on peut fixer tous les paramètres géométriques du *taper*.

Nous avons donc choisi en fonction des sources disponibles au laboratoire et pour une première démonstration, de réaliser un *taper* optimisé pour un pompage à 1064nm en utilisant la transition  $S_{00}(1)$  en vue d'obtenir une cascade de 5 ordres Stokes pour générer une raie unique à 1548nm. La puissance maximum disponible est de 1kW crête, correspondant à une longueur Raman  $L_R$  de 5 mètres imposant une longueur minimale de 25 mètres pour le *taper*. Différents *tapers* sont réalisés dont la longueur varie entre 25 et 40 mètres en fonction de la puissance seuil souhaitée.

## B. Fabrication

Les *tapers* étant fabriqués à partir d'une canne « classique » de HC-PCF et afin d'avoir un aperçu complet de la fabrication nous allons détailler toutes les étapes de fabrication de la préforme à la fibre, puis les particularités de fabrication des *tapers*.

### I. Généralités

La préforme est constituée par l'empilement de capillaires de silice à bord mince dans un arrangement triangulaire. Il est important que ces capillaires soient du même diamètre et de la même épaisseur (moins de 1% de variation requis). Cet empilement est ensuite manchonné dans un tube de silice où des barreaux de silice viennent combler les interstices entre le tube et l'empilement afin de maintenir ce dernier compact.

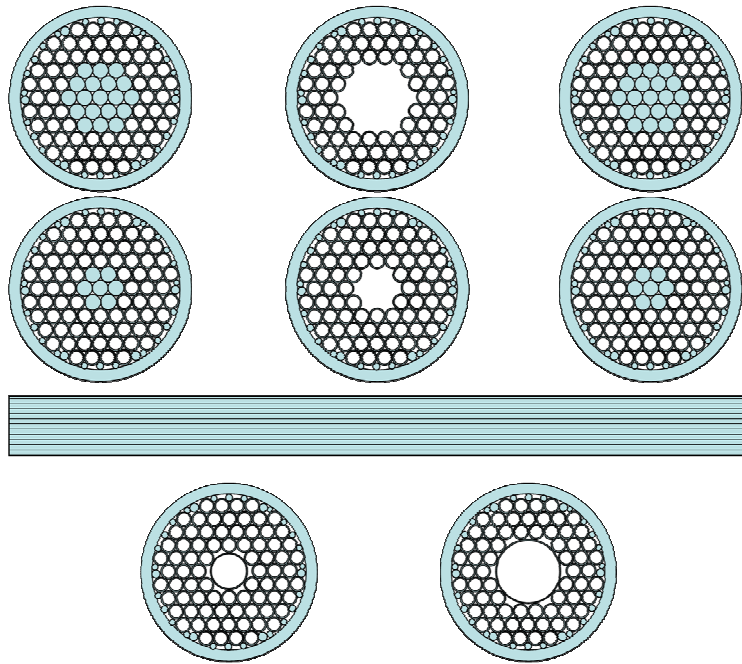


Figure III.1 : Coupes longitudinale (milieu) et transversales de préformes de fibres HC-PBG avec (bas) et sans (haut) tube de maintien pour le coeur

Suivant la taille du cœur souhaité on retire un, sept ou dix-neuf capillaires du centre de l'empilement. Afin d'éviter l'écroulement de l'empilement au niveau du cœur on peut soit placer un tube à bord mince correctement dimensionné soit effectuer le retrait des capillaires uniquement dans la partie centrale de la préforme (fig. III.1). Deux techniques existent pour former les résonateurs circulaires essentiel à la formation de la BIP (§1.B.I.). Soit on insère de très fins barreaux dans chaque interstice constitué par la juxtaposition de trois capillaires, soit on intervient sur les différents paramètres (température, pression...) afin de les créer lors du fibrage [1]. Le diamètre des préformes est en général compris entre 20 et 30cm limité par l'ouverture du four de la tour de fibrage.

Une fois la préforme réalisée, on effectue un premier étirage de la préforme primaire afin de collapser (fermer), ou tout au moins réduire, les interstices inter-capillaires. Cette étape se réalise dans la tour de fibrage. La préforme est introduite dans le four (inductif ou résistif) afin de porter sa partie inférieure à une température proche de sa température de fusion (1800-1900°C). Le ramollissement de la silice crée une boule de matière qui par gravité va amorcer le fibrage. En jouant alors sur la vitesse de descente de la préforme dans le four (Fig III.2) et sur la température de ce dernier, on obtient une canne (préforme secondaire) dont les caractéristiques géométriques se rapprochent de celle de la fibre souhaitée.

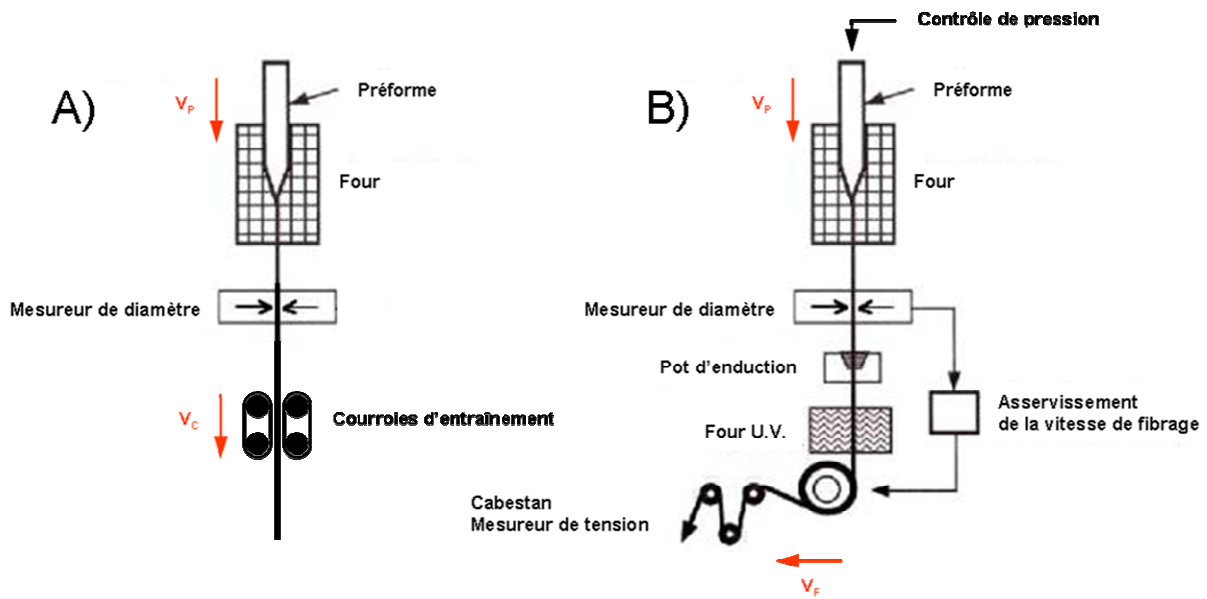


Figure III.2 : Schéma d'une tour de fibrage pour l'étirage de préforme primaire en canne (A) et pour la fabrication de fibres (B).

Ces cannes dont le diamètre varie entre 1 et 5 mm sont ensuite manchonnées dans un tube de silice. Afin de mieux contrôler la géométrie de la gaine microstructurée et du cœur, on appose un système sur le haut de la préforme secondaire ainsi constituée, permettant d'insuffler de l'argon dans la préforme lors du fibrage par l'intermédiaire d'un contrôleur de débit massique. (Fig. III.3).

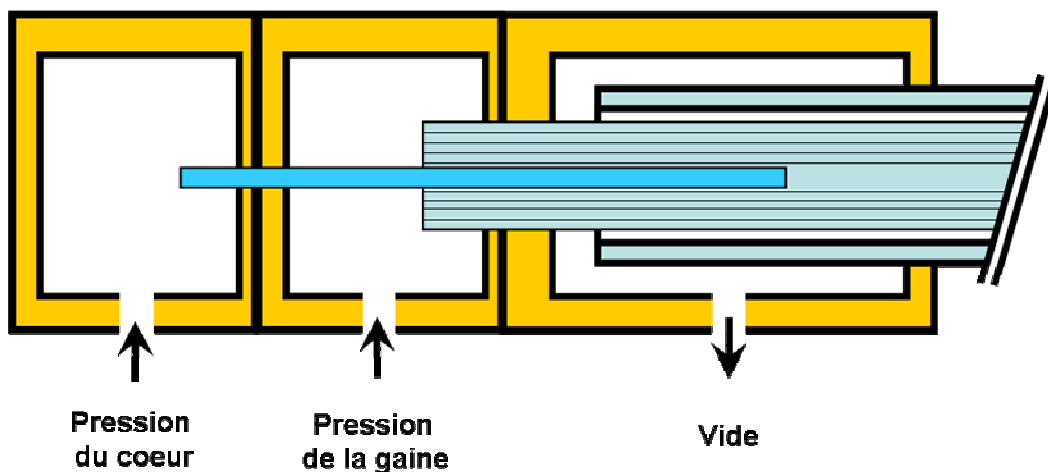


Figure III.3 : Schéma en coupe d'une canne munie d'un système de contrôle de pression.

Une fois l'amorce du fibrage effectuée, la fibre est étirée grâce à un cabestan qui permet, outre le contrôle de la taille de la fibre, la mesure de sa tension nous renseignant ainsi sur la



viscosité du verre. Afin de protéger mécaniquement la fibre une résine polymère est appliquée lors du passage de la fibre dans le pot d'enduction et durcie grâce à un four à ultraviolets.

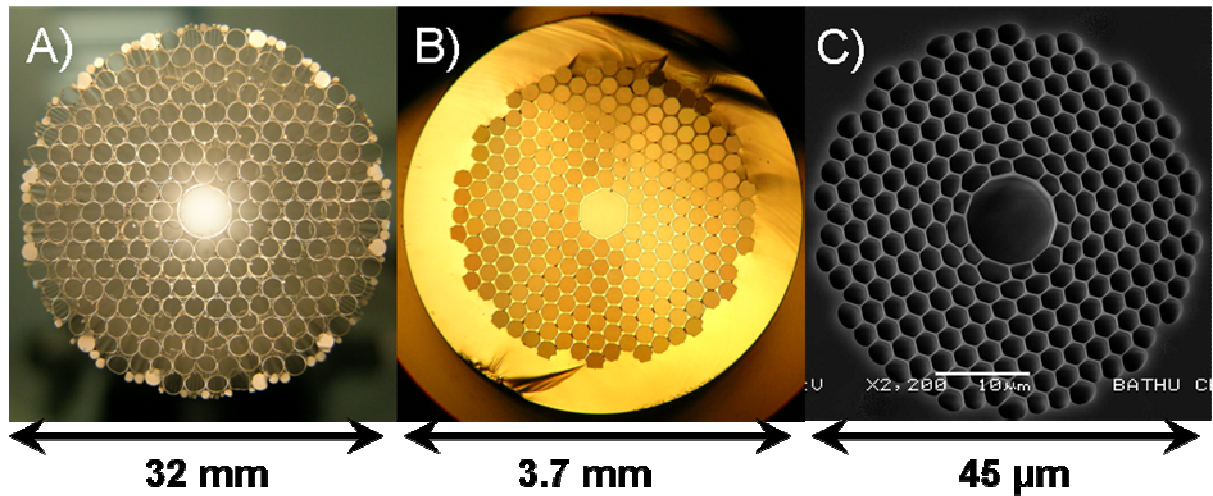


Figure III.4. : (A) Photographie optique d'une préforme primaire de fibre HC-PBG ; (B) photographie optique de la canne et (C) image au microscope électronique à balayage de la fibre issue de cette canne (avec l'autorisation de Frédéric Gérôme).

En jouant précisément sur les paramètres de fibrage depuis la fabrication des capillaires jusqu'à la fibre, on peut contrôler les changements géométriques de la structure alors même qu'une réduction d'un facteur 1000 est opérée entre la préforme et la fibre.

Il n'existe pas de modèle permettant de régler les paramètres de fibrage si ce n'est pour le rapport d'homothétie dicté par la conservation de la matière ; on aura donc :

$$v_P D_P^2 = v_C D_C^2 = v_F D_F^2 \quad (3.3)$$

où  $v$  représente la vitesse de descente (Fig. III.3.) et  $D$  le diamètre de la préforme (P), de la canne (C) et de la fibre (F). Pour la conservation ou la légère modification de la géométrie, seul le savoir faire de l'opérateur permet aujourd'hui une réalisation réussie de ce type de fibre.

## II. Cas particulier du *taper*

Les premières étapes de fabrication (préforme et cannes) sont celles décrites dans le paragraphe précédent. Suit une première étape d'optimisation des paramètres de fibrage pour obtenir des pertes minimales à la longueur d'onde de pompe (1064nm). Ce sont

particulièrement les pressions insufflées dans le cœur et la gaine qui sont étudiées, la température de fibrage étant adaptée afin de conserver une tension autour de 200-300gr.

La première série de fibrages vise à obtenir une fraction d'air de la gaine la plus forte possible (cf. §1.B.II). Pour cela la différence de pression entre gaine et cœur est maintenue constante autour de 6kPa ainsi que le diamètre extérieur de la fibre (*i.e.* la périodicité).

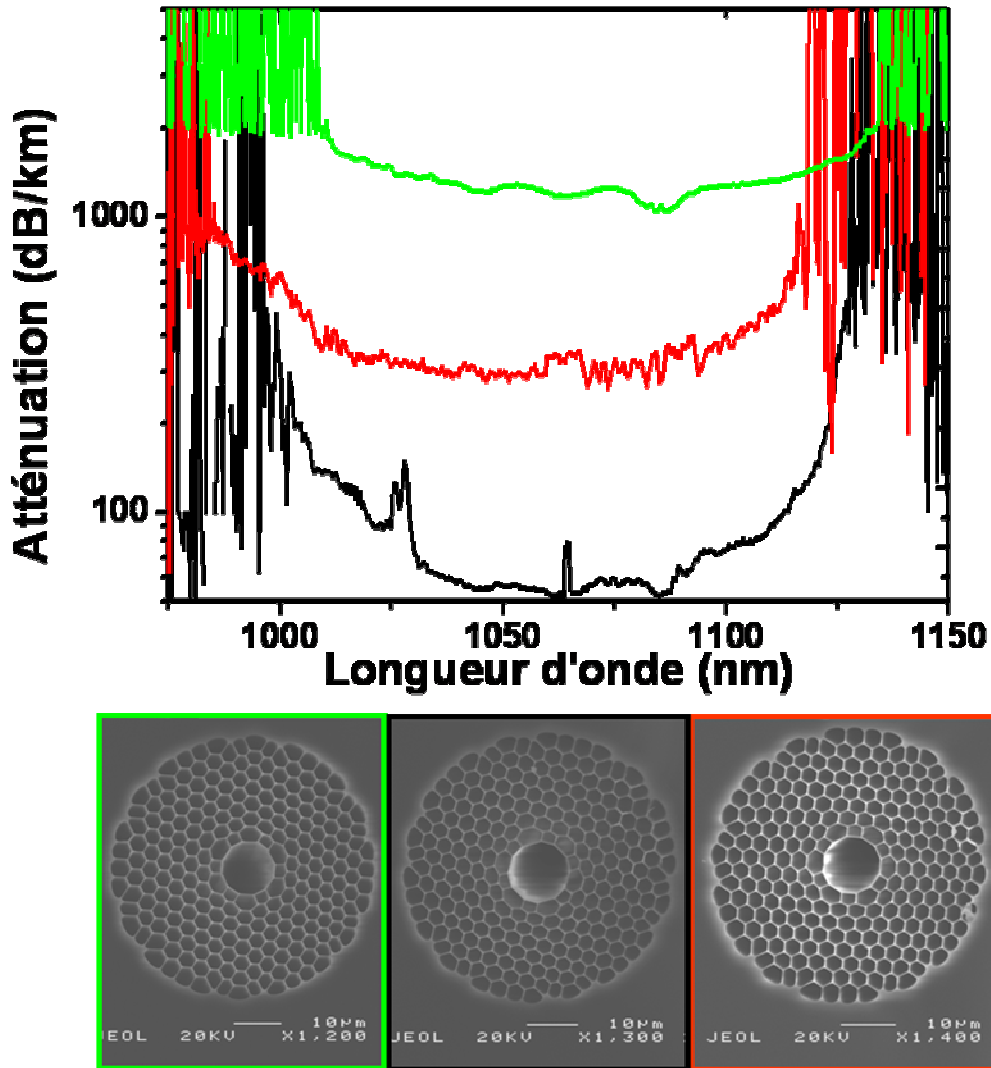


Figure III.5 : Mesures de l'atténuation pour des tronçons de fibre HC-PBG pour des pressions dans la gaine lors du fibrage de 16,3kPa (vert), 17,3kPa (noir) et 18,5kPa (rouge) ainsi que les images au microscope électronique à balayage associées.

La Figure III.5 permet de récapituler les trois types de régime de pression lors du fibrage. La mesure de l'atténuation de chaque tronçon est réalisée par la méthode du cut-back. Pour cela une source large bande (supercontinuum) est couplée en entrée du tronçon, tout en contrôlant

le champ proche en sortie de fibre afin de s'assurer que la propagation s'effectue sur le mode fondamental. Une première acquisition est réalisée grâce à un analyseur de spectre sur le tronçon entier (50m), puis une deuxième après avoir retiré 40m de fibre sans avoir changé l'injection. La différence entre les deux spectres de transmission nous donne donc l'atténuation linéique. En accord avec la théorie on observe bien l'élargissement de la BIP avec l'augmentation de la fraction d'air (*i.e.* la pression) ainsi que le décalage de la longueur d'onde centrale vers les courtes longueurs d'onde. Cependant les inhomogénéités de la structure sont exacerbées par les fortes pressions qui décalent les résonateurs et perturbent la condition de résonance, augmentant *de facto* les pertes de confinement (courbe rouge). Ainsi il faut faire un compromis entre largeur de bande interdite et pertes.

Une fois la pression optimale trouvée pour la gaine (17,3kPa), la taille du cœur offre encore un degré de liberté pour diminuer les pertes et pour limiter la présence de mode de surface dans la bande de transmission.

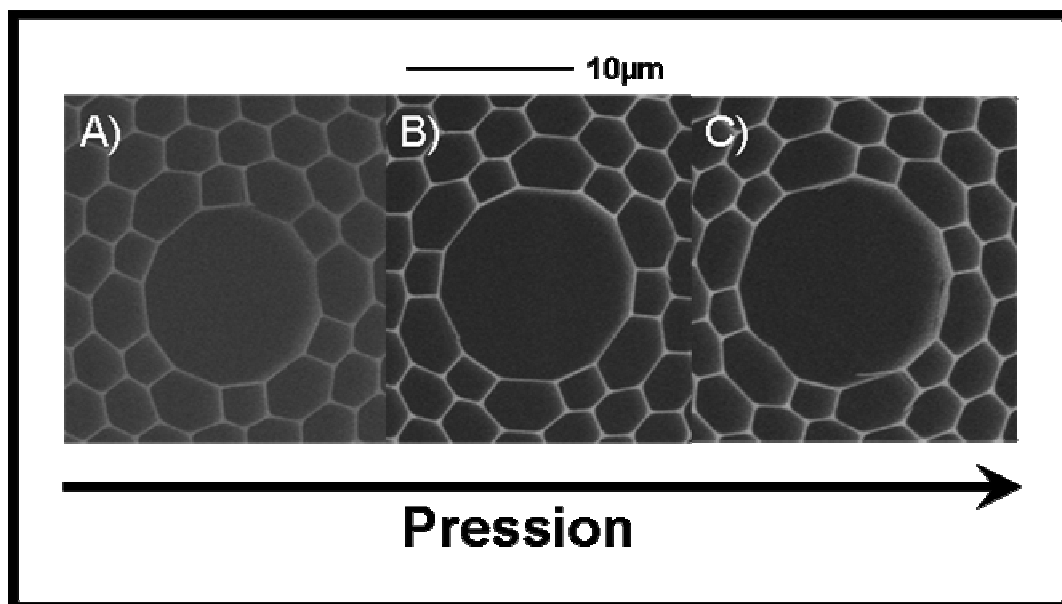


Figure III.6 : Influence de la pression sur la taille du cœur et la géométrie de la première couronne (A : 11kPa ; B : 11.5kPa ; C : 12kPa).

Sur des appuis théoriques on peut s'approcher du couple taille de cœur, épaisseur de la paroi du cœur (Fig.III.6.B) pour lequel la fraction de champ dans la silice est minimum et les modes de surface sont repoussés hors de la BIP (cf.§I.B.IV.2).

Une fois ces deux premiers fibrages effectués on a donc fixé la température (1980°C), les pressions ( $P_{\text{gaine}}=17,3\text{kPa}$ ,  $P_{\text{cœur}}=11,5\text{kPa}$ ) et le diamètre extérieur de la fibre (110µm) afin

d'obtenir des pertes minimales de 50dB/km à 1064nm et de guider uniquement le premier ordre Stokes (1135nm).

L'étape suivante est de réaliser l'étirage de la fibre durant le fibrage. Pour ce faire on garde les paramètres de fibrage constants, mis à part la vitesse d'enroulement asservie à un programme Labview. Cette procédure, développée par S. Renshaw à l'université de Bath, permet de réaliser des *tapers* pour lesquels l'évolution linéaire du diamètre de la fibre entre 110 $\mu$ m et 180 $\mu$ m est contrôlée. Cette technique a précédemment été utilisée [2] mais jamais pour de telles longueurs et pour des facteurs d'étirement aussi importants. Afin de réaliser le décalage fréquentiel de la BIP souhaité, le diamètre de la fibre doit en effet varier de plus de 50% le long du *taper*. C'est pourquoi il est nécessaire de contrôler les propriétés géométriques et optiques des *tapers* fabriqués.

## C. Caractérisations

Avant de mener l'expérience de cascade Raman dans le dihydrogène nous avons tenu à vérifier que les caractéristiques géométriques et optiques du *taper* ne sont pas détériorées par le processus d'étirage. Nous avons donc caractérisé les *tapers* fabriqués tant au niveau structurel qu'optique.

### I. Paramètres géométriques

Afin de contrôler la linéarité des *tapers* fabriqués et l'immunité de la gaine microstructurée à l'étirage, une image au microscope électronique à balayage de la section transverse est réalisée tous les 2 ou 5 mètres. Ces images sont ensuite traitées numériquement pour obtenir la périodicité du CP ainsi que la fraction d'air. Nous présentons ces mesures sur la figure III.7 pour deux *tapers*, l'un de 25 mètres fabriqué avec un tube à bord mince pour le cœur et des barreaux interstitiels pour les résonateurs, l'autre de 40 mètres sans tube et sans barreaux.

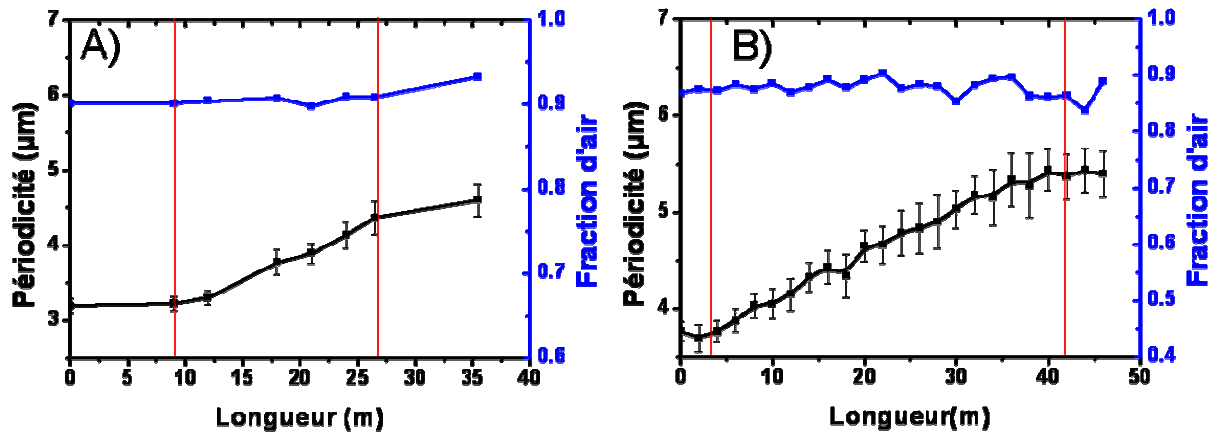


Figure III.7 : Evolution de la périodicité et de la fraction d'air le long du *taper* pour une transition de 25m (A) et de 40m (B).

Dans la partie étirée de la fibre (entre les marques rouges) la périodicité évolue bien de manière linéaire. De plus la fraction d'air évolue peu (4%) le long du *taper* même si le changement est plus marqué sur la transition de 40 mètres. De ce fait la largeur spectrale de la BIP ne doit pas subir une dégradation importante le long du *taper*.

## II. Caractérisations optiques

De par le déplacement de la BIP le long du *tapers* il est impossible de mesurer la transmission ainsi que les pertes de ces derniers. Cependant, afin de vérifier que le déplacement de la BIP est linéaire avec le taux  $r_{BIP}$  souhaité, nous avons divisé les *tapers* en tronçons de 2 mètres et pour chacun de ces tronçons un spectre de transmission a été mesuré. On évalue alors la largeur de la bande à -3dB du maximum de transmission ainsi que la fréquence centrale de cette bande.

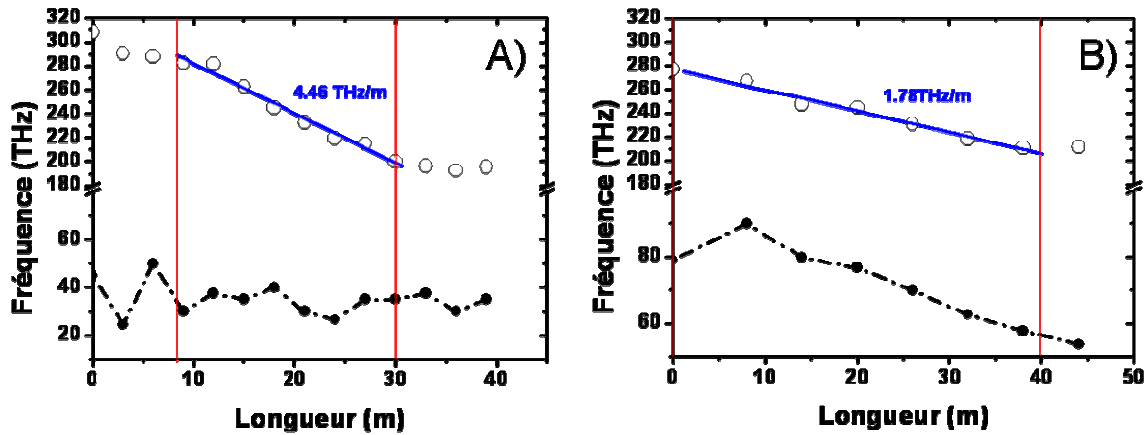


Figure III.8 : Evolution de la fréquence centrale (cercles) et de la largeur de la BIP (pointillés noirs) le long du *taper* pour une transition de 25m (A) et de 40m (B).

Comme le laissait penser l'évolution de la périodicité (FigIII.7) la fréquence centrale de la BIP suit une évolution linéaire (FigIII.8) pour les deux types de *tapers*. Pour la largeur de la BIP on note une différence significative entre les deux *tapers* tant au niveau de la valeur que de la variation. Pour le *taper* de 25 mètres la BIP a une largeur de 40THz et évolue peu alors que pour celui de 40 mètres la largeur de la BIP diminue de 80THz à 50THz lorsque la fréquence augmente. L'écart est aisément justifiable par la différence de pente entre les deux *tapers*. Sur un tronçon de 2 mètres, la BIP se déplaçant plus rapidement pour le *taper* de 25 mètres que pour celui de 40 mètres, le spectre de transmission est donc plus tronqué. Pour ce qui est de la variation de la largeur de la BIP, les paramètres de fabrication sont à prendre en compte. Rappelons que l'optimisation pour les deux *tapers* a été réalisée pour une transmission centrée à 1064nm et que les paramètres retenus sont maintenus constants lors de l'étirage. Or le cœur du *taper* de 40 mètres est réalisé sans tube de maintien ; la paroi de silice qui l'entoure est donc plus fine et se déforme plus facilement lorsque les forces de tension changent. Cette déformation induit l'apparition de modes de surface sur les bords de la BIP diminuant sa largeur au fur et à mesure de l'étirage. Cette variation ne représente de toute façon pas un obstacle pour l'application visée tant que la BIP demeure plus large que la transition Raman ( $\Omega_r=17,6\text{THz}$ ).

## D. Confection des cellules à gaz

### I. Technique de remplissage

La technique de remplissage des HC-PCF a été mise au point lors de la première démonstration de diffusion Raman stimulée dans ces fibres [3]. Elle utilise deux réservoirs reliés hermétiquement à chaque extrémité de la fibre. Chaque réservoir possède une valve permettant l'injection ou la sortie du gaz ainsi qu'un manomètre permettant la mesure de la pression interne de l'enceinte permettant de travailler jusqu'à une pression de 30 bar.

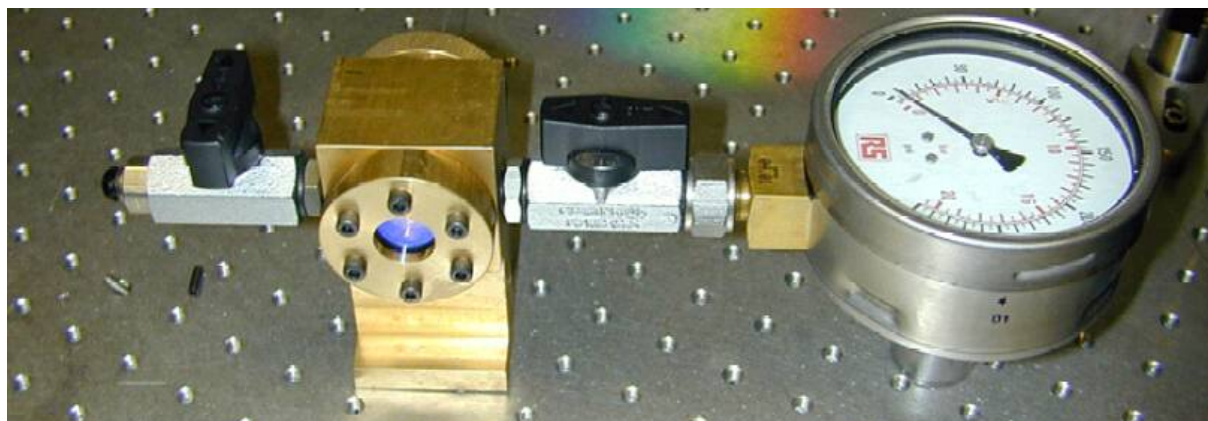


Figure III.9 : Photographie d'un réservoir utilisé pour le remplissage des fibres.

Ils sont de plus dotés d'une fenêtre traitée anti-réflexion à la longueur d'onde de travail permettant de coupler ou d'extraire la lumière. La première étape du processus de remplissage consiste à préparer les deux extrémités de la fibre en retirant la gaine polymère et en clivant soigneusement afin d'éviter tout blocage des trous de la microstructure préjudiciable au remplissage et au couplage optique. Le réservoir connecté à l'extrémité de plus faible diamètre du *taper* est rempli ( $\approx 5$  bar) d'un gaz neutre ( $N_2$ ) alors que l'ensemble du *taper* est amené à une température de  $120^\circ C$ , la valve du deuxième réservoir étant ouverte. Cette opération permet de retirer l'eau et les poussières résiduelles du cœur de la fibre. La vidange du premier réservoir étant effectuée, l'on le remplit cette fois de dihydrogène à 5bar au-delà de la pression souhaitée dans la fibre. On veille alors, avant toute expérience, à ce que les deux manomètres présentent la même valeur, indiquant que la pression d'équilibre est

atteinte. Ces réservoirs permettent de maintenir une pression de gaz constante dans la fibre pendant plusieurs mois. Le couplage optimal (70%) de la lumière dans la fibre au travers de la fenêtre nécessite un alignement rigoureux et complexe. Lors de l'utilisation de laser de forte puissance, une déviation minime des conditions d'injection optimales peut endommager la face d'entrée de la fibre obligeant à réitérer le processus de préparation de la fibre et la purge du réservoir. Enfin la taille de ces cellules diminue l'intérêt que représente le faible encombrement d'une solution fibrée.

Afin de remédier à ces inconvénients et simplifier l'utilisation du système nous avons fabriqué des cellules à gaz entièrement fibrées en utilisant la méthode décrite dans [4]. Cette technique nécessite la soudure de fibre HC-PCF à des fibres à saut d'indice.

## II. Cellule à gaz fibrée

Afin de réaliser des soudures avec des pertes minimales, regardons les différentes causes de pertes aux épissures. Nous avons la différence d'indice entre le cœur de la fibre à saut d'indice constituée de silice et celui de la HC-PCF induisant une réflexion de Fresnel donnée par :

$$R_F = \left( \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (3.4)$$

où  $n_1$  et  $n_2$  sont les indices de réfraction respectifs du cœur de la fibre à saut et de la HC-PCF. On aura, dans notre cas, une perte de 4% (0,2dB) de la puissance incidente causée par la réflexion de Fresnel.

De plus comme, les diamètres de cœur des fibres à saut d'indice et des HC-PCF ne sont pas similaire, le recouvrement spatial des modes fondamentaux guidés dans chacune des deux fibres n'est pas maximum. Il en résulte une perte de puissance  $A_M$  donnée par [5]:

$$A_M = 20 \log \left( \frac{w_{01}^2 + w_{02}^2}{2w_{01}w_{02}} \right) \quad (3.5)$$

où  $w_{0i}$  est le diamètre de mode (largeur à 1/e de l'intensité en champ proche) de la fibre  $i$ . Le rayon de champ de mode évoluant le long du *taper*, nous aurons des valeurs différentes pour les deux soudures du *taper*. Pour l'extrémité guidant autour de 1064nm les pertes peuvent être évaluées autour de 0.06dB et autour de 0,4 dB pour l'autre extrémité. En plus de ces deux causes de pertes, il faut ajouter celles induites par les erreurs de positionnement lors de la



soudure. Ces erreurs sont de trois types ; l'excentrement transversal, le désalignement et l'écartement longitudinal (Fig. III.10). Un excentrement transversal  $e_t$  réduit l'intégrale de recouvrement entre les modes fondamentaux des deux fibres et provoque une atténuation estimée par la formule [5] :

$$A_{et} (dB) = 4,34 \times \frac{e_t^2}{w_0^2} \quad (3.6)$$

Les pertes induites par un désalignement d'un angle  $D_\alpha$  peuvent être calculés suivant la formule :

$$A_{D\alpha} (dB) = 4,34 \times \left( \frac{D_\alpha}{\theta_0} \right) \quad \text{avec} \quad \theta_0 = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (3.7)$$

Si lorsque les fibres sont soudées l'écartement est normalement nul, pour les HC-PCF, on observe une rétractation de la microstructure lors du chauffage [4] créant un interstice  $D_e$  entre le cœur des deux fibres. Le mode gaussien en sortie de la fibre va donc diverger et le rayon de champ de mode sera élargi. Ce paramètre peut aussi être un avantage et être utilisé afin d'ajuster les rayons de champ de mode des deux fibres. On peut évaluer les pertes induites par cet interstice en regardant l'évolution du rayon de mode en fonction de l'écartement :

$$w(D_e) = w_0 \sqrt{1 + \left( \frac{D_e}{z_R} \right)^2} \quad \text{avec} \quad z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (3.8)$$

On réintroduit ensuite (3.8) dans (3.5) et on obtient alors l'évolution des pertes en fonction de l'écartement  $D_e$  entre les deux fibres. A noter que l'évolution des pertes sera différente suivant le sens de propagation. La figure III.10 présente les pertes induites par les mécanismes cités ci-dessus pour les longueurs d'ondes de 1064nm et de 1550nm. Les valeurs de rayon de mode retenue pour le calcul sont pour 1064nm : 6,5 $\mu$ m (HC-PCF) et 5,8 $\mu$ m (fibre monomode à 980nm) ; et pour 1550nm : 7,5 $\mu$ m (HC-PCF) et 10,4 $\mu$ m (fibre monomode à 1550nm). La valeur de perte à la soudure sera donc la somme de ces trois contributions :

$$A = A_M + A_{et} + A_{D\alpha} \quad (3.9)$$

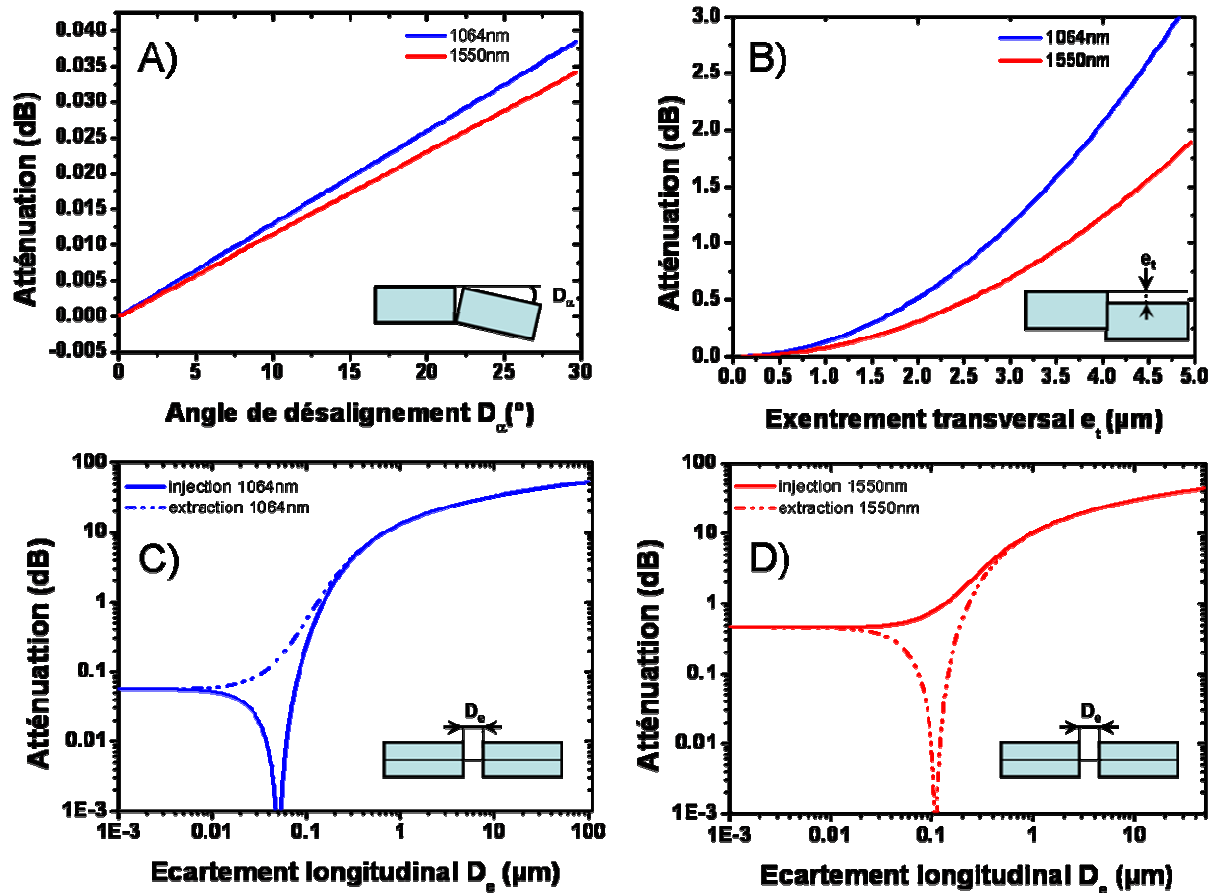


Figure III.10 : Evolution des pertes par désalignement (A), excentrement transversal (B) et contribution de la rétractation de la microstructure des HC-PCF à l'atténuation aux soudures à 1064nm (C) et 1550nm (D).

On observe sur la Figure III.10 une sensibilité croissante avec la longueur d'onde des pertes par désalignement et par excentrement transversal. Pour les pertes induites par un écartement longitudinal entre une fibre monomode et une HC-PBGF, nous avons à 1064nm (1550nm) un rayon de champ de mode de la fibre à saut d'indice inférieur (supérieur) à celui de la HC-PBGF. Pour un écartement supérieur à la longueur de Rayleigh et pour un sens de propagation de la fibre HC-PBG vers la fibre monomode (monomode vers HC-PBGF), les pertes induites par l'écartement longitudinal augmentent rapidement. Dans le sens de propagation opposé cette différence de rayon de champ de mode est compensée, pour un écartement précis, annulant ainsi les pertes avant de les augmenter de nouveau pour des valeurs d'écartement supérieures.

La soudure de HC-PCF à des fibres standard demeure un défi technologique. En effet le faible pourcentage de silice présent dans la gaine microstructurée rend cette dernière particulièrement sensible aux déformations. Il faut donc une température assez importante

pour fusionner la gaine extérieure de silice sans toutefois altérer la microstructure. Trois techniques se dégagent de la littérature. La première et la plus fréquemment utilisée, recourt à une soudeuse à arc électrique (Fig.III.11.A) où la température est contrôlée via l'intensité du courant de décharge. En ajustant ce paramètre ainsi que le temps de fusion et les positions relatives des fibres et des électrodes de décharge, des soudures présentant de pertes entre 1 et 2dB à 1550nm [6-8] et de 0,6dB à 1064nm [9] ont été réalisées. Un deuxième procédé plus marginal consiste à utiliser un laser CO<sub>2</sub> pour fusionner les deux fibres [10]. La température est cette fois contrôlée par la puissance et le temps d'exposition des fibres au rayonnement du laser. La dernière et la plus efficace des techniques est l'utilisation d'une soudeuse à filament. La fusion des fibres est ici effectuée par l'intermédiaire d'un filament en oméga entourant les deux fibres (Fig.III.11.B). Ce dernier produit une température homogène sur la circonférence des fibres et plus facilement contrôlable. Ces soudures sont généralement robustes et le minimum de pertes atteint est de 0,6dB à 1550nm [4, 11].

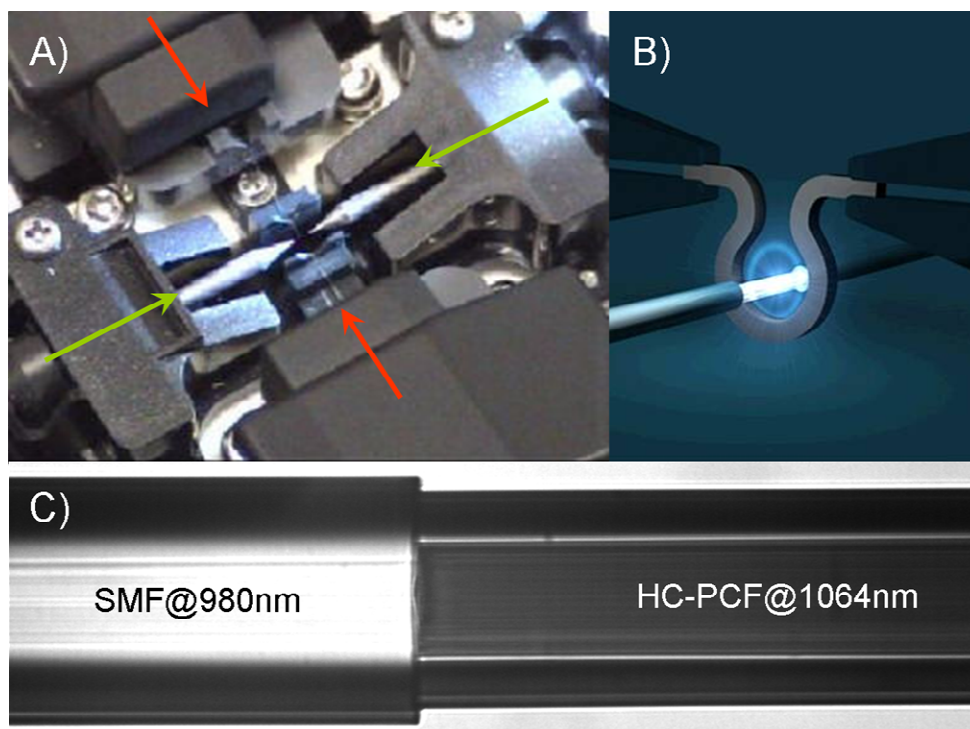


Fig. III.11 : (A) Photographie optique du mécanisme de fusion d'une soudeuse à arc électrique. La position des fibres est indiquée par les flèches rouges et celle des électrodes par les flèches vertes. (B) Vue artistique du mécanisme d'une soudeuse à filament. (C) Photographie d'une soudure à faible perte entre une HC-PCF et une fibre standard réalisée avec une soudeuse à filament.

Disposant d'une soudeuse à filament nous réalisons les soudures selon la dernière technique énoncée. Nous obtenons des pertes de 2dB à 1064nm (Fig.III.11.C) et de 0,5dB à 1550nm. La différence entre les niveaux de pertes obtenues et les records de la littérature est attribuée à la pression de gaz à l'intérieur de la fibre et à la conception même du *taper*. En effet il nous est tout d'abord impossible de contrôler la section transverse de la fibre avant la fusion étant donné que nous ne disposons que de 1 à 2 minutes pour effectuer la soudure si nous voulons conserver une pression de gaz suffisante. Ensuite le gaz contenu dans la fibre se dilate sous l'effet de la chaleur et déforme la microstructure même pour des températures raisonnablement basses. Enfin comme le *taper* ne transmet pas la même longueur d'onde sur toute sa longueur, il nous est impossible de minimiser les pertes d'alignement par une mesure directe.

## **E. Génération de cascade Raman**

### **I. Montage expérimental**

Le laser de pompe utilisé est un laser à puce émettant à 1064 nm (MNP-06E1064 team photonics™) et délivrant des impulsions sub nanosecondes de 6μJ à une cadence de 10kHz. Une lame demi onde et un cube polariseur sont placés sur le faisceau suivi d'un mesureur de puissance afin de contrôler et mesurer la puissance injectée dans le *taper*. Un objectif de microscope monté sur une platine de translation à 3 axes permet de focaliser le faisceau dans le *taper* (Fig. III.12). Une lame quart d'onde est placée en amont de l'objectif d'injection pour imposer une polarisation circulaire à l'onde de pompe et ainsi maximiser le gain Raman.

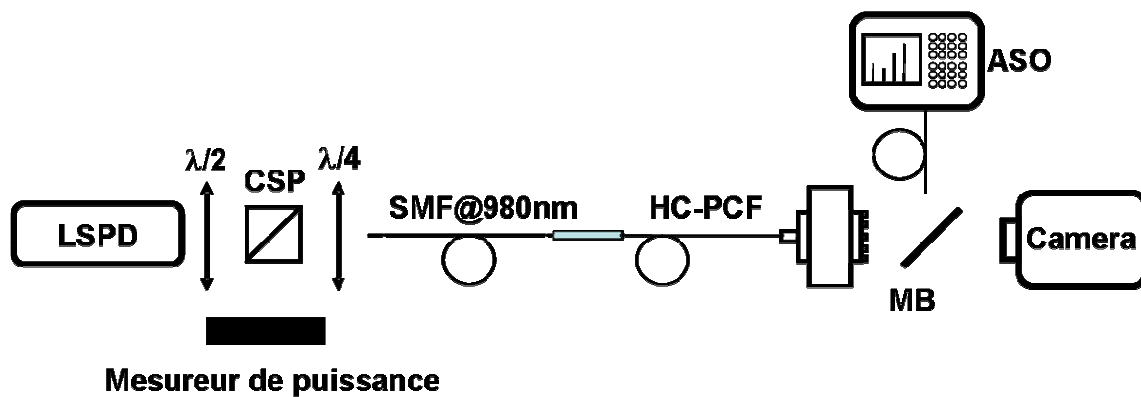


Figure III.12 : Schéma du montage expérimental. LSPD : Laser solide pompé par diode. CSP : Cube séparateur polariseur. MB : Miroir basculant. ASO : Analyseur de spectre optique.

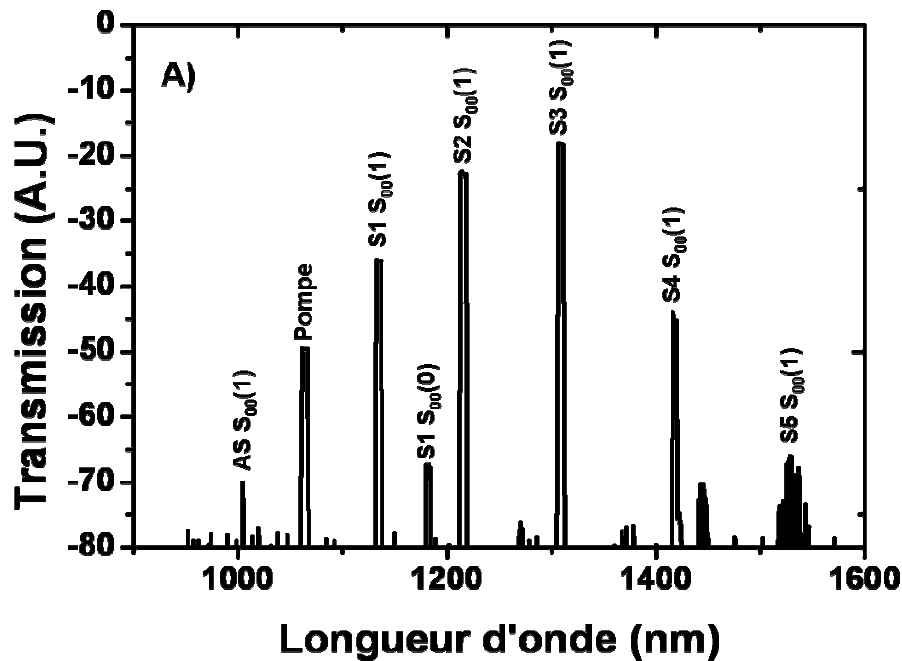
En sortie, l'extrémité du *taper* est maintenue dans une chambre pour visualiser les champs proches des différentes raies Raman sur une caméra. Par l'intermédiaire d'un miroir basculant on choisit de visualiser les champs proches ou d'acquérir le spectre de sortie du *taper* grâce à un analyseur de spectre optique.

## II. Résultats expérimentaux

### 1. Premières observations

Le *taper* utilisé dans cette expérience est le *taper* de 25 mètres présenté dans la partie C de ce chapitre. Il est constitué d'une section de 5 mètres de diamètre constant (110 $\mu$ m) guidant autour de 1064nm et d'une section de 20 mètres où le diamètre évolue linéairement jusqu'à 180 $\mu$ m. Lors de l'injection de la puissance de pompe dans le *taper* rempli de dihydrogène, nous avons veillé à maintenir la polarisation circulaire afin de maximiser le gain. Des mesures préalables nous ont permis de connaître le rendement de couplage (30%) assez faible en raison des pertes à l'épissure (2dB) entre la fibre d'amenée et le *taper*. A pleine puissance du laser (56mW) nous observons sur l'analyseur de spectre non pas une seule raie Stokes mais tous les ordres et un résidu de pompe (Fig. III.13.A). Or, si l'on regarde le spectre de transmission (Fig. III.13.B) d'un tronçon de HC-PCF issu du même fibrage que le *taper* et possédant un diamètre constant et égal à 180 $\mu$ m (extrémité du *taper*), on constate que seul les ordres Stokes 3, 4 et 5 se trouvent dans la bande de transmission. En sélectionnant, grâce à

des filtres interférentiels, chaque ordre Stokes, on peut obtenir la répartition d'énergie en champ proche et connaître le mode qui supporte chaque raie Stokes (Fig.III.13.C). On constate que si les ordres Stokes 3 et 4 se propagent sur le mode fondamental dans le cœur du *taper*, la répartition d'énergie en champ proche des ordres 1 et 2 arbore la structure en pétale caractéristique d'un mode de surface. Quand au 5<sup>ème</sup> ordre il semble se propager sur un mode d'ordre supérieur même si le faible flux rend difficile l'obtention d'une image nette. Etant donné que le recouvrement spatial entre un mode de surface et le dihydrogène contenu dans le cœur de la fibre est très faible, la présence de couplage entre le mode de cœur et un mode de surface tend à diminuer l'efficacité de conversion du *taper* en diminuant la longueur Raman  $L_R$  en dessous des 5 mètres prévus lors de la conception. Cet effet doit donc être atténué par l'allongement du *taper*.



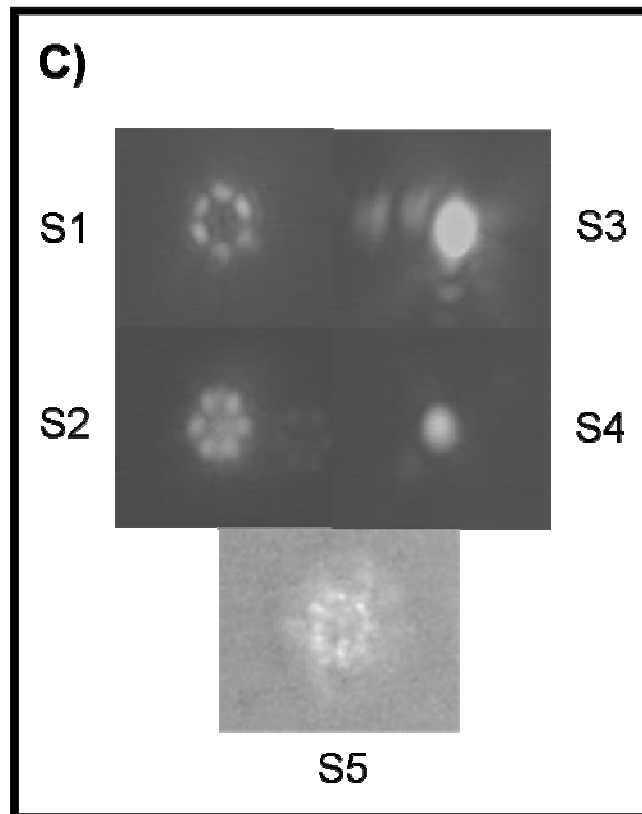
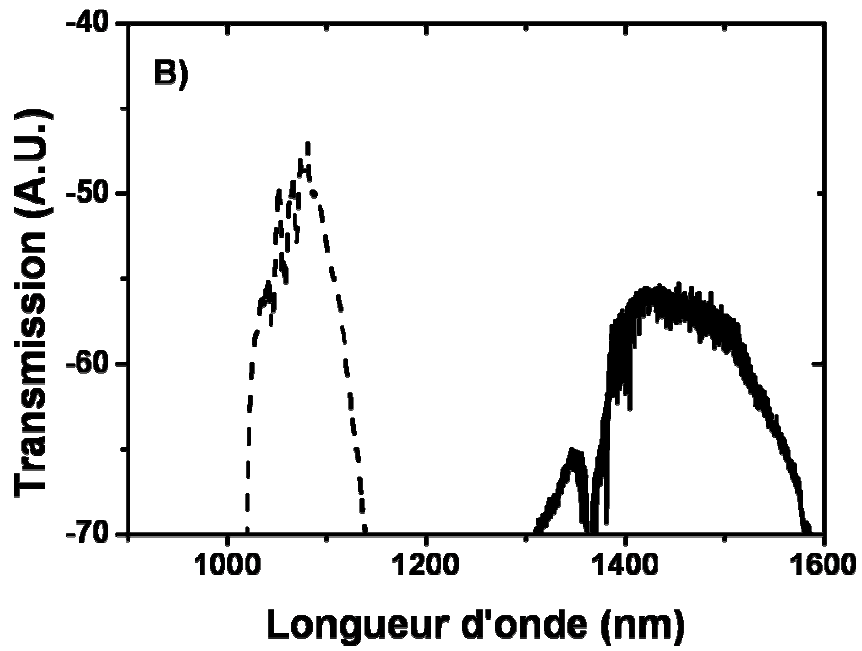


Figure III.13 : A) Spectre optique à la sortie du *taper* avec référencement des différentes raies Stokes (S) et anti Stokes (AS). B) Spectre de transmission à l'entrée (pointillés) et en sortie du *taper* (trait plein). C) Image en champs proche de la répartition d'énergie des différentes raies Raman.

## 2. Seuil Raman

En réglant la puissance injectée dans le *taper*, nous avons mesuré les énergies seuil d'apparition des raies Raman. Ces dernières sont définies comme les énergies pour lesquelles on observe, sur l'analyseur de spectre l'apparition de la raie Raman ( $P_{\min} \approx -70\text{dBm}$ ). Afin de vérifier que nos résultats expérimentaux sont bien en accord avec la théorie, nous vérifions d'abord, pour la durée d'impulsion utilisée, que nous nous trouvons en régime transitoire pour l'ensemble des puissances utilisées. Nous calculons ensuite les énergies de seuil en prenant soin, pour les ordres Stokes supérieurs à 1, de diminuer le gain Raman d'un facteur 2/3 pour les considérations de polarisation évoquées dans le paragraphe 2.B.III. Nous avons également pris en compte l'évolution de l'aire effective le long du *taper* ainsi que la dépendance du gain et des pertes linéiques en fonction de la longueur d'onde. Enfin nous prenons aussi en compte la perte d'énergie induite pas le défaut quantique ainsi que par une conversion incomplète (75% de l'énergie de la pompe). On utilise donc une équation modifiée de la forme :

$$E_{\text{seuil}(i)} = \left( \frac{\nu_{i-1}}{\nu_0} \right) \times \left( \frac{1}{0,75^i} \right) \times \left( \frac{A_{\text{eff}}}{8\Gamma g_{\text{ss}}} \frac{\alpha_{i-1}}{(1 - e^{-\alpha_{i-1}L})} \right) (G_{\text{th}} + \alpha_i L + \ln(4\pi\Gamma\tau) + 2\Gamma\tau)^2 \quad (3.10)$$

où  $\nu_0$  et  $\nu_i$  sont les fréquences de l'onde de pompe et du Stokes d'ordre  $i$ ,  $\alpha_p$  et  $\alpha_i$  les atténuation aux longueurs d'onde de pompe et du Stokes  $i$ .

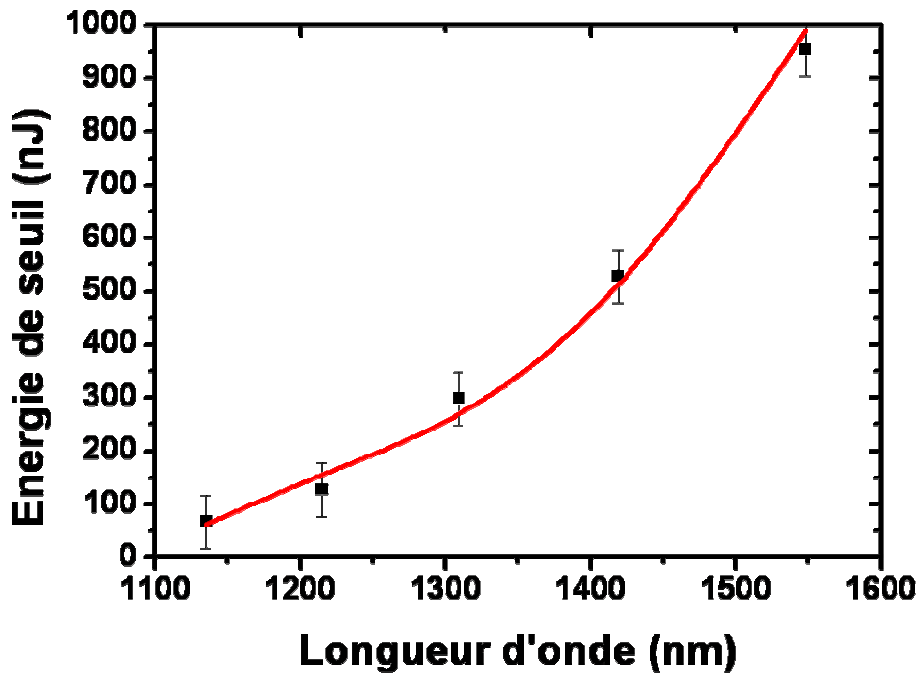


Figure III.14 : Energie de seuil mesurée d'apparition des ordres Stokes (carré noirs) et valeurs théorique (rouge) basée sur l'équation (3.10).



En prenant en compte ces différents paramètres expérimentaux on obtient un bon accord entre les mesures et les valeurs théoriques (Fig.III.14).

### 3. Caractéristiques modales des composantes Stokes

Afin de mieux cerner les limitations engendrées par le couplage avec les modes de surface, nous avons étudié l'évolution de la répartition spatiale de l'énergie des différentes composantes Stokes en fonction de la longueur du *taper*. Cette étude a été réalisée sur un *taper* de 45 mètres composé d'une section de diamètre constant (5m) et d'une section de 40 mètres où le diamètre évolue linéairement. De par le plus faible taux de décalage de la BIP ce *taper* présente une meilleure efficacité de conversion. On observe en sortie du *taper* pour une puissance couplée d'environ 20mW, 44% de puissance sur l'ordre 3 et 56% sur l'ordre 4 (Fig. III.15.B).

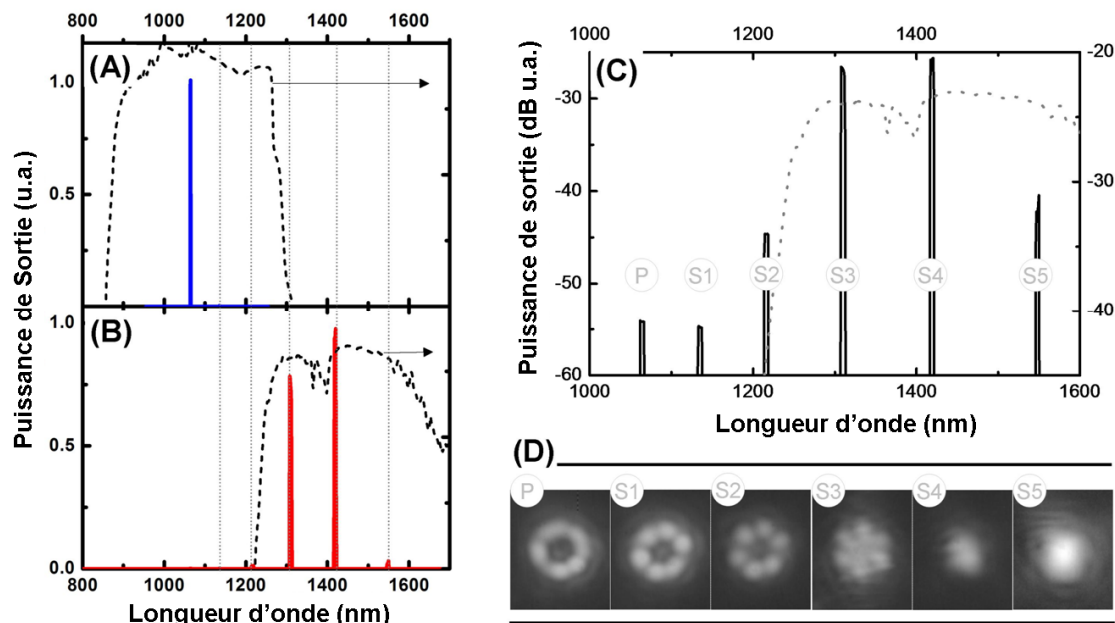


Figure III.15 : Spectre de transmission du *taper* (pointillés) et spectre Raman en échelle linéaire à 2m (A) du début du *taper* et à 45m (B). Spectre Raman en sortie du *taper* en échelle logarithmique (C). Images en champ proche de la répartition d'énergie des différentes composantes Raman en sortie du *taper* (D).

La conversion n'est, quoi qu'il en soit, pas totale et l'on observe qu'une partie de l'énergie ne contribue pas à la conversion et reste localisée sur un mode de surface (Figure III.15.D).

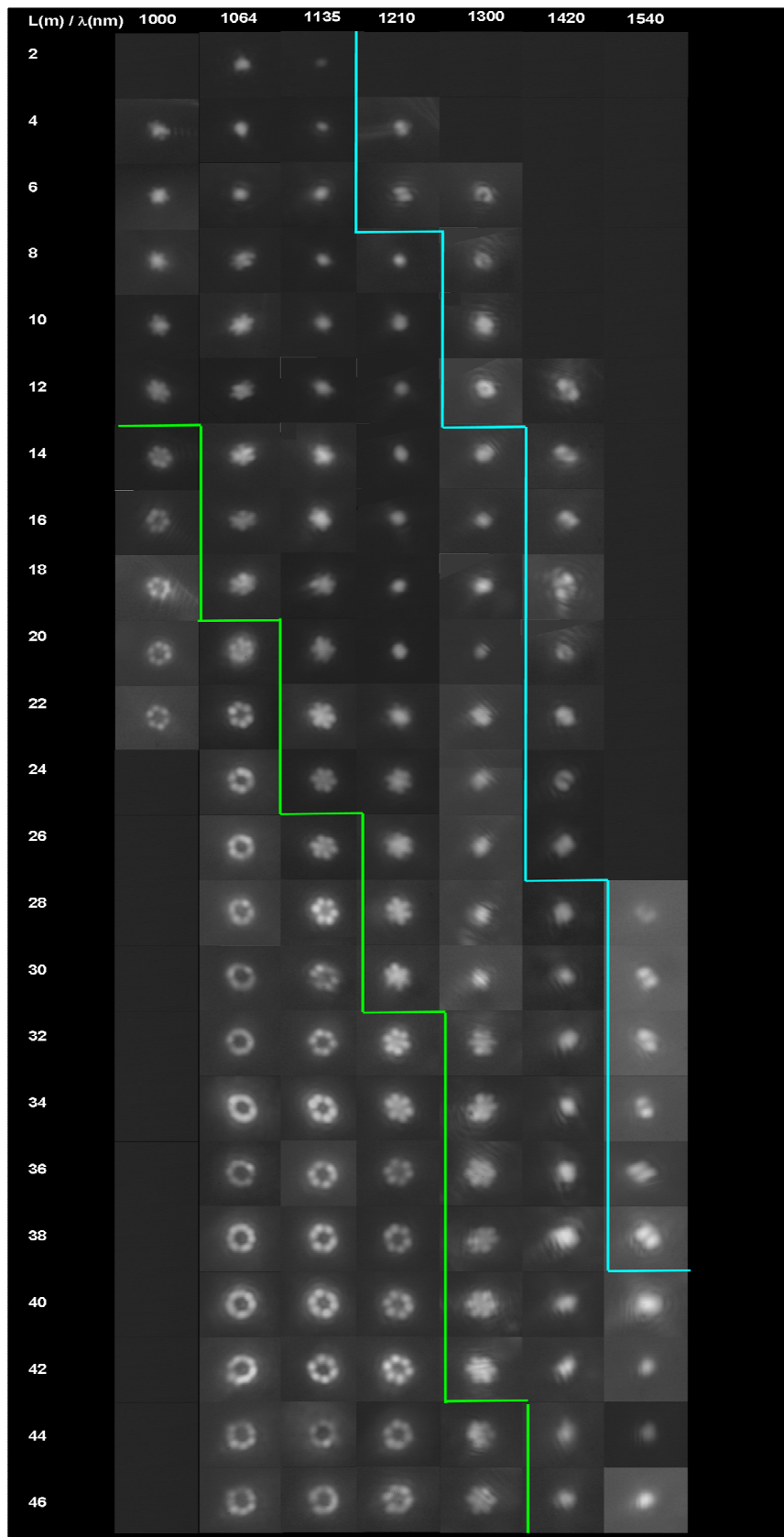


Figure III.16 : Evolution de la distribution d'énergie des différentes composantes Raman le long du *taper*.

Pour mieux appréhender la limitation qu'induit l'hybridation entre le mode fondamental et un mode de surface sur l'efficacité de conversion de la cascade Raman F. Couny a étudié l'évolution, au cours de la propagation, des modes qui supportent les différentes composantes Stokes. La synthèse de cette étude est réalisée dans la figure III.16. Cette figure présente les champs proches des différentes composantes Stokes en fonction de la longueur du *taper*. Pour ce faire l'extrémité de sortie du *taper* est maintenue dans une cellule à gaz. Tout en conservant la puissance couplée dans le *taper* constante. Grâce à des filtres interférentiels, on sélectionne les longueurs d'ondes correspondantes à chaque ordre Stokes, on retire alors 2 mètres du *taper* et l'on recommence l'acquisition des champs proches. On réitère l'opération jusqu'à ce que le *taper* ait une longueur de 2 mètres.

Si l'on regarde la localisation de l'énergie des différents ordres Stokes, on peut dégager une évolution commune à toutes les composantes au cours de la propagation dans le *taper*. La lumière, initialement portée par le mode  $HE_{11}$ , subit le décalage de la BIP lors de sa propagation, et se trouve, à une longueur donnée, en accord de phase avec un mode de surface (Figure III.17.A). Il se produit alors une hybridation entre le mode fondamental et le mode de surface vers lequel une partie de la puissance est transférée. Cette puissance est alors perdue pour le processus de diffusion Raman stimulée car les modes de surface se propagent essentiellement dans la silice et interagissent donc faiblement avec l'onde Stokes d'ordre supérieur. Cette perte de puissance se répercute de proche en proche à tous les ordres Stokes, étant donné que le gain net dépend de l'intensité de l'onde faisant office de pompe. On note de plus que ces couplages se produisent environ 10 mètres après que l'onde soit guidée sur le mode fondamental quel que soit l'ordre Stokes.

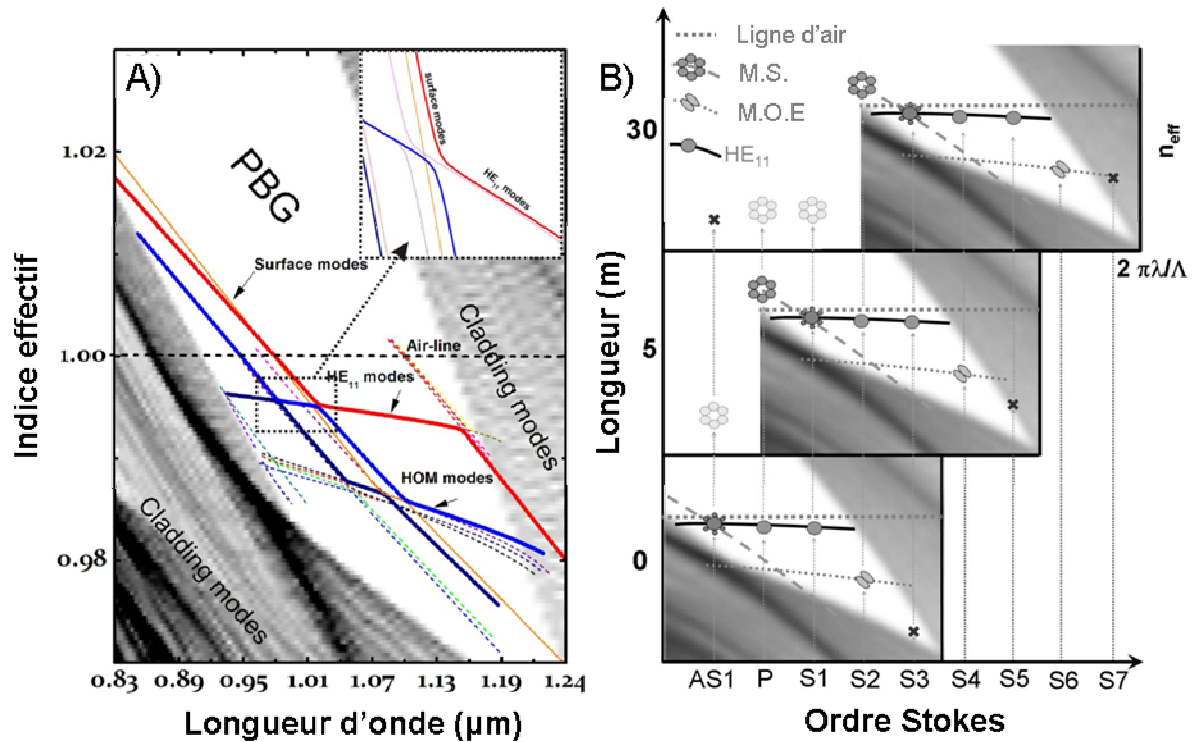


Figure III.17 : A) Densité d'état d'une HC-PCF et dispersion des différents modes présents dans la BIP. B) Schéma du comportement modal des composantes Stokes au cours de la propagation dans le *taper*

On remarque aussi (Fig.III.16) que les ordres Stokes élevés (>1) sont d'abord générés sur un mode d'ordre élevé. La courbure des modes de gaine définissant le bord supérieur de la BIP implique en effet que le premier mode exhibant de faibles pertes et un mode d'ordre élevé lorsque le mode HE<sub>11</sub> n'est pas encore guidé (cf § I.B.IV.1) Après quelques mètres de propagation ce mode est remplacé par le mode fondamental. L'amplification de l'onde Stokes se fait alors sur le mode HE<sub>11</sub> initié par des photons se trouvant dans un mode d'ordre élevé. L'ensemble de ce processus est schématisé sur la figure III.17.B sur laquelle on observe que les caractéristiques modales se déplacent en même temps que la bande de transmission mettant en exergue le caractère séquentiel de l'évolution modale pour les différents ordres Stokes.

## F. Conclusion

Au cours de ce chapitre nous avons démontré la possibilité d'utiliser les HC-PCF remplis de dihydrogène comme un convertisseur de longueur d'onde et ce quelle que soit la pompe et la longueur d'onde cible choisie. Pour cela nous avons conçu et réalisé un *taper* permettant la génération d'une cascade de 5 ordres Stokes permettant de décaler la pompe de plus de 500nm. Nous avons aussi mis en avant la limitation que constitue le couplage du mode fondamental avec un mode de surface. Cette dernière peut cependant être dépassée soit par l'utilisation d'une puissance de pompe supérieure, d'un *taper* de plus grande longueur ou encore par un contrôle plus précis de la forme du cœur de la fibre permettant d'éliminer les modes de surface.

## Références bibliographiques

- [1] R. Amezcua-Correa, F. Gérôme, S.G. Leon-Saval, N.G.R. Broderick, T.A. Birks, J.C. Knight, *Opt. Exp.* **16**, n°2, 1142 (2008).
- [2] F. Gérôme, K. Cook, A. K. George, W. J. Wadsworth, and J. C. Knight, *Opt. Exp.* **15**, 7126 (2007).
- [3] F. Benabid J.C. Knight, G. Antonopoulos, P.St.J. Russell, *Science* **298**, 399 (2002).
- [4] F. Benabid, F. Couny, J.C. Knight, T.A. Birks, P.St.J. Russell, *Nature* **434**, 488 (2005).
- [5] P. Lecoy, "Télécommunications optiques", Hermès Paris (1992).
- [6] R. Thapa, K. Knabe, K. L. Corwin, B. R. Washburn, *Opt. Exp* **14**, n°21, 9576 (2006).
- [7] T. Ritari, J. Tuominen, H. Ludvigsen, J.C. Petersen, T. Sørensen, T.P. Hansen, H.R. Simonsen, *Opt. Exp.* **12**, 4080 (2006).
- [8] L. Xiao, M.S. Demokan, W.Jin, Y.Wang, C.L. Zhao, *J. Light. Tech.* **25**, 3563 (2007).
- [9] J.T. Kristensen, A. Houmann, X. Liu, D. Turchinovich, *Opt Exp.* **16**, n°13, 9986 (2008).
- [10] J H. Chong, M. K. Rao, *Opt. Exp.* **11**, n°12, 1365 (2003).
- [11] F. Couny, F. Benabid, P. S. Light, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **19**, 1020 (2007).

# **CHAPITRE 4 : FIBRE A CŒUR CREUX ET GRANDE PERIODICITE**





En conservant l'optique d'utiliser les fibres à cœur creux pour la conversion de fréquence, nous avons étudié une classe de fibre dite à grande périodicité. Ces fibres possèdent la caractéristique de guider la lumière avec des pertes de l'ordre du dB/m dans un cœur creux sur une large bande spectrale pouvant aller de l'UV jusqu'à l'infrarouge [1, 2]. Fortes de cette qualité elles ont déjà permis de générer des peignes de fréquences optiques larges de plusieurs octaves [3] ainsi que des harmoniques d'ordre élevé [4]. Le mécanisme qui permet le confinement de la lumière dans ces fibres est sensiblement différent de celui des HC-PBGF et des études sur le sujet ont déjà été publiées [3,5,6]. Nous projetons d'utiliser ces fibres pour la génération Raman stimulée avec des gaz possédant de grands décalages Raman (deutérium  $\Delta\nu_R=89,7\text{THz}$ , méthane  $\Delta\nu_R=87,4\text{THz}$ ). Ainsi, avec une onde de pompe située dans l'infrarouge proche (1,35 ou 1,87 $\mu\text{m}$ ), le premier ordre Stokes serait localisé dans l'infrarouge moyen (2,2 $\mu\text{m}$  ou 4,1 $\mu\text{m}$ ) Afin d'évaluer les potentialités de ces structures, nous décrirons d'abord le mécanisme de guidage, puis dans un deuxième temps la fabrication et la caractérisation de deux exemples de fibre à grande périodicité.

## **A. Mécanisme de propagation dans les fibres à grande périodicité.**

### **I. Classe des fibres à grande périodicité**

Tout d'abord, les fibres à grande périodicité (GP) appartiennent à la famille des fibres microstructurées à cœur creux. Elles ne guident cependant pas par bande interdite photonique comme les fibres présentées dans le chapitre III. Le qualificatif « grande périodicité » concerne le rapport entre la période des motifs du cristal photonique et la longueur d'onde guidée dans le cœur de la fibre. En effet pour les fibres HC-PBG, la bande de transmission se situe autour de la fréquence normalisée  $k\lambda\approx 15$ , alors que dans le cas des fibres GP elle s'étend entre 40 et 160. Jusqu'à aujourd'hui, on dénombre trois motifs de cristal photonique (fig.IV.1) associés à un cœur creux ayant permis le confinement de la lumière dans cette plage de fréquence normalisée. Historiquement c'est d'abord la matrice dite de kagomé [3] (constituées d'étoiles de David entrelacées) qui a été utilisée pour réaliser ce type de fibre

puis, quasi-simultanément, les matrices carrée [7] et en nid d'abeille [8]. Les deux derniers types de matrice ont été développés afin d'étendre la bande de transmission et de diminuer les pertes de propagation dans ces structures.

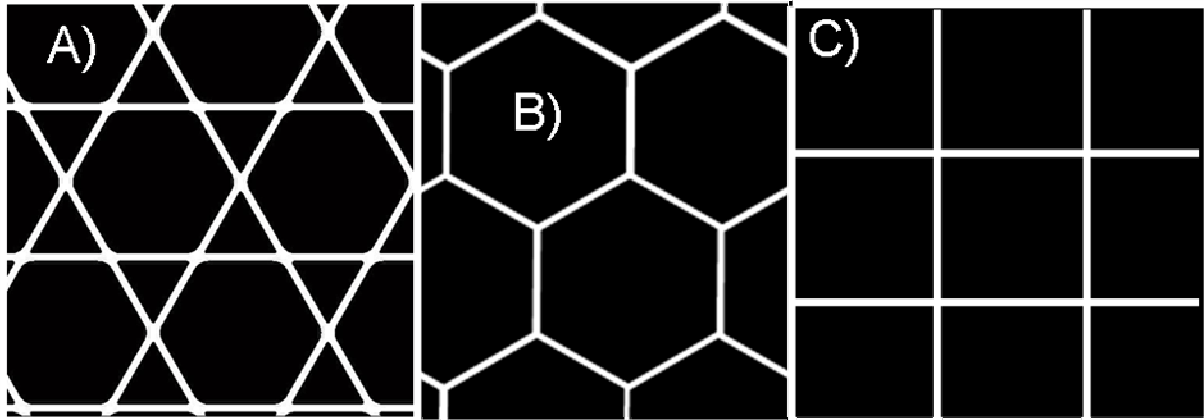


Figure IV.1 : Représentation des trois matrices utilisées pour la confection de la gaine microstructurée des fibres à grande périodicité : kagomé (A), nid d'abeille (B) et carrée (C).

Les modes optiques se propageant dans ces trois matrices étant sensiblement différents, leurs interactions avec le mode de cœur seront distinctes. Nous avons porté notre attention sur les matrices kagomé et nid d'abeille dont nous décrivons les avantages et inconvénients tant au niveau de la théorie que de la fabrication.

## II. Le modèle de l'anneau antirésonant

En considérant dans une première approximation, uniquement le cœur de la fibre et la paroi de silice qui l'entoure, on peut se rapprocher du modèle évoqué pour des guides plans dans le chapitre I (§1.A.I.1) considérant l'antirésonance d'un guide annulaire. Ces antirésonances correspondent ici à la coupure des modes se propageant dans le guide annulaire. Structuellement, ces fibres à grande périodicité présentent des rayons de cœur de plusieurs dizaines de micromètres. Ainsi, le guide annulaire constitué par la paroi du cœur peut être vu, asymptotiquement, comme un guide plan transverse. Les longueurs d'onde d'antirésonance sont donc simplement déduites des longueurs d'onde de coupure  $\lambda_m$  des modes de ce guide plan :

$$\lambda_m = \frac{2t}{m} \sqrt{n^2 - 1} \quad (4.1)$$

où  $m$  est l'ordre du mode considéré,  $t$  l'épaisseur du guide annulaire et  $n$  son indice de réfraction [9]. A ces longueurs d'onde l'indice effectif des modes de l'anneau est égal à celui de l'air ; par conséquent très proche de celui du mode de cœur. De plus, on sait qu'un mode approchant de sa coupure voit son profil spatial s'étendre dans le matériau bas indice. On a donc, autour des longueurs d'onde  $\lambda_m$ , simultanément accord de phase (via l'égalité des indices effectifs) et fort recouvrement spatial entre les modes se propageant dans le cœur d'air et les modes du guide annulaire. Ces deux conditions remplies, des échanges d'énergie entre ces modes ont lieu. Les plages de longueurs d'onde autour de ces longueurs d'onde de coupure définissent donc les zones de fortes pertes pour le mode de cœur. Il est possible de guider dans le cœur d'air dans chaque intervalle de longueurs d'onde borné par les coupures de deux modes successifs (Fig.IV.2).

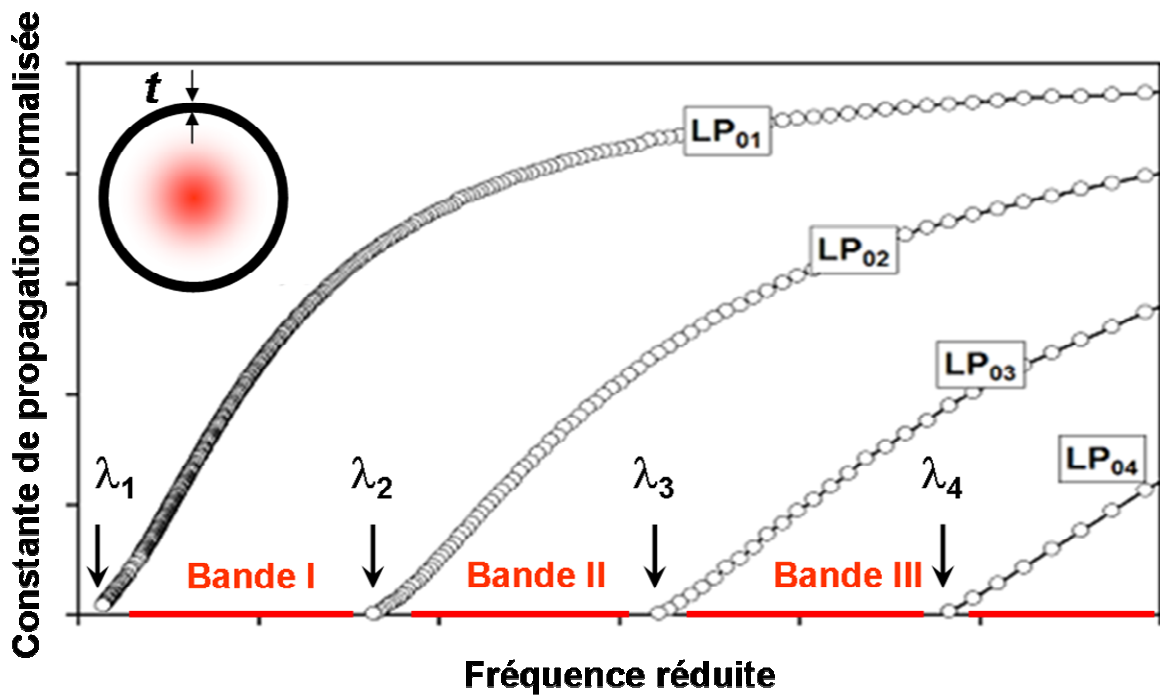


Figure IV.2 : Courbe de dispersion des quatre premiers modes du guide annulaire et représentation des bandes de transmission (trait rouge) du mode de cœur.

Un tel guide annulaire serait la structure idéale pour les fibres GP, cependant afin de placer la bande II ou la bande III dans l'infrarouge proche ( $0.8\mu\text{m} < \lambda < 2\mu\text{m}$ ) il faut une épaisseur  $t$  de quelques centaines de nanomètres. Si un tel guide serait difficile à réaliser, il serait, de par sa fragilité, impossible à utiliser. Il faut par conséquent une structure autour de l'anneau anti-

résonnant permettant de le maintenir mécaniquement. Il s'agit donc d'optimiser cette structure afin que son interaction avec le cœur perturbe le moins possible la propagation.

### III. Analogie avec les fibres de Bragg

En considérant les fibres GP comme composées de couches concentriques d'indices haut reliées entre elles par des ponts de matériau haut indice, on peut les modéliser par des fibres de Bragg (Fig. IV.3). Dans ce cadre les couches seront, dans le cas d'une maille kagomé, des hexagones concentriques et pour la maille en nid d'abeille des hexagones constitués de ligne brisés.

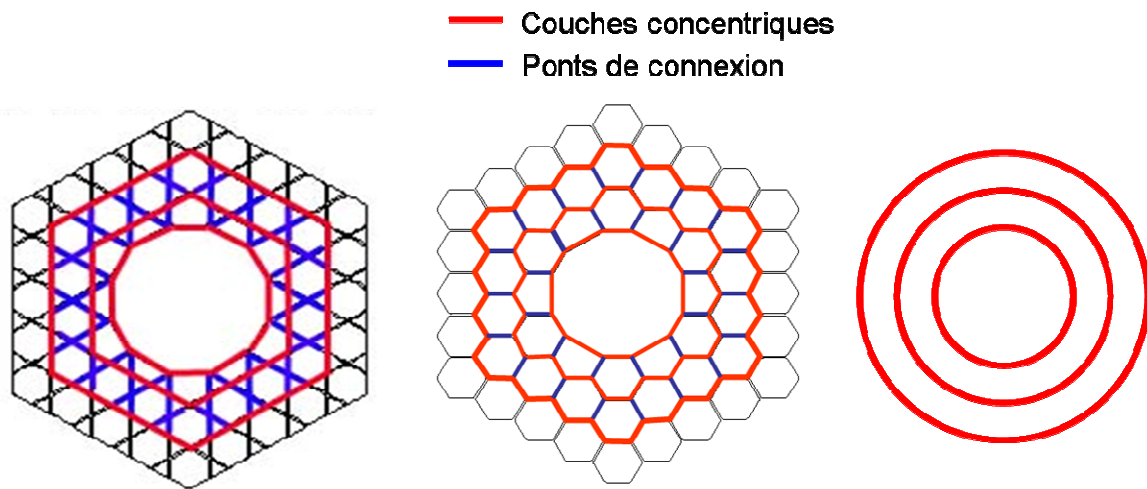


Figure IV.3 : Analogie entre fibre à matrice kagomé (gauche), fibre à maille en nid d'abeille (centre) et les fibres de Bragg (droite).

Une étude numérique a été réalisée par Pearce *et al.* Pour une fibre GP kagomé [5], ils démontrent, grâce à la méthode des matrices de transfert, que l'approximation d'une fibre à matrice kagomé constituée d'hexagones concentriques haut indice d'épaisseur  $t$  possède les mêmes maxima et minima qu'une fibre de Bragg constituée de couches circulaires concentriques de même épaisseur  $t$ . Ils notent de plus le même comportement avec l'augmentation du nombre de couches, à savoir une diminution des pertes de confinement et un bon accord de ces dernières entre les deux modèles. Cependant, la simulation des pertes de confinement dans la structure réelle par la méthode des éléments finis (MEF) montre que l'incorporation des ponts de connexion dans le modèle annihile l'impact de l'ajout de couches supplémentaires et augmente ainsi les pertes de confinement d'un facteur 10. Ils soulignent aussi l'importance de la régularité des ponts sur la valeur des pertes. Même si les minima et maxima du modèle de Bragg correspondent à la simulation MEF ce modèle ne donne pas plus d'indication que le modèle de l'anneau antirésonant.

## IV. Densité d'états des fibres à grande périodicité.

Afin d'étudier les interactions de gaine à maille kagomé et en nid d'abeille, il faut d'abord connaître la population modale des cellules élémentaires de ces différents types de maille. Cette information peut nous être donnée à travers la densité d'états photoniques précédemment définie (§1.A.II.2.c). La densité d'états des fibres GP, contrairement à celle des fibres HC-PBG, ne s'annule pas mais possède des zones de faible valeur où peu de modes peuvent se propager dans la gaine microstructurée. On peut, sur les figures de densité d'état (Fig.IV.4), différencier les modes de gaine en fonction de leur répartition d'énergie et les regrouper en deux catégories [3].

Tout d'abord, nous pouvons discerner les modes qui se propagent dans les interstices (*i.e.* dans l'air), qui possèdent un indice effectif inférieur à celui de l'air ( $\approx 1$ ) quelle que soit la fréquence normalisée. Ces modes, similaires aux modes de cœur ne peuvent cependant pas échanger d'énergie avec le mode fondamental du cœur. En effet la différence de diamètre entre les interstices et le cœur ne permet pas d'accord de phase entre les modes qu'ils supportent. Nous pouvons ensuite distinguer un deuxième ensemble de modes qui se propage dans les ponts de silice. La variation d'indice effectif en fonction de la longueur d'onde de ces différents modes étant importante, ils possèdent un accord de phase avec le mode fondamental du cœur. On peut encore scinder cet ensemble de mode cette fois en fonction de leur position spectrale qui leur confère une variation de phase transverse différente (Fig. IV.5). Comme évoqué dans le paragraphe précédent les ponts de silice d'épaisseurs  $t$  exhibent des résonances aux longueurs d'onde données par l'équation (4.1). Hors de ces résonances les modes des ponts de silice ont une vitesse de phase transverse rapide (d'autant plus que les ponts de silice sont fins). L'intégrale de recouvrement entre ces modes et le mode fondamental du cœur est donc extrêmement faible et le transfert d'énergie *quasi* nul. La propagation du mode de cœur hors de la résonance des ponts de silice ne serait donc pas perturbée par l'ajout d'une gaine microstructurée. *A contrario* aux longueurs d'ondes de résonances, les modes supportés par les ponts de silice deviennent évanescents et, en plus de s'étaler plus largement dans l'air, présentent une variation de phase transverse plus lente. On observe donc une hybridation entre les modes d'air (y compris le mode de cœur).

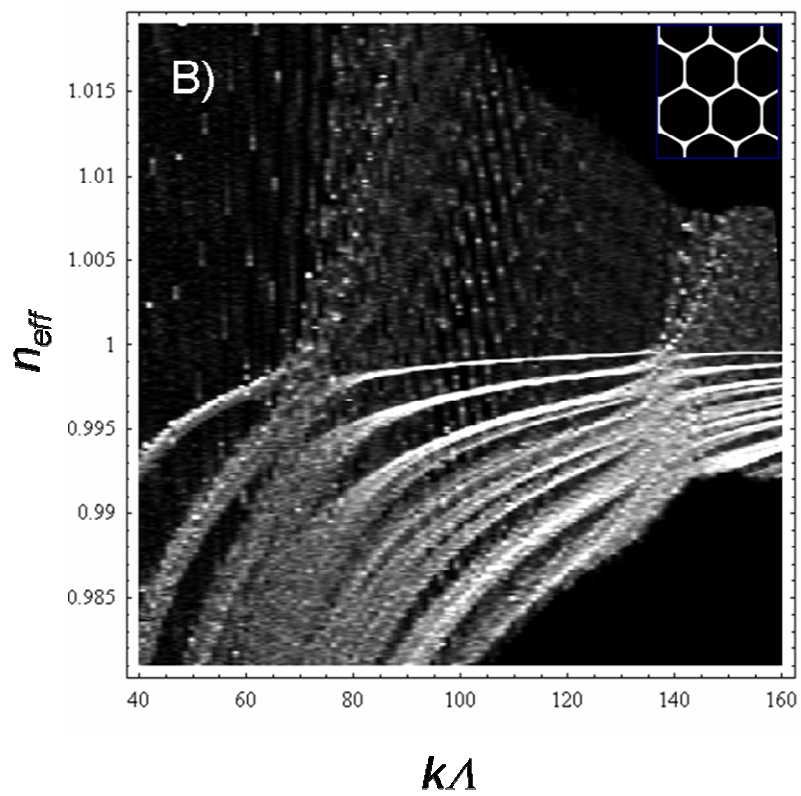
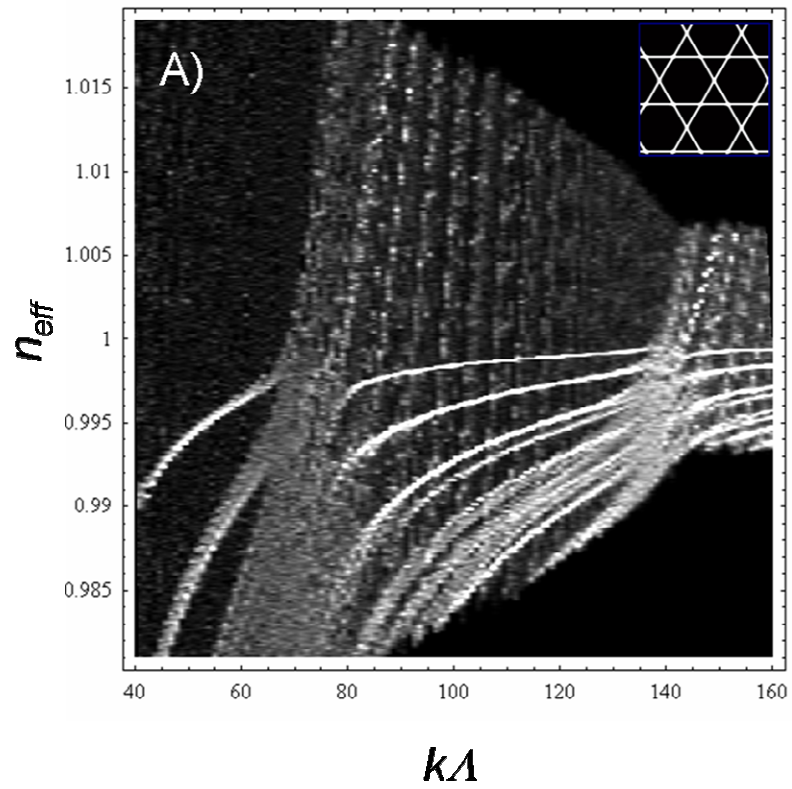


Figure IV.4 : Densité d'états photoniques d'une maille kagomé (A) et nid d'abeille (B) pour une épaisseur normalisée  $t/\Lambda=4\%$  (P.J. Roberts).

Il y a donc un échange d'énergie possible entre les modes de gaine et le mode fondamental du cœur d'air et on observe, aux longueurs d'onde de résonance des bandes de faible transmission.

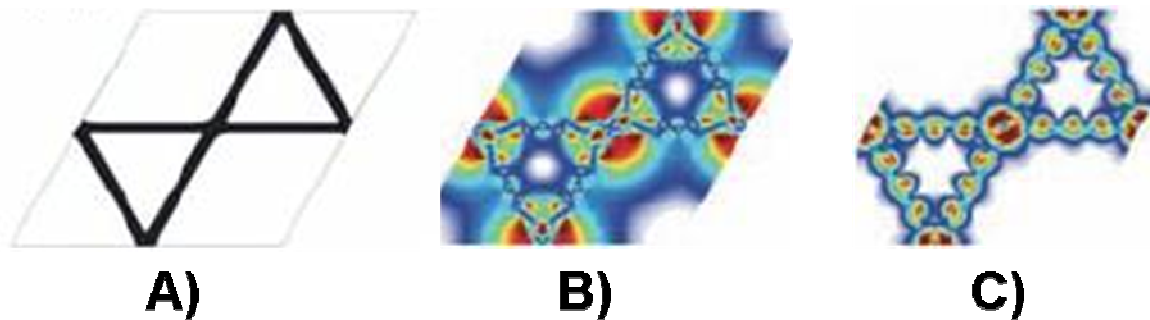


Figure IV.5 : Cellule élémentaire utilisée pour le calcul de la densité d'état photonique d'une matrice kagomé(A). Profil d'intensité du mode de gaine kagomé aux fréquences normalisées  $k\lambda=68$  (B) et  $k\lambda=50$  (C).

Le nombre de modes supportés par la gaine est directement lié au nombre de ponts de silice que celle-ci possède. L'étude de la maille en nid d'abeille a donc pour but de vérifier l'incidence positive de la diminution du nombre de ponts sur le confinement du mode de cœur. La comparaison des densités d'états présentée figure IV.4. démontre un élargissement de la bande I ( $70 < k\lambda < 138$ ) par rapport à une matrice kagomé. On peut de plus noter que la densité d'états à l'intérieur de cette bande est sensiblement plus faible pour une matrice en nid d'abeille.

La densité d'état et les profils d'intensité des modes de gaine permettent donc de comprendre l'influence de la microstructure sur le mode guidée dans le cœur d'air et ainsi de prévoir les bandes de transmission des fibres GP.

## V. Méthode de simulation numérique des fibres kagomé

Nous avons conçu un modèle numérique permettant de créer un profil d'indice correspondant aux fibres fabriquées au laboratoire. Ce modèle est entièrement paramétrable (périodicité, épaisseur des ponts) et permet de générer des profils dotés de cœur de formes de 1, 7 ou 19 cellules élémentaires. Ces profils sont ensuite implémentés dans un logiciel commercial basé



sur la méthode des éléments finis (Comsol) qui résout l'équation de Helmholtz (dérivée des équations de Maxwell) :

$$\nabla \times \varepsilon_r^{-1} (\nabla \times \vec{H}) = k_0^2 n_{eff}^2 \vec{H} \quad (4.2)$$

où  $\varepsilon_r$  est la permittivité,  $\vec{H}$  le vecteur champ magnétique,  $k_0$  le module du vecteur d'onde et  $n_{eff}$  l'indice effectif du mode recherché.

A noter que ce logiciel prend en compte les trois composantes spatiales des champs électromagnétiques (méthode vectorielle) dans le calcul. Cette technique de résolution numérique consiste à découper le domaine d'étude en espaces élémentaires appelés « mailles ». La solution de l'équation est alors approximée en chaque noeud du maillage et un processus itératif permet la convergence vers une solution unique.

Ce logiciel nous permet d'avoir accès à la cartographie des modes électromagnétiques se propageant dans la structure ainsi qu'aux indices effectifs complexes. Grâce à la partie imaginaire nous avons alors accès aux pertes de confinement par :

$$\alpha(dB/m) = 8,686 \times \frac{2\pi}{\lambda} \times \text{Im}(n_e) \quad (4.3)$$

où  $n_e$  est l'indice effectif du mode considéré et  $\lambda$  la longueur d'onde de calcul.

Les solutions retournées par le logiciel sont évidemment très sensibles à la qualité du maillage de la structure. Une étude démontre [10] que pour être correctement décrite, une structure doit être maillée avec des éléments de l'ordre du cinquième de la longueur d'onde de travail. Cependant le nombre de mailles utilisées influe très largement sur le temps de calcul. De plus ce dernier est limité par les capacités mémoire de l'ordinateur sur lequel le logiciel est installé. Afin de limiter les ressources mémoire nécessaires et en prenant en compte les symétries de la fibre et du mode fondamental nous nous limitons à l'étude d'un quart de structure. Malgré cette optimisation et à cause de la taille des structures étudiées, le calcul des pertes dans ces structures a nécessité l'utilisation du ordinateur Cali (administré par le service commun informatique de l'université de Limoges) qui n'a malheureusement été disponible qu'en fin de thèse. C'est pourquoi les simulations, effectuées par S. Février se limite aux fibres fabriquées et seront incorporées dans la partie fabrication. Elles permettent cependant d'appréhender les potentialités et les limitations des fibres à matrice kagomé et plus largement des fibres GP.

## **B. Réalisation et caractérisation de fibres à grande périodicité.**

Toutes les fibres présentées dans ce chapitre ont été réalisées par la méthode exposée dans le chapitre III. Nous nous limiterons donc à présenter les réalisations et les paramètres de fabrication sans développer davantage cet aspect.

### **I. Fibre à matrice kagomé**

Les fibres à matrice kagomé présentées ici se divisent en deux catégories en fonction des paramètres de fabrication choisis pour le cœur. Nous avons réalisé des fibres dont le cœur est constitué par le retrait de sept capillaires (7-cell) ou d'un seul (1-cell). Nous détaillerons donc les réalisations et les caractérisations de ces fibres et présenterons les simulations numériques.

#### **1. Fibre 7-cell**

Pour première réalisation et afin de se confronter à l'état de l'art nous avons fabriqué une fibre à matrice kagomé composée de 4 couronnes de trous d'air et d'un cœur formé par le retrait de 7 capillaires. La fibre présente une périodicité de  $12\mu\text{m}$ , des ponts de silice de  $600\text{nm}$  et un cœur de  $34\mu\text{m}$ . On peut noter une légère variation de l'épaisseur de la couronne de silice entourant le cœur résultant de la déformation non uniforme de la première couronne lors du fibrage.

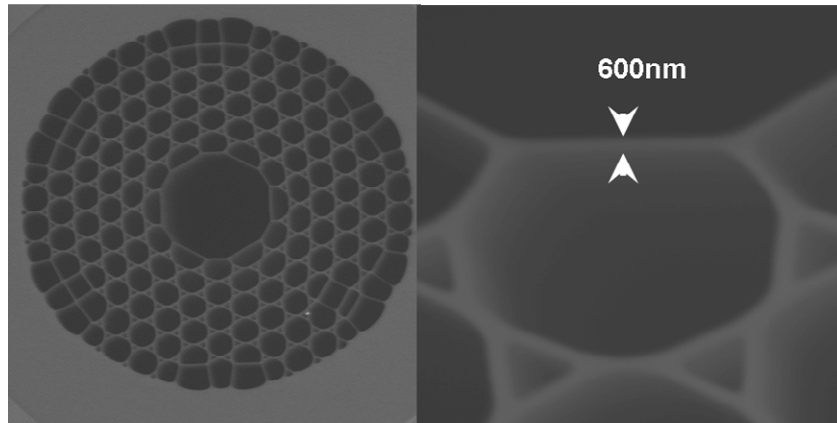


Figure IV.6 : Image au microscope électronique à balayage de la fibre à maille kagomé 7-cell (gauche) et agrandissement d'une partie du cœur.

Pour mesurer le spectre de transmission de cette fibre (Fig.IV.7.A) on utilise une source à large spectre couplée à une fibre monomode à grande aire modale afin d'approcher le rayon de champ de mode et la faible ouverture numérique de la fibre à tester. Comme le prévoit la théorie, le spectre de transmission est décalé vers les basses longueurs d'onde et la première bande de transmission se situe au dessus de  $1\mu\text{m}$ . Les zones de faible transmission correspondent elles aussi aux longueurs d'onde de résonance pour une épaisseur de la paroi du cœur de 600nm à savoir : 1260nm, 630nm et 420nm.

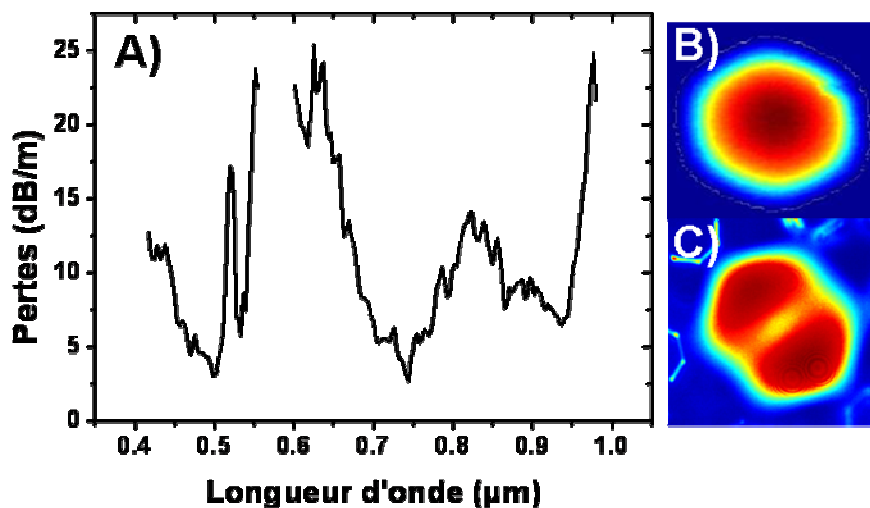


Figure IV.7 : Pertes de la fibre à matrice kagomé 7-cell (A) et profil d'intensité en champ proche pour une injection centrée (B) et décalée (C).

On note des minima de pertes dans les bandes de transmission proches de 5 dB/m, c'est-à-dire du même ordre de grandeur que ceux reportés dans la littérature [3]. La fibre ne présente pas un comportement purement monomode (Fig. IV.7.B et C). Cependant on peut en injectant sélectivement privilégier le mode fondamental face au premier mode d'ordre élevé qui lui sera excité pour une injection décalée par rapport au centre du cœur de la fibre.

Pour avoir une vision plus nette du mécanisme de guidage une série de simulations numériques a été effectuée par S. Février en utilisant le logiciel et la méthode présentés dans le paragraphe précédent. Tout d'abord nous avons modélisé la fibre avec un nombre de couronnes identique à la réalisation.

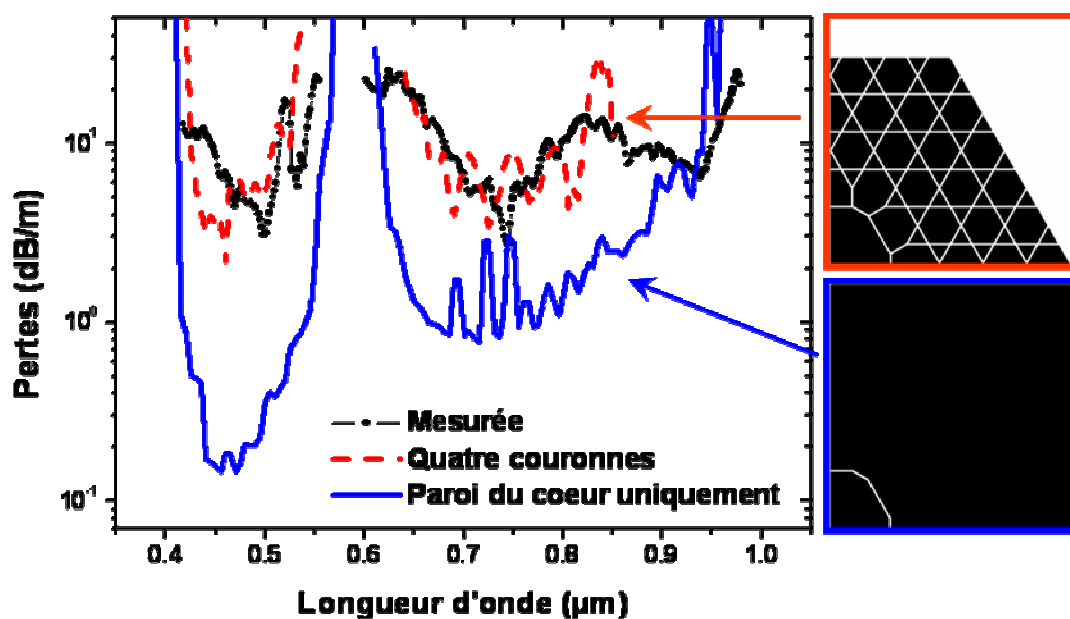


Figure IV.8 : Pertés mesurés (noir) et calculée pour une fibre antirésonante idéale (bleu) et similaire à la réalisation (rouge). Les profils d'indice respectifs sont présentés en encart.

Les atténuations obtenues pour le mode HE<sub>11</sub> (Fig. IV.8.) et un profil similaire à la réalisation sont en très bon accord avec les mesures. Par la suite, une fibre hypothétique constituée de la paroi du cœur suspendue dans l'air a été modélisée. On note que (i) les longueurs d'onde d'antirésonance sont identiques dans les deux modèles et (ii) l'atténuation de cette structure hypothétique est entre un et deux ordres de grandeur inférieure à celle de la fibre réelle. On peut en conclure que (i) seule la paroi du cœur dicte la position des bandes de transmission et (ii) les ponts de connexion sont responsables de la fuite d'énergie. Par conséquent le mode de

cœur se couple sur des modes de gaine même dans les zones de faible densité d'états où la phase transverse des modes de gaine varie rapidement. En conséquence, la microstructure joue un rôle non seulement non négligeable mais en plus négatif dans le mécanisme de propagation de ce type de fibre optique.

Afin de mesurer l'influence de la forme de l'interface cœur – gaine, et plus précisément, l'influence du nombre de ponts de connexion, sur les pertes de cette structure nous avons modélisé des fibres à matrice kagomé possédant un cœur réalisé par le retrait de 1, 7 ou 19 capillaires (Fig. IV.9). En modifiant judicieusement la période de la gaine microstructurée, le diamètre de cœur est conservé.

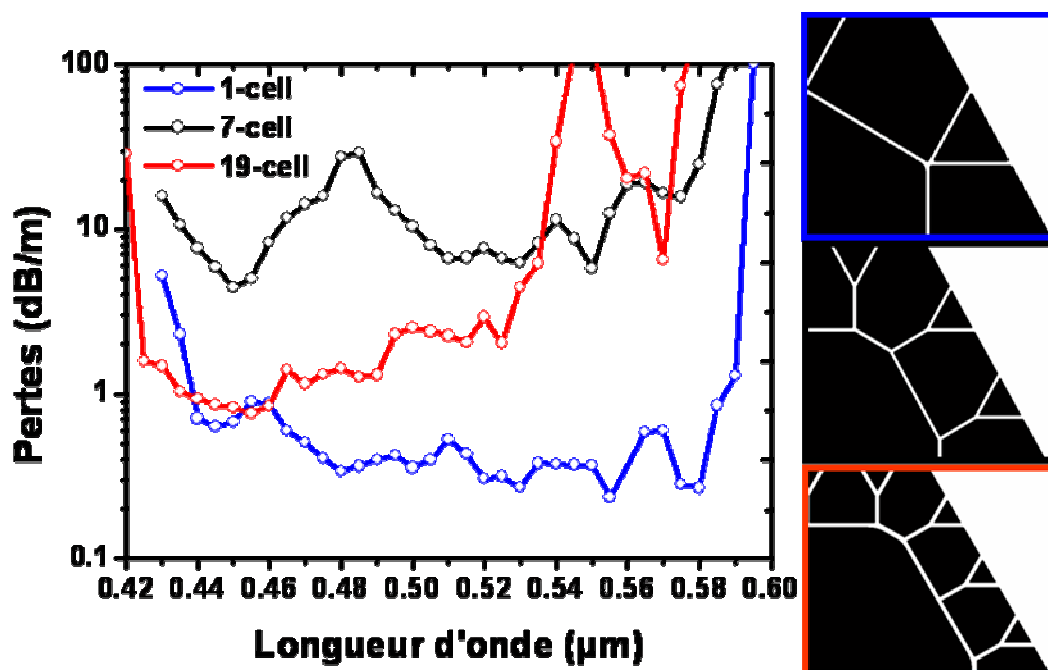


Figure IV.9 : pertes de confinement du mode  $HE_{11}$  pour une épaisseur des ponts de silice de 600nm et des cœurs de 1 (bleue), 7 (noire) et 19 (rouge) cellules élémentaires et les profils d'indice associés.

Les résultats de modélisation montrent que les pertes de confinement augmentent avec le nombre de ponts de silice aux abords du cœur, confirmant qu'ils sont les principaux facteurs de perte dans ces structures.

Toujours dans le but de dégager une structure optimale l'influence du nombre de couronnes sur le confinement du champ dans cette fibre a été évaluée. Pour cela une dernière série de simulations basée sur le profil de la fibre à maille kagomé 7-cell a été réalisée en utilisant 1, 2 ou 4 couronnes de trous d'air autour du cœur.

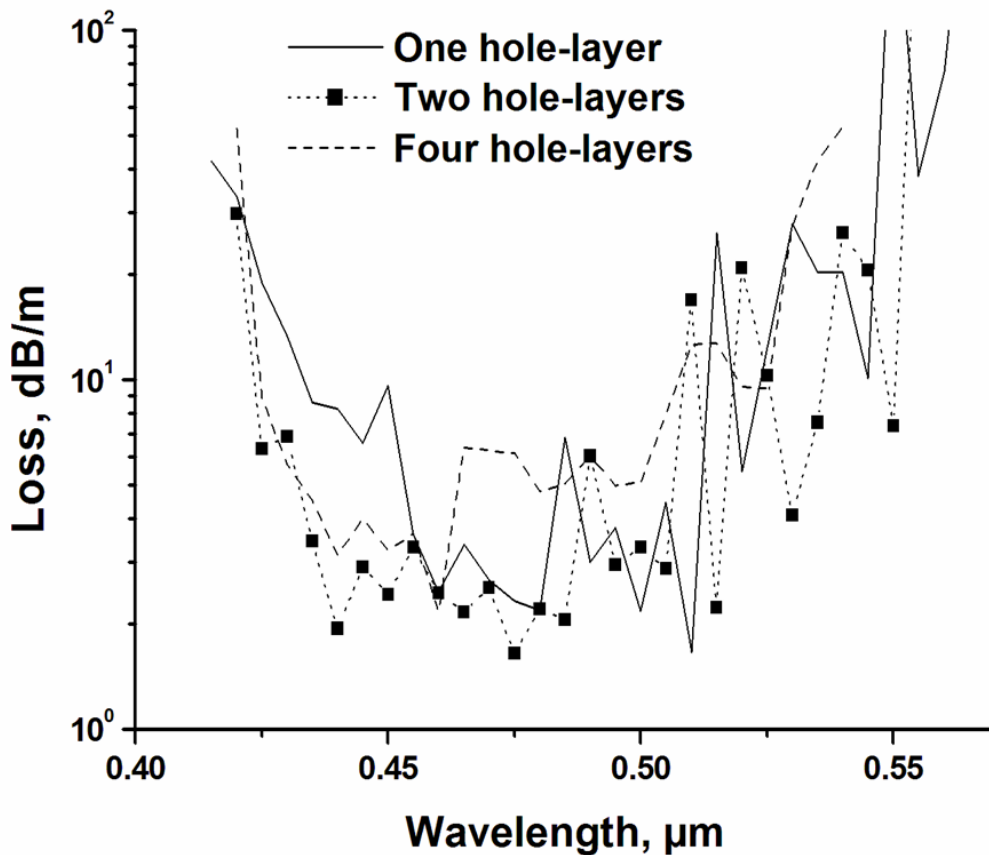


Figure IV.10. : Pertes de confinement du mode  $HE_{11}$  dans des fibres à matrice kagomé 7 cell avec une, deux ou quatre couronnes de trous d'air entourant le cœur.

On observe sur la figure IV.10 que l'ajout de couronnes n'a pas d'influence majeure sur les pertes de confinement.

Cette première réalisation nous a permis en plus de nous familiariser avec la fabrication de ce type de fibre, de confirmer la validité des modèles numériques. Les simulations réalisées autour de ce profil ont permis de vérifier que, contrairement au modèle de Bragg évoqué dans la littérature [5] l'ajout de couronnes autour du cœur ne diminue pas les pertes de confinement et que les ponts de connexion entourant le cœur de ces fibres ont un rôle déterminant sur la valeur des pertes.

## 2. Fibre 1-cell

Partant des conclusions tirées de la réalisation et de la modélisation de la fibre 7-cell nous avons donc retenu un profil où le cœur est constitué par le retrait d'un seul capillaire afin de limiter les pertes de confinement. Pour simplifier la fabrication nous avons aussi limité la structure à 3 couronnes autour du cœur. La fibre a été conçue afin de positionner la première bande autour de  $2\mu\text{m}$ .

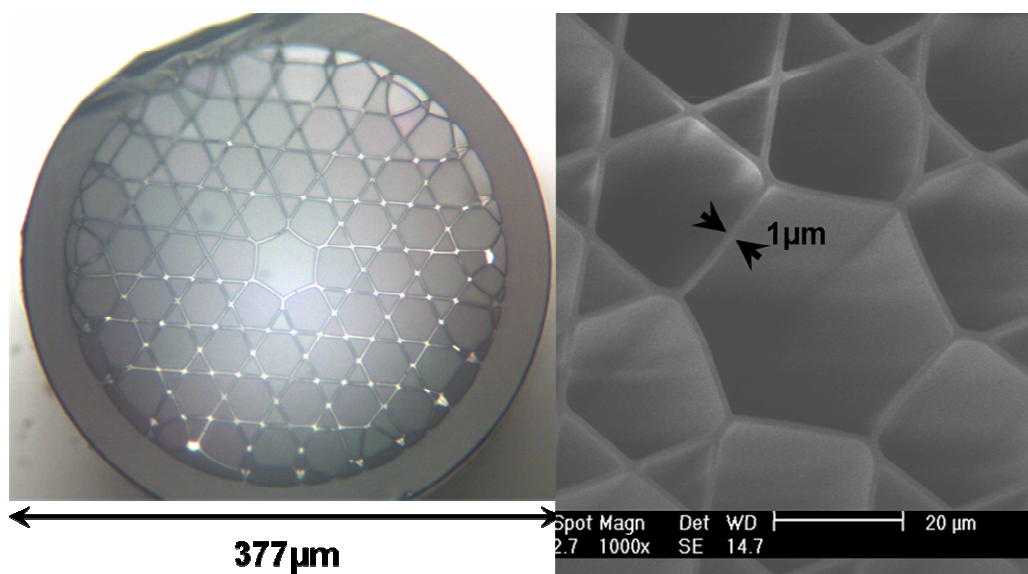


Figure IV.11 : Photographie optique de la face d'entrée de la fibre (gauche) et image réalisée au microscope électronique à balayage du cœur de la fibre (droite)

La fibre possède une périodicité de  $24\mu\text{m}$  pour un diamètre extérieur de  $380\mu\text{m}$ . Les ponts de silice constituant la microstructure sont d'une épaisseur de  $1\mu\text{m}$  mesurée grâce à une image de la face d'entrée de la fibre réalisée au microscope électronique à balayage. (Fig. IV.11).

Le spectre de transmission est mesuré par la méthode présentée dans le paragraphe précédent. On image le champ proche pour diverses longueurs d'onde grâce à des filtres interférentiels.

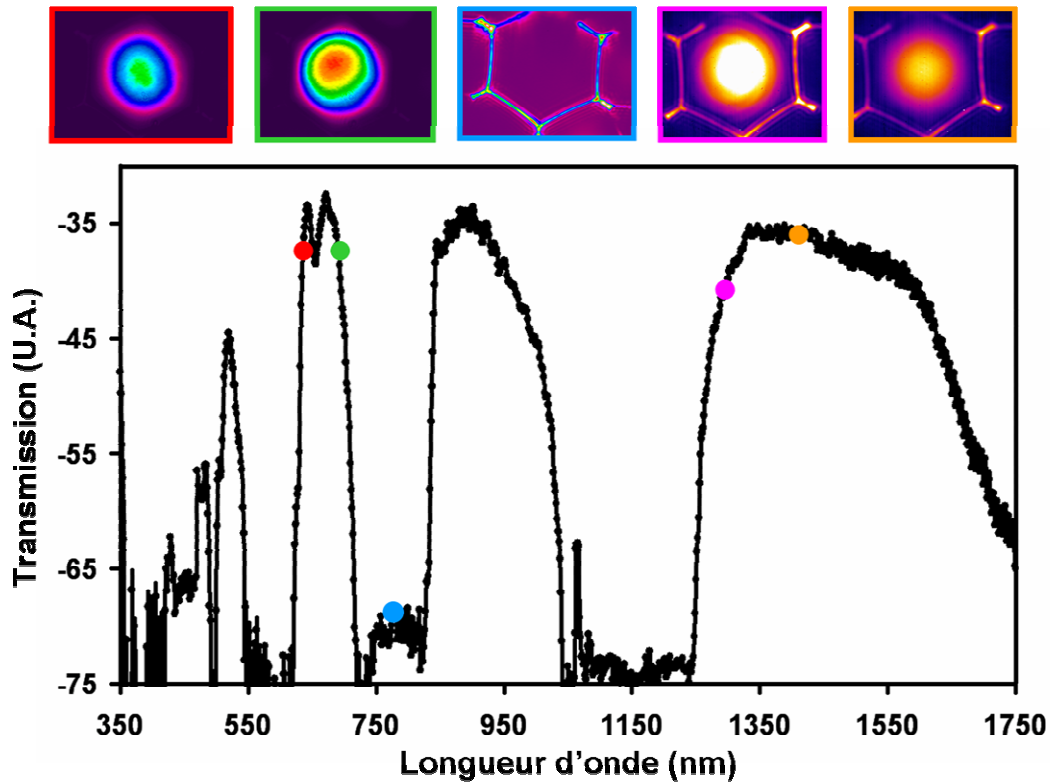


Figure IV.12 : Spectre de transmission d'une fibre kagomé 1-cell (bas) et profil d'intensité en champ proche du mode de cœur à différentes longueurs d'onde (haut).

On observe bien différentes bandes de forte transmission séparée par des fenêtres de longueurs d'ondes où la fibre ne guide plus dans le cœur d'air (Fig. IV.12.). On peut de plus constater que ces zones de faible transmission correspondent bien aux résonances des ponts de silice en regardant le profil d'intensité du mode dans ces bandes (insert bleu Fig IV.12). Dans les bandes de transmission la puissance optique est supportée par le mode  $HE_{11}$  est la majeure partie du champ se situe dans le cœur d'air (inserts rouge et vert Fig IV.12).

Les pertes de propagation de cette fibre sont ensuite mesurées par la méthode du « cut-back » (Fig. IV.13). Contrairement au modèle de Bragg qui prévoit une diminution des pertes dans les bandes de transmission d'ordre élevé, les pertes sont plus importantes aux courtes longueurs d'onde. Ce comportement singulier peut être imputé à l'influence des ponts de connexion dans lesquels moins de mode se propagent aux grandes longueurs d'onde diminuant ainsi les possibilités de fuite de l'énergie. Le minimum de pertes de 1dB/m se situe autour de 1400nm et correspond aux valeurs reportées dans la littérature [3].



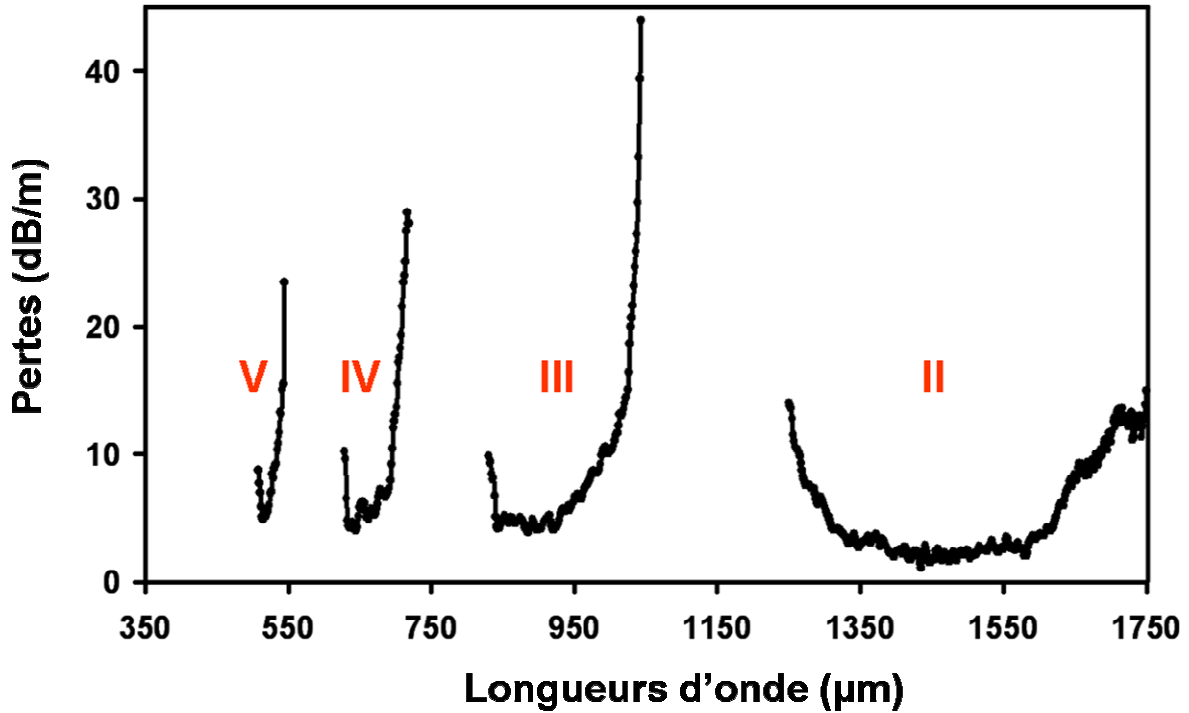


Figure IV.13 : Pertes linéiques de la fibre kagomé 1-cell et ordre des bandes de transmission correspondantes.

La mesure de la première bande de transmission nécessite à la fois source, optiques et détection adaptées à cette fenêtre spectrale. Un monochromateur infrarouge muni d'une détection synchrone est disponible au laboratoire mais aucune source ni optiques permettant d'injecter ces longueurs d'onde dans une fibre ne l'est. Cette mesure n'a pas été réalisée. Cependant des simulations numériques utilisant le profil de la fibre fabriquée ont été effectuées permettant de montrer l'existence du mode  $HE_{11}$  correctement confiné dans cette structure aux longueurs d'onde du proche infrarouge. La figure IV.14 nous permet, grâce à la répartition du champ électrique du mode  $HE_{11}$  autour de  $4\mu\text{m}$  (insert jaune) de constater qu'il n'y a pas, à cette longueur d'onde, de couplage avec les modes des ponts de connexion. De plus, la fraction du champ se propageant dans la silice est extrêmement faible ( $\approx 0,1\%$ ) limitant les pertes induites par l'absorption du matériau à cette longueur d'onde.

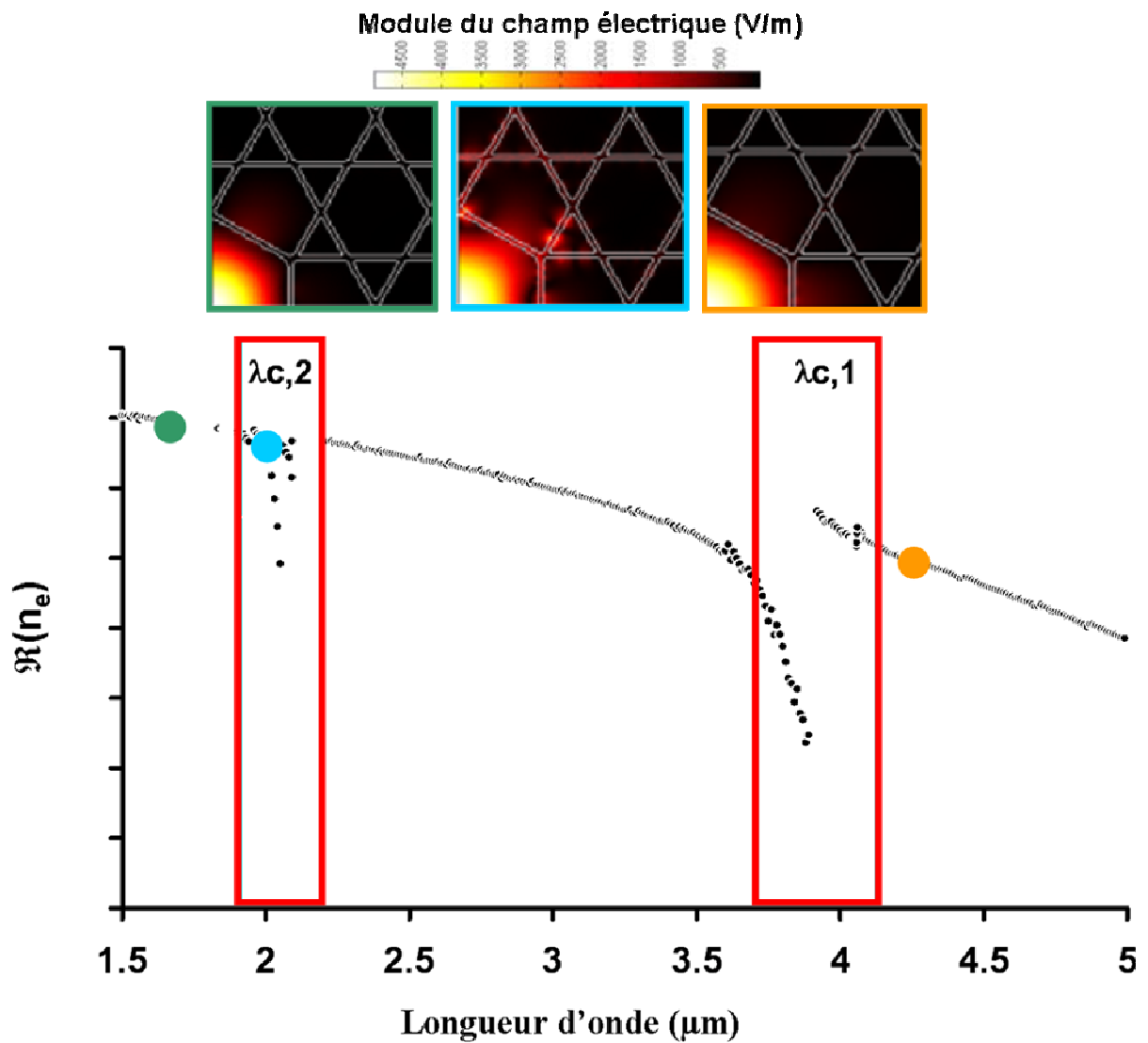


Figure IV.14 : Répartition du module du champ électrique du mode HE<sub>11</sub> pour différentes longueurs d'onde (haut). Partie réelle de l'indice effectif des deux premières bandes de transmission du mode HE<sub>11</sub> de la fibre kagomé 1cell calculée par la méthode des éléments finis (bas).

Les pertes de confinement ont aussi été calculées pour les bandes de transmission 2 à 4 et comparées avec les pertes mesurées (Fig.IV.15). La position des bandes de transmission est fidèlement reproduite par la modélisation. Toutefois, les niveaux de perte diffèrent. Ces écarts peuvent être expliqués par les légères divergences entre le profil d'indice du modèle et celui de la fibre réelle. Le cœur de la fibre réalisée (Fig.IV.11.) est légèrement contracté par rapport au modèle créant des ponts de connexions plus épais. Cette différence si minime soit elle suffit pour changer l'intensité des couplages à l'intérieur des bandes de transmission. De plus les ponts de silice sont considérés identiques dans le modèle numérique alors qu'il existe une certaine disparité de leurs épaisseurs dans la fibre réelle. Malgré ces différences entre le modèle et la fibre réalisée les atténuations calculées et mesurées sont somme toute assez proches.

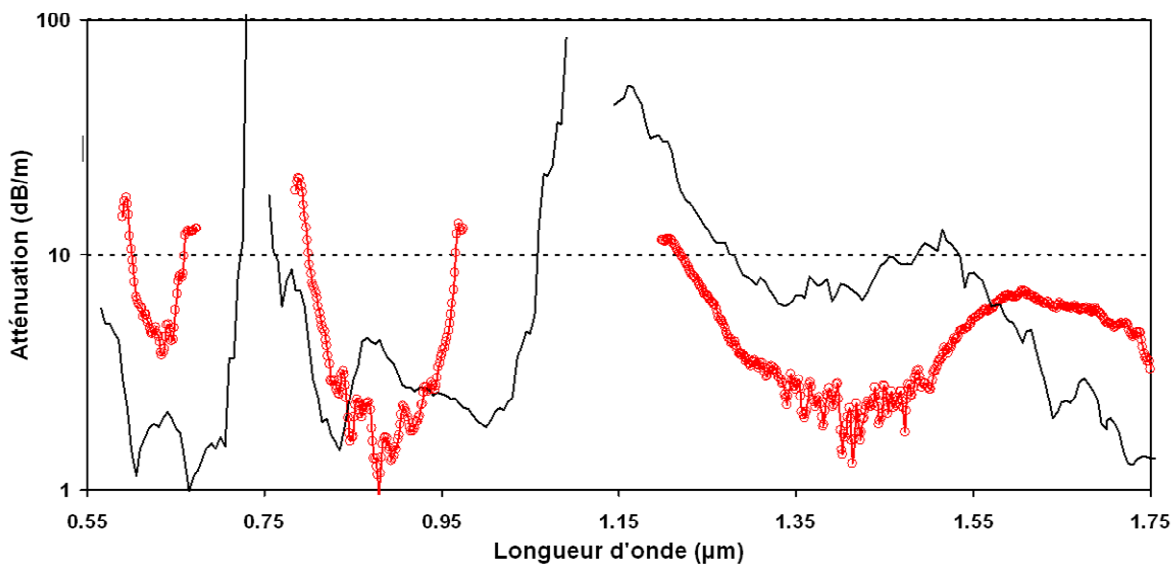


Figure IV.15 : Atténuation de la fibre à matrice kagome 1-cell calculées par la MEF (noir) et mesurées (rouge).

## II. Fibre à matrice nid d'abeille

### 1. Réalisation

Toujours dans l'objectif d'étudier l'influence de la microstructure sur la propagation dans les fibres GP, nous avons étudié une nouvelle structure de fibre où les ponts de connexion entre les couches concentriques successives sont moins nombreux et devraient, par conséquent moins perturber la propagation. Les préformes de ces fibres sont conçues

exactement de la même manière que pour les fibres kagomé. C'est durant l'étape d'étirage entre la préforme et la canne puis entre la canne et la préforme que l'on referme les interstices inter capillaire pour former la matrice en nid d'abeille.

La fibre présentée ici est constituée de 6 couronnes d'une période de  $18\mu\text{m}$  et d'un cœur de  $33\mu\text{m}$ . L'épaisseur des ponts de silice entourant le cœur est de  $230\text{nm}$  (Fig.IV.17) plaçant ainsi la première résonance à  $480\text{nm}$ . Ainsi toute la fenêtre des longueurs d'onde visibles et proche infrarouge se situent dans la première bande de transmission de la fibre.

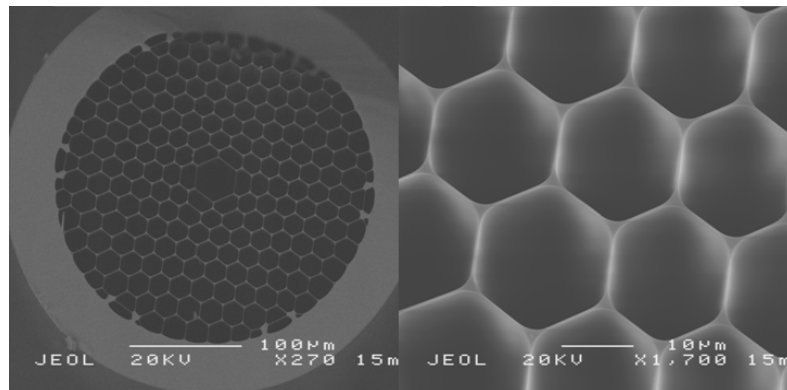


Figure IV.17 : images au microscope électronique à balayage de la fibre à matrice nid d'abeille 1-cell.

La figure IV.18 A présente le spectre de transmission de 5 mètres de fibre. On observe qu'il n'y a pas de zone de faible transmission même si le spectre est assez chahuté. On remarque d'ailleurs que la mesure des pertes linéiques (Fig. IV.18 B), toujours réalisée par la méthode du « cut-back », met en lumière les problèmes de planéité de la bande de transmission. Les pics de pertes peuvent être imputés aux ponts de connexion. En effet les hexagones constitutifs de la maille en nid d'abeille sont formés par la jonction de capillaires adjacents, l'épaisseur des ponts délimitant les hexagones est donc plus importante que celle de la paroi du cœur. Ce différentiel d'épaisseur crée des couplages altérant localement la bande de transmission. Ce défaut pourrait cependant être corrigé en utilisant, dans la préforme, un tube à bord mince correctement dimensionné pour constituer le cœur de la fibre (§3.B.I.). De plus la matrice n'est pas parfaitement en nid d'abeille puisque lors de l'étape de fibrage la déformation de la microstructure crée de nouveaux résonateurs aux sommets des hexagones qui eux aussi perturbent la propagation. Nous démontrons tout de même, pour la première fois, la propagation dans une fibre à cœur creux à maille en nid d'abeille et ce sur une largeur spectrale de plus de  $1\mu\text{m}$ . Le comportement modal de cette fibre est étudié grâce aux profils

d'intensité en champ proche mesurés à différentes longueurs d'onde (Fig. IV.18 C). On observe un profil monomode sur l'ensemble de la bande de transmission de la fibre

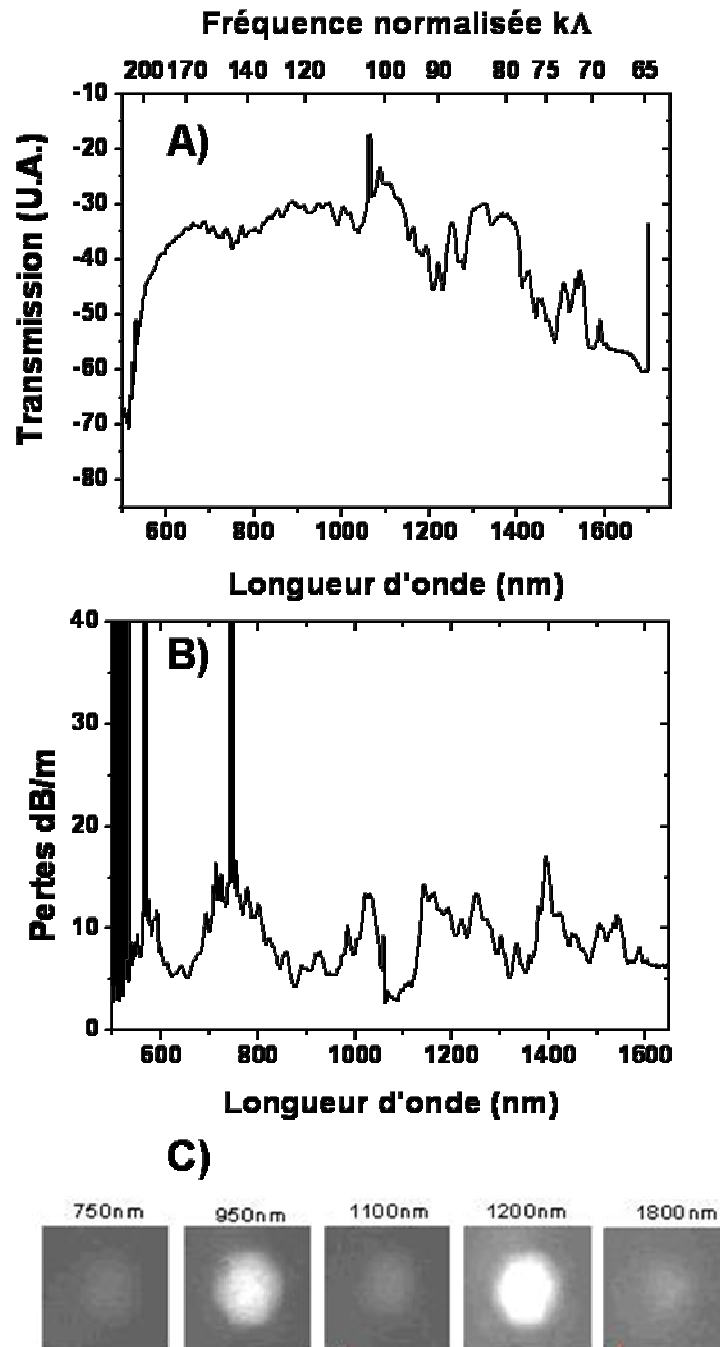


Figure IV.18 : Spectre de transmission de 3 mètres de fibre à maille en nid d'abeille (A) et pertes linéique de cette même fibre (B). Profil d'intensité en champ proche du mode de cœur à différentes longueurs d'onde.

## 2. Optimisation de la fabrication

### a. Mesure des paramètres géométriques automatisée

Au cours des nombreuses réalisations nous avons remarqué l'extrême sensibilité de ce type de fibre aux paramètres de fibrage. Pour des variations minimales de la pression appliquée lors du fibrage, les spectres de transmission peuvent amplement évoluer non seulement en ce qui concerne la position des bandes de transmission mais surtout celle des couplages. Afin de mieux cerner les mécanismes mis en jeu nous avons essayé de quantifier les changements géométriques de la microstructure lors du fibrage. Pour cela nous avons réalisé un programme Matlab permettant, à partir d'image MEB, de mesurer le diamètre de chaque trou d'air et l'épaisseur de chaque pont de silice.

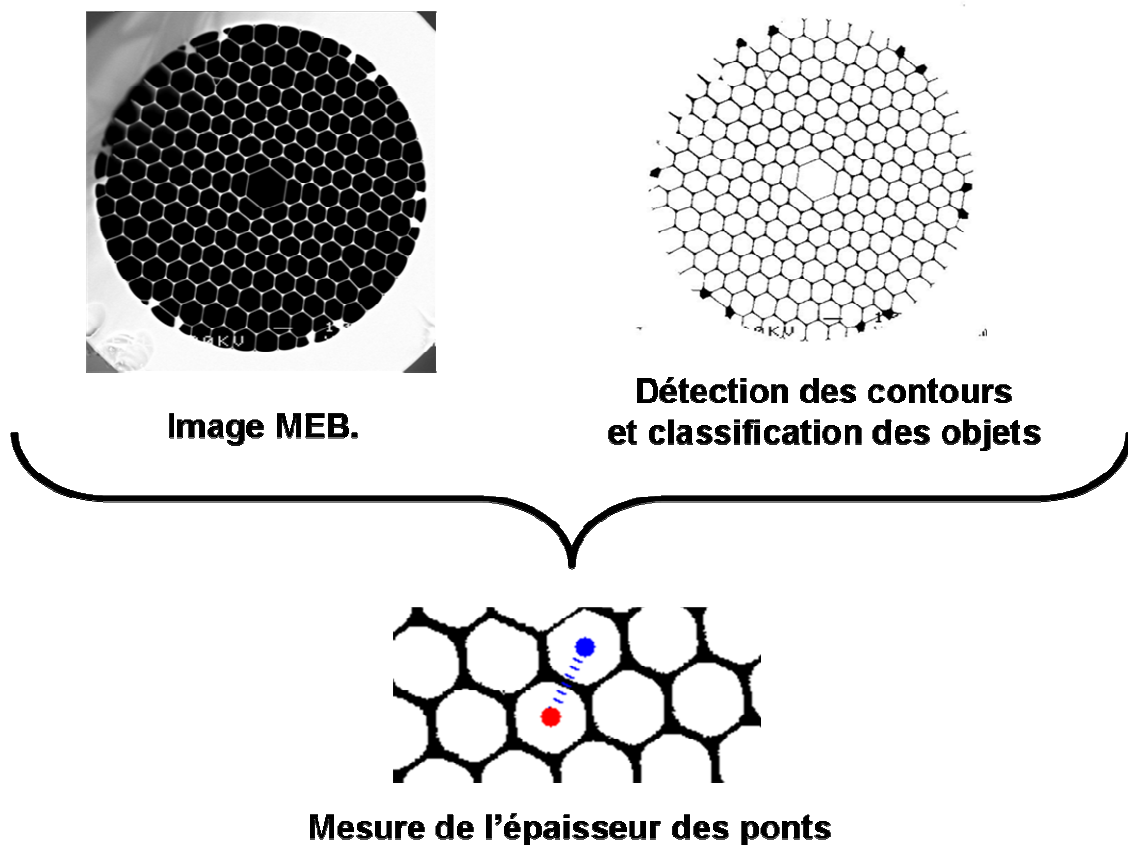


Figure IV.19 : Schéma de principe de la méthode automatisée de mesure des paramètres géométriques.

Pour cela un traitement numérique effectué sur une image MEB permet d'obtenir le profil d'indice de la fibre en image binaire. Ensuite chaque trou d'air est identifié comme un objet possédant des attributs tels que son centre géométrique ou le nombre de pixels qu'il occupe sur l'image. Puis les centres des trous d'air adjacents sont reliés deux à deux afin de dénombrer les pixels qu'occupe la paroi de silice qui les sépare. Enfin l'échelle de référence de l'image MEB est saisie automatiquement, l'opérateur rentre la magnification et le programme renvoie les tailles des trous d'air et des ponts de silice.

## b. Analyse de la déformation

Lors d'un même fibrage en conservant tous les autres paramètres constants, nous faisons varier la pression d'azote insufflée dans la canne.

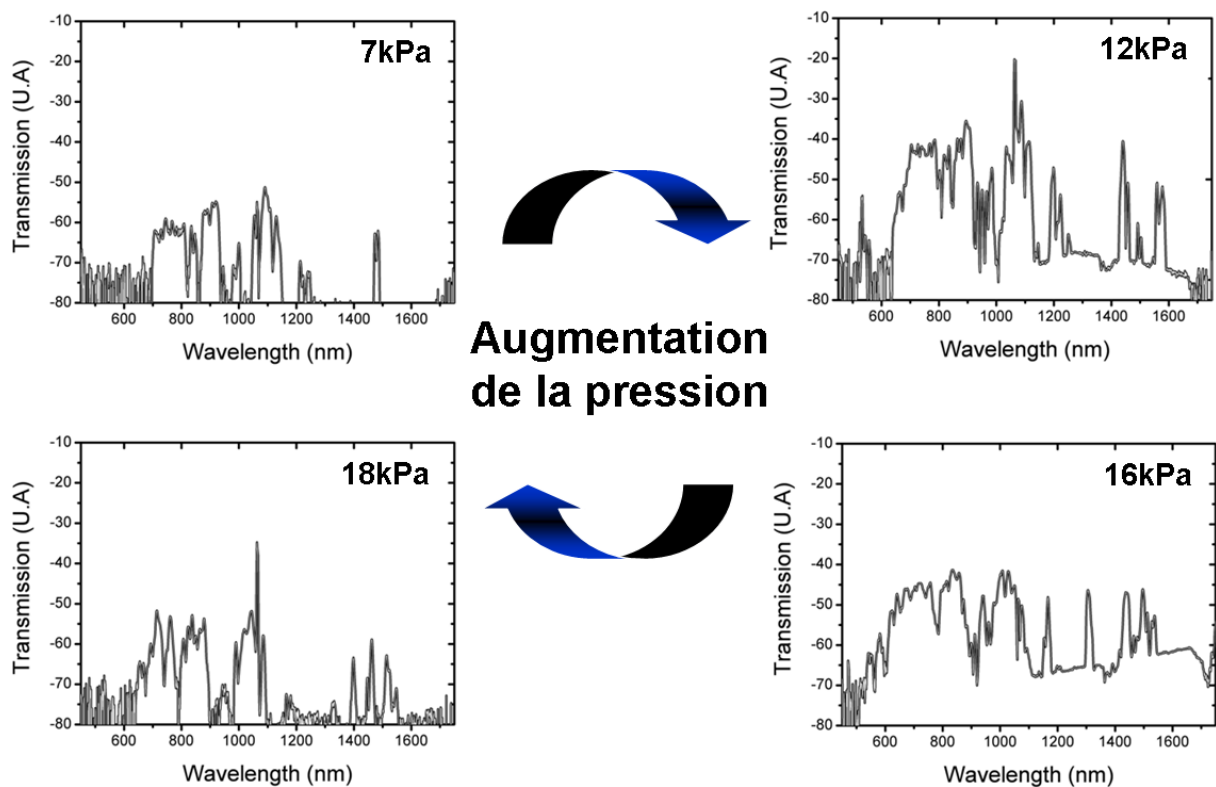


Figure IV.20 : Evolution du spectre de transmission d'une fibre à matrice nid d'abeille en fonction de la pression de fibrage.

En mesurant les spectres de transmission des différentes fibres réalisées (Fig. IV.20), nous observons que dans une plage d'une dizaine de kPa la fibre peut ou non guider. On note un spectre de transmission optimum pour 16kPa qui se dégrade lorsque l'on continue d'augmenter la pression dans la fibre.

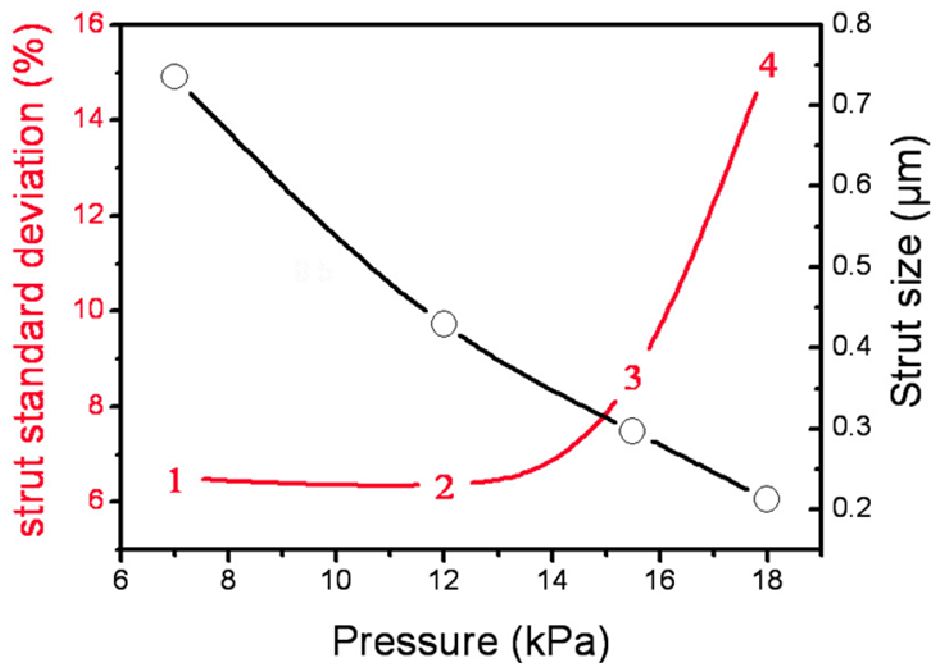
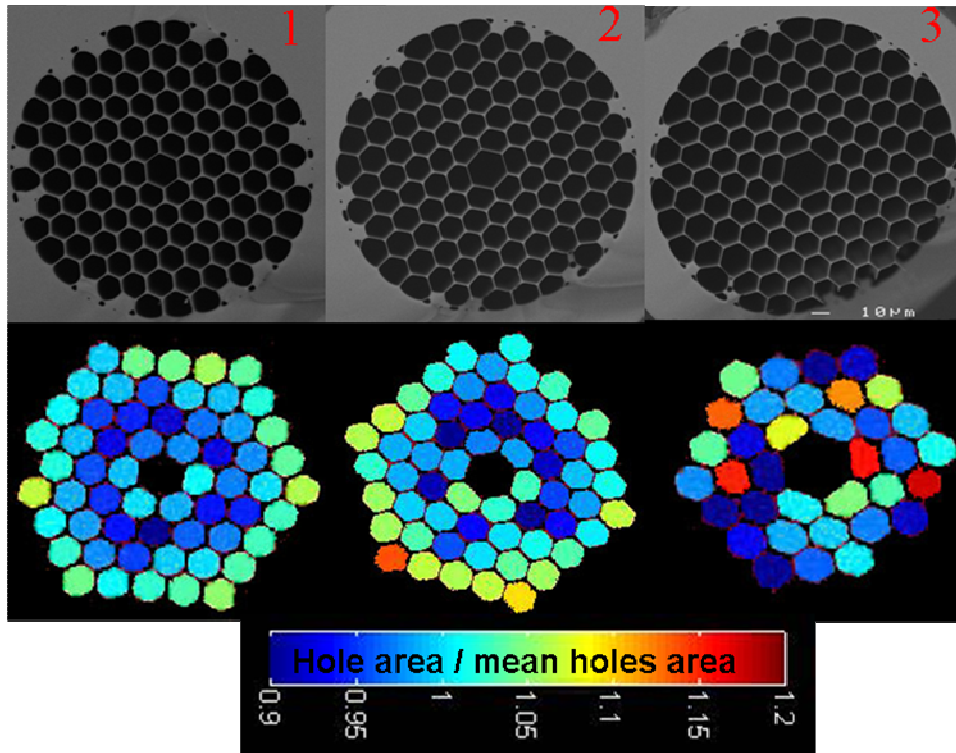


Figure IV.21 : Image MEB des fibres à différentes pressions (haut). Image de la distribution en taille des trous d'air de la gaine microstructurée (milieu). Evolution de la taille des ponts de leur variance en fonction de la pression (bas).



Après avoir pris des images MEB de la fibre aux différentes pressions de fibrage et effectué le traitement numérique énoncé au paragraphe précédent, on a accès à la taille et à la variance des ponts de silice et des trous d'air de la gaine microstructurée.

Ces différents résultats sont synthétisés sur la figure IV.20. On observe que si les ponts de silice s'amincissent continûment avec l'augmentation de la pression, deux régimes se dégagent au niveau de l'homogénéité de la microstructure. Jusqu'à une pression de 12kPa les ponts de silice conservent une taille similaire ( $\approx 6\%$  de variation par rapport à la moyenne), au-delà on voit que la structure se déforme de manière inhomogène. La distribution de la taille des trous d'air nous apprend de plus que cette déformation ne se fait pas de manière purement radiale mais que des différences de tailles se rencontrent aussi au sein d'une même couronne.

On conçoit aisément que la diversification de l'épaisseur des ponts augmente le nombre de modes qui se propagent dans la gaine microstructurée et par conséquent la probabilité que le mode de cœur se couple avec un de ces modes.

Cette étude tend d'abord à montrer qu'il existe une pression optimale pour la fabrication de ce type de fibre. Il est nécessaire de faire un compromis entre l'amincissement des ponts de silice et l'homogénéité de la structure. De plus on observe de manière empirique que la structure en nid d'abeille semble plus facilement sujette à la déformation que la matrice kagomé.

### **III. Conclusion**

Ce chapitre nous a permis de montrer que les fibres GP permettent de guider la lumière sur de grandes plages de fréquence tout en gardant, pour certaines, un comportement monomode sur l'ensemble des bandes de transmission. De plus les différentes réalisations ont permis de valider le modèle analytique de l'anneau antirésonant pour la localisation précise des fenêtres de transmission de ce type de fibre ainsi que la modélisation par la méthode des éléments finis pour le calcul des pertes de confinement. Ces différentes simulations numériques ont montré l'influence sur les pertes des ponts de connexion et la nécessité de limiter leur nombre pour améliorer les performances des fibres GP. Elles ont aussi confirmé que le nombre de couronnes influe peu sur les pertes et seulement aux grandes longueurs d'onde. Enfin nous avons réalisé un nouveau type de fibre GP à maille en nid d'abeille dont l'optimisation pourra permettre de rejoindre les niveaux de pertes des fibres kagomé même si nous avons mis en avant la plus grande sensibilité de cette structure aux paramètres de fibrage. De par la faible

proportion de champ se propageant dans la silice, la largeur de la fenêtre de transmission et de leur caractère monomode transverse, les fibres GP semblent être des candidates de premier ordre pour la génération à des longueurs d'onde non conventionnelles.

## Références bibliographiques

- [1] F. Couny, F. Benabid, P. Light, *Opt. Lett.* **31**, n°24, 3574 (2006).
- [2] S. Fevrier, F. Gérôme, A. Labruyère, B. Beaudou, J.L. Auguste, G. Humbert, *Opt. Lett.* **34** (19) (2009)uj
- [3] F.Couny, F. Benabid, P.J. Roberts, P.S. Light, M.G. Raymer, *Science* **318**, 1118 (2007).
- [4] C. Baer, O Heckl, C. Kränkel, S. Marchese, F. Schapper, M. Holler, T. Südmeyer, U. Keller, J. Robinson, J. Tisch, F. Couny, P. Light, F. Benabid, P. St. J. Russell, *Advanced Solid-State Photonics, ASSP*, **MF6** (2009).
- [5] G. Pearce, G. Wiederhecker, C. Poulton, S. Burger, P. St. J. Russell, *Opt. Exp.* **15**, n°20, 12680 (2007).
- [6] A. Argyros, J. Pla, *Opt. Exp.*, **15**, n°12 81443 (2007).
- [7] F. Couny, P.J. Roberts, F. Benabid, T.A. Birks, *Proceeding of Conference on Laser and Electro Optics, CLEO*, **CThEE7** (2008).
- [8] B. Beaudou, F. Couny, F. Benabid, P.J. Roberts, *Proceeding of Conference on Laser and Electro Optics, CLEO*, **JFC6** (2008).
- [9] M. A. Duguay, Y. Kokubun, T.L. Koch and L. Pfeiffer, *App. Phys. Lett.* **49**, n°1, 13 (1986).
- [10] A. Peyrilloux, « Modélisation et caractérisation des fibres microstructurées air/silice pour application aux télécommunications optiques », *thèse*, université de Limoges (2003).



## CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES



Il est aujourd'hui possible de générer un rayonnement laser dans de nombreuses régions du spectre optique. Dans la plupart des fenêtres spectrales les évolutions technologiques successives ont conduit à la maturation de sources émettant de fortes puissances optiques tout en restant compactes. La plage spectrale comprise entre 2,5 et 8 $\mu$ m échappe cependant à cette tendance. Les sources compactes (laser à cascade quantique) n'émettent pas plus de quelques centaines de milliwatts et celles offrant des puissances supérieures au watt (oscillateurs paramétriques optiques) sont souvent d'architecture complexe et peu robuste. Les atouts d'une solution fibrée (compacité, profil spatial du faisceau émis) seraient donc une avancée pour les applications de ce domaine de longueurs d'onde.

Les sources fibrées utilisées ont généralement recours à des fibres optiques constituées de silice, matériau très absorbant dans l'infrarouge moyen. De plus peu des ions terre rares incorporés à la matrice vitreuse pour réaliser l'amplification optique possèdent des bandes d'émission dans ce domaine spectral. Toutefois, il s'agit d'incorporer ces dopants dans d'autres matrices transparentes dans le moyen infrarouge, telles que les verres chalcogénures, tellures ou fluorures. Afin de dépasser ces limitations nous avons étudié deux voies susceptibles de répondre au besoin exprimé ci-dessus.

La première architecture proposée fait appel aux fibres à cœur creux à bande interdite photonique et à ses aptitudes à exacerber les effets non-linéaires dans les gaz. Le décalage de la bande de transmission de ces fibres par le biais du contrôle de la périodicité du cristal photonique qui constitue leur gaine, combiné au dihydrogène comme milieu Raman, nous a permis de générer une cascade Raman. En liant les paramètres optogéométriques aux paramètres Raman de l'hydrogène, à la source utilisée et à la longueur d'onde visée nous avons pu générer jusqu'à cinq ordres Stokes. La conversion vers le 5<sup>ème</sup> ordre est cependant limitée par la présence de modes de surface que nous avons mis en lumière en étudiant le comportement modal des différentes composantes Stokes au cours de la propagation. Quoiqu'il en soit le transfert de 56% de l'énergie de l'onde de pompe vers le quatrième ordre Stokes démontre la possibilité d'utiliser ces fibres comme convertisseur Raman.

La deuxième voie étudie la possibilité d'atteindre le moyen infrarouge en convertissant une longueur d'onde de l'infrarouge proche par un unique décalage Raman dans une fibre à cœur creux. Les seules fibres possédant un spectre de transmission suffisamment large pour une telle application sont les fibres à grande périodicité. Nous avons donc étudié les mécanismes de confinement optique dans ces fibres au travers de structures d'une part à maille kagomé et d'autre part à maille en nid d'abeille. Pour ce faire nous avons créé un modèle numérique

implémenté dans un logiciel de simulation électromagnétique commercial que nous avons confronté aux réalisations des fibres à maille kagomé. Grâce à cette approche nous avons pu dégager des profils optimaux pour ce type de fibre. En effet les simulations démontrent premièrement que le confinement du champ optique basé sur l'antirésonance de la paroi du cœur n'est pas amélioré par l'ajout de couronnes supplémentaires nous permettant ainsi de simplifier la fabrication. Elles nous permettent aussi de déduire que l'antirésonance est fortement perturbée par les ponts de connexion et ainsi privilégier des cœurs 1-cell, où les ponts sont moins nombreux. Enfin, au travers des réalisations des structures en nid d'abeille nous avons, grâce à une étude systématique et automatisée des paramètres optogéométriques de la fibre, démontré l'influence de l'homogénéité de la structure sur le spectre de transmission de ces fibres.

Les perspectives à donner à ce travail sont multiples. Tous d'abord, concernant l'architecture utilisant une fibre *taper* l'optimisation de la géométrie du cœur lors de la fabrication permettrait de se soustraire aux limitations imposées par les modes de surfaces et d'utiliser un tel système pour une très grande variété de longueurs d'onde de pompe et ainsi couvrir très largement le spectre optique avec une meilleure efficacité. On peut aussi imaginer optimiser la fibre *taper* pour la génération d'anti-Stokes et ainsi réaliser une conversion vers les courtes longueurs d'onde.

Pour les fibres à grande périodicité et leur utilisation dans la conception d'une source à des longueurs d'onde non conventionnelle, les atténuations de quelques dB/m sur une grande partie du spectre optique ouvrent la perspective d'une conversion par diffusion Raman efficace même si elle nécessitera une puissance de pompe plus importante que pour la première architecture. De plus ces fibres guidant sur plusieurs octaves, on peut imaginer utiliser la forte susceptibilité d'ordre deux de certains gaz pour faire du doublage de fréquence et ainsi obtenir des sources fibrées dans l'ultraviolet. Pour ce faire une attention particulière devra être portée au contrôle de la dispersion dans ces fibres ainsi qu'à l'accord de phase entre les différentes ondes mises en jeu.



## **Liste des publications**

Publications dans des revues internationales à comité de lecture :

- S. FEVRIER, F. GEROME, A. LABRUYERE, B. BEAUDOU, G. HUMBERT, J.-L. AUGUSTE : « **Ultraviolet guiding hollow-core photonic crystal fiber** », *Opt. Lett.* **34** (19) (2009).
- B. BEAUDOU, F. COUNY, Y.Y. WANG, P.S. LIGHT, N.V. WHEELER, F. GEROME, F. BENABID : « **Matched cascade of bandgap-shift and frequency-conversion using Raman scattering in a tapered Hollow-Core Photonic Crystal Fibre** », soumis à *Nature Photonics*.

Communications à des congrès internationaux à comité de lecture :

- B. BEAUDOU, F. COUNY, Y.Y. WANG, P.S. LIGHT, F. BENABID: « **Tapered Hollow-Core Photonic Crystal fiber for Cascaded Stimulated-Raman-Scattering** », *Conference on Laser and Electro Optics*, San Jose, Californie, 4-9 mai 2008.
- B. BEAUDOU, F. COUNY, F. BENABID, P.J. ROBERTS: « **Large Pitch Hollow Core Honeycomb Fiber** », *Conference on Laser and Electro Optics*, San Jose, Californie, 4-9 mai 2008.
- B. BEAUDOU, F. COUNY, S. FEVRIER, G. HUMBERT, F. GEROME, F. BENABID: « **Hollow-core photonic crystal fibers for mid-infrared integrated sources** », *Proc. SPIE 7357*, 735713-1 (2009)
- F. COUNY, B. BEAUDOU, P.S. LIGHT, Y.Y. WANG, N.V. WHEELER, F. GEROME, F. BENABID: « **Modal and spectral evolution of Raman lines in a H<sub>2</sub>-filled hollow-core PCF taper** », *Conference on Laser and Electro Optics*, Baltimore, Maryland, 31 mai - 5 juin 2009.
- S. FEVRIER, F. GEROME, A. LABRUYERE, B. BEAUDOU, J.-L. AUGUSTE, G. HUMBERT: « **Ultra-Violet Guiding in High-Order Transmission Window of Hollow-Core Optical Fiber** », *Conference on Laser and Electro Optics*, Baltimore, Maryland, 31 mai - 5 juin 2009.

- Communications à des congrès nationaux à comité de lecture :
- B. BEAUDOU, F. COUNY, S. FEVRIER, G. HUMBERT, F. GEROME, F. BENABID: « **Fibres creuse à bande interdite photonique pour la génération de cascade Raman** », *Journée Nationales d'Optique Guidée*, Lannion, 2008.
- S. FEVRIER, F. GEROME, A. LABRUYERE, B. BEAUDOU, J.-L. AUGUSTE, G. HUMBERT: « **Guidage à faibles pertes d'un rayonnement ultraviolet à l'aide d'une fibre optique microstructurée à cœur creux** », *Journée Nationales d'Optique Guidée*, Lille, 2009.



**Résumé** : Les applications telles que la détection de polluant où les contre-mesures optroniques nécessitent aujourd'hui des sources émettant dans la bande II de l'infrarouge (2,5-5 $\mu$ m). Actuellement cette fenêtre spectrale ne dispose pas de source à la fois compacte, robuste et possédant une bonne qualité de faisceau. Afin de répondre à cette demande, la conversion d'une source classique vers les grandes longueurs d'onde par diffusion Raman stimulée dans une fibre à cœur creux est étudiée. Une première architecture utilisant une fibre à bande interdite photonique étirée est étudiée. La réalisation démontre la possibilité de cascader cinq ordres Raman tous en conservant une émission monomode transverse. Ce sont ensuite les fibres à large périodicité permettant de guider la lumière sur plusieurs octaves qui sont étudiées. Les premières fabrications ouvrent des potentialités pour la diffusion Raman utilisant des gaz à fort décalage.

**Mots-clés** : Fibre optique à cœur creux, bande interdite photonique diffusion Raman stimulée.

**Abstract**: Applications such as pollution control or countermeasures have a need in mid infrared sources (2.5-5 $\mu$ m). Nowadays, compact, robust sources with a good beam quality are not available in this spectral range. To overcome this limitation, we study the conversion of usual sources by stimulated Raman scattering in hollow-core fibre. A proposal uses a hydrogen-filled tapered hollow-core photonic bandgap fibre as a wavelength converter. First results demonstrate the ability to convert the pump toward fifth Stokes order with a monomode beam profile. Then, large pitch hollow-core fibre allowing air-guiding over a broad spectral range are studied. Characterisation of the fabricated fibres paves the way to stimulated Raman scattering with large shift gases.

**Keywords**: Hollow-core fibre, photonic bandgap, stimulated Raman scattering.