

UNIVERSITE DE LIMOGES
ECOLE DOCTORALE Science – Technologie – Santé
FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES
INSTITUT DE RECHERCHE XLIM

Année : 2008

Thèse N° [37-2008]

Thèse
pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES
DISCIPLINE: ELECTRONIQUE DES HAUTES FREQUENCES ET OPTRONIQUES

SPECIALITE : PHOTONIQUE

présentée et soutenue par

ROY Aude

le 30 septembre 2008

*Architectures de sources lasers blanches à fibres
optiques microstructurées actives*

Thèse dirigée par ROY Philippe et LEPROUX Philippe

Rapporteurs

BESNARD Pascal

Professeur, ENSSAT, Lannion.

MAILLOTTE Hervé

**Directeur de recherche, HDR, Institut Femto-ST,
Besançon.**

Examineurs

BARTHELEMY Alain

Directeur de recherche, HDR, Xlim, Limoges.

CHERFI Morade

**Expert Sources et Systèmes lasers et Architecte
Systèmes Optroniques, DGA, Arcueil.**

LEPROUX Philippe

Maître de conférence, Xlim, Limoges.

ROY Philippe

Chargé de recherche, HDR, Xlim, Limoges.

Invités

LAROCHE Mathieu

Maître de conférence, CIMAP, Caen.

MOTTAY Eric

Président et CEO, Amplitude Systemes, Pessac.

UNIVERSITE DE LIMOGES
ECOLE DOCTORALE Science – Technologie – Santé
FACULTE DES SCIENCES ET TECHNIQUES
INSTITUT DE RECHERCHE XLIM

Année : 2008

Thèse N° [37-2008]

Thèse
pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES
DISCIPLINE: ELECTRONIQUE DES HAUTES FREQUENCES ET OPTRONIQUES

SPECIALITE : PHOTONIQUE

présentée et soutenue par

ROY Aude

le 30 septembre 2008

*Architectures de sources lasers blanches à fibres
optiques microstructurées actives*

Thèse dirigée par ROY Philippe et LEPROUX Philippe

Rapporteurs

BESNARD Pascal	Professeur, ENSSAT, Lannion.
MAILLOTTE Hervé	Directeur de recherche, HDR, Institut Femto-ST, Besançon.

Examineurs

BARTHELEMY Alain	Directeur de recherche, HDR, Xlim, Limoges.
CHERFI Morade	Expert Sources et Systèmes lasers et Architecte Systèmes Optroniques, DGA, Arcueil.
LEPROUX Philippe	Maître de conférence, Xlim, Limoges.
ROY Philippe	Chargé de recherche, HDR, Xlim, Limoges.

Invités

LAROCHE Mathieu	Maître de conférence, CIMAP, Caen.
MOTTAY Eric	Président et CEO, Amplitude Systemes, Pessac.

*Savoir que l'on sait ce que l'on sait, et savoir que l'on ne sait pas ce que l'on ne sait pas : voilà
la véritable science.*

Confucius

À mes grands-parents,

À Christian.

Table des matières

Introduction générale..... - 1 -

Chapitre I : Présentation générale : concept de la fibre microstructurée active..... - 6 -

I LES SOURCES A EMISSION DE LARGE BANDE SPECTRALE.....	- 8 -
I.1. Etat de l'art sur les supercontinua dans les fibres optiques.....	- 8 -
I.2. Description des effets non linéaires dans les fibres optiques.....	- 11 -
I.2.a. Effet Kerr optique.....	- 12 -
I.2.b. La modulation de phase croisée.....	- 14 -
I.2.c. Les mélanges paramétriques.....	- 15 -
I.2.d. Les effets de diffusion.....	- 18 -
I.2.e. Les effets solitoniques.....	- 20 -
I.3. Conclusions - Seuil d'apparition des mécanismes non linéaires.....	- 22 -
II LES FIBRES MICROSTRUCTUREES AIR/SILICE.....	- 26 -
II.1. Présentation.....	- 26 -
II.2. Méthode de fabrication.....	- 28 -
II.3. Les fibres microstructurées air/silice.....	- 31 -
II.3.a. Principe du guidage par réflexion totale interne modifiée.....	- 31 -
II.3.b. Les propriétés des fibres microstructurées air/silice.....	- 33 -
II.3.c. Pertes et atténuations.....	- 38 -
II.3.d. Conclusions sur les fibres microstructurées air/silice.....	- 41 -
III L'AMPLIFICATION OPTIQUE DANS LES FIBRES OPTIQUES DOPEES AUX IONS DE TERRES RARES.....	- 43 -
III.1. Introduction.....	- 43 -
III.2. Notion d'amplification optique.....	- 43 -
III.2.a. Principe de fonctionnement.....	- 43 -
III.2.b. De l'émission spontanée vers l'émission stimulée.....	- 44 -
III.2.c. Inversion de population et pompage.....	- 45 -
III.3. Les fibres optiques dopées aux ions de terres rares.....	- 47 -
III.3.a. Les ions de terres rares.....	- 47 -
III.3.b. Cas particulier de l'ion ytterbium.....	- 49 -
III.3.c. Fabrication des fibres dopées aux ions de terres rares.....	- 52 -
III.3.d. Principes de guidage d'une pompe multimode.....	- 55 -
IV CONCLUSION.....	- 60 -

Chapitre II : Conception, fabrication et caractérisation de fibres microstructurées dopées ytterbium à gaine d'air..... - 63 -

I CONCEPTION DE FIBRES MICROSTRUCTUREES AIR/SILICE.....	- 65 -
I.1. Introduction.....	- 65 -
I.2. Outils de modélisation.....	- 66 -
I.2.a. Présentation du logiciel utilisant la méthode des éléments finis (COMSOL).....	- 66 -
I.2.b. Présentation de la méthode du faisceau propagé.....	- 68 -
I.3. Etude de fibre optique à gaine d'air.....	- 70 -
I.3.a. Présentation de l'étude.....	- 70 -
I.3.b. Comparaison de la propagation d'une pompe multimode dans une fibre à double gaine et dans une fibre à gaine d'air.....	- 71 -
I.3.c. Forme de la gaine interne : intérêt d'une propagation chaotique.....	- 74 -
I.3.d. Etude des paramètres opto-géométriques : largeur et longueur des pontons et forme des trous.....	- 79 -
I.3.e. Conclusion.....	- 83 -
I.4. Etude de la structure complète.....	- 83 -
I.4.a. Présentation de l'étude.....	- 83 -
I.4.b. Etude de la variation du diamètre des trous de la gaine interne.....	- 84 -
I.4.c. Etude de la géométrie du cœur de la fibre microstructurée air/silice active : impact de la biréfringence.....	- 88 -
I.5. Conclusion.....	- 95 -
II FABRICATION ET CARACTERISATION DE FIBRES MICROSTRUCTUREES DOPEES YTTERBIUM A GAINES D'AIR.....	- 97 -
II.1. Outils de caractérisation.....	- 97 -
II.1.a. Banc de mesure d'ouverture numérique.....	- 97 -
II.1.b. Banc de mesure de la dispersion chromatique.....	- 98 -
II.2. Fabrication et caractérisation des fibres optiques hybrides réalisées.....	- 100 -
II.2.a. Fabrication et caractérisation : fibre passive.....	- 100 -
II.2.b. Fabrication et caractérisation : fibre active.....	- 106 -

II.2.c. Fabrication et caractérisation : fibre active optimisée	- 114 -
III CONCLUSION	- 116 -

Chapitre III : Génération de supercontinuum dans une fibre optique microstructurée amplificatrice..... - 118 -

I INTRODUCTION	- 120 -
II ETUDE DU MECANISME D'ELARGISSEMENT SPECTRAL INDUIT PAR LA POMPE IMPULSIONNELLE A 1064 NM.....	- 122 -
II.1. Description du dispositif expérimental	- 122 -
II.2. Etude du mécanisme non linéaire dans la fibre optique passive.....	- 123 -
II.2.a. Compléments au dispositif expérimental	- 123 -
II.2.b. Etude de l'influence de la polarisation imposée à l'injection.....	- 124 -
II.2.c. Analyse du mécanisme non linéaire d'élargissement spectral.....	- 126 -
II.2.d. Analyse modale et de polarisation	- 133 -
II.3. Etude du mécanisme non linéaire dans la fibre optique active, sans exploitation du gain ytterbium.....	- 134 -
II.3.a. Compléments au dispositif expérimental	- 134 -
II.3.b. Etude de l'influence de la polarisation imposée à l'injection.....	- 135 -
II.3.c. Analyse du mécanisme non linéaire d'élargissement spectral.....	- 136 -
II.3.d. Analyse modale et de polarisation	- 141 -
II.4. Conclusion	- 142 -
III SYSTEME DE GENERATION LARGE BANDE UTILISANT LE GAIN YTTERBIUM	- 143 -
III.1. Configuration à pompes co-propagatives.....	- 143 -
III.1.a. Description du dispositif expérimental	- 143 -
III.1.b. Analyse de l'élargissement spectral en présence de gain ytterbium	- 144 -
III.1.c. Analyse modale	- 150 -
III.2. Configuration à pompes contra-propagatives.....	- 150 -
III.2.a. Description du dispositif expérimental	- 150 -
III.2.b. Analyse de l'élargissement spectral en présence de gain ytterbium	- 151 -
III.3. Conclusion sur les dispositifs à pompes co- et contra-propagatives.....	- 155 -
IV CONCLUSION.....	- 156 -

Chapitre IV : Développement d'architectures lasers pour emission large bande..... - 158 -

I INTRODUCTION	- 160 -
II GENERALITES SUR LES LASERS	- 161 -
II.1. Etat de l'art sur les lasers.....	- 161 -
II.2. Introduction sur les différentes configurations lasers.....	- 163 -
II.3. Le mode de fonctionnement des lasers déclenchés	- 164 -
II.3.a. Principe de fonctionnement.....	- 164 -
II.3.b. Les méthodes de déclenchement.....	- 165 -
II.4. Les lasers déclenchés par effet Brillouin	- 168 -
II.4.a. La diffusion Brillouin.....	- 169 -
II.4.b. Conception des lasers basés sur l'exploitation de l'effet Brillouin.....	- 171 -
III DEVELOPPEMENT DE DEUX ARCHITECTURES DE LASERS IMPULSIONNELS POUR EMISSION LARGE BANDE	- 174 -
III.1. Introduction	- 174 -
III.2. Pompage gaine à 915 nm	- 175 -
III.2.a. Description du dispositif expérimental	- 175 -
III.2.b. Résultats et analyses	- 176 -
III.3. Pompage gaine à 976 nm	- 178 -
III.3.a. Description du dispositif expérimental	- 178 -
III.3.b. Résultats et analyses	- 180 -
IV CONCLUSION.....	- 183 -

Conclusions et perspectives - 185 -

Annexes..... - 191 -

ANNEXE I.	NOTIONS DE DISPERSION	- 193 -
ANNEXE II.	DONNEES DES MATERIAUX EMPLOYES POUR LA FABRICATION DES FIBRES OPTIQUES	- 196 -
ANNEXE III.	ACCORD DE PHASE DE TYPE CERENKOV SPATIAL	- 200 -

Bibliographie et webographie - 203 -

Liste de publications..... - 222 -

INTRODUCTION GENERALE

L'utilisation de sources optiques émettant un rayonnement couvrant une large bande spectrale, appelées *supercontinuum*, touchent de nombreux domaines d'application tels que les secteurs médicaux, biologiques ou chimiques de part l'utilisation de systèmes d'imagerie à haute résolution (par exemple, la tomographie optique cohérente [1], la microscopie non linéaire Raman [2]), mais aussi ceux de l'optique (caractérisation d'éléments optiques) et de la sécurité (la détection de polluants) entre autres... Les besoins actuels se concentrent notamment vers une source à large bande spectrale localisée dans le domaine visible (400-700 nm) présentant une forte densité spectrale de puissance (atteindre le mW/nm) compatible avec la sensibilité des systèmes de détection. De telles sources doivent de surcroît être à faible coût (< 20 k€) et compactes (système portable).

Actuellement, les sources larges bandes utilisées (lampes halogènes, lampes à arc au xénon) émettent un rayonnement incohérent avec une densité spectrale de puissance faible, ce qui impose l'utilisation de systèmes de détection à bas flux qui sont coûteux. La combinaison de plusieurs sources lasers émettant à des longueurs d'onde différentes est une autre solution, utilisée par exemple dans les cytomètres. Cependant cette configuration relativement encombrante augmente le coût des systèmes d'analyse et limite leur intégration. Aucune source large bande ne répond donc à la totalité des exigences du cahier des charges.

La demande croissante de ce modèle de source a alors provoqué l'émergence de nombreuses recherches sur le sujet. En 1996, Knight *et al.* réalisent au laboratoire de Southampton la première fibre microstructurée air/silice à profil régulier et homogène sur la longueur [3]. Cette nouvelle architecture de fibre autorise l'obtention de propriétés optiques innovantes comme la modification de la dispersion chromatique et le fort confinement du champ dans le coeur. Une autre avancée, effectuée en 2001 par l'équipe de Provino, a consisté à associer une telle fibre optique à un microlaser (source d'injection). Le dispositif final présente alors un coût réduit et une bonne compacité [4]. Cependant, dans un tel système, le niveau de densité spectrale de puissance émis reste très inférieur au mW/nm. Pour dépasser cette limite, un laser plus puissant peut être utilisé mais le caractère compact du système est perdu. De plus, cette déficience ne peut être résolue par l'augmentation de la puissance crête du microlaser à cause de la tenue au flux limitée de la fibre optique microstructurée air/silice (> 1 MW/cm² [5]).

Pour conserver la compacité du dispositif, les recherches se sont alors concentrées sur l'amélioration de la conception et de la fabrication des fibres optiques qui permettrait une gestion mieux maîtrisée du processus d'élargissement spectral. Dans ce but, le confinement

du champ guidé peut être augmenté en diminuant la taille du cœur de la fibre optique, mais une réduction supplémentaire de l'aire effective (quelques micromètres carrés) entraînerait une chute du rendement d'injection. Une autre voie consiste à utiliser des matériaux présentant un coefficient non linéaire plus élevé que celui de la silice, comme par exemple les verres de tellure ou de chalcogénure. Cependant, ils présentent une mauvaise tenue dans le temps et leurs bandes de transparence ne permettent pas de générer un spectre large en-dessous de 700 nm. Plusieurs voies de recherche alternatives sont actuellement à l'étude. Une première consiste à ajouter une forte biréfringence au sein du cœur de la fibre microstructurée pour améliorer les conversions fréquentielles [6]. La seconde consiste à gérer la dispersion chromatique au cours de la propagation. Cette fonction est mise en place par la modification du diamètre de la fibre optique au cours de la fabrication (réduction adiabatique du diamètre de la fibre, plus répandue sous son nom anglophone « taper » [7-8]). Dans ces deux cas, la densité spectrale de puissance obtenue reste malgré tout inférieure au niveau requis ($> \text{mW/nm}$).

C'est dans cette problématique que s'inscrit mon sujet de thèse, à savoir rechercher les moyens d'augmenter le niveau de densité spectrale de puissance des *supercontinua*. Pour cela, nous proposons d'intégrer au sein d'une fibre microstructurée air/silice, un milieu amplificateur. La structure de fibre optique proposée comportera un cœur possédant des propriétés non linéaires pour exploiter convenablement des mécanismes non linéaires et garantir l'obtention d'élargissements spectraux recherchés, un dopage aux ions actifs pour entretenir la puissance du signal à l'origine de l'élargissement spectral et une gaine d'air pour permettre un pompage par la gaine des ions actifs. Une telle fibre hybride apportera une nouvelle méthode de conception de sources de type *supercontinuum* dans le domaine visible.

La rédaction de ce manuscrit débute par la présentation des principes théoriques nécessaires pour appréhender les phénomènes mis en jeu dans cette étude. L'élargissement spectral obtenu dans une source *supercontinuum* est la résultante de l'exploitation de divers effets non linéaires. Ainsi, le chapitre I commence par la description des différents mécanismes non linéaires entrant en jeu dans les élargissements spectraux. Par la suite, le processus de fabrication et les caractéristiques essentielles des fibres microstructurées air/silice, qui constitueront les guides non linéaires de nos sources à large bande spectrale, sont présentés. Enfin, les notions fondamentales liées à l'amplification optique sont retracées.

Le chapitre II expose l'étude numérique effectuée pour concevoir un profil de fibre optique type qui puisse concilier un cœur possédant des propriétés non linéaires et

amplificatrices. La fabrication des différents échantillons de fibres optiques est ensuite décrite. Le détail du processus de fabrication, ainsi que les caractérisations des fibres réalisées, concluent ce chapitre.

Enfin les chapitres III et IV détaillent les dispositifs expérimentaux développés à partir des fibres optiques hybrides fabriquées. Dans un premier temps, le phénomène d'amplification au sein de la fibre non linéaire est exploité dans un montage amplificateur à pompes co ou contra-propagative. Par la suite, une architecture de laser déclenché permet de générer une impulsion laser à 1 μm , qui au cours de sa propagation génère un élargissement spectral large bande en intracavité. L'analyse des résultats obtenus, en termes de niveau de puissance émis et de largeur de bande spectrale générée, permettra d'évaluer l'apport du gain ytterbium dans la conception de sources *supercontinuum*.

**Chapitre I : PRESENTATION GENERALE : CONCEPT DE LA
FIBRE MICROSTRUCTUREE ACTIVE**

I LES SOURCES A EMISSION DE LARGE BANDE SPECTRALE

I.1. Etat de l'art sur les *supercontinua* dans les fibres optiques

La première expérience conduisant à la génération d'un rayonnement sur une bande spectrale large fut réalisée en 1970 par Alfano et Shapiro [9]. Ils obtinrent un élargissement spectral dans le domaine visible (400 à 700 nm) en excitant un verre massif de borosilicate au moyen d'impulsions courtes émises par un laser Nd:YAG. A partir de ce résultat, de nombreuses recherches ont été menées dans différents milieux de propagation et avec différentes sources d'excitation pour comprendre les phénomènes physiques mis en jeu dans l'objectif d'améliorer les dispositifs existants. C'est ainsi que des élargissements spectraux ont été générés dans les liquides tels que H₂O, D₂O [10], dans les gaz comme l'atmosphère [11], mais aussi dans les solides (cristaux principalement [9]). L'apparition des premiers guides d'onde, et notamment l'avènement des fibres optiques, révolutionna la conception des sources *supercontinuum*. En effet, contrairement aux milieux précédemment utilisés (liquides, gaz, solides), ces guides apportent une maîtrise du mode transverse de propagation à travers le confinement du champ, la maîtrise de la biréfringence, de la dispersion et de la longueur d'interaction. Ces paramètres constituent les points clefs pour l'obtention de sources à large bande spectrale, notamment pour améliorer l'élargissement dans le domaine visible.

En 1976, Lin et Stolen observent le premier *supercontinuum* généré dans une fibre optique [12]. L'excitation du cœur de la fibre (diamètre de 7 μm) est réalisée par un laser massif nanoseconde émettant à 1550 nm. Le spectre ainsi généré est plus étendu que ceux précédemment obtenus pour ce régime d'impulsion, et ouvre de nouvelles voies de recherche à exploiter pour générer des élargissements spectraux étendus. Par la suite, les fibres à dispersion décalée ont fait l'objet de nombreuses études pour développer de nouvelles sources *supercontinuum* [13-15]. Cependant la valeur élevée de leur longueur d'onde de dispersion nulle (autour de 1550 nm) n'autorise principalement qu'une excitation en régime de propagation normal (cf. annexe 1), puisque les sources employées ont quasiment toutes des longueurs d'onde d'émission inférieures ou égales à 1550 nm. Dans un tel système, l'effet Raman prédomine comme mécanisme non linéaire, générant principalement des raies Stokes. L'élargissement spectral ainsi généré s'étend rarement dans l'infrarouge proche (autour de 1 μm). Pour favoriser la génération de longueurs d'onde basses, des « tapers » (diamètre

externe compris entre 2 et 4 μm) sont fabriquées à partir de fibres monomodes (de type Corning[®]-SMF 28TM) pour « contrôler » la dispersion chromatique durant la propagation de l'impulsion [16-17]. Ainsi, des structures coniques ont été fabriquées avec des longueurs d'onde de dispersion chromatique nulle atteignant des valeurs comprises entre 700 et 1000 nm [16-17]. La mise en jeu des effets non linéaires s'effectue alors en régime de propagation anormal (cf. annexe 1) permettant d'atteindre des élargissements spectraux jusqu'à 500 nm en régime monomode [17].

L'influence de la différence d'indice cœur-gaine du guide a été évaluée afin de déterminer l'impact des changements de l'indice de réfraction sur la courbe de dispersion et donc sur la construction de l'élargissement spectral. Dans un premier temps, l'utilisation de fibres optiques en silice à cœur dopé a été proposée. Ainsi, l'étude de la génération de *supercontinuum* dans des fibres monomodes dopées au germanium a été menée [18-20]. Le but de ces travaux était de déterminer si le changement de l'indice de réfraction du matériau (silice dopée germanium) sous irradiation aux rayons ultraviolets produisait une modification suffisante de la position de la courbe de dispersion chromatique de la fibre optique, pour permettre de décaler l'élargissement spectral vers les basses longueurs d'onde. Ainsi, une augmentation du spectre généré de 125 nm a été obtenue vers les basses longueurs d'onde pour 10 cm de fibre exposée (pour 20 cm de longueur totale) sous un pompage femtoseconde à 1580 nm à une cadence de 46 MHz [18]. Ce procédé ne permet cependant pas de décaler suffisamment la dispersion chromatique pour atteindre le domaine visible (800 nm maximum). Une autre étude, basée sur l'utilisation d'une fibre dopée aux ions ytterbium, a permis de mettre à jour l'apport du gain dans le mécanisme non linéaire de formation de l'élargissement spectral [21]. L'apport du gain reste intéressant comme voie d'étude d'autant que son impact modifie le processus non linéaire en faveur des longueurs d'onde basses notamment à travers l'amélioration du processus de modulation de phase croisée qui est limité dans les fibres dites passives (sans gain). L'utilisation de fibre en verre de tellure (Te) [22], de bismuth (Bi) [23] ou en SF6 [24] a fait l'objet de recherches, car ces matériaux présentent des coefficients non linéaires très supérieurs à ceux obtenus dans la silice. Le seuil d'apparition des effets non linéaires dans la réalisation de sources *supercontinuum* est donc atteint pour une puissance d'excitation plus faible. Cependant, ils comportent des fenêtres de transparence décalées dans l'infrarouge moyen, ce qui est intéressant pour des applications de sources à large bande au-delà de 2 μm (LIDAR, imagerie non linéaire,...) mais qui est moins séduisant pour la conception de sources *supercontinuum* dans le domaine spectral visible. En

conséquence, ces fibres optiques en verres exotiques sont délaissées au profit des fibres optiques en silice.

La génération d'élargissements spectraux dans le domaine visible a connu un nouvel essor grâce à la fabrication des premières fibres microstructurées air/silice par l'équipe de Knight [3] et notamment à travers l'obtention d'un spectre large bande descendant jusqu'à 390 nm par Ranka, Windeler et Stentz [25]. Depuis, de nombreuses études se sont tournées vers l'utilisation de ces fibres microstructurées au dépend des fibres conventionnelles à saut d'indice. En effet, elles présentent des caractéristiques originales grâce à la modularité de leurs paramètres opto-géométriques qui offre ainsi plus de degrés de liberté que les fibres conventionnelles à saut d'indice pour paramétrer leur coefficient non linéaire, la position de leurs longueurs d'onde de la dispersion chromatique nulle et leurs pertes. Ces paramètres sont importants dans le processus d'obtention d'un élargissement spectral vers les basses longueurs d'onde.

Parmi les études menées sur les sources constituées de l'association d'un laser et d'une fibre optique non linéaire, on distingue plusieurs configurations. Un système synchrone à bi-longueur d'onde dans une fibre microstructurée a été développé au sein du laboratoire Xlim pour améliorer la conversion fréquentielle vers les basses longueurs d'ondes par l'exploitation de l'effet de modulation de phase croisée décrit chap.I-I-2b [26-27]. Ainsi, un élargissement spectral continu et homogène s'étendant de 350 à 700 nm et de 1064 à 1750 nm a été généré [26]. Le bi-pompage à 532 et 1064 nm réalise une excitation quasi-symétrique de part et d'autre de la longueur d'onde de dispersion nulle ($\lambda_0 = 870$ nm) et permet d'obtenir une variation de puissance inférieure à 7 dB sur les plages 350-700 nm et 1064-1750 nm. D'autre part, des configurations lasers sont développées pour améliorer la compacité du système et obtenir une source *supercontinuum* continue [15].

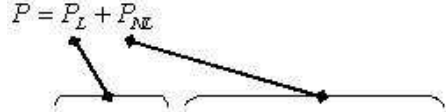
La génération de sources à large bande spectrale dans le domaine visible repose sur la combinaison d'effets non linéaires dont les contributions respectives dépendent de la structure de la fibre et de la source d'excitation. Il paraît important de connaître ces phénomènes pour expliquer ensuite la formation de l'élargissement spectral en fonction du milieu de propagation. La suite de cette première partie est consacrée à l'explication succincte des principaux mécanismes non linéaires entrant en jeu dans le processus de construction de l'élargissement spectral des sources *supercontinuum*.

I.2. Description des effets non linéaires dans les fibres optiques

Les fibres optiques sont principalement fabriquées en silice. Ce matériau ne conduit pas les courants électriques, cependant sous l'influence d'un champ électrique E , un déplacement local des charges peut être réalisé : ce phénomène correspond à la polarisation électronique. Cette modification du nuage électronique du matériau s'effectue de manière aléatoire et microscopique. La polarisation qui en résulte correspond à la somme de toutes ces composantes microscopiques. Cette polarisation du matériau peut s'exprimer sous la forme de la somme de deux termes :

- une polarisation linéaire, induite sous un faible champ électromagnétique.
- une polarisation non linéaire, produite par de forts champs électromagnétiques.

L'expression mathématique qui en résulte est donnée par la formule (I-1) [28].

$$P = P_L + P_{NL}$$


$$P = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \cdot E + \varepsilon_0 \chi^{(2)} \cdot E^2 + \varepsilon_0 \chi^{(3)} \cdot E^3 + \dots \quad (\text{I-1})$$

Avec ε_0 la permittivité du vide et $\chi^{(j)}$ avec $j = 1, 2, 3, \dots$ la susceptibilité du matériau.

Dans les fibres optiques en silice, la susceptibilité intervient de manière significative jusqu'à l'ordre trois. Au-delà, son influence est si faible qu'elle n'est pas prise en compte dans la description des effets non linéaires. Nous allons donc développer les trois premières composantes de la susceptibilité.

Le coefficient $\chi^{(1)}$ détermine la susceptibilité linéaire et il constitue la principale contribution de la polarisation. Ce paramètre intervient dans l'expression de l'indice de réfraction du matériau $n(\omega)$ et dans le coefficient d'atténuation $\alpha(\omega)$ (expression (I-2)).

$$n(\omega) = 1 + \frac{1}{2} \text{Re}[\chi^{(1)}(\omega)]$$

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega}{n(\omega) \cdot c} \text{Im}[\chi^{(1)}(\omega)] \quad (\text{I-2})$$

Les susceptibilités d'ordres supérieurs caractérisent la susceptibilité non linéaire, c'est à dire la capacité du matériau à générer des phénomènes non linéaires.

La susceptibilité non linéaire d'ordre deux $\chi^{(2)}$ est déterminée par les propriétés du

matériau. Dans le cas des matériaux présentant un centre de symétrie, plus communément appelés centrosymétriques tels que la silice, sa valeur est nulle. Cependant, plusieurs études ont montré la possibilité de générer un second harmonique (phénomène de doublage de la fréquence initiale) dans la silice. La présence du χ^2 est alors provoquée par l'ajout de dopants dans la fibre de silice [29-32], ou par une rupture locale de la symétrie du guide [33], mais son efficacité de conversion reste très faible (autour de 10^{-8}).

La susceptibilité non linéaire d'ordre trois $\chi^{(3)}$ est tout d'abord associée à la génération de troisième harmonique [34-36], mais elle intervient aussi dans l'expression des principaux mécanismes non linéaires générés dans les fibres optiques en silice. Les effets, qu'elle contribue à créer, se décomposent en deux familles :

- les effets élastiques où il n'y a aucun échange d'énergie entre le rayonnement et le matériau (effet Kerr, soliton,...).
- les effets inélastiques appelés aussi effets de diffusion qui résultent d'un échange d'énergie entre le rayonnement et le milieu de propagation (diffusion Raman et diffusion Brillouin).

Les effets découlant de l'effet Kerr optique (automodulation de phase optique et modulation de phase croisée) sont tout d'abord décrits, suivis des mélanges paramétriques et des effets inélastiques. Enfin nous terminons par la description de l'effet solitonique qui nous intéresse, l'autodécalage en fréquence des solitons.

I.2.a. Effet Kerr optique

L'effet Kerr optique se manifeste à travers une variation locale de l'indice de réfraction du matériau sous l'action d'un champ lumineux intense. Son origine physique est une polarisation non linéaire générée dans le milieu, qui modifie elle-même les propriétés de guidage du champ lumineux. La loi Kerr idéale décrit alors la variation de l'indice de réfraction du milieu de propagation $\Delta n(\omega, I(t))$ comme le produit de l'indice non linéaire et de l'intensité lumineuse (expression (I-3) [28]).

$$\Delta n(\omega, I(t)) = n_2 I(t) \quad (\text{I-3})$$

Avec $I(t) = \frac{1}{2} n \cdot \epsilon_0 |E(r, t)|^2$ l'intensité du champ optique (W/m^2), n l'indice de réfraction linéaire du matériau, ϵ_0 la permittivité du vide et n_2 l'indice non linéaire du

matériau constituant le cœur.

Dans la silice, l'indice non linéaire n_2 est proportionnel à la susceptibilité d'ordre trois (expression (I-4)), sa valeur dans la silice est comprise entre $2,6 \cdot 10^{-20}$ et $3,2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ [28]. Cette valeur varie suivant la méthode de mesure utilisée et/ou de la qualité de la composition chimique de la silice (plus ou moins pure) composant les fibres optiques considérées.

$$n_2 = \frac{3}{4 \cdot \epsilon_0 \cdot n^2 \cdot c} \cdot \text{Re}[\chi^{(3)}] \quad (\text{I-4})$$

♦ L'automodulation de phase

L'automodulation de phase (SPM, « Self Phase Modulation ») se réalise dans une fibre optique sous l'intervention de l'effet Kerr optique qui provoque un déphasage temporel proportionnel à l'intensité de l'impulsion (expression (I-5)).

$$\Phi_{NL}(t) = n_2 \cdot k_0 \cdot L \cdot I(t) \quad (\text{I-5})$$

L'impulsion optique initialement symétrique acquiert progressivement une dissymétrie liée à la variation de la fréquence instantanée. La SPM induit ainsi des changements dans l'enveloppe temporelle de l'impulsion sans modification de son amplitude. Dans le domaine fréquentiel, elle se traduit alors par l'étalement du spectre de l'impulsion (figure I-1), puisque celui-ci est la dérivée du déphasage non linéaire (expression (I-6) [37]).

$$\omega(t) = -\frac{d\Phi_{NL}(t)}{dt} \quad (\text{I-6})$$

La variation de la fréquence instantanée génère dans le domaine de Fourier de nouvelles fréquences autour de la fréquence initiale de l'impulsion, sur le front montant du spectre de l'impulsion (côté Stokes) et sur son front descendant de l'impulsion (côté anti-Stokes). Ces créations parallèles vont donner lieu à des interférences constructives ou destructives selon le déphasage entre ces fréquences. Le spectre fréquentiel résultant présente alors l'apparition de cannelures. Les cannelures obtenues se resserrent de plus en plus vers les extrémités du spectre (figure I-1).

L'automodulation de phase est le premier effet non linéaire apparaissant dans les spectres de sources *supercontinuum*. Dans d'autres applications, de type laser, il est néfaste puisqu'il engendre un élargissement du spectre laser de l'ordre de la dizaine de nanomètres.

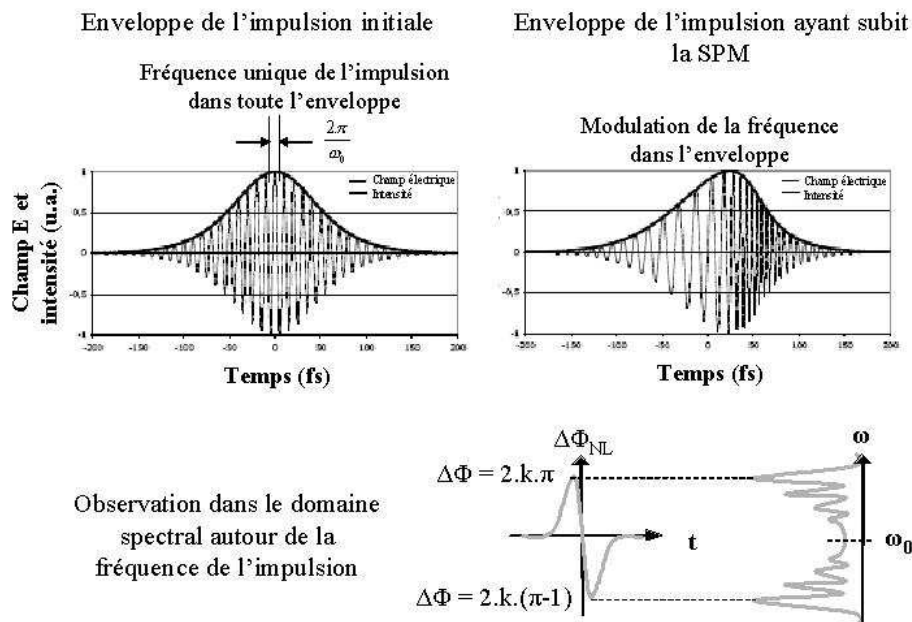


Figure I-1 : Description de l'impact de la SPM sur une impulsion gaussienne : formation du spectre de cannelures généré dans le domaine fréquentiel et formation d'une dissymétrie de l'enveloppe de l'impulsion dans le domaine temporel [38].

I.2.b. La modulation de phase croisée

La modulation de phase croisée (XPM, « Cross Phase Modulation ») est une autre conséquence de l'effet Kerr optique. Ce phénomène se produit lorsque plusieurs impulsions à différentes longueurs d'onde ou à différents états de polarisation se propagent simultanément dans un guide non linéaire. La vitesse de déplacement des impulsions étant différente, l'indice de réfraction du milieu traversé vu par une impulsion peut être modifié par la présence d'une autre. En effet, lorsque ces impulsions se chevauchent, une impulsion subit une modification de l'indice de réfraction engendrée par la seconde et réciproquement. Ainsi, au déphasage dû à l'automodulation de phase, on ajoute le déphasage non linéaire induit par le second champ sur le premier (expression (I-7)).

$$\Phi_{XPM1,2} = 2.n_2.I_{2,1}.\frac{2\pi}{\lambda}.L \quad (I-7)$$

Avec I_1 et I_2 les intensités respectives des champs 1 et 2 et L la longueur du guide.

Généralement la modulation de phase croisée entraîne un élargissement spectral asymétrique des impulsions par rapport à leur fréquence initiale, du fait de la différence des

vitesse de groupe entre les composantes spectrales [39-40]. Dans le cadre de la génération de *supercontinuum*, la XPM fait souvent suite aux effets solitoniques décrits chap.I-I-2e [27, 41]. La figure I-2 présente un exemple d'utilisation de la modulation de phase croisée. Le guide optique est une fibre microstructurée dont le profil d'indice est représenté figure I-2 avec sa courbe de vitesse de groupe et de dispersion chromatique du mode fondamental. L'élargissement spectral est généré sous l'injection de deux pompes impulsionnelles synchrones (532 et 1064 nm). L'augmentation du niveau de puissance injectée à 1064 nm élargit le spectre vers les hautes longueurs d'onde par un processus solitonique (chap.I-I-2e). La présence de deux impulsions voyageant à la même vitesse de groupe (532 et 1450 nm) crée une modulation de la phase de l'impulsion à 1450 nm sur l'impulsion à 532 nm et réciproquement. Cette modulation de phase génère l'élargissement spectral préférentiellement vers les basses longueurs d'onde (figure I-2 [41]).

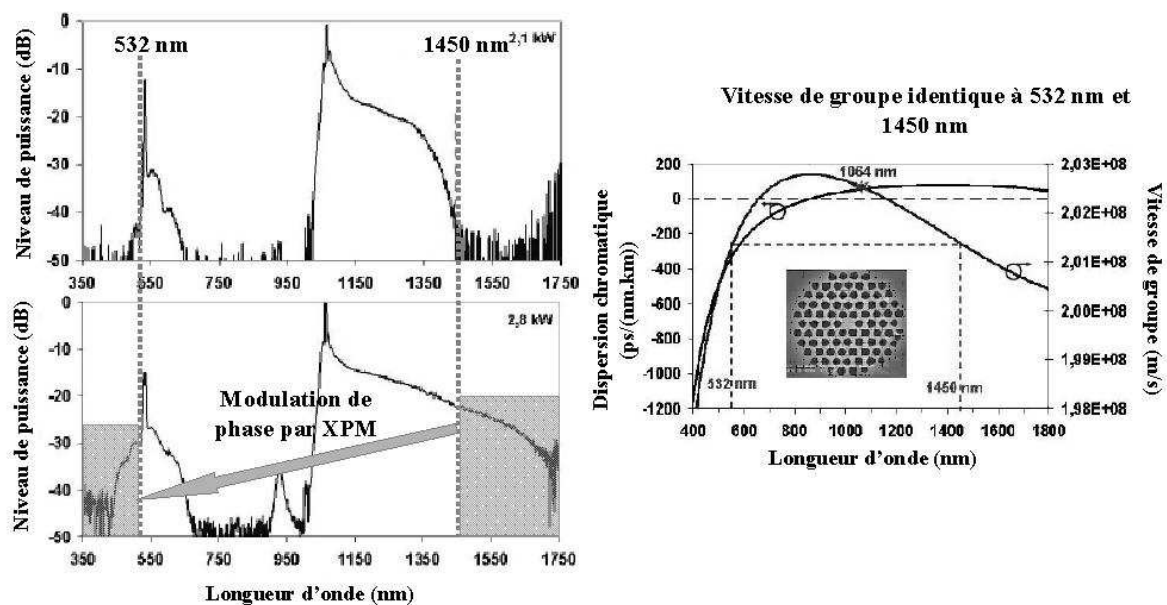


Figure I-2 : Exemple de génération de XPM dans un processus d'élargissement spectral dans une fibre microstructurée air/silice [41].

I.2.c. Les mélanges paramétriques

Dans une fibre optique, les mélanges paramétriques sont aussi liés à la susceptibilité d'ordre trois. Ces effets non linéaires sont à l'origine de la génération de photons à différentes fréquences par combinaison d'autres photons. L'obtention de ces phénomènes repose sur deux conditions préalables :

- la conservation de l'énergie : $\sum E_{initiale} = \sum E_{finale}$.
- l'accord de phase entre les ondes mises en jeu : $\sum_i \nu_i = 0$.

◆ **Mélange à quatre ondes**

Le mélange à quatre ondes (FWM, « Four Wave Mixing ») est un effet non linéaire découlant de la non linéarité d'ordre trois. Elle fait intervenir quatre photons aux fréquences ω_1 , ω_2 , ω_3 et ω_4 . Ce phénomène non linéaire correspond à l'annihilation de deux photons de pompe aux fréquences ω_1 et ω_2 pour générer deux autres photons à ω_3 et ω_4 , tels que $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4$ [42]. La condition d'accord de phase à satisfaire pour générer ces deux photons s'exprime par la formule (I-8).

$$\Delta k = k_3 + k_4 - k_1 - k_2 = 0 \tag{I-8}$$

Avec $k_i = \frac{n_i \cdot \omega_i}{c}$, n_i étant l'indice de réfraction du matériau à la fréquence ω_i . Notons

que dans le cas où $\omega_1 = \omega_2$, correspondant à la présence d'un seul rayonnement de pompe, le mélange à quatre ondes est dit « dégénéré ».

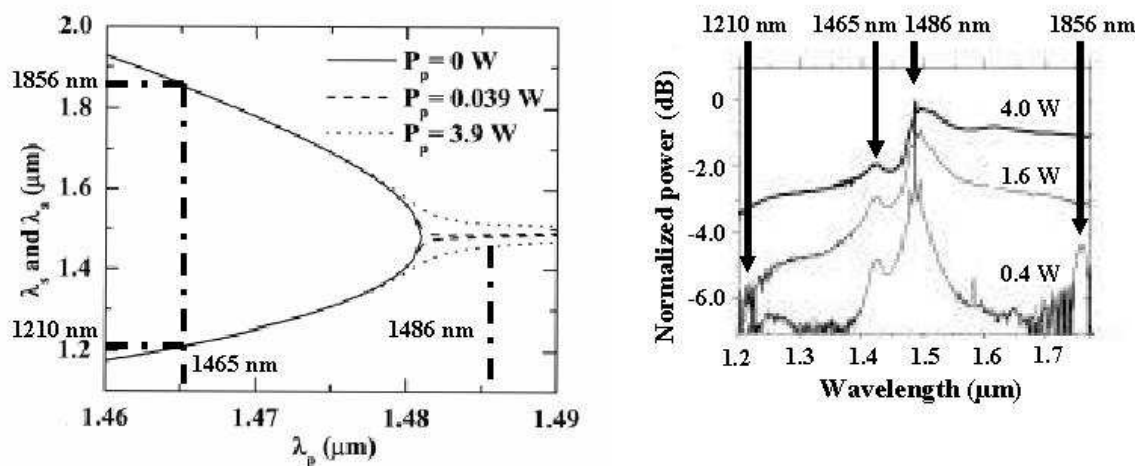


Figure I-3 : Présentation en parallèle du diagramme de phase avec le spectre obtenu dans la fibre optique pour visualiser la position des longueurs d'onde intervenant dans le processus de mélange à quatre ondes dégénérés [14].

La position des ondes créées par mélange à quatre ondes n'est pas obtenue de manière

aléatoire, mais découle de l'association des effets de dispersion chromatique du cœur guidant de la fibre optique ainsi que des effets Kerr générés dans ce même cœur. Ainsi, un abaque, appelé « diagramme d'accords de phase » permet de déterminer les bandes spectrales pouvant être en accord de phase. Sur la figure I-3, nous avons mis en parallèle le diagramme de phase d'une fibre optique à dispersion chromatique décalée (1480 nm), avec le spectre généré dans cette même fibre sous un pompage continu à 1486 nm. En régime de pompage légèrement anormal, l'élargissement spectral est initié par des instabilités de modulation (chap.I-I-2c). Les longueurs d'onde ainsi générées se situent de part et d'autre de la pompe continue et, d'après le diagramme de phase, elles respectent les conditions d'accord de phase. Ainsi, un phénomène de mélange à quatre ondes dégénéré s'installe progressivement entre ces longueurs d'onde, avec l'augmentation de la puissance de pompage injectée. Notons que le diagramme de phase présente une large bande spectrale respectant les conditions d'accord de phase entre les longueurs d'onde de pompe (de 1465 à 1486 nm) et celles générées (de 1210 à 1856 nm). L'élargissement spectral obtenu dans la fibre optique est en adéquation avec ces prévisions, puisqu'il s'étale de 1200 à 1900 nm.

◆ **Instabilité de modulation**

Un autre effet paramétrique est le phénomène d'instabilités de modulation (MI, « Modulation Instability »). Pendant très longtemps, il ne fut observé dans les fibres optiques en silice qu'en régime de propagation anormal [43], pour être finalement démontré en régime de propagation normal par l'intermédiaire d'effets complémentaires que sont la biréfringence de phase [44-45], le couplage modal [46] ou encore une dispersion d'ordre élevée [47]. Cet effet non linéaire se caractérise par une modulation temporelle rapide de l'impulsion générant un train d'impulsions à forte fréquence de répétition. Ce phénomène se traduit dans le domaine spectral par l'apparition de lobes latéraux à l'onde incidente, dont l'écart fréquentiel dépend des conditions de propagation (dispersion, puissance, ...). Ce phénomène, similaire au mélange à quatre ondes, utilise le même formalisme. En tant qu'effet paramétrique, il doit aussi satisfaire les conditions d'accord de phase et de conservation de l'énergie. Deux types d'instabilités de modulation peuvent être générées :

- les instabilités de modulation scalaire, obtenues par accords de phase entre des ondes à des fréquences différentes établies sur le même mode.

- les instabilités de modulation vectorielle, obtenues soit par accords de phase modal (égalité de vitesse de groupe entre plusieurs ondes établies sur différents modes de propagation), soit par l'intermédiaire de la biréfringence de phase (*idem* entre deux modes de polarisation).

Dans le cadre de la génération d'élargissements spectraux, ce mécanisme, s'il intervient, est le second à être généré après l'automodulation de phase (figure I-4). Il est souvent annihilé au cours de la propagation dans la fibre optique par les autres mécanismes non linéaires utilisés (FWM, solitons,... [48]).

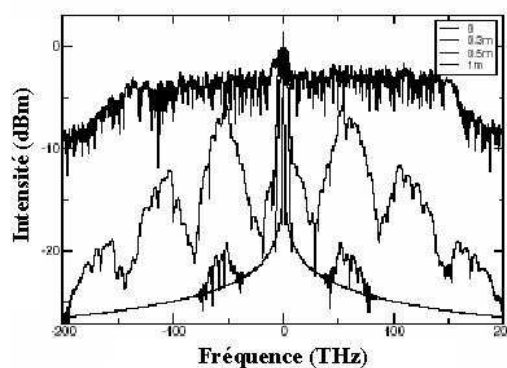


Figure I-4 : Evolution du spectre généré par instabilités de modulation en fonction de la longueur de propagation [48].

I.2.d. Les effets de diffusion

Les effets de diffusion Raman et Brillouin furent les premiers phénomènes non linéaires étudiés dans les fibres optiques [49-50]. Ils reposent sur un transfert d'énergie entre le rayonnement optique et le milieu de propagation, ce qui leur vaut leur dénomination d'effets inélastiques. Nous allons seulement décrire le phénomène de diffusion Raman, puisque la diffusion Brillouin n'est pas utilisée pour produire un élargissement spectral s'étendant au delà de la centaine de nanomètre.

La propagation d'un rayonnement optique dans un milieu non linéaire peut provoquer des vibrations moléculaires du milieu, engendrant la création de phonons. Ce mécanisme est appelé diffusion Raman. Ce phénomène s'effectue de manière efficace sous un fort rayonnement incident dans un milieu non linéaire adapté. On parle alors de diffusion Raman stimulée (SRS, « Stimulated Raman Scattering »). La diffusion stimulée engendre alors un élargissement spectral discret comportant plusieurs raies, soit à une fréquence plus faible, on

parle alors d'ondes Stokes, soit à une fréquence plus élevée, on parle alors d'ondes anti-Stokes (figure I-5). Cette succession de raies constitue au final une cascade Raman. Notons que la conversion de l'intensité lumineuse diffusée est plus efficace vers les fréquences Stokes. Ceci est lié à la nature des modes vibrationnels qui sont plus peuplés sur les basses énergies.

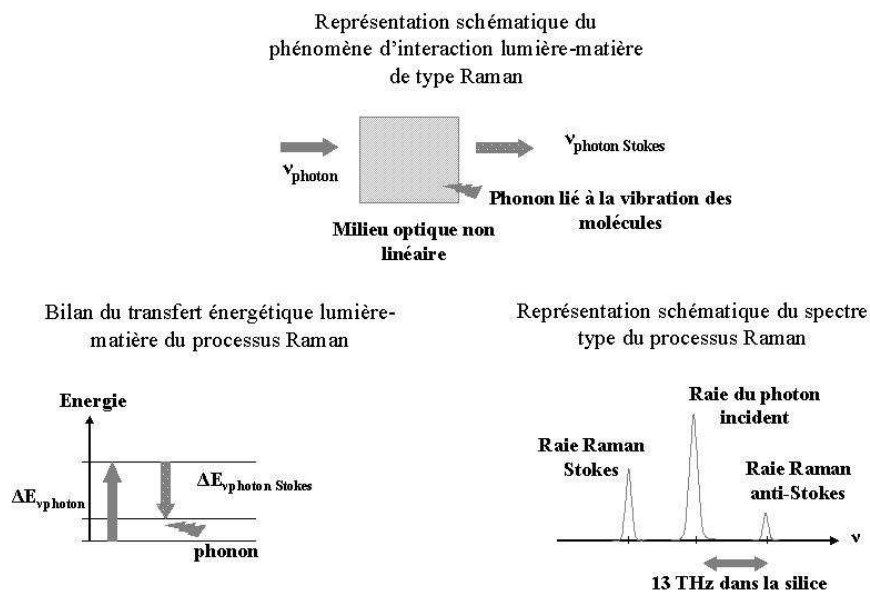


Figure I-5 : Explication du phénomène SRS : représentation schématique du transfert d'énergie et du spectre fréquentiel résultant.

Cette diffusion est caractérisée par son gain et son seuil Raman. Notons que ces paramètres sont uniquement fonction de la composition chimique du coeur guidant et de sa géométrie [51]. Le spectre du gain Raman dans la silice s'étend sur plus de 30 THz, cependant la valeur caractéristique du décalage par gain Raman est de l'ordre de 13 THz (figure I-6). D'une manière générale, le gain Raman est régi par l'équation (I-9) [52].

$$I_s(t) = I_s(0) \cdot \exp(g_r \cdot I \cdot L) \quad (I-9)$$

Avec I l'intensité du rayonnement incident, g_r le gain Raman et L la longueur de propagation. Comme ce phénomène non linéaire dépend uniquement du matériau et de la géométrie du milieu guidant, l'expression de son seuil (expression I-10) dépend des propriétés de la fibre optique (aire effective, pertes, ..).

$$P_{seuil} = \frac{K \cdot A_{eff}}{g_r \cdot L_{eff}} \quad (I-10)$$

Avec K une constante caractérisant les états de polarisation de l'onde incidente et de l'onde Stokes, A_{eff} l'aire effective modale et L_{eff} la longueur effective de la fibre. La longueur effective d'interaction L_{eff} (formule I-11) correspond à la longueur de propagation pour laquelle les effets non linéaires sont utilisés efficacement.

$$L_{eff} = \frac{1}{\alpha} [1 - e^{-\alpha.L}] \quad (\text{I-11})$$

Avec α les pertes intrinsèques de la fibre optique et L la longueur de la fibre optique.

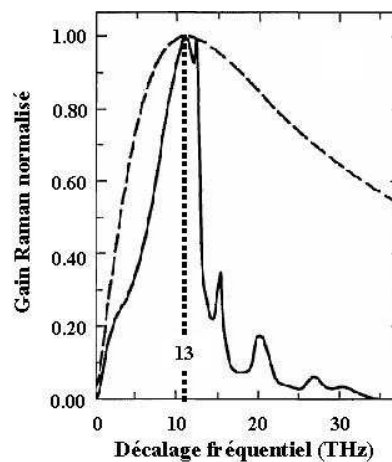


Figure I-6 : Evolution fréquentielle du gain Raman dans une fibre optique de silice [52].

Hormis la génération de diffusion Raman stimulée, il existe auparavant un effet de diffusion Raman spontanée, causés par des effets de bruit quantique.

L'effet non linéaire SRS n'est pas l'effet non linéaire le plus recherché pour le développement de sources *supercontinuum* dans le domaine visible, puisqu'il mène à un spectre de raies inhomogène principalement au-delà de la longueur d'onde d'excitation [25]. Cependant, il est souvent créé puis annihilé par les processus solitoniques.

I.2.e. Les effets solitoniques

Au cours de sa propagation, une impulsion voit son enveloppe temporelle et spectrale varier du fait de l'effet Kerr et/ou de la dispersion chromatique. Cependant sous certaines conditions, les effets non linéaires Kerr et de dispersion se compensent exactement, mis à part un retard de phase constant par unité de distance de propagation. Le phénomène, associé à la génération de solitons, fut observé pour la première fois en 1834 par J.-S. Russel. Il avait alors suivi une vague remontant le long d'un canal sans que celle-ci ne semble faiblir (mascaret).

Un soliton est, par définition, une onde qui se propage sans se déformer dans un milieu non linéaire et dispersif. L'hypothèse de la génération de solitons dans les fibres optiques fut posée par Hasegawa [53]. Depuis, de nombreuses études ont traité de la génération de solitons dans les fibres optiques pour comprendre leurs comportements.

Le régime solitonique existe principalement en régime de propagation anormale. Les solitons sont des impulsions initialement symétriques définis par N leur ordre donné par la relation (I-12). Au cours de sa propagation, un soliton subit une réduction de sa largeur temporelle par les effets non linéaires et un étalement par les effets de dispersion. Quand le mécanisme non linéaire compense exactement l'effet de dispersion, l'impulsion conserve sa forme au cours de sa propagation. On parle alors de soliton fondamental ($N = 1$). Lorsque N est supérieur ou égal à deux, on parle de solitons d'ordre supérieur. Ils sont décrits comme correspondant à des solitons fondamentaux couplés entre eux [54]. Notons que l'ordre N d'un soliton est approximé à la décimale la plus proche.

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma \cdot P_p \cdot T_0^2}{|\beta_2|} \quad (\text{I-12})$$

Avec γ le coefficient non linéaire (développé chap.I-II-3b), β_2 troisième terme de la constante modale de propagation (développé chap.I-II-3b), P_p la puissance crête de l'impulsion, T_0 la largeur de l'impulsion, L_D la longueur de dispersion et L_{NL} la longueur non linéaire. La longueur de dispersion définit la distance de propagation à partir de laquelle les effets de dispersion ne peuvent plus être négligés (formule I-13).

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (\text{I-13})$$

La longueur non linéaire définit la longueur à partir de laquelle les effets non linéaires sont mis en jeu de manière efficace et elle s'exprime sous la formule (I-14).

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma \cdot P_p} \quad (\text{I-14})$$

La propagation de solitons dans les fibres optiques génère différents phénomènes non linéaires tels que la fission soliton, la génération d'onde dispersive et l'autodécalage fréquentiel des solitons. Ce mécanisme, fréquemment exploité pour élargir le spectre dans les sources *supercontinuum*, est détaillé dans le paragraphe suivant.

Le phénomène d'autodécalage fréquentiel des solitons (SSFS, « Soliton Self-Frequency

Shift ») résulte du recouvrement entre le spectre de l'impulsion et le spectre du gain Raman de la fibre optique [55]. Le soliton généré par l'impulsion va se décaler progressivement au cours de sa propagation en suivant l'allure du gain Raman de la fibre. Ce processus entraîne la création des longueurs d'onde hautes au détriment des longueurs d'onde basses. La figure I-7 représente l'évolution longitudinale de l'amplitude et de la position spectrale du soliton. Ces résultats sont issus d'une étude numérique effectuée pour un profil de fibre optique microstructurée [55]. Le soliton se décale progressivement, au cours de sa propagation dans la fibre, vers les basses fréquences en suivant l'allure du gain Raman de la fibre microstructurée. Cet effet non linéaire génère ainsi un élargissement spectral vers les hautes longueurs d'onde.

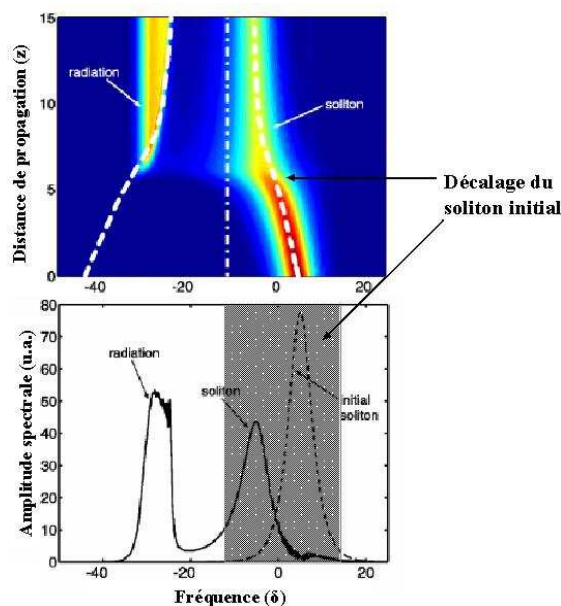


Figure I-7 : Exemple du phénomène d'autodécalage fréquentiel des solitons [55].

D'une manière générale, les effets solitoniques deviennent de plus en plus dominants dans les processus d'obtention d'élargissements spectraux, avec la réduction de la durée de l'impulsion de pompe [56-57], celle-ci étant alors plus sensible au phénomène de dispersion.

I.3. Conclusions - Seuil d'apparition des mécanismes non linéaires

La combinaison des effets non linéaires, décrits précédemment, est à l'origine des différents élargissements spectraux obtenus dans les sources *supercontinuum* fibrées. La mise en jeu de ces mécanismes non linéaires s'effectue de manière différentielle en fonction du régime temporel employé comme source d'excitation. En effet, ces effets non linéaires répondent en fonction de l'intensité appliquée sur la surface du matériau. Or celle-ci dépend

de la puissance crête délivrée par la source. Cette valeur est modulée par la fréquence de répétition et la largeur temporelle des impulsions émises par cette même source (expression (I-14)).

$$P_{crête} = \frac{P_{moy}}{f_{rép} \cdot \Delta t} \quad (\text{I-14})$$

Ainsi, chaque régime temporel de génération d'élargissements spectraux s'appuie sur une combinaison de phénomènes non linéaires propres. Ils sont décrits de manière synthétique dans les paragraphes suivants.

◆ Régime femtoseconde

Depuis la première expérience dans une fibre microstructurée par Ranka [25], le régime femtoseconde a fait l'objet de nombreuses recherches dans le domaine de la génération de sources *supercontinuum* aboutissant à des modélisations très proches des résultats expérimentaux [24, 56, 58-60]. Ces simulations numériques modélisent la propagation des impulsions de la source optique en pondérant chaque effet non linéaire entrant en jeu. Elles mettent ainsi en évidence la présence majoritaire des effets solitoniques, associés parfois avec du mélange à quatre ondes [59]. L'effet de modulation de phase croisée peut aussi être utilisé pour élargir le spectre vers les basses longueurs d'onde [27, 61]. L'automodulation de phase et la diffusion Raman sont souvent présentes en début de propagation mais ces phénomènes sont annihilés par le processus solitonique [62-63].

◆ Régime picoseconde

Le régime picoseconde fut le premier régime temporel exploité pour générer un élargissement spectral dans le domaine visible [9]. Il offre une solution intermédiaire entre impulsion courte (femtoseconde) et impulsion longue (nanoseconde) limitant ainsi les effets de dispersions inhérents aux impulsions brèves. De plus, ce régime temporel permet de travailler avec une forte puissance moyenne tout en conservant une puissance crête modérée (inférieure au seuil de dommage des surfaces des fibres optiques). L'automodulation de phase, la diffusion Raman et la modulation de phase croisée sont prioritairement observées avec une contribution dépendant de la fibre optique utilisée, avec parfois l'intervention du mélange à quatre ondes [6-8, 64-65]. L'élargissement spectral peut aussi être initié par des instabilités de modulation suivant la position du pompage impulsif [48]. Notons qu'en

régime de propagation légèrement anormal, le mécanisme non linéaire de génération de *supercontinuum* est similaire à celui observé pour des impulsions femtosecondes, avec la prédominance des effets solitoniques. Ce régime a aussi fait l'objet d'études numériques abouties.

◆ Régime nanoseconde

La première génération d'élargissements spectraux dans une fibre optique à saut d'indice a été effectuée en régime nanoseconde [12]. Ce régime d'excitation offre une sensibilité moindre aux effets de dispersion et donc le régime de propagation (normal ou anormal) a une influence plus faible sur l'utilisation des effets non linéaires [66]. Ainsi, la longueur de fibre utilisée peut dépasser des valeurs métriques sans provoquer l'éclatement des impulsions souvent observé en régime femtoseconde et picoseconde. L'utilisation d'un microlaser par Provino [4] engendra un renouveau dans la conception de sources à large bande spectrale. En effet, ce type de laser concilie compacité, coût réduit pour une puissance délivrée atteignant plusieurs dizaines de kilowatts crêtes. Le processus non linéaire débute avec l'automodulation de phase et des instabilités de modulation, suivie par le phénomène d'autodécalage Raman de soliton (en régime légèrement anormal), avec parfois l'intervention de la modulation de phase croisée [15, 27, 66-68]. L'étude numérique de ce régime a été très peu développée [25], mais fait l'objet d'intenses recherches.

◆ Régime continu

Le régime continu ne dispose plus de la puissance crête, mais présente un niveau de puissance moyenne équivalent ou supérieur à ceux des régimes impulsionsnels. Pour compenser l'absence de la forte densité spectrale de puissance injectée, ces sources *supercontinuum* nécessitent l'utilisation de plus grandes longueurs de propagation. Cependant l'avantage de ces structures réside dans leur capacité à générer des spectres à large bande spectrale possédant un niveau de densité spectrale de puissance nettement supérieur à ceux obtenus en régime impulsionsnel. Les mécanismes mis en jeu sont la génération d'instabilités de modulation suivie de l'autodécalage fréquentiel de solitons [14, 19, 69-71]. Peu d'élargissements spectraux sont réalisés dans les fibres optiques microstructurées sous ce régime temporel à cause de leurs niveaux de pertes de propagation élevés [72]. Ces sources sont principalement réalisées avec des fibres dites hautement non linéaires (HNF, « Highly

Nonlinear Fiber »), fabriquées par des méthodes classiques type MCVD par exemple.

Les sources *supercontinuum* ainsi réalisées, sont utilisées dans des dispositifs tels que des spectromètres résolus en temps [73], des tomographes optiques cohérents [1] et pour réaliser la compression d'impulsions [74].

En conclusion, chaque régime d'excitation engendre un processus non linéaire propre qui, de plus, varie en fonction de la fibre optique employée. Le choix de la source d'excitation est donc important et il doit prendre en compte les aspects spatiaux (qualité du faisceau), temporels (durée de l'impulsion, fréquence de répétition) et spectraux (longueur d'onde d'émission, largeur de la raie), mais aussi l'encombrement et le coût.

Notre domaine d'application impose un taux de répétition bas avec des durées d'impulsion longues. De plus, le dispositif visé nécessite d'être compact et à faible coût. En conséquence, un microlaser nanoseconde émettant à longueur d'onde 1064 nm sera utilisé comme source d'excitation.

D'autre part, l'impact des phénomènes non linéaires mis en jeu varie suivant les conditions de propagation au sein de la fibre optique. Les fibres optiques microstructurées apparaissent comme offrant des degrés de liberté supplémentaires par rapport aux fibres conventionnelles à saut d'indice pour générer un élargissement spectral dans le domaine visible en régime nanoseconde. En effet, actuellement l'association d'un microlaser à une fibre microstructurée constitue un dispositif simple, compact et à moindre coût pour concevoir une source *supercontinuum*.

Enfin, un autre paramètre clef, lié à la fois à la fibre optique et à la source, est le choix du régime de propagation. Pour générer un élargissement homogène de part et d'autre de la longueur d'onde de la pompe impulsionnelle à 1064 nm, le point d'annulation de la dispersion chromatique de la fibre optique doit se situer juste en-dessous de cette longueur d'onde, à savoir se positionner en régime de propagation légèrement anormal.

Le dispositif que nous voulons développer repose sur cette association, avec en plus la fonction amplification. La deuxième partie de ce chapitre est dédiée à la description des fibres microstructurées, de leurs méthodes de fabrication et de leurs propriétés.

II LES FIBRES MICROSTRUCTUREES AIR/SILICE

II.1. Présentation

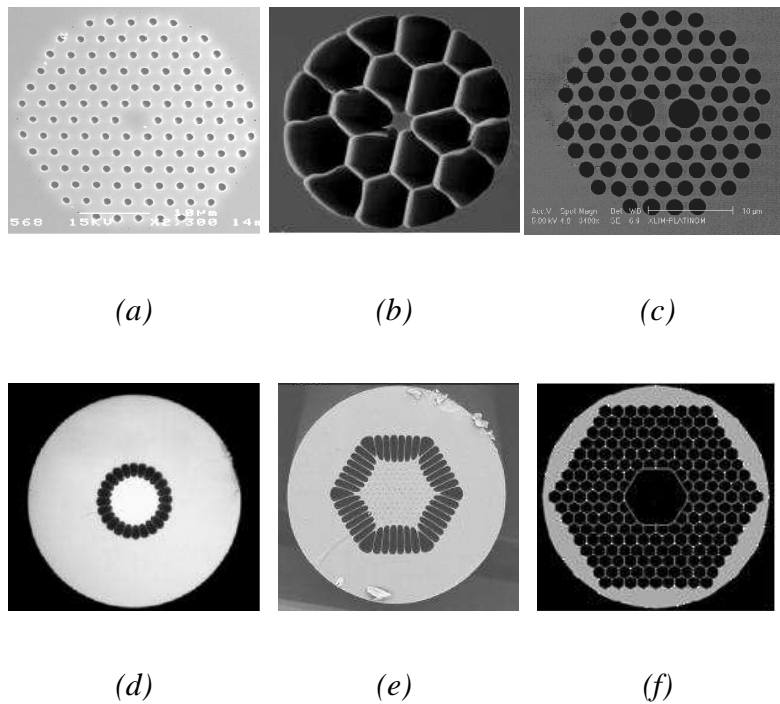


Figure I-8 : Photographies au microscope électronique à balayage de différentes fibres microstructurées.

A la fin des années 1990, le laboratoire de Southampton sous la direction P. S^t. J. Russel réalise la première fibre microstructurée air/silice présentant une structure périodique [3]. Notons que le principe de cette fibre avait déjà été proposé 20 ans auparavant par Kaiser et ses collaborateurs au sein du laboratoire Bell [75]. Leur nouvelle structure de fibre optique n'avait alors pas suscité d'intérêts au sein de la communauté scientifique à cause de son arrangement désordonné ne permettant pas une reproduction aisée du milieu guidant. La fabrication de la première fibre microstructurée air/silice à profil régulier en 1996 a suscité un véritable engouement de part ses propriétés de guidage originales. La présence des microcanaux d'air dans la gaine influence fortement la propagation du champ électromagnétique dans la mesure où les contrastes d'indice de réfraction sont beaucoup plus élevés que dans les fibres classiques. Ainsi, la maîtrise de la différence d'indice par la variation des paramètres opto-géométriques modifie la dispersion chromatique de la fibre

optique créant des fibres « infiniment monomodes » (figure I-8a [76]) ou monomodes à large cœur (figures I-8d et e [77-78]). Le fort contraste d'indice associé à un fort confinement sur des aires effectives réduites, augmente les propriétés non linéaires du cœur. Ces caractéristiques sont exploitées pour générer des harmoniques (figure I-8b [36]) ou pour créer de nouvelles sources à spectre très étendu (figure I-8c [66]). L'absence de matière dans le cœur des fibres à cœur creux crée une faible interaction lumière-matière, ce qui en fait des guides innovants pour le transport de puissance ou le transport de longueurs d'onde exotiques (IR moyen et lointain). Leurs propriétés dispersives sont, de plus, exploitées pour réaliser la compression d'impulsion (figure I-8f).

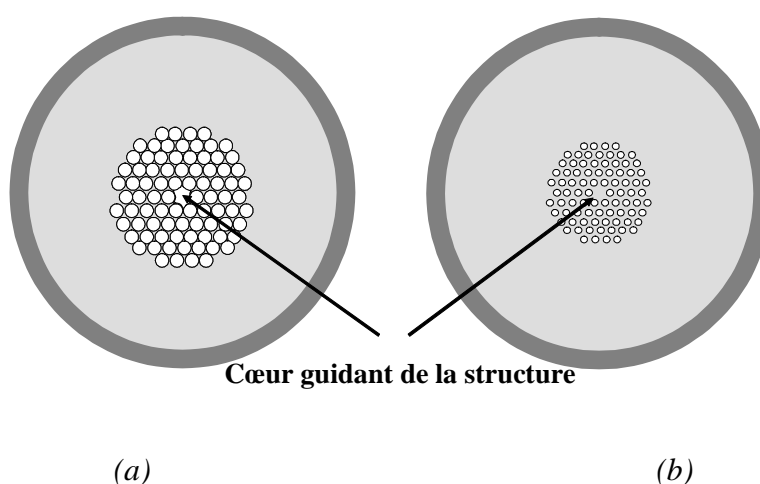


Figure I-9 : Exemple de sections transverses des deux familles de fibres microstructurées :

(a) A bande interdite photonique, avec un cœur creux.

(b) A réflexion totale interne, avec un cœur solide.

L'expression « fibre microstructurée air/silice » constitue, par conséquent, le terme générique utilisé pour représenter un guide d'onde fibré constitué d'une maille régulière de canaux d'air autour d'un cœur creux (« hollow core fiber ») ou solide (« photonic crystal fiber », « holey fiber »). Les fibres microstructurées se divisent en deux sous-familles puisque deux principes de guidage différents peuvent exister (figure I-9). La première famille recense les fibres dites à bandes interdites photoniques (« photonic band gap fiber », figure I-9a), dont la propagation guidée est basée sur la réflexion cohérente de la lumière dans la gaine périodique entourant le cœur (indice du cœur inférieur à l'indice moyen de la gaine). Le confinement de l'onde dans le cœur peut être obtenu pour tout indice de réfraction. C'est pour cela que la propagation guidée dans un cœur creux est possible. La seconde famille est

constituée des fibres guidant par réflexion totale interne modifiée (« modified total internal reflection », chap.II-II-3a, figure I-9b), dont le guidage est similaire à celui des fibres optiques conventionnelles à saut d'indice (indice du cœur supérieur à l'indice moyen de la gaine).

Pour l'application visée dans cette thèse, nous avons besoin d'un cœur combinant des propriétés non linéaires et amplificatrices. Pour permettre l'excitation du cœur actif, nous choisissons d'utiliser un pompage par la gaine. La structure à développer comprendra donc un cœur solide entouré d'une gaine microstructurée basée sur une maille triangulaire, le tout entouré d'une gaine d'air.

II.2. Méthode de fabrication

La première fabrication de fibres microstructurées air/silice en 1996 a été effectuée par une technique d'assemblage étirage, plus communément connue sous son anglicisme « stack and draw ». Avant de rentrer dans les détails de ce procédé de fabrication, il semble nécessaire d'expliquer la phase d'étirage, aussi appelée fibrage, qui consiste à étirer une fibre optique à haute température à partir d'un barreau de silice (ou d'un assemblage de barreaux) appelé préforme. Cette opération homothétique s'effectue à volume constant et normalement sans changement de géométrie entre la préforme initiale et la fibre finale. En effet, la préforme doit présenter le même profil d'indice transverse et longitudinal que la fibre optique souhaitée à un facteur homothétique près.

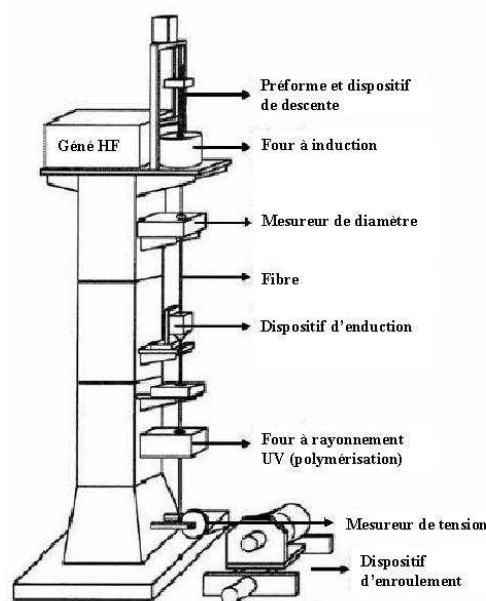


Figure I-10 : Représentation schématique d'une tour de fibrage [79].

Le fibrage consiste à augmenter localement la température de la préforme de façon à l'étirer en contrôlant les différents paramètres que sont la température, la vitesse de descente de la préforme dans le four, la tension de la fibre et la vitesse d'étirage afin d'obtenir une fibre optique aux dimensions souhaitées. Le synoptique d'une tour de fibrage est représenté figure I-10 et développé ci-après :

- le four se compose d'un noyau de graphite encerclé de spires en cuivre. L'élévation en température (2000 °C maximum) est gérée par les courants « hautes fréquences » (~ 20 kHz) conduits dans les spires, elles-mêmes refroidies par une circulation d'eau. Sa fonction est d'élever localement la température de la préforme à la température de fusion du matériau pour assurer son étirage.
- le système de descente permet l'insertion à vitesse régulière des préformes (quelques mm ou cm/minute) sans vibrations parasites au centre du four pour assurer un chauffage progressif.
- un dispositif de mesure sans contact (par diffraction) donne accès à la valeur du diamètre externe de la fibre pendant le processus de fibrage.
- le dispositif d'enduction dépose sur la fibre en silice, refroidie naturellement pendant sa descente, une résine polymérisable aux ultraviolets pour garantir la protection mécanique de la fibre et, dans certain cas, le guidage optique d'une partie du rayonnement (notion de résine à bas ou haut indice).
- le four à rayonnements ultraviolets réalise la polymérisation du revêtement de protection.
- un dispositif de mesure de la tension mécanique permet de connaître, au cours du fibrage, la tension exercée sur la fibre par le dispositif de traction (cabestan).
- le cabestan permet l'ajustement du diamètre externe de la fibre en lui imposant une vitesse de traction liée à la vitesse de rotation du tambour (quelques dizaines ou centaines m/minutes).

Les fonctions de traction et d'enroulement peuvent être dissociées ou non selon les équipements.

La fabrication des fibres optiques microstructurées air/silice à cœur solide nous intéresse plus particulièrement. Le procédé de fabrication de ces fibres, commun à de

nombreuses plateformes de fabrication de fibres, se divise en deux principales étapes. La première de ces deux étapes consiste à réaliser la microstructure. Dans ce but, des capillaires de silice à bord plus ou moins épais, selon la fraction d'air désirée dans la préforme finale, sont assemblés dans un tube de maintien. Le cœur de la structure est réalisé en remplaçant un (ou plusieurs) capillaire(s) dans l'arrangement par une baguette de silice de même diamètre dont la composition chimique est adaptée à l'application visée (silice pure ou silice dopée). L'ensemble obtenu constitue la préforme 1 (figure I-11). Cette préforme peut subir une seule phase d'étirage pour obtenir directement une fibre optique de diamètre compris entre 100 et 500 μm . Cependant, cette méthode ne permet généralement pas d'accéder à un pas (taille du motif) inférieur à 10 μm , du fait du rapport de réduction imposé par la tour de fibrage. Pour accéder à un motif plus petit, la préforme 1 subit alors deux phases d'étirage. La première phase fournit une canne millimétrée de diamètre externe millimétrique (2 à 5 mm). Cette canne est ensuite manchonnée dans un nouveau tube de silice à bord épais pour former la préforme 2 de diamètre externe avoisinant la dizaine de millimètres. Cet ajout de matière autour de la canne millimétrée permet d'augmenter le rapport d'étirage et ainsi d'obtenir une fibre microstructurée aux dimensions souhaitées, soit un diamètre externe de cent à quelques centaines de micromètres et un pas Λ de l'ordre du micromètre.

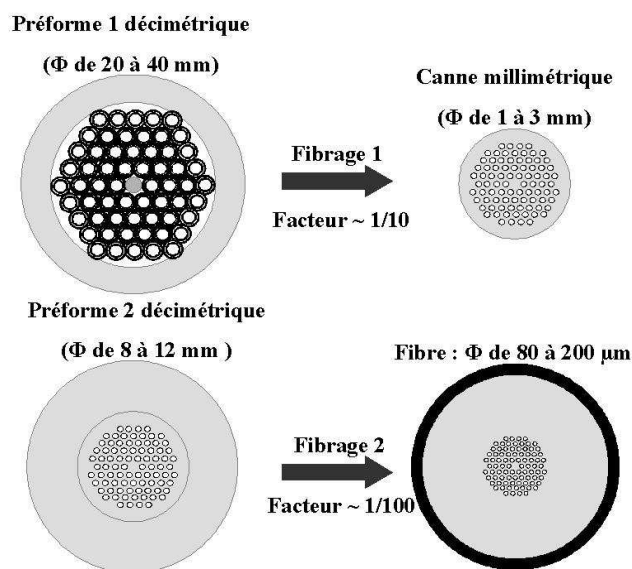


Figure I-11 : Représentation schématique des deux étapes de fibrage des fibres microstructurées.

Lors du premier essai en 1996, les capillaires utilisés pour réaliser l'arrangement étaient hexagonaux pour éliminer les trous interstitiels. Aujourd'hui ce procédé de fabrication a bien

évolué et désormais les capillaires sont circulaires et les interstices sont supprimés en appliquant une différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur des capillaires durant l'étirage de la préforme.

Les fibres optiques microstructurées à gaine d'air, permettant d'améliorer les performances en terme d'injection et guidage de pompe multimode dans un dispositif amplificateur ou laser, sont obtenues par le même processus de fabrication. Lors de la conception de la préforme 1 ou 2, une couronne de tubes de silice à bords très minces est disposée en périphérie de ce qui constituera la gaine interne (figure I-12). Cette couronne tiendra lieu de gaine d'air dans la structure finale [77, 80-81].

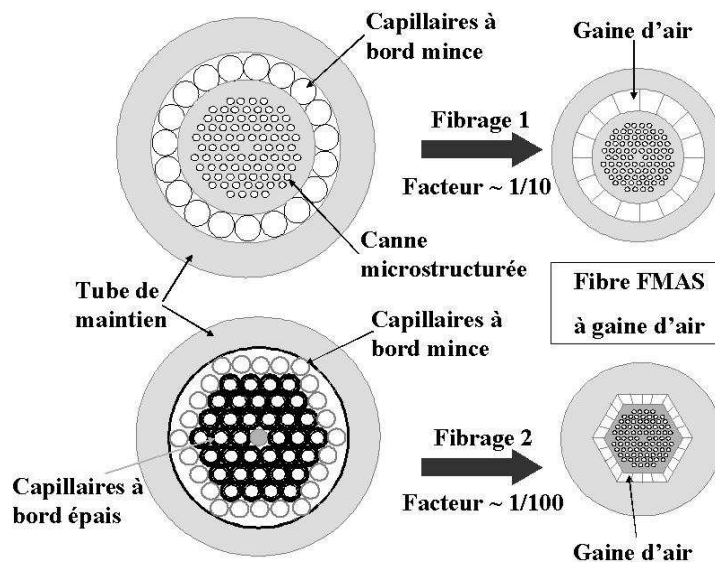


Figure I-12 : Représentation schématique des processus de montage d'une gaine d'air au tour d'une préforme de fibre microstructurée air/silice (FMAS).

Notons que les gaines d'air sont principalement à symétrie de $\pi/3$, mais il est aussi possible de les réaliser dans une géométrie différente, par exemple rectangulaire [82].

II.3. Les fibres microstructurées air/silice

II.3.a. Principe du guidage par réflexion totale interne modifiée

Une fibre optique est caractérisée par une section transverse invariante suivant la direction de propagation. Elle se compose d'au moins trois milieux d'indice de réfraction différents (figure I-13) :

- un guide central, appelé cœur, qui sert de milieu guidant.
- une gaine optique assurant le confinement optique dans le cœur.
- une gaine polymère qui protège l'ensemble des contraintes mécaniques et qui élimine aussi les rayonnements non guidés.

La différence d'indice entre le cœur et la gaine optique assure le guidage du rayonnement par réflexion totale interne. En ce qui concerne les fibres microstructurées air/silice, l'interface cœur-gaine n'existe pas physiquement (figure I-13) et la gaine microstructurée ne présente pas un indice de réfraction homogène. En effet, l'indice de réfraction de la gaine microstructurée dépend de sa géométrie, c'est-à-dire de la distance entre les trous d'air (pas Λ) et de leur diamètre d . La propagation du rayonnement relève alors d'une propagation par réflexion totale interne dite « modifiée ».

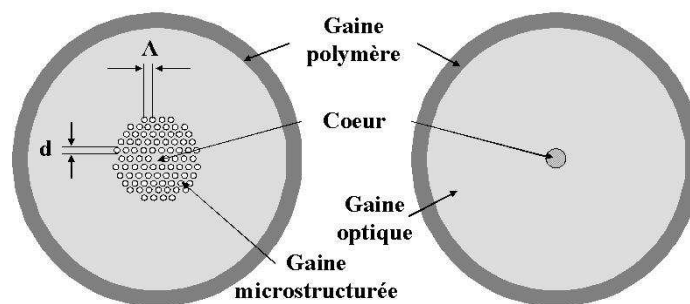


Figure I-13 : Illustration d'une fibre optique conventionnelle à saut d'indice et d'une fibre microstructurée.

De plus, la propagation guidée régit par la réflexion totale interne modifiée diffère du guidage par réflexion totale interne classique du fait de la dépendance inusuelle de l'indice de réfraction équivalent du milieu structuré à la longueur d'onde guidée. Comme pour un matériau homogène transparent dont l'indice est déduit de la vitesse de propagation d'une onde plane dans ce matériau ($n = c/v$), l'indice équivalent du milieu microstructuré est calculé comme l'indice effectif du mode fondamental (n_{eff} le plus élevé) pouvant se propager dans ce milieu supposé infini. Cet indice, couramment appelé n_{SFM} (« Fundamental Space Filling Mode » [83-84]), est déterminé par le calcul du mode fondamental de gaine. Dès lors nous pouvons représenter la propagation guidée par les lois traditionnelles de Snell-Descartes, en remplaçant l'indice de réfraction de la gaine optique par l'indice n_{SFM} .

II.3.b. Les propriétés des fibres microstructurées air/silice

◆ La longueur d'onde de coupure (notion de population modale)

La longueur d'onde de coupure représente la plus haute longueur d'onde en dessous de laquelle la fibre optique n'est plus monomode. La modification des paramètres opto-géométriques des fibres microstructurées permet d'obtenir l'établissement d'une propagation unimodale transverse sur quasiment l'ensemble de la bande de transparence de la silice, caractéristique jamais atteinte dans les fibres conventionnelles. On parle alors de fibre infiniment monomode (« endlessly single mode »). Cette propriété originale des fibres microstructurées air/silice a été présentée pour la première fois par l'équipe de Birks en 1997 [76]. La notion de population modale est définie par la fréquence spatiale normalisée (expression (I-15)).

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_c^2 - n_{SFM}^2} \quad (\text{I-15})$$

Avec a le rayon de cœur de la fibre optique, λ la longueur d'onde, n_c l'indice de réfraction du cœur à λ et n_{SFM} l'indice équivalent de la gaine à λ .

Notons que dans une fibre microstructurées air/silice, la détermination du rayon du cœur a n'étant pas immédiate, la valeur choisie influence les critères de décompte des modes. Deux écoles coexistent. La première considère le rayon du cœur a comme étant égal à la période Λ du cristal photonique [76]. Dans ce cas, la fréquence normalisée de coupure du deuxième mode de la fibre microstructurée est supérieure à celle d'une fibre à saut d'indice classique ($V_{c_0} = 2,405$). Cette fréquence de coupure a été évaluée à environ 4,1. D'autres préfèrent définir le rayon de cœur équivalent, comme étant égal à $0,64 \cdot \Lambda$ [85]. La fréquence de coupure du second mode est alors identique à celle d'une fibre à saut d'indice standard, c'est-à-dire 2,405.

La longueur d'onde de coupure est directement liée aux grandeurs d et Λ de la microstructure de la fibre optique [86]. L'étude de la relation entre ces paramètres opto-géométriques et le comportement modal a abouti à la réalisation d'abaques, nommées « diagrammes de phase » (figure I-14). Ici encore, différentes approches ont été utilisées. La première développée par Mortensen détermine la limite du guidage infiniment monomode en observant l'évolution de l'aire effective modale du second mode en fonction de la longueur

d'onde [87-89]. La seconde, réalisée par Kuhlmeiy, s'appuie sur l'étude du second mode dont le comportement subit un changement important lors de la transition du régime monomode et multimode [90]. Cette modification a été étudiée à travers les calculs numériques des pertes et de l'aire effective en fonction de la structure géométrique.

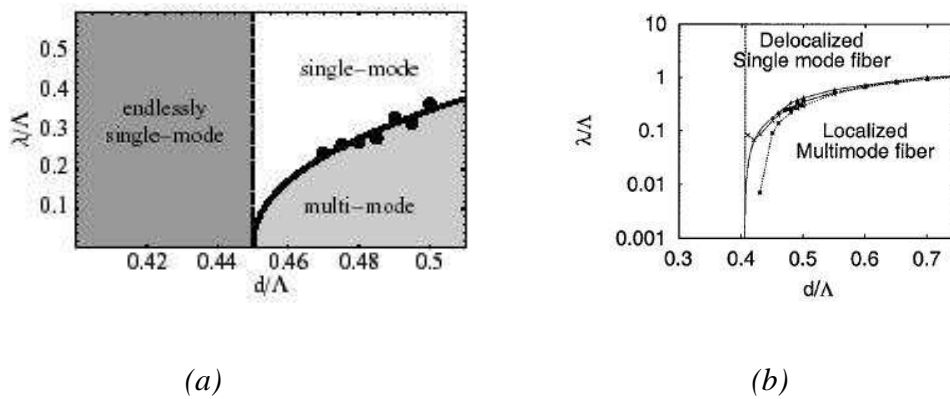


Figure I-14 : Diagrammes de phase établis par :

(a) Mortensen [87].

(b) Kuhlmeiy [90].

Ces diagrammes permettent de connaître rapidement à partir des paramètres géométriques de la fibre microstructurée (d et Λ) et de la longueur d'onde de travail si la fibre sera multimode, monomode, voire infiniment monomode. Notons que la transition entre guidage monomode ou multimode est plus lisible sur le diagramme établi par Mortensen. Ces abaques permettent, en fonction de l'application visée (largeur de bande spectrale utile), de déterminer en un moindre temps, la fibre microstructurée qui sera la plus performante pour un pas Λ donné.

◆ La dispersion chromatique

Le phénomène de dispersion au sein d'une fibre optique se décompose en trois phénomènes :

- la dispersion chromatique dépendant, elle-même de :
 - la dispersion du matériau, qui varie selon la composition chimique du cœur (impact des dopants [91]).

- la dispersion du guide, qui varie suivant les paramètres géométriques (diamètre du cœur, de la gaine, profil d'indice... [92]).
- la dispersion de polarisation, liée à la levée de dégénérescence des modes guidés dans le cœur (en présence de contrainte de forme, courbures,...).
- la dispersion intermodale, qui augmente avec le nombre de modes guidés.

Les mécanismes associés à ces différentes dispersions sont brièvement développés dans l'annexe I. Notre étude se concentrera plus particulièrement sur la dispersion chromatique. Le phénomène de dispersion chromatique se manifeste au cours de la propagation d'une impulsion dans les fibres optiques par un étalement temporel de cette même impulsion. Dans une fibre optique, l'ensemble des longueurs d'onde définissant l'enveloppe de l'impulsion se déplace à la vitesse de groupe v_g , définie par $v_g = \frac{1}{\beta_1}$. β_1 est le second terme de la constante modale de propagation β décomposée en série de Taylor donnée formule (I-16).

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1 \cdot (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \cdot \beta_2 \cdot (\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (\text{I-16})$$

$$\text{Avec } \beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad \text{avec } m = 1, 2, \dots, \quad \omega = \frac{2\pi \cdot c}{\lambda} \quad \text{et} \quad \omega_0 = \frac{2\pi \cdot n \cdot c_0}{\lambda_0}.$$

Cette constante β_1 est aussi définie par la relation (I-17).

$$\beta_1 = \frac{1}{c} \cdot \left[n + \omega \cdot \frac{dn}{d\omega} \right] = \frac{1}{v_g} \quad (\text{I-17})$$

Au cours de sa propagation, l'impulsion subit un élargissement spectral dû à la différence de vitesse de propagation de chaque longueur d'onde la composant. Chaque longueur d'onde évolue avec une vitesse propre, appelée vitesse de phase. L'élargissement subit par l'impulsion est donné par β_2 (expression (I-18) [28]).

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left[2 \cdot \frac{dn}{d\omega} + \omega \cdot \frac{d^2 n}{d\omega^2} \right] = \frac{\omega}{c} \cdot \frac{d^2 n}{d\omega^2} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \cdot \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (\text{I-18})$$

Finalement la dispersion chromatique s'exprime par la relation (I-19).

$$D_{chrom} = -\frac{\lambda}{c} \cdot \frac{d^2 n_e}{d\lambda^2} \quad (\text{ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})) \quad (\text{I-19})$$

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

La gaine des fibres microstructurées apporte un degré de liberté supplémentaire vis-à-vis des fibres conventionnelles à saut d'indice dans la recherche de profils de fibres présentant des courbes de dispersion chromatique originales. En 1998, Mogilevtsev démontre à travers une étude numérique la possibilité d'agir directement sur la dispersion du guide et ainsi de modifier la dispersion chromatique de la fibre optique conçue par une simple variation des paramètres opto-géométriques d et Λ de la fibre microstructurée air/silice [93]. Cette caractéristique propre aux fibres optiques structurées a alors fait l'objet de nombreuses recherches pour paramétrer l'influence des paramètres d , Λ et N (le nombre de couche de trous) sur l'allure de la courbe de dispersion [85, 92, 94-96]. La microstructuration de la gaine dans ces fibres introduit une augmentation de l'influence de la dispersion du guide dans l'expression de la dispersion chromatique. Ainsi une variation du diamètre d (figure I-15 a) ou du pas Λ (figure I-15 b) ou encore de N (figure I-15 c) influence de manière considérable l'allure de la courbe de dispersion chromatique.

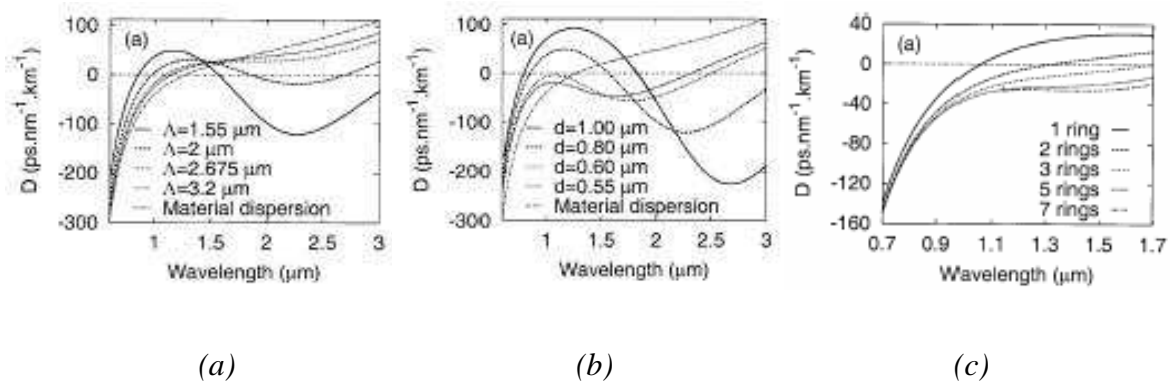


Figure I-15 : Evolution de la courbe de dispersion chromatique [93] :

(a) Variation du pas Λ pour $d = 0,8 \mu\text{m}$.

(b) Variation de d pour $\Lambda = 1,55 \mu\text{m}$.

(c) Variation de N pour $\Lambda = 20 \mu\text{m}$ et $d = 0,5 \mu\text{m}$.

Par conséquent, la possibilité d'obtenir de nouveaux profils de courbes de dispersion chromatique a intéressé de nombreux laboratoires de recherche [97-99]. De nouvelles fibres microstructurées ont vu le jour avec :

- une longueur de dispersion nulle décalée vers les basses longueurs d'onde [25].

- une dispersion plate autour du point d'annulation de la dispersion chromatique [6].
- deux points d'annulation de la dispersion chromatique [100].
- un décalage dégressif de la position du point d'annulation de la dispersion chromatique (« taper » [7-8]).

♦ **Le coefficient non linéaire (confinement du champ)**

Le coefficient non linéaire permet d'évaluer la réponse non linéaire d'un tronçon de fibre pour une excitation donnée. Plus ce coefficient est élevé, plus la fibre sera considérée comme non linéaire, c'est-à-dire susceptible de favoriser la présence de conversions de fréquence. Son expression est donnée par la relation (I-20) [28].

$$\gamma = \frac{2\pi.n_2}{\lambda.A_{eff}} \quad \text{en (m.W)}^{-1} \quad \text{(I-20)}$$

Où n_2 correspond à l'indice de réfraction non linéaire du matériau ($\sim 2,6.10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ pour la silice pure). A_{eff} est l'aire effective du mode se propageant dans le guide, calculée par l'équation (I-21) à partir de la distribution transverse du champ électrique $E(x, y)$.

$$A_{eff} = \frac{\left[\int \int_{-\infty}^{\infty} |E(x, y)|^2 dx dy \right]^2}{\int \int_{-\infty}^{\infty} |E(x, y)|^4 dx dy} \quad \text{(I-21)}$$

Ce dernier paramètre est très fortement modifié dans les fibres microstructurées. En effet, la configuration géométrique de fibres microstructurées à fortes fractions d'air (espacement faible entre les trous et/ou des trous de grandes dimensions) permet d'obtenir un fort confinement du champ sur une faible surface de cœur. L'aire effective du mode fondamental peut être de l'ordre de 2 à 4 μm^2 sur la bande de transparence de la silice (valeur moyenne de 80 μm^2 dans les fibres optiques conventionnelles). Ainsi, la valeur du coefficient γ atteint des valeurs très élevées comparées à celles mesurées dans les fibres conventionnelles (40 (km.W)⁻¹ [28, 101]). Notons que ce coefficient peut atteindre des valeurs nettement supérieures dans des fibres en chalcogénure (4,4 (km.W)⁻¹ pour un cœur de diamètre 160 μm à 1064 nm [102]) ou en tellure (47,8 (km.W)⁻¹ pour un cœur de 7 μm^2 à 1550 nm [103]).

◆ La biréfringence

Sous conditions idéales, à savoir une fibre optique à géométrie circulaire parfaite et conçue avec un matériau isotrope, les modes électromagnétiques de polarisation sont dit dégénérés (même valeur d'indice effectif) mais ils ne peuvent pas être couplés. Cependant en pratique, de petits défauts dans la géométrie ou de petites fluctuations dans l'anisotropie du matériau entraînent une levée de dégénérescence des modes guidés. Ce phénomène se traduit par une différence de la valeur de la constante de propagation modale β pour les deux modes de polarisation. Cette propriété est associée à la notion de biréfringence modale (ou de phase), qui s'exprime par la différence d'indice effectif des deux modes de polarisation du mode fondamental (expression (I-22)). L'axe le long duquel l'indice effectif du mode de polarisation est le plus petit est appelé axe rapide, puisque sa vitesse de phase est plus grande. Pour la même raison, l'axe dont l'indice effectif est plus grand est appelé axe lent.

$$b = \frac{|\beta_{M1} - \beta_{M2}|}{k_0} = |n_{eff1} - n_{eff2}| \quad (I-22)$$

Avec β_{M1} et β_{M2} les constantes de propagations respectivement des modes de polarisation 1 et 2, et k_0 le module du vecteur d'onde dans le vide.

Les fibres microstructurées air/silice présentent fréquemment une biréfringence importante mais non contrôlée liée aux imperfections de la géométrie de la structure composant la gaine microstructurée [104]. On parle alors de biréfringence de forme. La possibilité de modifier la taille de certains trous de la première couronne permet de contrôler la forme du cœur et donc la valeur de la biréfringence [105]. Plusieurs études [106-107] ont montré ce potentiel avec la réalisation de fibres microstructurées à biréfringence de phase de l'ordre de $3,7 \cdot 10^{-3}$ à 1540 nm [108]. Rappelons que les plus fortes valeurs de biréfringences de phase obtenues dans les fibres conventionnelles (nommées « panda » ou « bow-tie ») atteignent seulement $2 \cdot 10^{-4}$ à 1550 nm [28].

II.3.c. Pertes et atténuations

Les pertes (ou atténuations) provoquent la diminution de la puissance optique transmise à travers un guide. Elles se mesurent par la différence entre la puissance injectée P_i et la puissance en sortie P_s (exprimées en dBm). On définit le coefficient d'atténuation linéique

α par l'expression (I-23).

$$\alpha = \frac{10}{L} \log\left(\frac{P_i}{P_s}\right) \quad (\text{I-23})$$

Avec L la longueur de fibre, et P_i et P_s exprimés en mW.

D'une manière générale, les pertes linéaires de transmission dans les fibres optiques en silice sont classées en quatre catégories [109] :

- les mécanismes de pertes intrinsèques au matériau (la silice pure ou dopée).
- l'absorption par présences d'impuretés.
- les imperfections structurales.
- les pertes de confinement, cas particulier des BIP et RTI modifiées.

La figure I-16 représente l'évolution spectrale des pertes dans la silice pure.

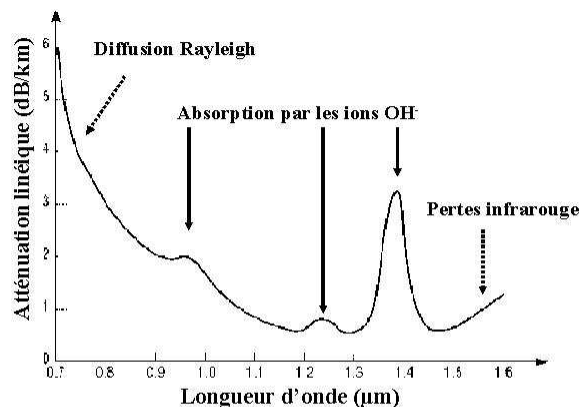


Figure I-16 : Evolution spectrale typique des pertes engendrées par la silice.

◆ Mécanismes de pertes intrinsèques

Les pertes intrinsèques sont liées à trois phénomènes principaux. Le premier phénomène correspond à l'absorption des rayonnements infrarouges particulièrement intenses par le couple moléculaire Si-O (dans les bandes spectrales larges centrées à 9 μm, 12,5 μm et 21 μm). Le second phénomène est l'absorption des rayonnements ultraviolets de 160 nm à 1 μm. Enfin le troisième, et plus connu, est la diffusion Rayleigh. Tous les milieux ont une fluctuation de densité spatiale intrinsèque. Dans le cas des verres, cette fluctuation est produite pendant sa phase de solidification. Ce changement de densité cause une variation de

l'indice de réfraction et en conséquence provoque la diffusion Rayleigh. Plus la longueur d'onde augmente, plus l'impact des fluctuations diminue. La diffusion Rayleigh diminue donc avec l'augmentation de la longueur d'onde.

◆ **Absorptions par présence d'impuretés**

La présence du groupe hydroxyde (OH) dans le milieu génère principalement ces pertes. La vibration moléculaire fondamentale du groupe OH présente un pic d'absorption à 2,5 μm , mais elle présente également un second et troisième harmonique respectivement à 1,38 μm et 0,95 μm . Pour supprimer l'absorption du second pic, la composition en eau du matériau doit être inférieure à 10 ppb. Notons l'observation d'autres absorptions liées aux transitions métalliques (Cr, Mn, Co, Fe, Ni, Cu et V). Les effets de V et Cr prédominent pour des longueurs d'onde supérieures à 0,8 μm . Cependant, dans les nouvelles fibres optiques en silice, cette absorption est quasi-nulle. En effet l'amélioration de la composition chimique des verres obtenus par l'utilisation de four à induction ou à plasma, à la place des chalumeaux lors de la synthèse, conduit à une forte réduction du taux en impureté.

◆ **Imperfections structurelles**

Pendant le fibrage, les dimensions de l'interface cœur-gaine fluctuent du fait des modifications de pression et des vibrations environnantes. De plus, l'écoulement du matériau pendant la phase d'étirage crée des rugosités de surface. Ces imperfections provoquent des pertes supplémentaires. Pour les fibres à saut d'indice, les fluctuations sont engendrées par la non uniformité du niveau de dopage du cœur et par les faibles inhomogénéités du rayon du cœur. Dans le cas des fibres microstructurées, le procédé de fabrication crée des rugosités aux interfaces air/silice. Ces imperfections structurelles introduisent l'apparition de phénomènes de diffusion, provoquant des couplages entre modes de cœur et modes de gaine [104], ainsi qu'une fluctuation de la position de la longueur d'onde nulle de dispersion chromatique plus ou moins forte suivant la maîtrise du procédé de fabrication.

◆ **Pertes de confinement**

La microstructuration de la gaine optique génère des pertes supplémentaires. Le nombre fini de couches de trous formant la gaine limite le confinement du champ dans le cœur et provoque une fuite régulière du rayonnement au cours de sa propagation [94, 96, 110].

Les nombreuses améliorations technologiques permirent de diminuer les pertes dans les fibres optiques microstructurée avec un record atteint de 0,18 dB/km (figure I-17).

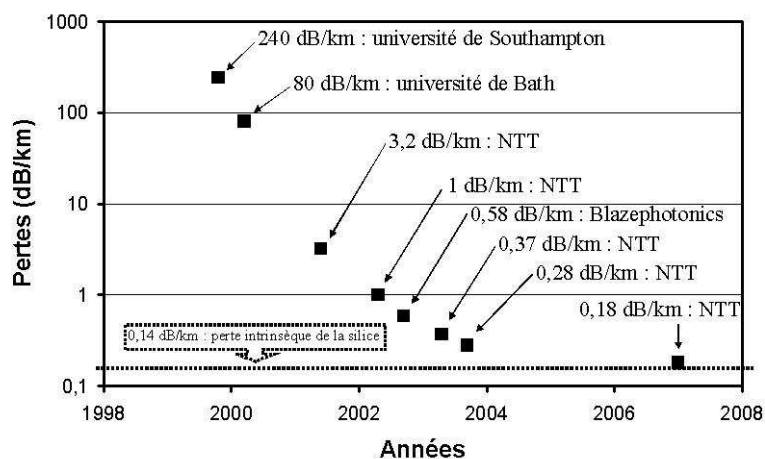


Figure I-17 : Progrès dans la réduction des pertes dans les fibres microstructurées.

II.3.d. Conclusions sur les fibres microstructurées air/silice

Nous venons de présenter les principales caractéristiques des fibres optiques microstructurées air/silice par rapport aux fibres conventionnelles. La microstructuration de la gaine offre de nombreux degrés de liberté lors de la conception de la fibre, ce qui a amené un véritable essor dans le domaine de la création de sources *supercontinuum* et ce pour trois principales raisons.

Tout d'abord, ces profils de fibres présentent une différence d'indice cœur-gaine élevée qui engendre une forte ouverture numérique avec des dimensions de cœur réduites (2 à 4 μm de diamètre). L'association de ces deux paramètres crée un fort confinement et favorise l'obtention de coefficients non linéaires élevés (supérieurs à ceux obtenus dans les fibres conventionnelles [111]). Cette propriété assure une exploitation efficace des mécanismes non linéaires dans le cœur, nécessaires pour obtenir un élargissement spectral.

Ensuite, la biréfringence peut être fortement exacerbée dans ces structures par un assemblage judicieux de capillaires d'épaisseurs différentes. Or, la biréfringence peut amener un degré de liberté supplémentaire dans l'installation des conversions de fréquences basées sur des effets paramétriques [64, 112].

Enfin, les fibres microstructurées offrent la possibilité de gérer la dispersion

chromatique de manière inédite. En effet, la variation des paramètres opto-géométriques d et Λ permet de modéliser simplement un profil de dispersion chromatique recherché. Or, le profil de dispersion et principalement la position du point d'annulation de la dispersion chromatique changent radicalement les phénomènes non linéaires mis en jeu dans un processus d'élargissement spectral. Par exemple, la possibilité de descendre la position du point d'annulation de la dispersion chromatique vers les basses longueurs d'onde a permis d'élargir le spectre dans le domaine bleu-ultraviolet, domaine jusqu'ici jamais atteint dans les fibres conventionnelles [3].

Ces nouvelles structures de fibres optiques ont permis d'étendre les méthodes de génération des sources à large bande spectrale. Cependant, les sources créées émettent de faibles densités spectrales de puissance (DSP). Pour améliorer les systèmes existants, notamment en terme de DSP, nous proposons d'évaluer l'apport d'un milieu amplificateur dans le cœur d'une fibre microstructurée pour entretenir, voir amplifier le niveau de puissance de la pompe impulsionnelle à l'origine des effets non linéaires. Dans ce but, la structure de la fibre optique à concevoir devra être modifiée afin de réaliser simultanément sous pompage impulsionnelle les conversions fréquentielles vers une large bande spectrale (préférentiellement dans le domaine visible) dans le cœur et l'amplification de cette pompe impulsionnelle sous pompage continu. La troisième partie de ce premier chapitre concerne donc la description du phénomène d'amplification optique et la description de son intégration dans la fibre optique proposée.

III L'AMPLIFICATION OPTIQUE DANS LES FIBRES OPTIQUES DOPEES AUX IONS DE TERRES RARES

III.1. Introduction

La troisième partie de ce chapitre est consacrée à l'explication du phénomène d'amplification que nous souhaitons générer dans le cœur de notre fibre optique non linéaire. Nous introduisons dans un premier temps la notion d'amplification optique, puis nous poursuivons par l'explication des méthodes de fabrication des préformes dopées. Nous traitons ensuite des terres rares constituant les dopants des fibres amplificatrices et plus particulièrement de l'ion ytterbium qui est utilisé dans nos fabrications. Enfin nous terminons sur les différentes géométries de fibres optiques permettant de guider le rayonnement de la pompe continue nécessaire à l'obtention du phénomène d'amplification.

III.2. Notion d'amplification optique

III.2.a. Principe de fonctionnement

De façon simplifiée, nous considérons que les électrons d'un atome sont disposés sur différents niveaux d'énergie. L'écart entre chaque niveau correspond à l'énergie nécessaire pour qu'un électron passe d'un niveau inférieur vers un niveau supérieur dit excité (figure I-18). Les électrons peuvent ainsi passer sur des niveaux d'énergie plus élevés s'ils reçoivent l'énergie correspondant exactement à l'écart $\Delta E = E_{haut} - E_{bas}$ entre les niveaux d'énergie « haut » et « bas ». L'atome est alors considéré comme étant « excité ». Cet état étant instable, l'atome revient à son état fondamental au bout d'un temps τ propre au niveau d'énergie considéré. Au cours de cette désexcitation, le transfert d'énergie s'effectue soit sous la forme de l'émission d'un phonon, soit sous la forme d'un photon. La transition est alors qualifiée respectivement de « non radiative » et de « radiative ». Dans ce dernier cas, la longueur d'onde d'émission du photon, donnée par la relation (I-23), dépend directement de la différence entre les niveaux d'énergie considérés.

$$\Delta E = \frac{h.c}{\lambda} \quad (\text{I-23})$$

Avec h la constante de Planck ($6,626 \cdot 10^{-34}$ J.s), c la célérité de la lumière et λ la longueur d'onde.

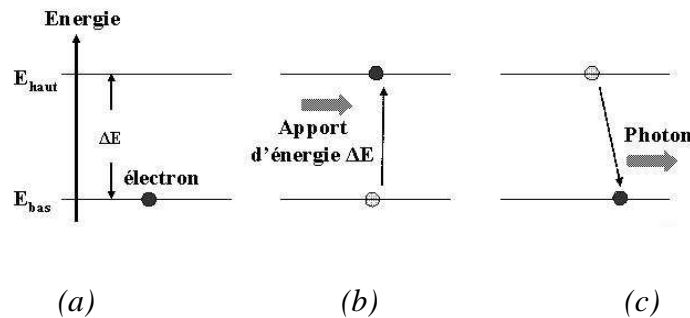


Figure I-18 : Représentation schématique des transitions radiatives :

(a) Etat fondamental stable.

(b) Etat excité instable (absorption d'un photon).

(c) Désexcitation radiative de l'atome (émission d'un photon).

III.2.b. De l'émission spontanée vers l'émission stimulée

Le phénomène d'émission se réalise de manière aléatoire, créant un photon dont la direction, la phase et la polarisation sont aléatoires (figure I-19a). Seule sa longueur d'onde d'émission est définie par la différence entre les niveaux d'énergie mis en jeu. Ce mécanisme est qualifié d'émission spontanée. Notons que la désexcitation de l'atome n'est pas immédiate puisque chaque niveau d'énergie possède une durée de vie τ propre, correspondant au temps au bout duquel la population des ions excités sur le niveau considéré est divisée par e ($\approx 2,3$) après suppression de l'excitation. Or, la théorie quantique montre que l'interaction entre un photon d'énergie ΔE et un ion excité provoque la désexcitation de l'ion et génère un photon dont les caractéristiques sont identiques en énergie, direction, phase et polarisation au photon incident. Ce phénomène est appelé émission stimulée (figure I-19b). La découverte de l'émission stimulée (1917) fut exploitée pour augmenter la luminescence émise par les sources optiques. C'est ainsi que sont nés les dispositifs amplificateurs (1930) et les lasers (1950).

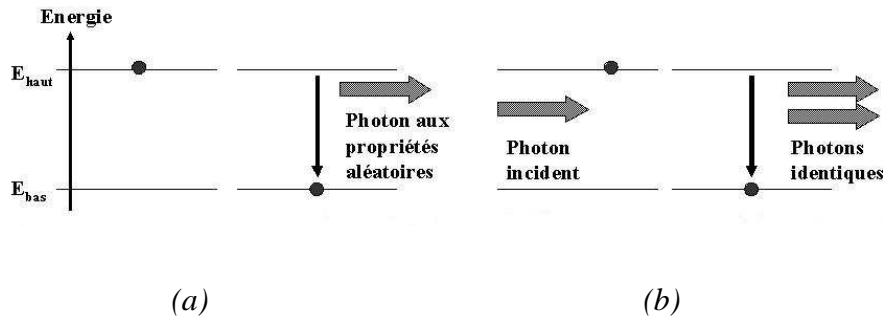


Figure I-19 : Représentation schématique :

(a) De l'émission spontanée (phénomène aléatoire).

(b) De l'émission stimulée (phénomène déterministe).

III.2.c. Inversion de population et pompage

L'amplification optique s'accomplit en combinant l'excitation des ions par un rayonnement lumineux dit de « pompe » et la désexcitation de ces mêmes ions par un rayonnement dit « signal ». Ainsi, l'amplification du signal s'exécute lorsqu'un photon signal provoque la désexcitation de l'ion préalablement excité. La bonne réalisation de ce phénomène nécessite deux conditions préalables :

- une excitation efficace des ions par le rayonnement de pompe (la quantité d'ions excités doit être supérieure à celle des ions non excités).
- une durée de vie τ de l'ion excité suffisamment grande pour assurer l'interaction avec un photon signal.

L'absence de la première condition conduit à un système comprenant un nombre d'ions non excités supérieur au nombre d'ions excités. Les photons « signal » ont alors plus de chance d'être absorbés que de générer l'émission stimulée d'un second photon, inhibant ainsi le processus d'amplification. L'absence de la seconde condition rend impossible l'émission stimulée recherchée, puisque si la durée de vie de l'état excité est trop faible, l'interaction ion-photon incident n'a pas le temps de se réaliser favorisant alors le phénomène d'émission spontanée. Le système génère alors un bruit continu.

Le processus d'amplification optique (figure I-20) met en jeu au moins trois niveaux d'énergie : le niveau fondamental stable (E_{stable}), un niveau excité instable ($E_{instable}$) et un

niveau intermédiaire métastable ($E_{\text{métastable}}$). La désexcitation spontanée de l'ion du niveau instable vers le niveau métastable s'opère par une transition non radiative (*tnr*). Notons l'existence dans certains systèmes, d'un quatrième niveau instable entre le niveau métastable et le niveau fondamental. Dans les deux cas, le niveau d'énergie, correspondant à l'état excité de l'ion par absorption de l'énergie apportée par la pompe, a une durée de vie très faible, souvent négligée. La durée de vie de l'électron sur l'état métastable est plus longue (quelques microsecondes à quelques millisecondes selon les ions), permettant l'interaction ion-photon nécessaire au processus d'amplification optique. Dans le cas d'un système à trois niveaux d'énergie, la transition radiative s'opère entre le niveau métastable et le niveau fondamental. Dans un tel système, la notion d'inversion de population est très importante puisqu'en son absence, le signal a une forte probabilité d'être réabsorbé, condamnant le bon déroulement du processus d'amplification. Par contre, dans un système à quatre niveaux d'énergie, la transition radiative s'effectue entre le niveau métastable et un niveau instable immédiatement supérieur au niveau fondamental. Ce niveau d'énergie intermédiaire dissocie l'absorption de l'émission et il exclut, ainsi, toute réabsorption néfaste du signal lors du processus d'amplification.

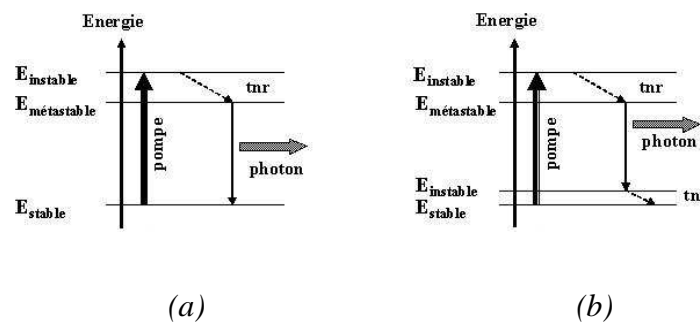


Figure I-20 : Représentation schématique des systèmes d'amplification à :

(a) Trois niveaux d'énergie.

(b) Quatre niveaux d'énergie.

Dans le cas particulier qui nous intéresse, le signal à amplifier est à 1064 nm. Les ions de terres rares permettant d'amplifier ce signal sont le néodyme (Nd^{3+}) et l'ytterbium (Yb^{3+}). La suite de ce chapitre décrit les ions de terres rares à travers leurs propriétés et leurs insertions dans une matrice de silice au cours de la fabrication des fibres optiques.

Ensuite, l'inclusion d'un ion dans une matrice hôte, qu'elle soit cristalline ou vitreuse, provoque l'établissement d'un champ électrique permanent, dit « champ cristallin » occasionnant une levée de dégénérescence des niveaux de valence, c'est l'effet Stark (figure I-22). Cet éclatement des niveaux fondamentaux en sous niveaux Stark entraîne une augmentation du nombre de transitions possibles pour l'ion considéré. Ainsi, à titre d'exemple, l'ion erbium à température ambiante voit ses niveaux $^4I_{13/2}$ et $^4I_{15/2}$ se décomposer respectivement en 7 et 8 sous niveaux, autorisant alors 56 transitions [115].

Enfin, la grande variété des sites cristallins dans une matrice vitreuse génère un élargissement inhomogène : pour une transition donnée, deux ions soumis à des champs cristallins différents ont des raies d'émission à des fréquences légèrement différentes (figure I-22 [114-115]). Les ions de même fréquence d'émission sont regroupés alors en « paquets » spectraux de largeur $\Delta\nu_{inh}$. L'élargissement inhomogène est négligeable dans un cristal. En effet, la structure régulière de ce dernier n'induit pas de variations spatiales du champ cristallin d'un site à l'autre.

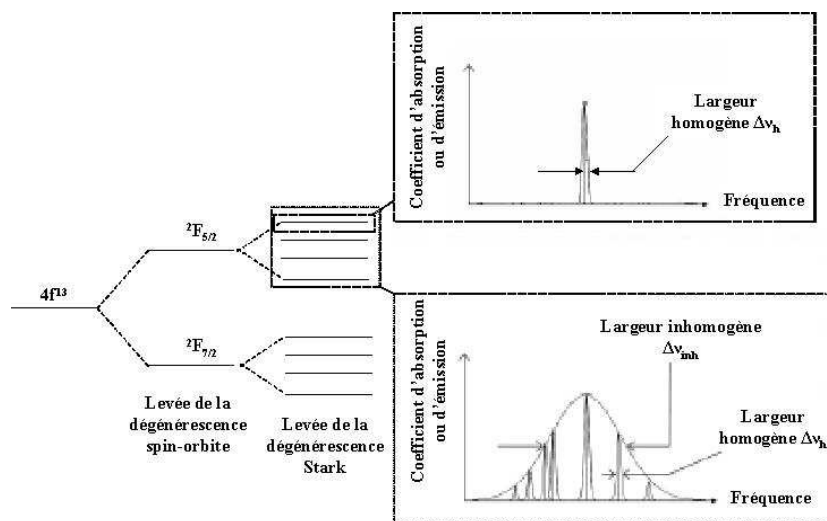


Figure I-22 : Représentation schématique des différents éclatements et élargissements subit par les niveaux d'énergie pour un ion lanthanide (ici, cas de l'ion Yb^{3+} [116]).

En conséquence, alors que dans les matrices cristallines, les ions de terres rares présentent des transitions étroites, ils possèdent des spectres de fluorescence étendus dans les matrices amorphes telles que les verres de silice. Cette propriété permet aux ions de terres rares insérés en matrice vitreuse d'acquérir de larges bandes spectrales d'absorption et d'émission, propriété intéressante pour la réalisation de lasers accordables ou d'amplificateurs large bande pour les télécommunications optiques, par exemple. Pour notre application, cette

dernière remarque est importante puisque l'amplificateur sera composé de verre de silice dopée et présentera une bande d'amplification s'étendant bien au-delà de la bande spectrale des impulsions à 1064 nm (pompe impulsionnelle). Par conséquent, l'apport du gain sur une large bande spectrale risque de modifier la dynamique de création des effets non linéaires des *continua*.

Parmi les ions de terres rares, le néodyme et l'ytterbium permettent une amplification à 1064 nm. Pour différentes raisons, développées dans le paragraphe suivant, nous avons choisi d'insérer des ions ytterbium dans le coeur de notre fibre.

III.3.b. Cas particulier de l'ion ytterbium

L'ion ytterbium (Yb^{3+}) présente des particularités spectroscopiques intéressantes. En effet, intégré dans une matrice de silice, seuls deux niveaux dégénérés participent au fonctionnement de l'amplification :

- le multiplet fondamental $^2\text{F}_{5/2}$, décomposé en quatre sous niveaux Stark.
- le multiplet excité $^2\text{F}_{7/2}$, décomposé en trois sous niveaux.

Seules 12 transitions sont possibles, ce qui est faible comparé aux autres lanthanides comme l'erbium avec ses 56 transitions possibles [117]. Cette configuration exclut des phénomènes parasites comme l'absorption par état excité ou l'upconversion. De plus, il possède un faible niveau de défaut quantique, ce qui en fait un bon candidat pour la réalisation de lasers de forte puissance.

Sa plage spectrale d'absorption dans une matrice de silice est très large, s'étendant de 850 à 1000 nm avec deux maxima, le premier situé à 920 nm et un second plus étroit autour de 976 nm. Bien que la section efficace d'absorption à 920 nm soit environ quatre fois plus faible qu'à 976 nm (figure I-23), un pompage à 920 nm génère un meilleur stockage de l'énergie que sous un pompage à 976 nm, paramètre intéressant pour la conception d'un laser déclenché [117]. En effet, dans une matrice de silice, l'ytterbium ne présente plus une structure à trois niveaux sous pompage à 920 nm, mais une structure à quatre niveaux. Dans un tel système, la probabilité d'une réémission à la longueur d'onde de pompe est quasi-nulle. Par conséquent, le choix de la longueur d'onde de pompage est fonction de l'application visée. D'autre part, l'ion Yb^{3+} présente une section efficace d'absorption très importante à 976 nm (trois fois supérieure à la section efficace à 880 nm de l'ion néodyme, figure I-23). De plus, la durée de vie de l'état excité est assez longue (1-2 ms) ce qui est intéressant pour

favoriser l'émission stimulée à basse cadence.

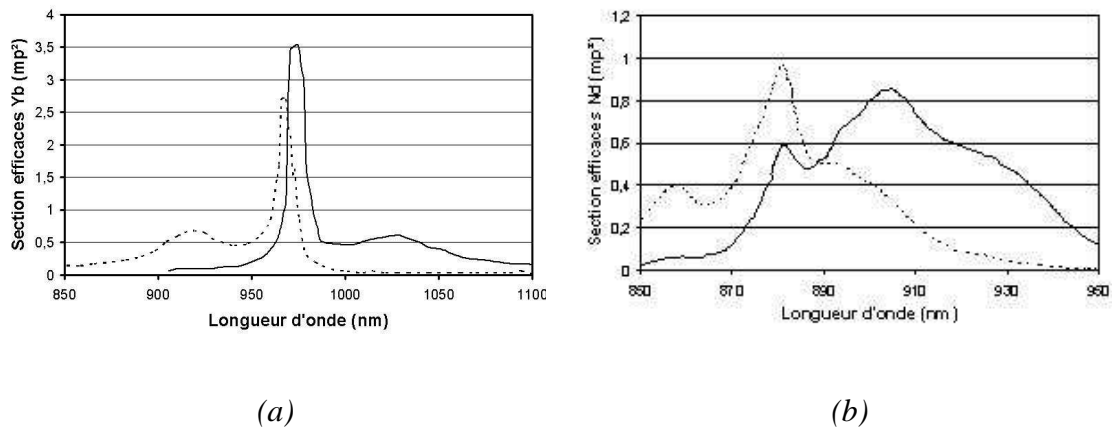


Figure I-23: Sections efficaces d'absorption (pointillés) et d'émission (traits pleins) dans une matrice de silice :

(a) De l'ion Yb^{3+} [114].

(b) De l'ion Nd^{3+} [118].

La plage d'émission couverte par l'ion Yb^{3+} (900-1150 nm, figure I-23) est plus large que celle de l'ion Nd^{3+} (1050-1080 nm [79], non représentée pour cette plage spectrale) et le désigne comme un candidat idéal pour la conception de sources accordables à large bande. Cependant, l'effet laser se produit plus facilement entre 1030 et 1080 nm [119]. En effet, le pic étroit du spectre d'émission, situé au voisinage de 976 nm, coïncide en partie avec une bande d'absorption (figure I-23a). En conséquence, toute conception de lasers à 976 nm doit prendre en compte les fortes pertes par réabsorption du signal. La bande spectrale d'émission 1030-1080 nm, associée à un pompage à 976 nm, est donc privilégiée dans les applications hautes puissances, puisque la réabsorption du signal y est négligeable, que l'inversion de population est plus facile à réaliser et que le défaut quantique de l'ion Yb^{3+} est très faible.

Un deuxième argument en faveur des ions Yb^{3+} est la faible sensibilité observé à la formation d'agrégat (agglomération d'ions dopants dans un même espace dans une matrice hôte) dans le processus de fabrication de la préforme (chap.I-III-3c). Des niveaux de dopages jusqu'à 10 000 ppm poids* (valeur usuelle de 5 000 ppm poids) ont été réalisés sans observer de phénomènes parasites, tels que les échanges énergétiques inter-ioniques, limitant

* ppm poids : (ppm, « part par million »), quantification de la concentration d'un élément dans une matrice ($1 \text{ atome/cm}^{-3} \approx 1,26 \cdot 10^{-16} \text{ ppm poids}$).

l'efficacité de conversion opto-optique du laser [120]. La combinaison d'un fort dopage et d'une grande section efficace d'absorption des ions Yb^{3+} permet une forte absorption de la puissance de pompage, même si ce dernier s'effectue par la gaine. La réalisation de lasers courts devient alors envisageable.

Cependant le phénomène de photonoircissement, plus connu sous son nom anglophone « photodarkening », est observé dans des fibres optiques de silice dopées Yb^{3+} . Ce phénomène se caractérise par la création d'une forte absorption dans le domaine spectral du visible et du proche infrarouge. Le photonoircissement est lié à la présence d'atomes oxygène libres, dits « non pondant » au sein des agrégats Yb/Al , Yb/P et/ou Yb/Yb [121-122]. Une explication possible est la combinaison de l'apport d'énergie de la pompe d'amplification et de phonons au sein de ces agrégats, qui entraîne un déplacement local des charges et forme des centres colorés. Ces centres colorés absorbent à la fois la pompe et le signal, réduisant ainsi l'efficacité de conversion des ions Yb^{3+} et générant de plus un excès de chaleur dans la fibre. Ce phénomène se traduit notamment par une augmentation du seuil laser et une diminution de la puissance extraite du laser [123]. La quantité de centres colorés générés dans la matrice dépend des propriétés intrinsèques du matériau et plus particulièrement du nombre d'impuretés et d'imperfections présentes dans la matrice hôte [123-124]. Le photonoircissement s'effectue de manière préférentielle :

- en régime de fonctionnement impulsionnel (génération de 10^5 à 10^7 fois plus rapide qu'en régime continu [125]).
- avec une forte densité de puissance de pompage (pompage cœur).
- avec une longueur d'onde de pompage à 920 nm [126].

Dans le cadre de notre application où la génération d'un rayonnement dans la partie du visible du spectre est visée, un tel phénomène serait désastreux. Pour limiter l'apparition de cet effet dans notre fibre optique, le pompage utilisé sera continu, effectué par la gaine et la longueur d'onde sera choisie préférentiellement à 976 nm. Toutes ces précautions devraient nous permettre de restreindre l'apparition de cet effet au sein de notre fibre optique. Même si le photonoircissement est réversible dans la plupart des cas [127-128], son observation répétée dans le concept de la source *supercontinuum* proposé remettrait en cause la validité même du principe soumis.

En conclusion, les ions Yb^{3+} et Nd^{3+} sont en compétition pour la réalisation d'amplificateurs et/ou de lasers à 1 μm . Cependant, l'ion Yb^{3+} présente un défaut quantique

plus faible, une bande d'émission plus large et une durée de vie de l'état excité plus grande. Du fait de la petite taille du cœur requise pour notre application, c'est cependant la forte section efficace et la faible sensibilité aux agrégats qui nous a conduit à privilégier l'ytterbium afin d'obtenir une absorption efficace de la pompe d'amplification.

III.3.c. Fabrication des fibres dopées aux ions de terres rares

La fabrication de fibres de silice dopées aux ions de terres rares s'effectue en deux principales étapes :

- l'élaboration d'une préforme cylindrique de 20 cm à 1 m de long avec un diamètre de l'ordre de la dizaine de millimètres (généralement entre 8 et 20 mm).
- le fibrage de cette préforme (chap.I-II-2).

Plusieurs techniques de fabrication des préformes dopées sont maîtrisées à ce jour, mais la méthode la plus fréquemment utilisée est la MCVD (« Modified Chemical Vapor Deposition »). Ce procédé de fabrication (figure I-24) consiste à réaliser la préforme par un dépôt en phase vapeur à l'intérieur d'un tube de silice en rotation. Les dépôts s'effectuent par couches successives de suies poreuses de quelques micromètres d'épaisseur contenant une proportion de silice et de dopants appropriés en fonction du profil d'indice recherché dans la fibre optique. L'ajout d'ions dits « dopants » (ou encore « modificateurs du réseau ») permet de transformer les propriétés optiques de la silice et/ou sa viscosité. Ainsi, par exemple, l'aluminium, le phosphore et le titane augmentent la valeur de l'indice de réfraction de la silice, tandis que le fluor et le bore l'abaissent. L'aluminium, le germanium et le phosphore augmentent le nombre de sites d'accueil (nombres d'atomes d'oxygène non pondants). On parle alors de matrice « germanosilicate », « aluminosilicate » ou « phosphosilicate », lorsque les ions germanium, aluminium ou phosphore sont respectivement introduits. La concentration de ces ions dopants détermine la valeur de l'indice de réfraction de la matrice réalisée et contrôle le profil d'indice de la fibre en cours de réalisation (figure I-24a). Le phosphore et le fluor sont principalement utilisés pour abaisser la température de fusion, ce sont des « fondants ». Une phase de vitrification (élévation de la température pendant un instant donné) s'effectue entre chaque dépôt de couches de suies pour éliminer les porosités et maîtriser au mieux la composition radiale. La préforme obtenue jusqu'ici n'est constituée que de silice et d'ions modificateurs de réseau. L'introduction des ions de terres rares s'effectue sur les dernières couches radiales qui constitueront par la suite le cœur de la préforme. L'ajout

de ces ions peut aussi être réalisé en phase vapeur, cependant comme ils sont extrêmement volatils, leur incorporation est réalisée de préférence en phase liquide (figure I-24b). Les couches, qui constitueront le cœur, sont alors déposées à basse température pour conserver la porosité de la silice nécessaire à l'incorporation des ions de terres rares. Ceux-ci sont amenés en plongeant la préforme dans une solution alcoolique, ou aqueuse, d'ions de terres rares et souvent d'aluminium dont la concentration déterminera la quantité d'ions actifs et l'indice de réfraction du cœur. Les ions de terres rares vont alors se répartir sur l'ensemble des sites d'accueil de la matrice de silice, constitués par ses défauts. Après quelques heures d'imprégnation, la solution est drainée et la préforme séchée à 600 °C sous Cl_2 et O_2 pour éliminer tous les solvants résiduels. Une étape de vitrification (chauffage à 2000 °C) est alors effectuée pour supprimer les porosités de la préforme (figure I-24c).

A ce niveau de la fabrication, la préforme dopée est tubulaire. Le trou central est éliminé par une phase de « retreint » qui consiste à chauffer sous pression contrôlée la préforme pour faire s'effondrer le barreau creux sur lui-même (figure I-24d). Cette étape supplémentaire de chauffage est susceptible de provoquer une évaporation de certains ions modificateurs de réseau. Ainsi, il est fréquent d'observer une légère dépression indicielle au centre du cœur. Ce phénomène est souvent lié à l'évaporation du germanium ou du phosphore mais ne concerne pas l'aluminium fréquemment utilisé pour les préformes dopées aux ions de terres rares.

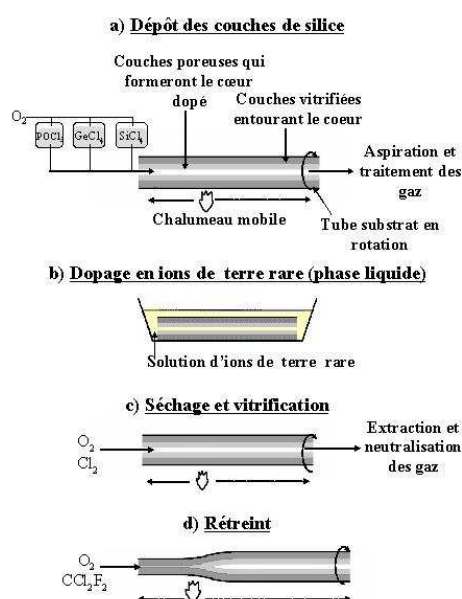


Figure I-24 : Représentation schématique du procédé de fabrication d'une préforme dopée en phase liquide [129].

Notons que la solubilité des ions dopants dans la silice pure est relativement faible puisque le nombre de sites d'accueil est restreint (environ 50 ppm poids). Si l'on se réfère à la structure de la silice amorphe, chaque atome de silicium est relié à quatre atomes d'oxygène, formant ainsi des tétraèdres SiO_4 , empilés de manière anarchique dans la silice vitreuse. En effet, ces nouveaux ions ne créent de liaison qu'avec trois atomes d'oxygène du tétraèdre environnant. En conséquence, l'atome d'oxygène restant devient non pontant. L'insertion unique des ions de terres rares dans la matrice de silice crée un assemblage de sites d'accueil, favorisant la formation d'agrégats. Ce phénomène s'amplifie avec l'augmentation de la concentration (figure I-25). Or, les agrégats favorisent les échanges d'énergie entre les ions de terres rares, du fait de leur proximité, au détriment des échanges d'énergie avec l'extérieur. L'ajout de co-dopants, comme l'aluminium, le germanium ou le phosphore à la silice est effectué soit préalablement, soit simultanément à l'insertion des ions actifs. Ces co-dopants sont bivalents et de part ce fait, limitent la formation des agrégats des ions de terres rares.

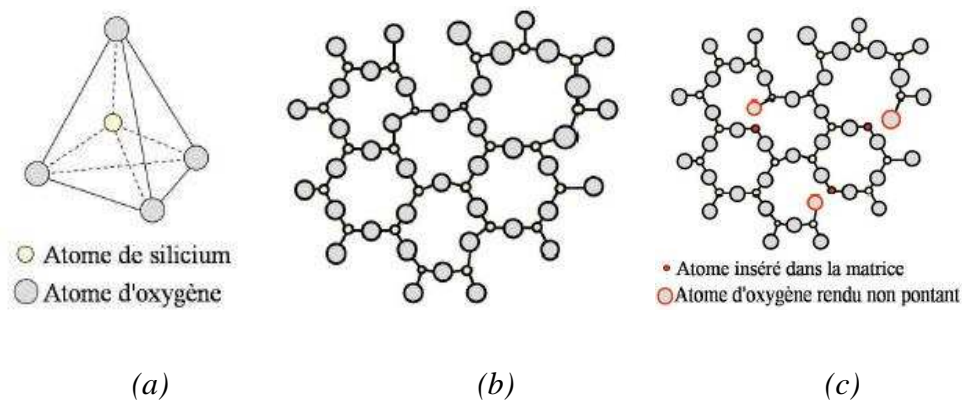


Figure I-25 : Représentation schématique de la silice sous sa forme cristalline cristobalite [129] :

(a) Tétraèdre de SiO_4 .

(b) Silice vitreuse en 2D.

(c) Silice vitreuse en 2D après insertion d'ions modificateurs de réseau.

Si la méthode MCDV est la plus répandue, d'autres technologies sont utilisées pour fabriquer des préformes dopées. Parmi celles-ci, nous citerons :

- le procédé PCVD (« Plasma Chemical Vapor Deposition ») est, comme la méthode MCVD, un procédé dit « interne ». La procédure est la même que pour la MCVD si ce n'est que le chalumeau est remplacé par un plasma interne induit par

un réacteur micro-onde. L'un des avantages de cette technique est sa faible contenance en polluant (par exemple ions OH⁻ ou d'ions métalliques). Son rendement est plus important, autorisant par conséquent la possibilité d'effectuer des couches plus épaisses abaissant la durée de fabrication par rapport au procédé MCVD. Son coût reste cependant très élevé (autour de 5 000 € pour une préforme de 30 cm de long possédant un diamètre de 2 mm, dopé Yb à une valeur de 2 000 ppm poids).

- la technologie OVD (« Outside Vapor Deposition ») est une méthode dite « externe » par laquelle le dépôt des suies s'effectue sur un mandrin d'alumine ou de graphite en rotation, grâce à un procédé d'hydrolyse à la flamme ou sous plasma. Le rétreint est réalisé en même temps que la vitrification du matériau après élimination du mandrin par perçage. Ce type de technologie est particulièrement adapté à l'élaboration de profil à saut d'indice et permet de réaliser des préformes de grandes dimensions.

La géométrie des fibres optiques dopées a évolué au cours du temps afin d'améliorer la puissance moyenne extraite des dispositifs amplificateurs et lasers. Le paragraphe suivant est dédié à l'explication de l'évolution des fibres dopées aux ions de terres rares, et à la description de nos choix ultérieurs.

III.3.d. Principes de guidage d'une pompe multimode

Le besoin en dispositifs amplificateurs et lasers toujours plus puissants a entraîné une évolution des méthodes de pompage mais aussi le développement d'architectures de fibres optiques à double gaine. Cette partie retrace l'évolution des fibres optiques dopées aux ions de terres rares.

◆ Propagation du rayonnement (principe du guidage par la gaine)

La création des fibres à double gaine est liée à l'évolution des besoins en terme de puissance délivrée. Initialement le pompage était effectué dans des fibres à saut d'indice à cœur dopé aux ions de terres rares avec la co-propagation du rayonnement signal et pompe dans ce même cœur (figure I-26). Ce système de guidage fut rapidement limité par la méthode d'excitation du cœur monomode. Celle-ci requiert l'utilisation d'une source de pompage monomode et la puissance de pompe injectée dans cette configuration de fibre est limitée par

la brillance des sources disponibles. En effet, la puissance maximale émise par ces sources monomodes fibrées n'excède pas 700 mW. En conséquence, les amplificateurs ou lasers réalisés à partir de ces sources sont limités en terme de puissance émise.

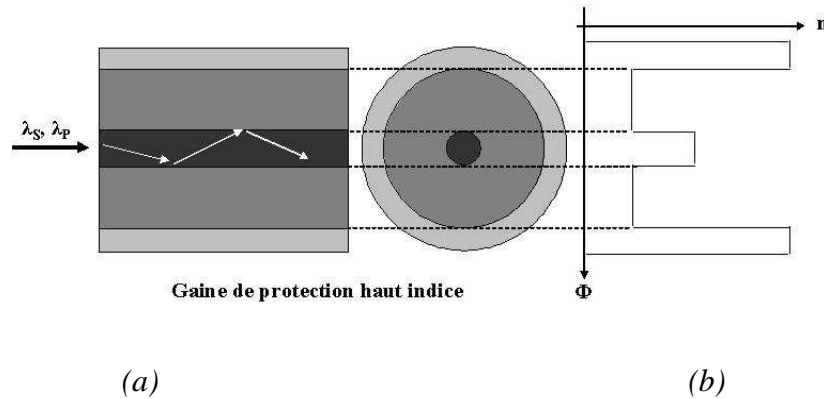


Figure I-26 : Représentation schématique d'une fibre optique classique à saut d'indice :

(a) Du guidage des rayonnements signal et pompe.

(b) Du profil d'indice.

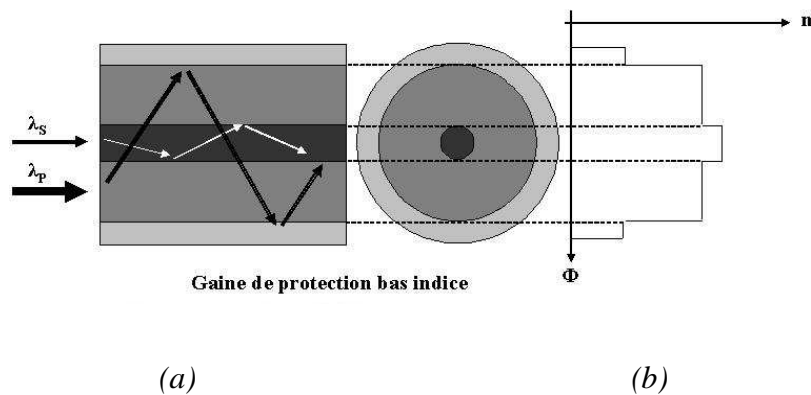


Figure I-27 : Représentation schématique d'une fibre à double gaine :

(a) Du guidage des rayonnements signal et pompe.

(b) Du profil d'indice.

Pour concevoir des dispositifs émettant de plus forte puissance moyenne, une nouvelle structure de fibre à double gaine a été développée à partir des années 90 [130]. Elle est basée sur l'ajout d'une gaine externe bas d'indice, qui permet d'obtenir la propagation du rayonnement de pompe par réflexion totale interne dans la gaine interne (figure I-27). L'apport de cette nouvelle configuration de fibre optique réside dans le guidage d'un

rayonnement de pompe dans une gaine de plus grande dimension que le cœur actif. L'élargissement de la surface de propagation du rayonnement de pompe permet d'utiliser une source de pompe multimode de faible brillance mais très puissante. La puissance de pompage injectée dans cette gaine est alors convertie dans le cœur par accord modal entre la pompe et le signal dans le cœur, ce qui ne diminue pas la qualité de faisceau optique du signal en sortie du système. La répartition de la puissance de pompage sur la gaine diminue la densité de puissance présente dans le cœur. Ceci est contourné par l'augmentation de la puissance de pompage injectée mais aussi en partie par une évolution de la structure des fibres optiques dont les cœurs sont plus étendus par exemple. De plus, l'accroissement de la puissance générée au sein du cœur favorise l'apparition d'effets non linéaires généralement néfastes dans ces systèmes. Pour réduire au maximum leur seuil d'excitation, tout en favorisant l'absorption de la pompe, le diamètre du cœur est augmenté et son profil d'indice est modifié afin de conserver le caractère monomode du signal propagé. Par ailleurs, la présence d'une forte densité de puissance dans le cœur introduit une élévation en température dans celui-ci. La dissipation de cette chaleur s'effectue radialement vers le polymère de protection, qui ne supporte malheureusement pas les mêmes températures que les verres de silice des fibres optiques. Le polymère peut alors se dégrader sous l'effet de la température (généralement au delà de 100 °C) et provoque un endommagement du dispositif amplificateur ou laser. Cependant, en dépit de l'avancée obtenue par l'augmentation de la taille du cœur et la modification de son profil d'indice, la diffusion thermique est limitée par la tenue au flux du polymère. De plus, la valeur maximale d'ouverture numérique de la gaine interne disponible ne peut pas dépasser 0,48 (valeur limitée par les indices des polymères). Cette solution recèle aussi un important inconvénient de part sa structure circulaire qui restreint la longueur de propagation pour laquelle le phénomène d'absorption de la pompe est efficace (figure I-27). Rappelons que le processus d'amplification nécessite une interaction ion-photon pour se réaliser. En d'autres termes, le recouvrement entre la zone dopée et la configuration modale du rayonnement de pompe doit être maximal pour assurer l'inversion de population. Or, dans une gaine circulaire, les modes d'ordre bas du rayonnement de pompe multimode sont absorbés efficacement dès le début de la propagation (quelques dizaines de centimètres), la puissance multimode restante est alors propagée sur les modes d'ordre haut en périphérie du cœur (figure I-28). La puissance multimode n'est plus absorbée par le cœur, rendant alors l'amplification optique inefficace. Ces observations ont engendré de nombreuses recherches sur l'amélioration de la répartition modale dans la gaine interne. Pour contourner ce problème, Snitzer propose de rompre la symétrie de la gaine interne [130].

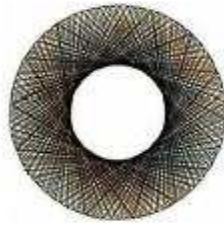


Figure I-28 : Représentation schématique de la propagation d'un « rayon » de pompe n'interagissant pas dans une structure de fibre circulaire [115].

◆ Evolution des géométries

Les études sur la répartition modale ont abouti au développement de nouvelles architectures permettant d'obtenir un guidage dit « chaotique » [131-133]. L'exploitation de formes de gaines spécifiques permet de répartir les puissances guidées quasi-uniformément sur toute la surface de la gaine. Deux exemples de structures chaotiques résultant de ces études sont représentés figure I-29 [115, 134-135].

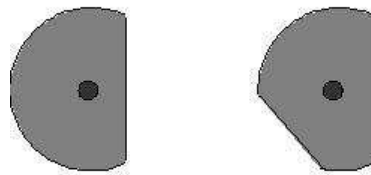


Figure I-29 : Représentation schématique de deux exemples de structures de fibres optiques à double gaine possédant une gaine interne favorisant une propagation chaotique.

Cependant, la tenue au flux du polymère, tout comme l'ouverture numérique limitée à 0,48, demeure un problème. Pour améliorer les performances des lasers ou amplificateurs de forte puissance, le polymère d'indice bas peut être remplacé par une gaine d'air. L'insertion d'une couronne d'air permet d'augmenter la différence d'indice entre le cœur et la gaine ce qui améliore la valeur d'ouverture numérique de la gaine interne (figure I-30). Des pontons de silice étroits dans la couronne d'air ont permis d'obtenir expérimentalement des valeurs d'ouverture numérique de la gaine interne aussi élevée que 0,8 [136]. L'injection du rayonnement multimode s'obtient plus facilement, diminuant de manière conséquente les pertes d'injection. De plus, les propriétés de résistance thermique de la fibre optique sont repoussées puisque la gaine d'air est réalisée à partir de silice, matériau possédant une tenue au flux bien supérieure aux polymères précédemment employés. Cependant quelques précautions sont à prendre, car l'apport de la gaine d'air fait office d'isolant entre le cœur et la

surface externe de la fibre (conductivité thermique de $0,0262 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ à 20°C). Donc pour disposer d'une bonne dissipation de la chaleur, il est nécessaire d'augmenter le nombre des ponts de silice ainsi que la surface de silice entre la gaine d'air et le polymère [137]. Pour le cas extrême, le polymère peut être totalement supprimé et l'épaisseur de silice augmente jusqu'à plusieurs centaines de micromètres (« rod type » [138]). Ces structures de fibres, représentées figure I-30, posent tout de même quelques problèmes car il est difficile de les cliver, le plan de rupture se propageant très mal le long de pontons de silice extrêmement étroits. Mais ce problème peut être contourné par le développement de techniques du traitement des extrémités des fibres (collapsage et polissage des extrémités). Les rendements d'injection dans les configurations amplificateurs ou lasers atteignent alors 85 % pour les fibres à gaine d'air [139] et évoluent entre 50 et 70 % pour les fibres microstructurées à gaine d'air (de type LMA, « Large Mode Area » [78, 80-81]).

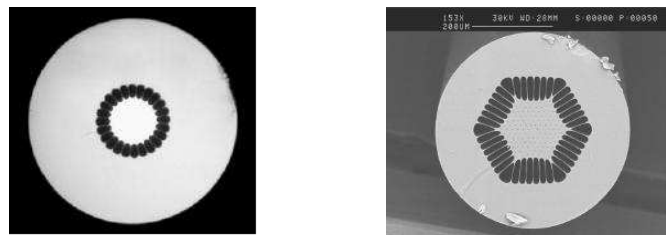


Figure I-30 : Quelques exemples de fibres optiques :

(a) A gaine d'air [77].

(b) Microstructurée à gaine d'air [78].

Pour ajouter la fonction amplificateur de puissance à une fibre microstructurée non linéaire, nous devons exploiter un pompage par la gaine qui nécessite l'ajout d'une gaine d'air. En effet, l'ajout d'une gaine polymère ne permettrait pas d'obtenir une différence d'indice entre les deux gaines assez élevée pour assurer la forte ouverture numérique nécessaire à une injection efficace de la pompe multimode dans la gaine interne. Ce pompage gaine permettra d'accéder à des valeurs de puissances extraites plus importantes qu'en pompage cœur. Des amplificateurs et lasers monomodes ont ainsi pu être réalisés avec des puissances émises dépassant le kilowatt en continu ($2,53 \text{ kW}$ [140]).

IV CONCLUSION

Ce premier chapitre a permis de situer le contexte de l'étude, à savoir, le développement de sources dédiées à la génération de rayonnements à large spectre, ainsi que de présenter l'approche que nous avons choisi d'étudier : la fabrication d'une fibre optique microstructurée non linéaire active. La première partie de ce chapitre est consacrée à la présentation de l'état de l'art sur la génération d'élargissements spectraux dans les fibres optiques et notamment dans les fibres microstructurées air/silice afin de mettre en évidence leurs apports dans l'évolution des sources *supercontinuum*. Pour comprendre les divers mécanismes intervenant dans la génération de ces rayonnements à large bande spectrale, les effets non linéaires pouvant entrer en jeu ont alors été présentés.

La seconde partie de ce chapitre a été consacrée à la présentation des guides qui seront développés dans cette thèse, à savoir les fibres optiques microstructurées air/silice. Tout d'abord, le processus de fabrication de ces fibres a été abordé, suivi par un descriptif de leurs caractéristiques originales. La forte différence d'indice entre le cœur de silice et la gaine microstructurée assure un fort confinement de la pompe impulsionnelle sur une faible aire effective (quelques micromètres carrés). L'accès à une forte densité de puissance dans le cœur favorise ainsi l'apparition d'effets non linéaires permettant l'établissement de conversion fréquentielle sur une large bande spectrale malgré un coefficient non linéaire limité par le matériau (silice). Néanmoins, les sources *supercontinuum*, actuellement réalisées à partir de ces guides, délivrent une densité de puissance bien inférieure au mW/nm. De plus, la tenue au flux de la silice limite l'augmentation de la puissance crête sur la face d'entrée de la fibre lors de l'injection. En outre, ces structures de fibres offrent une gestion de la dispersion chromatique originale notamment à travers la possibilité de décaler la longueur d'onde de dispersion chromatique nulle vers les basses longueurs d'onde. Cela permet ainsi d'accéder à un élargissement spectral dans le domaine visible [25]. Par conséquent ce guide se révèle être indispensable pour réaliser une source spatialement cohérente dans le domaine visible.

La troisième partie de ce chapitre traite du point clef du sujet de cette thèse : l'apport d'un milieu amplificateur dans une fibre microstructurée air/silice non linéaire. La fonction d'amplification servira à augmenter le niveau de puissance crête des impulsions délivrées par une source externe (microlaser ou chaîne laser). Ainsi, le principe d'amplification a été rappelé dans un premier temps, suivi de la description des fibres optiques dopées aux ions de

terres rares en détaillant leurs méthodes de fabrication et leurs principales caractéristiques. L'ion Yb^{3+} , qui sera utilisé comme milieu amplificateur dans nos fabrications, est présenté plus en détail, à travers ses atouts et ses inconvénients. Enfin, des méthodes de pompage et leurs conséquences sur l'évolution des structures de fibres dopées ont été présentées.

Nous avons à travers ce premier chapitre expliqué le choix de la structure de la fibre à développer à savoir une fibre microstructurée avec une longueur d'onde de dispersion chromatique nulle proche de la longueur d'onde d'émission du microlaser employé (1064 nm) afin d'obtenir un élargissement spectral préférentiellement dans le domaine visible. Cette fibre microstructurée air/silice comportera un cœur dopé aux ions Yb^{3+} , qui nous permettra d'accéder à une amplification efficace des impulsions à 1064 nm à l'origine des mécanismes non linéaires créant l'élargissement spectral. Enfin, une gaine d'air sera ajoutée autour de la gaine microstructurée pour accéder à une forte ouverture numérique de la gaine interne et ainsi effectuer un pompage efficace par la gaine. Le second chapitre est dédié à la conception et à la fabrication de cette fibre optique hybride.

**Chapitre II : CONCEPTION, FABRICATION ET
CARACTERISATION DE FIBRES MICROSTRUCTUREES DOPEES
YTTERBIUM A GAINÉ D'AIR**

I CONCEPTION DE FIBRES MICROSTRUCTUREES AIR/SILICE

I.1. Introduction

Pour améliorer le niveau de densité spectrale émis par les sources *supercontinuum*, préférentiellement dans le domaine visible, nous proposons de concevoir une nouvelle structure de fibre optique comportant un cœur actif et possédant des propriétés non linéaires. Pour intégrer la fonction amplification autour de $1\ \mu\text{m}$ dans la fibre, nous avons précédemment vu qu'il était nécessaire d'insérer des ions de terres rares dans le cœur qui seront, dans notre cas, des ions Yb^{3+} . L'inversion de population de ces ions sera réalisée par un pompage gaine nécessitant l'introduction d'une configuration à double gaine. La gaine externe sera constituée par une couronne de trous d'air dont la largeur et la longueur des pontons de silice détermineront la qualité du guidage de la pompe multimode à 976 nm dans la gaine interne. La proportion en air de cette gaine externe détermine avec l'indice de réfraction moyen de la gaine interne, la valeur de l'ouverture numérique de celle-ci. Cette caractéristique sera déterminante pour obtenir une étendue géométrique adaptée à celle des fibres des diodes de pompage dans le but d'optimiser le rendement d'injection du rayonnement multimode dans la gaine interne. La fibre optique à développer n'a pas vocation à être seulement un amplificateur. Elle doit aussi permettre la création d'un élargissement spectral, préférentiellement dans le domaine visible sous l'injection d'une pompe impulsionnelle à 1064 nm. Le profil de dispersion chromatique de la fibre optique doit donc présenter une longueur de dispersion chromatique nulle proche de la longueur d'onde de la pompe impulsionnelle, garantissant un pompage en régime de propagation légèrement anormale ($D > 0$), pour assurer un élargissement du spectre homogène autour de la pompe impulsionnelle. Dans cette perspective, la gaine interne comportera une microstructuration air/silice caractérisée par son pas Λ et son diamètre de trous d . Le choix de ces paramètres influencera non seulement le profil de dispersion de la fibre optique mais aussi le comportement de guidage et d'absorption de la pompe multimode à 976 nm dans la gaine interne.

Une méthode numérique, dite du faisceau propagé, est exploitée pour optimiser les dimensions de la fibre optique à double gaine d'air à concevoir. Cette étude débute par la

comparaison entre des profils de fibre à double gaine polymère et à gaine d'air afin de mieux comprendre les mécanismes de guidage dans les fibres à gaine d'air. Le guidage d'une puissance de pompage multimode à 976 nm est ensuite analysé en fonction des paramètres géométriques de la gaine d'air (largeur, longueur et forme des alvéoles d'air). Cet examen se poursuit par l'étude du profil complet comprenant la gaine d'air et la microstructure air/silice dans la gaine interne. Le guidage et l'absorption d'une pompe multimode à 976 nm sont étudiés en fonction des paramètres géométriques de la gaine interne (pas Λ , diamètre des trous d). Comme ces paramètres géométriques entrent aussi en jeu dans la détermination de la courbe de dispersion chromatique de la fibre optique, une modélisation basée sur la méthode des éléments finis sera réalisée pour accéder à l'allure des courbes de dispersion chromatique. Cette première partie dédiée à la conception de la fibre optique traite, tout d'abord, de la présentation des outils numériques utilisés. Elle est suivie par l'analyse de l'étude numérique effectuée.

I.2. Outils de modélisation

I.2.a. Présentation du logiciel utilisant la méthode des éléments finis (COMSOL)

Ce logiciel, basé sur la résolution des équations de Maxwell par la méthode des éléments finis [141], procure la répartition transverse des champs, les indices effectifs ainsi que l'aire effective des modes électromagnétiques s'établissant dans les différentes fibres optiques étudiées. Le principal avantage de cet outil réside dans sa capacité à traiter des profils transverses de géométrie arbitraire présentant des transitions abruptes de l'indice de réfraction, telles que celles des fibres microstructurées air/silice. Cette méthode numérique travaille avec les trois composantes du champ magnétique \vec{H} pour résoudre l'équation de Helmholtz déduite des équations de Maxwell (formule II-1).

$$\nabla \times \epsilon_r^{-1} (\nabla \times \vec{H}) = k_0^2 n_{eff}^2 \vec{H} \quad (\text{II-1})$$

Dans l'expression (II-1), $k_0 = 2\pi / \lambda_0$ désigne le module du vecteur d'onde et n_{eff} les indices effectifs des différents modes de la fibre.

La procédure d'utilisation de ce logiciel débute par un découpage de la structure en sous domaines d'étude, appelés sous espaces élémentaires. Cette étape réalise alors le maillage du

profil d'indice. Pour obtenir une convergence du calcul vers une solution unique, des conditions (annulation du champ électrique ou magnétique) sont imposées aux limites du maillage. Aux extrémités de chaque élément, appelés nœuds du maillage, sont définies des fonctions d'approximation de la solution. La solution finale sera alors obtenue par la sommation de toutes les fonctions d'approximation. Notons que plus la structure est maillée finement, plus la précision des résultats est améliorée. Cependant, l'augmentation du nombre d'éléments implique une augmentation du temps de calcul ainsi que de la place mémoire allouée aux calculs. Par conséquent, un compromis doit être trouvé entre précision, efficacité et faisabilité du calcul. L'analyse de la sensibilité des résultats à la précision du maillage pour une fibre optique microstructurée a fait l'objet d'études détaillées [142], mettant en évidence la nécessité d'avoir un maillage de l'ordre de $\lambda/5$, avec λ la longueur d'onde de travail, dans les zones de fortes variations du champ électromagnétique. Au-delà de cette finesse ($\lambda/5$), cet apport est négligeable face à l'erreur introduite par la méthode elle-même, précision évaluée en 10^{-5} sur l'indice effectif [143]. Dès que la structure est correctement dimensionnée et maillée, le logiciel permet d'accéder aux informations relatives aux modes susceptibles d'être guidés (indice effectif, cartographie des champs,...). L'obtention des indices effectifs en fonction de la longueur d'onde permet par la formule (I-21) de déduire la biréfringence de phase mais aussi par la relation (II-2), la dispersion chromatique de la fibre étudiée en fonction de la longueur d'onde de travail pour chaque mode électromagnétique.

$$D_{chrom} = -\frac{\lambda}{c \cdot 12 \cdot \Delta\lambda^2} \cdot (-n_{e1} + 16 \cdot n_{e2} - 30 \cdot n_{e3} + 16 \cdot n_{e4} - n_{e5}) \quad (\text{II-2})$$

Avec λ la longueur d'onde de calcul, $\Delta\lambda$ le pas spectral de calcul, c la célérité, n_{e1} l'indice effectif à $\lambda - 2\Delta\lambda$, n_{e2} l'indice effectif à $\lambda - \Delta\lambda$, n_{e3} l'indice effectif à λ , n_{e4} l'indice effectif à $\lambda + \Delta\lambda$, n_{e5} l'indice effectif à $\lambda + 2\Delta\lambda$.

Notons que ce logiciel commercial offre la possibilité d'accroître ses performances en compilant des programmes annexes (interconnexion avec le logiciel MATLAB). C'est ainsi, par exemple, qu'à partir de l'extraction sous COMSOL des indices effectifs modaux, nous pouvons accéder, par la rédaction d'un programme adapté sous le logiciel MATLAB, aux calculs de la courbe de dispersion chromatique. D'autre part, les profils d'indice sont réalisés sous COMSOL à partir de la barre d'outils de dessin. Les structures, ainsi conçues, sont idéales (aucune déformation géométrique liée au procédé de fabrication). Cependant, le

logiciel possède une fonctionnalité permettant d'intégrer des profils de fibres optiques réelles obtenues à partir d'images effectuées au microscope électronique à balayage (MEB). Les contrastes d'indice des images MEB sont préalablement améliorés par l'utilisation d'un logiciel de traitement d'image (type photoshop), pour accéder à une détermination précise des limites des zones de transition d'indice de réfraction.

Les approximations effectuées lors du traitement du profil d'indice peuvent amener à des erreurs de dimensionnements réduites mais dont l'impact sur les calculs par MEF est important. La qualité de l'image MEB est donc déterminante pour cette étape (contraste, orientation de la fibre et mise au point). D'autre part, le traitement de ces structures avec un maillage adapté ($\lambda/5$) apporte une meilleure précision aux calculs. La courbe de dispersion chromatique comportera donc elle-même une imprécision évaluée à environ 10 nm sur la position de son point d'annulation par exemple, mais dans la réalité, d'autres causes d'erreur existent. En effet, les dimensions de la fibre optique peuvent elle-même aller à fluctuer longitudinalement à l'échelle de quelques dizaines de centimètres, provoquant un désaccord entre le profil réel de la fibre optique et celui de l'image MEB réalisée. Une mesure de la dispersion chromatique sera donc par conséquent toujours effectuée afin de vérifier la pertinence des calculs.

I.2.b. Présentation de la méthode du faisceau propagé

Le second logiciel employé est basé sur la méthode du faisceau propagé, plus communément appelé BPM pour « Beam Propagation Method ». Cette méthode numérique simule la propagation d'un faisceau lumineux dans des guides d'ondes optiques de forme quelconque, dont le profil d'indice de réfraction varie ou non longitudinalement. Elle donne accès notamment à la distribution spatiale transverse de l'amplitude complexe du champ se propageant dans le guide pour toute abscisse longitudinale z .

L'algorithme utilisé pour la méthode du faisceau propagé repose sur une transformée de Fourier à trois dimensions (FFT, « Fast Fourier Transform »). Cette méthode scalaire est basée sur un schéma initial de Feit et Fleck [144] et sur une librairie « FFTW » de la transformée de Fourier discrète [145]. Habituellement, la BPM vectorielle est nécessaire pour entreprendre une analyse sur la propagation de signaux lumineux dans des structures à fort contraste d'indice telles que les fibres optiques microstructurées air/silice, puisque cette méthode prend en compte les effets de polarisation [146]. Cependant des études ont montrées

l'efficacité de la BPM scalaire pour modéliser de telles structures [147-148]. Le modèle numérique que nous avons utilisé a déjà été validé pour des fibres à double gaine à forte ouverture numérique [139], mais aussi pour des guides d'onde à guidage par bande interdite photonique [149]. Dans ce dernier cas, la validité de la méthode est confirmée par une étude comparative avec des résultats obtenus sous l'exploitation d'une méthode basée sur la résolution des éléments finis et avec des résultats expérimentaux.

La méthode utilisée repose sur le fait que l'onde optique se propageant dans un guide subit l'influence de deux phénomènes :

- la diffraction, du fait de la nature ondulatoire de la lumière (correspondant à la propagation en espace libre).
- la réflexion sur les contours du guide, engendrant des déphasages (correspondant à la propagation confinée dans un milieu guidant).

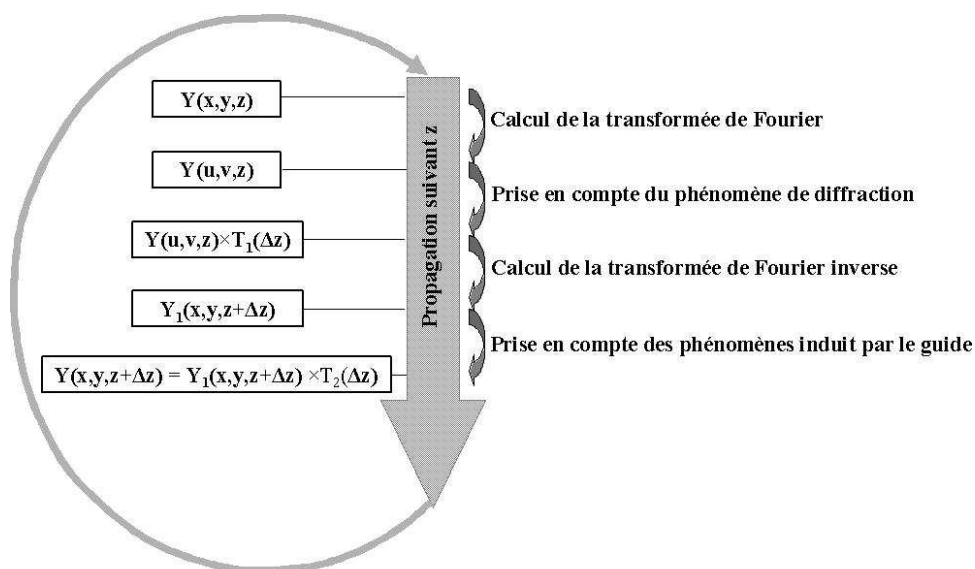


Figure II-1: Calculs effectués pour chaque pas de propagation Δz [114].

Le formalisme de la BPM consiste en une subdivision du chemin parcouru par le faisceau lumineux en pas Δz de longueur adaptée. Pour chaque pas, l'opération de diffraction est effectuée en espace homogène par la FFT en approximant la propagation du champ optique en espace libre par la superposition d'ondes planes. Cependant la structure du guide est représentée comme une perturbation de l'indice de réfraction. Donc à chaque pas, la contribution du pas précédent est multipliée par un facteur correcteur de phase. Sur chaque pas de propagation Δz , quatre opérations sont réalisées : le calcul de la transformée de Fourier, la prise en compte du phénomène de diffraction, le calcul de la transformée de

Fourier inverse et la prise en compte du guide optique (figure II-1).

Avant d'effectuer une simulation, il est nécessaire de définir :

- le profil d'indice de réfraction du guide étudié.
- la distribution du champ transverse appliquée sur la face d'entrée du guide.
- la longueur d'onde de travail.
- la longueur de propagation

Les profils d'indice sont intégrés dans un rectangle aux dimensions finies $d \times D$, appelé fenêtre d'étude. La section transverse de la fenêtre d'étude est découpée en secteurs élémentaires rectangulaires dans lesquels l'indice de réfraction est supposé constant de dimensions $\frac{D}{X} \times \frac{d}{X}$, chacun étant associé à un pixel d'écran et avec X la taille en pixel de la fenêtre (256 ou 512 pixels suivant l'application). Par la suite, des distributions transverses du module du champ, obtenues par le logiciel basé sur la méthode BPM, seront représentées avec les axes gradués en pixels de 1 à X ($X = 256$ ou 512 pixels).

Le pas de propagation Δz doit être aussi spécifié. Sa valeur correspond à un compromis entre précision et vitesse de calcul. Pour optimiser ce compromis, chaque étude numérique a été précédée d'une étude de convergence en fonction du pas de calcul sur une courte longueur de propagation, correspondant à l'étendue longitudinale permettant l'établissement définitif des modes guidés dans les structures étudiées. Pour chaque étude, nous ne montrerons pas le réseau de courbes obtenues afin de ne pas alourdir le manuscrit inutilement mais nous préciserons la valeur du pas choisi.

I.3. Etude de fibre optique à gaine d'air

I.3.a. Présentation de l'étude

La fibre optique que nous souhaitons développer doit comporter un cœur actif possédant des propriétés non linéaires. L'inversion de population des ions de terres rares présents dans le cœur sera effectuée par un pompage gaine. Deux possibilités s'offrent à nous : l'enduction par un polymère bas indice ou l'ajout d'une gaine d'air. Pour assurer des propriétés non linéaire au cœur, la gaine interne est microstructurée. L'adjonction de ces microcanaux

air/silice engendre un indice de réfraction bas dans la gaine interne, qui nécessitera l'exploitation d'une gaine externe à indice de réfraction très bas pour fournir une forte ouverture numérique à la gaine interne. Une première étude est menée pour déterminer quelle technologie sera utilisée, bien que nous sachions d'avance que les indices de réfraction accessible par la technologie d'enduction polymère sont limités. D'autre part, cette analyse permet de mettre en évidence les différences fondamentales de guidage d'un rayonnement multimode en fonction du type de gaine externe considéré.

De manière générale, la propagation et l'absorption d'une pompe multimode se réalisent de façon plus ou moins efficace en fonction de la géométrie de la gaine interne exploitée. Ce phénomène dépend de la capacité de la structure à répartir de manière homogène la puissance de pompage sur la surface de la gaine interne. Cette notion de guidage chaotique est illustrée à travers l'étude de trois profils de fibre à surface de gaine interne équivalente. Ces profils sont une structure à double gaine circulaire (à saut d'indice), une structure à gaine en D (à saut d'indice), qui sont des structures de référence et une structure à gaine d'air. La comparaison des résultats obtenus pour ces trois profils nous permettra de définir si les fibres à gaine d'air produisent une propagation chaotique de la pompe dans la gaine interne. L'analyse de la structure complète clôture l'étude numérique. Ainsi, l'optimisation des paramètres opto-géométriques de la fibre optique hybride est effectuée sur les paramètres de la gaine d'air (longueur, largeur et forme des alvéoles d'air) mais aussi sur le diamètre d des trous de la gaine interne microstructurée. Toutes ces analyses numériques sont réalisées sous le logiciel BPM présenté précédemment (chap.II-I-2b), à la longueur d'onde de travail $\lambda = 976$ nm, correspondant à la longueur d'onde d'absorption optimale de l'ion Yb^{3+} (terre rare utilisée ultérieurement dans la fabrication de la fibre optique). Les paramètres complémentaires de chaque simulation sont précisés pour chaque étude.

I.3.b. Comparaison de la propagation d'une pompe multimode dans une fibre à double gaine et dans une fibre à gaine d'air

Pour cette étude numérique, nous avons utilisé deux fibres optiques à double gaine circulaire FDG1 et FDG2, dont le profil transverse et leurs profils d'indice respectifs sont représentés figure II-2, et trois fibres à gaine d'air FGA1, FGA2 et FGA3, représentées figure II-2. Les deux fibres à double gaine possèdent une gaine interne de diamètre $36 \mu\text{m}$ avec une ouverture numérique de 0,4 (FDG1) et 0,5 (FDG2), cette dernière étant la valeur maximale que l'on peut atteindre lorsque la double gaine est réalisée par enduction avec un

polymère bas indice. Les fibres à gaine d'air possèdent le même diamètre de gaine interne et une couronne de douze trous d'air possédant une longueur de pont l de $23 \mu\text{m}$. Le nombre d'alvéoles d'air, leur forme, la longueur et la largeur des pontons de silice sont autant de paramètres dont l'impact sur la qualité du guidage a été évalué. Ces résultats sont commentés dans le paragraphe I-3d. Pour l'heure, nous allons illustrer les différences de guidage observées entre technologie double gaine et gaine d'air. Pour ces guides d'onde particuliers, l'ouverture numérique est ajustée en changeant la fraction d'air de la gaine externe, ce qui est réalisable par la modification de la largeur des ponts de silice. Trois profils idéaux sont considérés avec des largeurs de ponts respectivement égales à $0,4 \mu\text{m}$ (FGA1), $0,8 \mu\text{m}$ (FGA2) et $1,1 \mu\text{m}$ (FGA3) représentées figure II-2b.

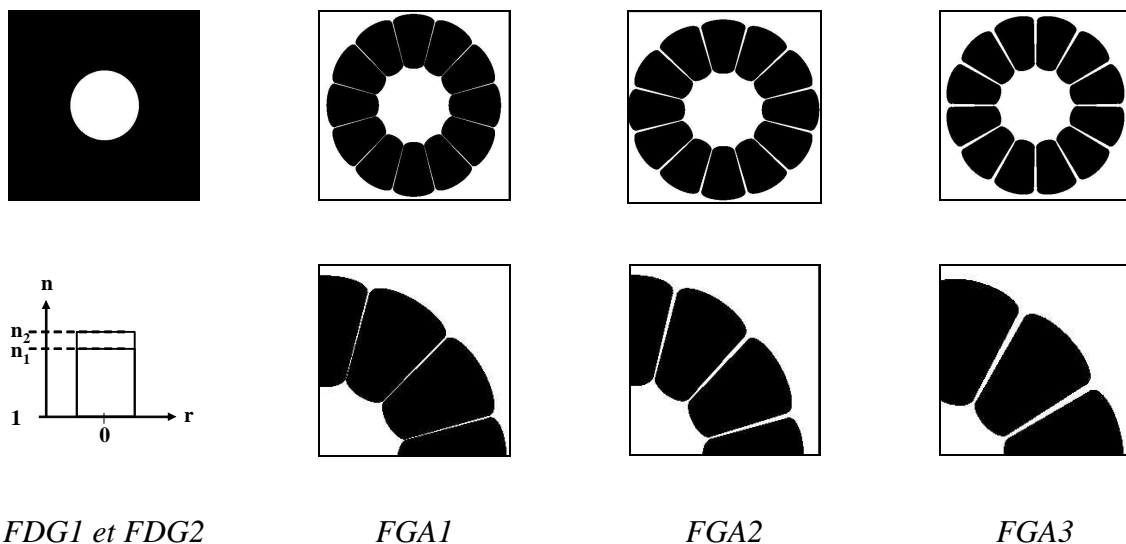
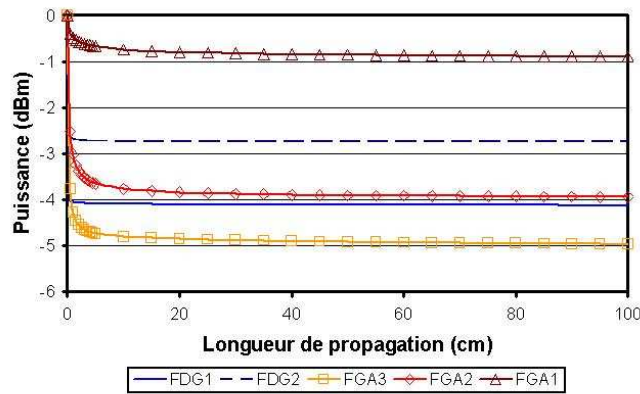


Figure II-2 : Profil d'indice transverse des structures de fibres étudiées.

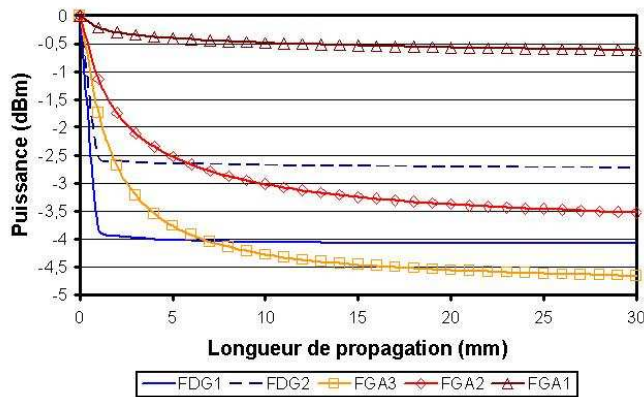
Notons que les fenêtres d'étude font $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ et qu'elles sont résolues par 256 pixels. La taille d'un élément est donc égale à $0,390 \mu\text{m}$. Par conséquent la structure de la fibre FGA1 se situe à la limite de la résolution à cause de sa largeur de ponts égale à 400 nm . L'évolution de la puissance de pompage guidée dans les fibres à gaine d'air sera comparée à celle obtenue dans les fibres à double gaine FDG1 et FDG2. Le pas de calcul choisi est égal à $0,2 \mu\text{m}$, en accord avec une étude de convergence préalablement effectuée sur ces profils de fibres. Une fine gaussienne (largeur de 1 pixel) à 976 nm est injectée dans la gaine interne. Ce rayonnement très divergent permet de garantir l'excitation de tous les modes potentiellement guidés dans chaque structure.

Les résultats obtenus pour la propagation de la pompe multimode dans les deux structures à double gaine (FDG1 et FDG2) sont représentés figure II-3, montrant l'évolution

longitudinale de la puissance totale sur 1 m (figure II-3a) et sur 30 mm (figure II-3b). L'étude du guidage d'un rayonnement de pompe multimode dans une fibre à double gaine montre deux phénomènes distincts. Tout d'abord, une fuite de puissance s'effectue sur les premiers millimètres de propagation. En effet, l'énergie non couplée sur les modes guidés de la fibre est rayonnée. Cette quantité de puissance, ainsi perdue, dépend de l'adéquation entre le faisceau de pompe injecté et les caractéristiques opto-géométriques de la fibre optique. Le même rayonnement est injecté dans les cinq structures étudiées. La différence s'établit donc à partir des caractéristiques opto-géométriques des profils de fibres étudiés. Comme la taille du cœur est identique pour les différentes structures, seule la valeur de l'ouverture numérique de la gaine interne varie. Plus l'ouverture numérique de la gaine interne est élevée, plus les pertes d'injection sont faibles car l'étendue géométrique est accrue. Après l'établissement des modes guidés, les courbes deviennent plus régulières. Dans un système sans pertes (pas d'absorption, pas de diffusion et pas de puissance rayonnée), la puissance guidée tend vers une valeur constante. Dans la réalité, les profils de fibres à double gaine comportent des pertes (absorption, diffusion) liés aux inhomogénéités structurelles. Ainsi, la puissance totale est propagée avec de très faibles pertes (typiquement quelques dB/km). Dans notre étude numérique, les profils sont idéaux et ne comportent pas de pertes de confinement, ce qui se traduit par une absence de pertes pour FDG1 et 2 après environ 5 cm de propagation. Pour les fibres optiques à gaine d'air, l'évolution de la puissance le long de la fibre est très différente (figure II-3a). En effet, si la perte de puissance lors du couplage dans la fibre est toujours présente, cette dernière s'effectue de manière plus graduelle et, ensuite, la courbe ne tend pas vers un niveau constant. Ce comportement spécifique aux fibres à gaine d'air traduit l'existence d'une fuite d'énergie permanente à travers les ponts de silice. Cependant, comme pour le cas des fibres à double gaine, la quantité de puissance qui est guidée dans la structure dépend de la valeur de l'ouverture numérique de la gaine interne. A partir de cette constatation, il est par conséquent possible d'améliorer les performances des fibres à gaine d'air en réduisant au maximum la largeur des ponts de silice. Expérimentalement, la valeur minimale jusqu'ici atteinte est de l'ordre de 220 nm [136]. La figure II-3b illustre clairement que la fibre FGA1 permet le guidage d'un niveau de puissance plus élevé que la fibre FDG2. En conclusion, la technologie reposant sur l'introduction d'une gaine d'air permet d'accéder à des ouvertures numériques nettement plus élevées que celle utilisant l'enduction polymère. De plus, les gaines d'air possèdent une meilleure résistance thermique comparée aux polymères actuellement disponibles [139]. Ainsi, la technologie à gaine d'air est avantageuse dans la conception de lasers à forte puissance.



(a)



(b)

Figure II-3 : Evolution longitudinale de la puissance dans les fibres à double gaine (FDG1 et FDG2) et à gaine d'air (FGA1, FGA2 et FGA3) pour :

(a) 1 m de propagation.

(b) 30 mm de propagation.

I.3.c. Forme de la gaine interne : intérêt d'une propagation chaotique

Une récente étude effectuée sur des fibres à gaine d'air similaires montre que la forme particulière de la gaine interne créée par la courbure des trous favorise une répartition homogène de la puissance dans la gaine interne [150]. Cependant cette distribution du champ n'est pas parfaitement homogène et il subsiste des modes dont l'intégrale de recouvrement avec le cœur est nulle. Par conséquent, ces structures à gaine d'air ne seraient pas optimales

pour le pompage optique [150]. Cette analyse contredit l'étude précédemment développée par J. Broeng et son équipe, qui concluait que la répartition modale était parfaitement homogène dans la gaine interne [151]. La communauté étant divisée sur cette question, nous avons choisi d'effectuer notre propre analyse afin de décider si une forme circulaire était suffisante ou non pour notre application.

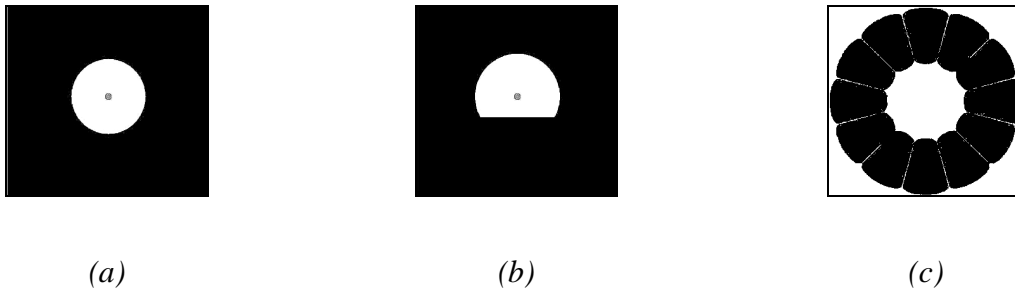


Figure II-4 : Profil d'indice transverse des structures de fibres étudiées :

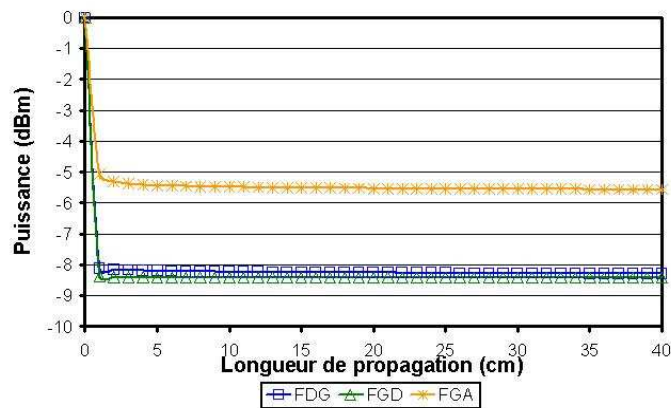
(a) A double gaine (FDG).

(b) A gaine en D (FGD).

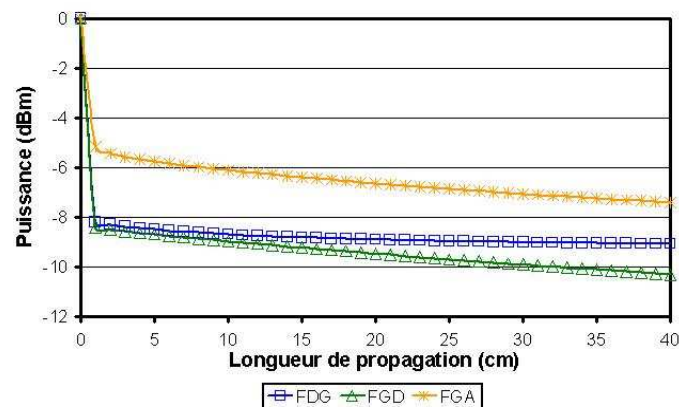
(c) A gaine d'air (FGA).

Notre étude, effectuée à l'aide de la méthode BPM, consiste à calculer l'évolution de la propagation et de l'absorption d'une onde de pompe multimode pour trois profils de fibre présentant des surfaces de gaine interne équivalente. Les profils étudiés sont une structure à double gaine circulaire (à saut d'indice, FDG), une structure à gaine en D (à saut d'indice, FGD) qui sont deux profils de références et une structure à gaine d'air (FGA). Les profils de fibres étudiées possèdent la même surface de gaine interne ($1020 \mu\text{m}^2$) avec une ouverture numérique de 0,45 pour les profils FDG et FGD (figures II-4a et b). Le profil de la structure à gaine d'air (FGA) possède le même diamètre de gaine interne avec une longueur de pont de $23 \mu\text{m}$ pour une largeur de ponts de 700 nm (figure II-4c). Les trois profils possèdent un cœur centré de diamètre $4 \mu\text{m}$. Dans la littérature, les fibres dopées Yb^{3+} possèdent une surface dopée plus élevée ($> 28 \mu\text{m}$ de diamètre) avec un coefficient d'absorption minimum de l'ordre de 10 dB/m [152]. Nous avons choisi une valeur d'absorption 100 fois plus élevée ($\alpha = 1000 \text{ dB/m}$), afin d'observer le phénomène d'absorption pour une faible longueur de propagation, réduisant ainsi le temps de calcul. Notons que les fenêtres de simulation font $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ et qu'elles sont résolues par 512 pixels. La taille d'un élément est donc égale à $0,190 \mu\text{m}$. La valeur du pas de calcul est conservée à $\Delta z = 0,2 \mu\text{m}$. Une fine

gaussienne à 976 nm est injectée dans la gaine interne. Ce rayonnement très divergent permet de garantir l'excitation de tous les modes potentiellement guidés dans la structure.



(a)



(b)

Figure II-5 : Evolution longitudinale de la puissance dans les structures de fibres FDG, FGD et FGA :

(a) Sans cœur absorbant.

(b) Avec cœur absorbant.

Dans un premier temps, nous étudions la propagation seule de la pompe multimode pour connaître les pertes de propagation par couplage et la contribution des pertes de confinement dans chacune des structures. Par conséquent, le cœur est considéré comme ayant une absorption nulle ($\alpha = 0$ dB/m). Ensuite, l'étude est effectuée avec un cœur absorbant de valeur $\alpha = 1000$ dB/m. Cette seconde étude permettra d'isoler la contribution de l'absorption

pour chacune des fibres et par conséquent d'en déduire l'impact du guide sur l'absorption de la pompe. Pour les trois structures de fibres, les résultats obtenus sont représentés figure II-5, montrant l'évolution longitudinale de la puissance totale sur 40 cm sans absorption du cœur (figure II-5a) et avec absorption du cœur (figure II-5b). Comme précédemment, on distingue les pertes de puissance dues au couplage de la puissance de pompage dans le guide. Les courbes sont ensuite plus régulières pour tous les profils. L'influence du cœur absorbant est clairement mise en évidence par l'augmentation des pentes des courbes après l'établissement modal sur la figure II-5.

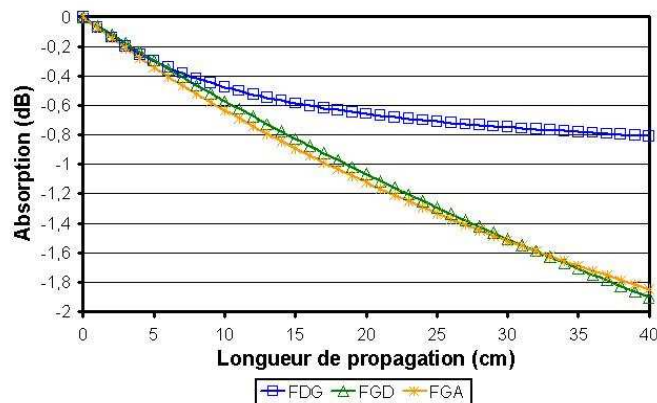


Figure II-6 : Evolution longitudinale de l'absorption de la puissance dans les structures FDG, FGD et FAG.

La contribution de l'absorption du cœur est isolée et représentée figure II-6. La courbe calculée pour le profil FDG tend rapidement à se stabiliser. Après quelques centimètres de propagation, la puissance transportée sur les modes d'ordre bas est totalement absorbée par le cœur et seul les modes d'ordre élevé (caustiques), ne présentant pas d'énergie au centre, se propagent sans perte. Comme leur répartition spatiale possède une intégrale de recouvrement nulle avec celle du cœur, le phénomène d'absorption de la pompe devient inefficace, ce qui se traduit par la diminution de la pente de la courbe d'absorption au fil de la propagation. Les profils à double gaine circulaire ne sont donc pas efficaces dans une configuration amplificateur puisque cette puissance non absorbée ne contribue pas à réaliser efficacement l'inversion de population [114]. L'observation de la répartition modale du module du champ, pour différentes positions longitudinales (figure II-7), confirme cette hypothèse avec la rapide déplétion de la puissance au centre de la structure pour le profil FDG. L'allure de la courbe du profil FGD est différente, avec une pente presque constante. Par conséquent, l'absorption de la pompe multimode est régulière au cours de sa propagation. En effet, la troncature de la

gaine répartit de manière homogène la puissance de pompage au sein de la gaine interne, assurant ainsi une intégrale de recouvrement optimale entre la pompe multimode et le cœur. Cette propagation est très proche du cas idéal, qualifié de « chaotique » [134]. Cette configuration de fibre est donc particulièrement bien adaptée dans la conception d'amplificateurs.

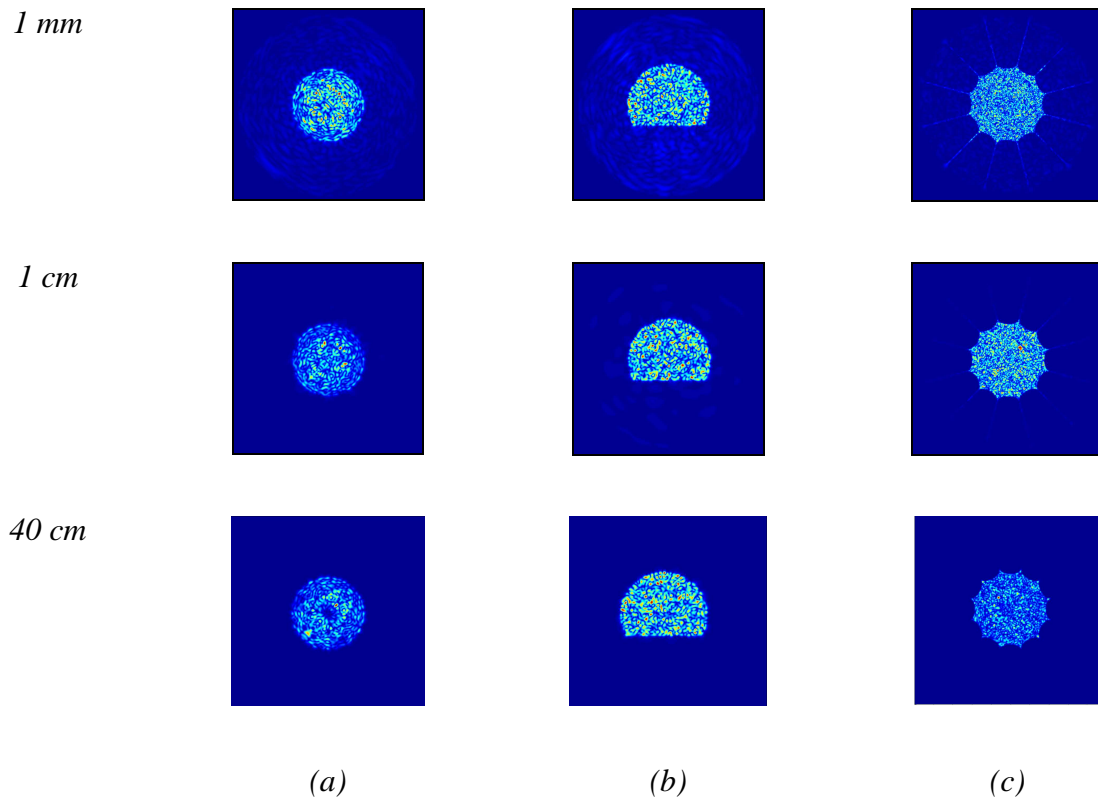


Figure II-7 : Répartition modale du module du champ pour différentes positions longitudinales dans les profils de fibres optiques :

(a) FDG.

(b) FGD.

(c) FAG.

Les fibres optiques microstructurées à gaine d'air ne possèdent pas un guidage chaotique au sens littéral du terme. Cependant l'absorption est efficace, bien que plus faible que pour la fibre en D aux grandes longueurs (plus de trente centimètres, figure II-6). La forme de la gaine interne contribue donc à améliorer l'absorption de la puissance de pompage au moins sur de courtes longueurs de propagation. D'autre part, la structure étudiée est idéale et elle ne présente aucune imperfection structurelle liée au procédé de fabrication. Ces

imperfections du profil d'indice sont inhomogènes longitudinalement et elles contribuent à améliorer l'homogénéité de la répartition de l'énergie dans la gaine microstructurée. Les répartitions modales pour les structures FGD et FGA, représentées figures II-7b et c, sont quasi-homogènes dans toute la gaine ce qui confirme l'aptitude de ces structures à double gaine d'air à répartir la puissance de pompage sur l'ensemble de la gaine. La conception d'une structure complexe à gaine d'air non circulaire ne semble donc pas indispensable, au moins au début de notre projet.

I.3.d. Etude des paramètres opto-géométriques : largeur et longueur des pontons et forme des trous

Après avoir illustré la différence de comportement entre une fibre à double gaine conventionnelle et une fibre à gaine d'air, nous focalisons notre attention sur les caractéristiques de la gaine d'air. La propagation d'une pompe multimode dépend des propriétés géométriques de la fibre considérée. Il est en effet logique que la longueur et la largeur des ponts de silice de la gaine externe d'air influencent largement le guidage de la pompe multimode, en modifiant les pertes de puissance par fuite à travers les ponts de silice. Cette seconde partie est, en conséquence, dédiée à l'étude des paramètres opto-géométriques des fibres à gaine d'air. Rappelons que cette étude numérique est effectuée à la longueur d'onde de travail $\lambda = 976$ nm, les paramètres complémentaires de simulation étant précisés pour chaque étude.

Il existe de nombreuses architectures possibles pour réaliser une gaine d'air. La structure de la gaine d'air que nous avons choisi de concevoir est contrainte par la technologie utilisée pour sa confection. La fabrication de la gaine d'air est réalisée par l'introduction de capillaires à bord mince autour d'une canne microstructurée (chap.II-II). Les dimensions de ces capillaires ainsi que leur nombre déterminent la géométrie finale de la gaine d'air. L'utilisation du procédé de fabrication par deux assemblages donne accès à une couronne circulaire constituée de trous d'air en forme de « pétales ». Un nombre de capillaires plus élevé est préférable pour réduire les problèmes thermiques [139], mais les choix relatifs à la méthode de fabrication (chap.II-II) imposent des contraintes. Un compromis est trouvé en utilisant une dizaine de capillaires (douze au vu du diamètre de la canne réalisable et des tubes de maintien disponibles). L'épaisseur de ces capillaires est réduite pour accéder facilement à une largeur étroite des ponts permettant un guidage optimal de la pompe multimode à 976 nm. L'épaisseur des capillaires utilisés ainsi que la gestion des pressions relatives

(intérieur/extérieur) des capillaires conditionne l'épaisseur, la longueur des pontons, mais aussi la forme des alvéoles d'air. Une étude préalable est donc souhaitable afin de mettre en évidence le rôle de ces paramètres et d'éviter les écueils.

◆ Etude portant sur la variation de la largeur des pontons de silice

Nous abordons tout d'abord l'étude de l'influence de la largeur des ponts de silice sur le guidage multimode. La couronne d'air est constituée de douze trous avec une longueur de ponts constante de $23\ \mu\text{m}$ (valeur maximale atteignable par notre procédé de fabrication). En prenant en compte les tolérances liées au processus de fabrication, l'évolution de la propagation d'une pompe multimode est étudiée pour cinq profils de fibre à gaine d'air possédant une épaisseur de ponts e variant de 400 à 800 nm par pas de 100 nm. La fenêtre d'étude fait $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$ et elle est résolue par 512 pixels. La taille d'un élément est par conséquent égale à $0,19\ \mu\text{m}$. Le pas de calcul demeure égal à $\Delta z = 0,2\ \mu\text{m}$.

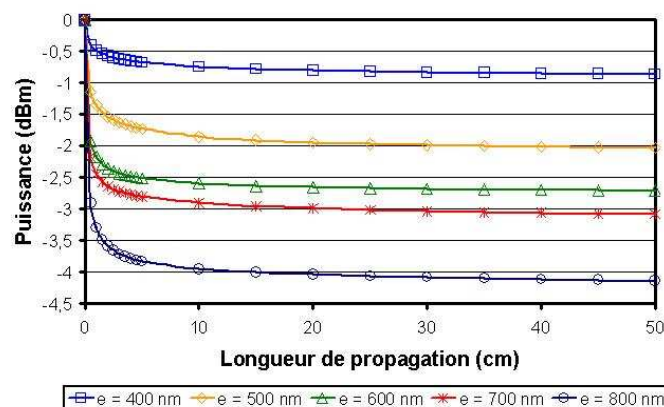


Figure II-8 : Evolution longitudinale de la puissance en fonction de l'épaisseur des pontons de silice pour les cinq profils idéaux.

La figure II-8 représente l'évolution longitudinale de la puissance de pompe dans les cinq profils étudiés pour 50 cm de propagation. Le réseau de courbe obtenu montre que plus l'épaisseur des pontons est réduite, plus les pertes de puissance sont faibles. En effet, l'ouverture numérique augmente avec la réduction de la largeur des pontons et les pertes de confinement s'en trouvent atténuées. Cependant, il est communément admis qu'il existe une épaisseur seuil proche de $\lambda/2$ en dessous de laquelle les pertes de confinement ne sont plus réduites [153]. Si la structure qui présente les ponts de silice les plus étroits (400 nm) prend nettement l'avantage, le manque de résolution sur notre maillage ne nous a pas permis de

mettre en évidence la présence d'un seuil entre 400 et 500 nm. Nous appliquerons donc la règle communément admise en fabriquant des épaisseurs de ponts toujours inférieures à 450 nm.

◆ Etude portant sur la variation de la longueur des pontons de silice

L'évolution de la propagation d'une pompe multimode est maintenant calculée en fonction de la longueur des ponts de silice. Cette étude est effectuée en injectant une pompe multimode à la longueur d'onde de travail ($\lambda = 976$ nm) dans quatre profils de fibres à gaine d'air, possédant une largeur de pont fixe de 500 nm avec leur longueur de pont l évoluant de 22 à 16 μm par pas de 2 μm . Rappelons que le procédé de fabrication génère une grande longueur de pont (autour de 20 μm). La fenêtre d'étude fait 100 $\mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ et elle est résolue par 512 pixels. La taille d'un élément est donc égale à 0,19 μm . La valeur du pas de calcul longitudinal est conservée égale à $\Delta z = 0,2 \mu\text{m}$.

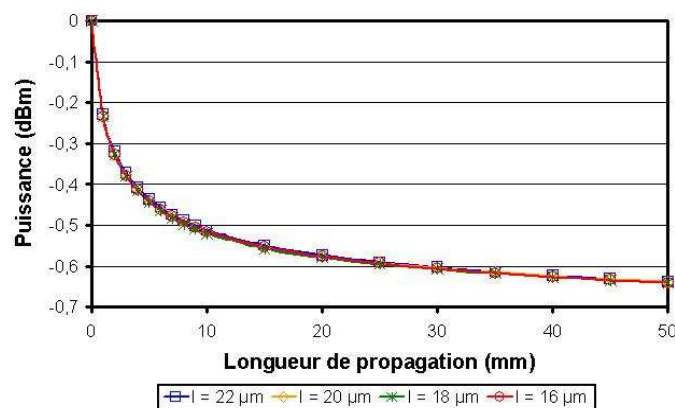


Figure II-9 : Evolution longitudinale de la puissance en fonction de la longueur des pontons de silice dans les quatre profils idéaux.

La figure II-9 met en évidence que l'augmentation de la longueur des ponts n'influence pas le guidage de la puissance dans la gaine interne. En effet, la plupart des fibres à gaines d'air fabriquées comportent des longueurs de ponts de quelques micromètres qui guident efficacement des puissances de pompages à des longueurs d'onde proche de 980 nm [151, 154]. Ce paramètre ne sera donc pas critique. Pour des applications à très fort niveau de pompage cependant, cette longueur doit être réduite pour faciliter la dissipation thermique [139], ce qui ne devrait pas être un point critique pour notre application.

♦ **Etude portant sur la variation de la forme des trous de la gaine d'air**

L'épaisseur des capillaires utilisés dans l'assemblage et la mise sous pression des capillaires lors du fibrage peut modifier sensiblement la forme des alvéoles d'air dans la fibre et en particulier la courbure de l'interface air/silice près de la gaine interne. L'influence éventuelle de cette courbure est analysée numériquement pour clore cette étude.

L'étude de ce paramètre est effectuée en injectant une pompe multimode à la longueur d'onde de travail $\lambda = 976$ nm dans quatre profils de fibres à gaine d'air, possédant les mêmes paramètres opto-géométriques ($e = 400$ nm et $l = 22$ μm) seule la courbure des trous change. La modification de la courbure est paramétrée par la distance h (figure II-10a), variant de 15 à 30 μm par pas de 5 μm (valeurs limites pouvant être simulées pour ce profil d'alvéole d'air). La fenêtre d'étude fait 100 $\mu\text{m} \times 100$ μm et elle est définie par 512 pixels. La résolution s'élève par conséquent à 0,19 μm . Un pas longitudinal de $\Delta z = 0,05$ μm a du être utilisé pour assurer la convergence des calculs du fait de la modification de la courbure.

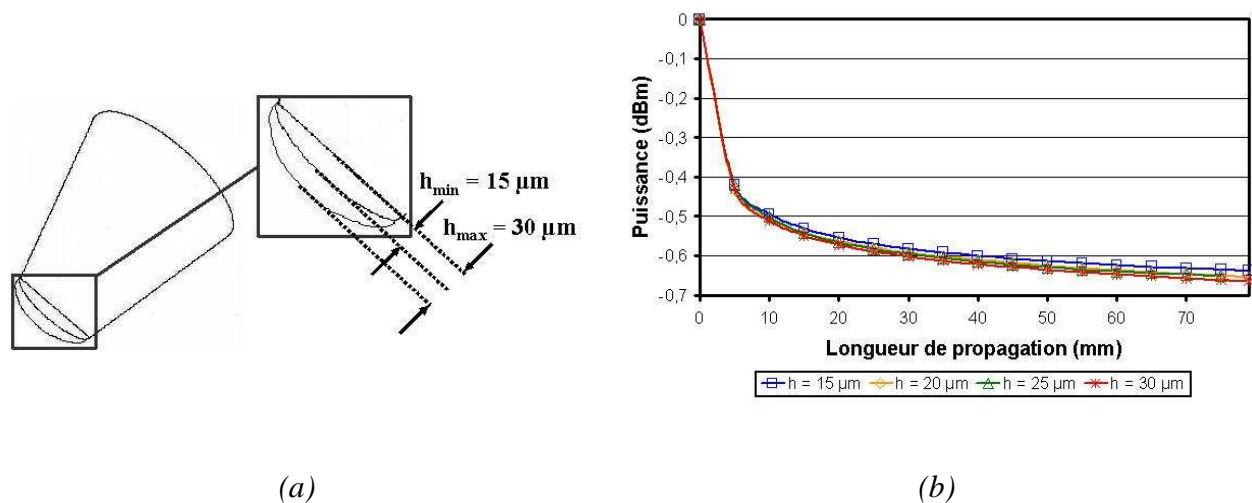


Figure II-10 :

(a) Représentation schématique de deux alvéoles d'air superposées présentant les valeurs de courbures extrêmes.

(b) Evolution longitudinale de la puissance de pompe en fonction de la courbure des trous dans les quatre profils idéaux.

La figure II-10 représente l'évolution longitudinale de la puissance dans les quatre

profils de fibres étudiées pour 8 cm de propagation. Nous observons une faible variation de puissance guidée entre les différents profils. La courbure des trous a, par conséquent, une influence négligeable sur le confinement de la pompe multimode. La pompe est répartie de manière homogène dans la gaine interne pour les quatre profils quelle que soit la courbure de la gaine d'air.

I.3.e. Conclusion

Cette étude numérique a permis de vérifier que la forme des alvéoles et la longueur des ponts de silice n'ont que peu d'influence sur le confinement de l'onde de pompe dans la gaine interne. La largeur des pontons en revanche doit être aussi faible que possible (inférieure à 450 nm). Les contraintes de fabrication, propres à la méthode que nous utilisons, ont limité le domaine d'étude. Bien que cette méthode ne soit pas rigoureuse (non mise en évidence du seuil $\lambda/2$), elle donne accès à une vision globale des phénomènes entrant en jeu.

I.4. Etude de la structure complète

I.4.a. Présentation de l'étude

La proportion en air dans la gaine interne est déterminée par le diamètre d des trous et leur espacement Λ qui donnent accès, en outre, à l'ouverture numérique du cœur mais aussi à celui de la gaine interne. Elle conditionne également le coefficient non linéaire du cœur par l'intermédiaire de l'aire effective modale (formule (I-36)). L'influence de ses paramètres a fait l'objet de nombreuses études sur le confinement, la dispersion chromatique, le nombre de modes guidés... Cependant aucune étude ne traite de son impact sur la propagation et l'absorption d'une pompe multimode dans une structure à double gaine d'air. Par conséquent, nous avons conduit cette analyse pour le profil de fibre que nous souhaitons développer.

La conception d'une structure à double gaine nécessite de prendre en compte en amont les dispositifs de pompage accessible sur le marché. Actuellement, les sources de pompage les mieux adaptées aux dispositifs optiques sont des diodes lasers à sortie fibrée dont les caractéristiques, pour une puissance allant jusqu'à une vingtaine de watts, sont un diamètre de cœur égal à 100 μm et une ouverture numérique de 0,2. Pour réaliser une injection efficace, l'étendue géométrique de la gaine interne de la fibre optique doit concorder avec l'étendue géométrique de la source de pompage. L'étude numérique traitera ainsi de l'influence des

dimensions des trous pour un pas de maille fixe ($\Lambda = 3,5 \mu\text{m}$) et de la géométrie à imposer au cœur pour optimiser la propagation et l'absorption d'une pompe multimode à 976 nm dans la gaine interne d'une fibre à double gaine d'air. La valeur du pas Λ a été choisie de façon arbitraire, sachant que sa valeur réelle sera sans doute proche afin de garantir la dispersion chromatique et le coefficient non linéaire adapté.

La fibre à développer comporte une gaine d'air de douze alvéoles dont la longueur et la largeur des ponts de silice sont respectivement $l = 23 \mu\text{m}$ et $e = 500 \text{ nm}$, valeurs dictées par l'étude préliminaire menée. La gaine interne contiendra une microstructure de pas de valeur égale à $3,5 \mu\text{m}$. La structure aboutissant à ce cahier des charges est représentée figure II-11.

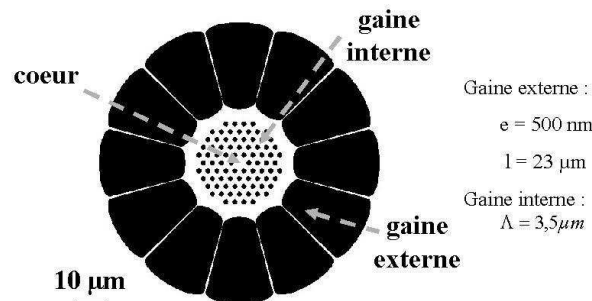


Figure II-11 : Représentations en 2D du profil d'indice de la structure étudiée avec ses paramètres géométriques types.

Par la suite, la source d'excitation employée sera un faisceau multimode à 976 nm, possédant une distribution d'énergie transverse de la même dimension que la gaine interne de la structure idéale. Son ouverture numérique sera légèrement supérieure à celle de la fibre optique afin d'exciter tous les modes potentiellement guidés quels que soient les paramètres des trous de la gaine interne.

I.4.b. Etude de la variation du diamètre des trous de la gaine interne

La présence d'une microstructuration dans ce profil de fibre optique va modifier la propagation et éventuellement l'absorption de la pompe multimode par le cœur. La variation de la dimension des trous de la gaine interne tendra à améliorer où inversement à altérer la propagation et l'absorption de la pompe multimode à 976 nm. A partir du modèle de la figure II-11, différents profils d'indice ont été réalisés en faisant évoluer le diamètre d des trous de la gaine interne de $1,6$ à $2 \mu\text{m}$ par pas de $0,1 \mu\text{m}$ (figure II-12). Ces valeurs

correspondent aux diamètres accessibles en modifiant la pression imposée dans la gaine interne pendant l'opération d'étirage.

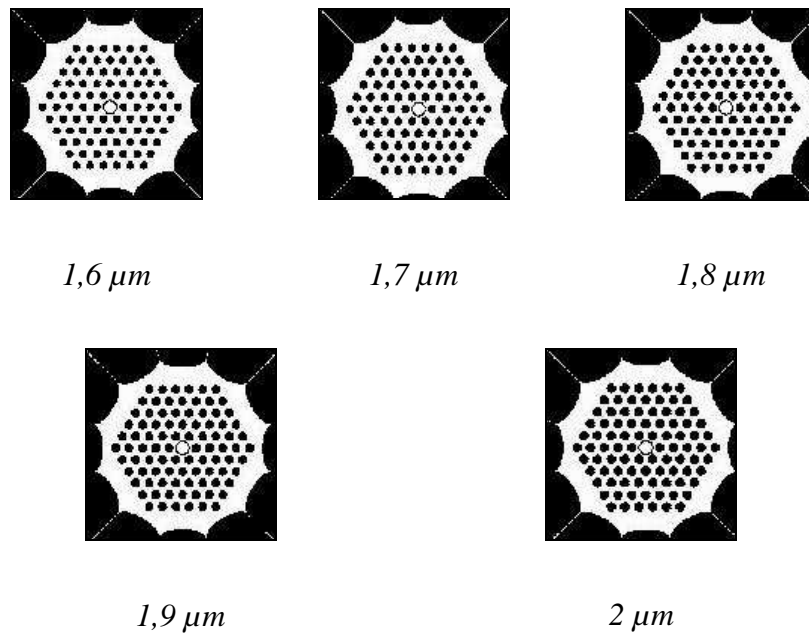


Figure II-12 : Représentation en 2D des profils d'indices étudiés.

L'amélioration de la précision des calculs passe par la troncature de la gaine d'air. Toute énergie qui s'échappe par les ponts de silice de la gaine d'air est alors considérée comme totalement perdue. La fenêtre d'étude fait $48 \mu\text{m} \times 48 \mu\text{m}$ et elle est résolue par 256 pixels. La taille d'un élément est donc égale à $0,19 \mu\text{m}$. Les trous de dimension $d = 1,5 \mu\text{m}$ sont alors définis par 8 pixels et la largeur des ponts de silice par 2 pixels au minimum. D'autre part, une surface de diamètre $4 \mu\text{m}$, avec une différence d'indice $\Delta n = 5.10^{-3}$ par rapport à l'indice de la silice et possédant un coefficient d'absorption de 1000 dB/m, est ajouté au centre du cœur pour simuler la surface active du coeur. Un pas longitudinal égal à $\Delta z = 0,02 \mu\text{m}$ a du être utilisé pour assurer la convergence des calculs du fait des forts contrastes d'indice dans la gaine interne.

◆ Propagation de la puissance de pompage multimode

Pour les cinq profils de fibres optiques présentés précédemment, une pompe multimode à $\lambda = 976 \text{ nm}$ va être injectée dans la gaine interne. Pour ne considérer que les pertes par confinement, lors de la propagation du rayonnement de pompage, la zone centrale insérée dans le cœur est considérée comme non absorbante ($\alpha = 0$). L'allure du réseau de courbes

obtenues nous permet de visualiser l'évolution des pertes de puissance par défaut de confinement en fonction du diamètre des trous de la microstructure. L'évolution longitudinale de la puissance pour les cinq profils présente une légère différence de chute de puissance dès les premiers centimètres de propagation (0,2 dB de variation entre les extrêmes, figure II-13). Cette faible perte est liée à l'augmentation de la surface en air dans la microstructure (autour de 9 %). Cet apport d'air provoque une légère diminution de l'indice de réfraction moyen de la gaine interne qui se répercute sur la valeur de l'ouverture numérique de la gaine interne. Ensuite, les pentes du réseau de courbes évoluent différemment en fonction de la qualité du guidage modal effectué par la gaine interne microstructurée. Ce changement de comportement est observé autour d'une valeur de $d/\Lambda \leq 0,5$. Pour $d/\Lambda \leq 0,5$, la microstructure génère une répartition homogène de la puissance multimode dans la gaine interne. Cette distribution spatiale s'opère de manière identique à celle observée dans une fibre à double gaine dans laquelle on insère un défaut [151]. Dans notre cas, les défauts de la gaine interne correspondent aux trous de la microstructure. Pour $d/\Lambda \geq 0,5$, la répartition de la pompe multimode dans la gaine interne est restreinte par la forte proportion d'air dans la microstructure. En effet, les espaces de silice entre les trous d'air se comportent comme de multiples cœurs et ils confinent partiellement la puissance de pompage.

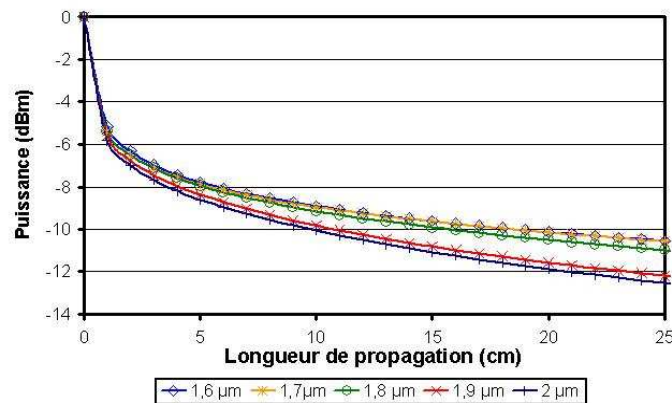


Figure II-13 : Evolution longitudinale de la puissance pour les cinq profils de fibres étudiées à diamètre de trous variables.

◆ Absorption de la puissance de pompage multimode

Précédemment, nous nous sommes intéressés à l'influence du diamètre des trous sur les pertes de confinement dans la gaine interne. Nous avons alors considéré le cœur comme non

absorbant ($\alpha = 0$ dB/m). Cette seconde étude consiste à observer l'influence du diamètre des trous sur l'efficacité d'absorption par le cœur de la pompe multimode à $\lambda = 976$ nm. Le cœur est donc absorbant avec un coefficient d'absorption égal à $\alpha = 1000$ dB/m. Pour visualiser la contribution de l'absorption propre du cœur, c'est-à-dire sans prendre en compte les pertes de confinement, nous faisons la différence entre les deux réseaux de courbes obtenus avec et sans absorption du cœur. Le réseau de courbe calculé, représenté figure II-14, montre l'évolution longitudinale de l'absorption par le cœur de la puissance guidée pour différents diamètres des trous de la microstructure.

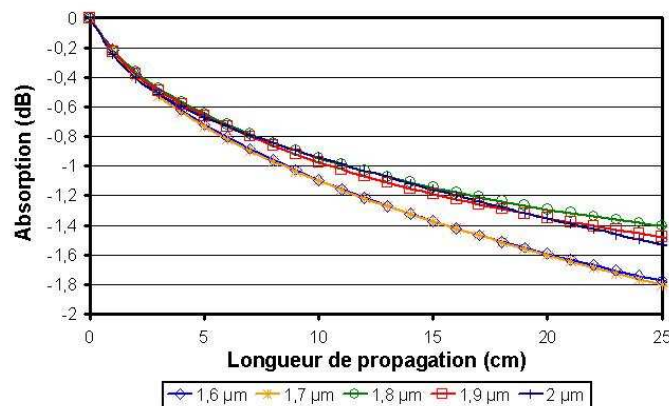


Figure II-14 : Evolution longitudinale de l'absorption du cœur pour les cinq profils de fibres étudiées à diamètre de trous variables.

Les résultats obtenus confirment les hypothèses émises précédemment, à savoir que l'augmentation du diamètre des trous au-delà $d/\Lambda \geq 0,5$ altère la répartition de la puissance de pompage dans la gaine interne. Ainsi pour $d/\Lambda \leq 0,5$, la distribution de la puissance de pompage est également répartie dans la gaine interne, ce qui facilite l'interaction entre la puissance de pompage et le cœur dopé. Au-delà ($d/\Lambda > 0,5$), la pompe multimode semble confinée dans les interstices de silice et les échanges avec le cœur sont plus difficiles. L'absorption est donc moins efficace. Notons que la différence d'efficacité d'absorption n'est que de 0,4 dB pour 25 cm, ce qui demeure faible. Ces hypothèses sont déduites de l'observation du module du champ (figure II-15) qui permet de visualiser la déplétion de la puissance à proximité du cœur dopé plus importante pour le profil $d = 2$ µm que pour les profils $d = 1,6$ et $1,8$ µm. A la vue de ces résultats et comme une proportion d'air élevée ne favorise pas non plus l'injection de la puissance de pompage dans la gaine interne, nous privilégions un rapport d/Λ inférieur à 0,5 pour assurer une inversion de population efficace des ions du cœur dopé.

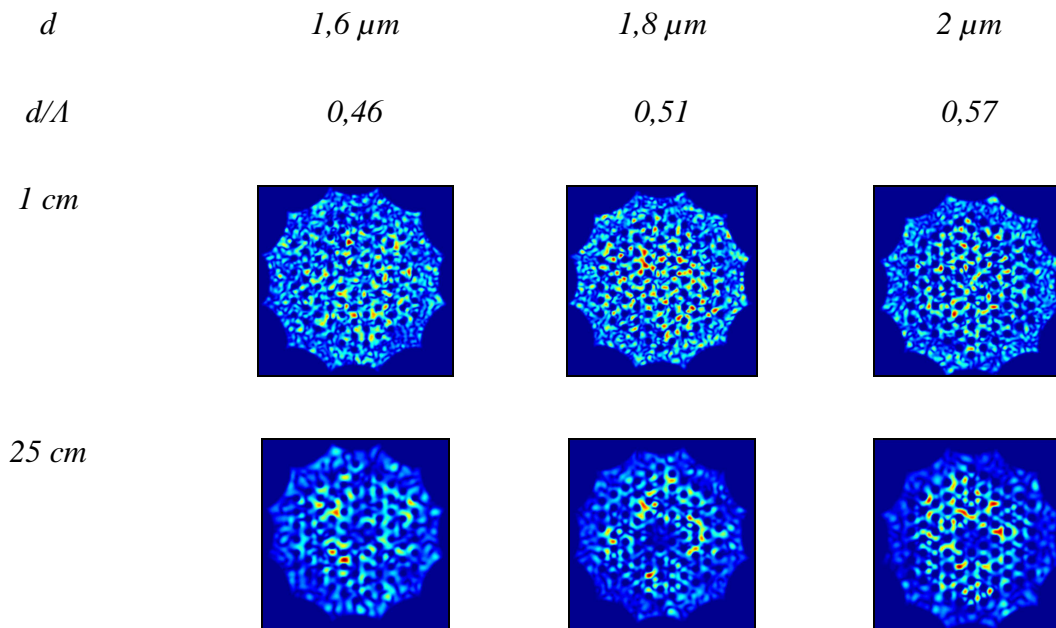


Figure II-15 : Représentations transversales du module du champ pour différentes positions longitudinales pour différents profils d'indice possédant un cœur absorbant.

I.4.c. Etude de la géométrie du cœur de la fibre microstructurée air/silice active : impact de la biréfringence

Pour compléter l'étude menée sur la gaine interne microstructurée air/silice, nous avons voulu étudier l'impact de la modification de la géométrie du cœur sur l'efficacité d'absorption d'une pompe multimode ($\lambda = 976 \text{ nm}$). En effet, la fibre à concevoir a vocation à être un amplificateur mais elle doit aussi posséder un cœur permettant de mettre en jeu efficacement les effets non linéaires pour obtenir un élargissement spectral dans le domaine visible. Une forte biréfringence y contribue en levant la dégénérescence des modes électromagnétiques guidés. Cela enrichit les gammes des accords de phase possibles et améliore l'exploitation d'effets paramétriques [64, 112]. Des spectres plus étendus, notamment dans le domaine visible peuvent alors être obtenus. Il semble donc intéressant de concevoir un cœur biréfringent, mais nous souhaitons avant toute fabrication connaître l'impact de cette modification de structure sur l'absorption de la pompe à 976 nm par le cœur actif. Notre étude consiste donc à observer la propagation et l'absorption d'une pompe multimode à 976 nm dans trois profils types de fibre biréfringente proches de la structure proposée (figure II-11).

◆ Présentation des structures étudiées

Les structures étudiées sont issues du profil type proposé précédemment (trous de la gaine interne de diamètre moyen $r = 0,8 \mu\text{m}$ et pas $\Lambda = 3,5 \mu\text{m}$). Les géométries étudiées, représentés figure II-16, donnant accès à différentes valeurs de biréfringence du cœur sont issues d'un brevet déposé en 2006 [105]. Le choix des diamètres des trous ($0,4 \mu\text{m}$, $0,8 \mu\text{m}$ et $1,7 \mu\text{m}$) correspond aux diamètres externes pouvant être réalisés par notre technologie de fabrication (ajout de capillaires d'épaisseurs différents et maîtrise de leur expansion par la pression différentielle imposée).

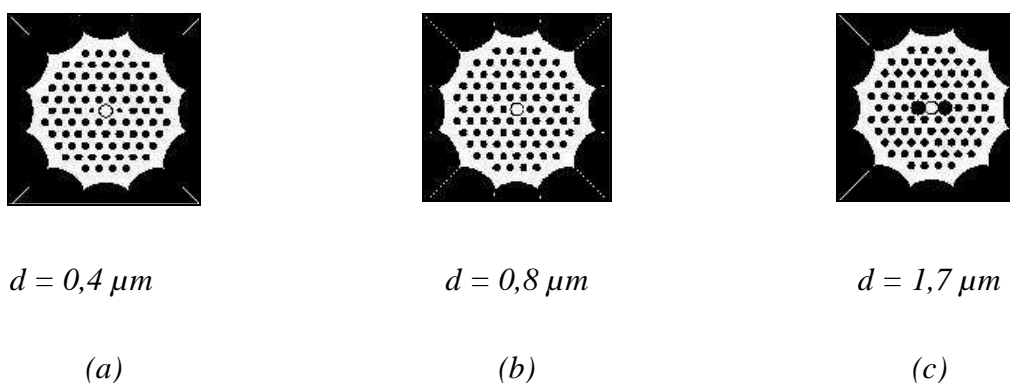


Figure II-16 : Représentation en 2D du profil d'indice type des structures étudiées :

(a) Avec deux petits trous (FPT).

(b) Sans différence de diamètre (FTid).

(c) Avec deux gros trous (FGT).

Les trois profils contiennent au centre du cœur, une surface de diamètre $4 \mu\text{m}$ possédant une différence d'indice $\Delta n = 5.10^{-3}$ par rapport à l'indice de la silice, ainsi qu'un coefficient d'absorption $\alpha = 1000 \text{ dB/m}$. Cet élément est ajouté au centre du cœur pour simuler la surface active. De plus, la gaine d'air est tronquée pour favoriser la résolution de la structure centrale. La fenêtre d'étude mesure $48 \mu\text{m} \times 48 \mu\text{m}$ et elle est résolue par 256 pixels. La taille d'un élément est donc égale à $0,19 \mu\text{m}$. Ces structures présentent un profil d'indice à fort contraste d'indice réparti sur toute la surface. La convergence des calculs a été obtenue avec un pas égal à $\Delta z = 0,05 \mu\text{m}$.

◆ Propagation de la puissance de pompage multimode

Dans un premier temps, la propagation d'une pompe multimode à $\lambda = 976$ nm est étudiée pour les trois profils de fibres optiques présentés précédemment. Pour isoler la contribution des pertes par confinement, la zone centrale insérée dans le cœur est considérée comme non absorbante ($\alpha = 0$ dB/m). Les courbes calculées pour 50 cm de propagation, représentées figure II-17, nous permettent de visualiser l'évolution des pertes de puissance par confinement en fonction de la géométrie du cœur. Elles présentent une pente similaire. La différence réside dans la légère dégradation de la puissance injectée pour le profil FGT (0,2 dB). La modification de la surface d'air présente dans la gaine interne est très faible (< 2 % de la surface de la gaine interne microstructurée) et son impact sur la puissance injectée l'est également. Cette faible perte de puissance à l'injection est cependant visible sur nos résultats de simulation, ce qui conforte notre démarche en faveur de l'utilisation de cette méthode de calcul. Le profil à deux gros trous est moins approprié pour l'injection de cette pompe multimode, mais la différence de puissance calculée est trop faible pour constituer un obstacle à l'utilisation d'un tel cœur biréfringent.

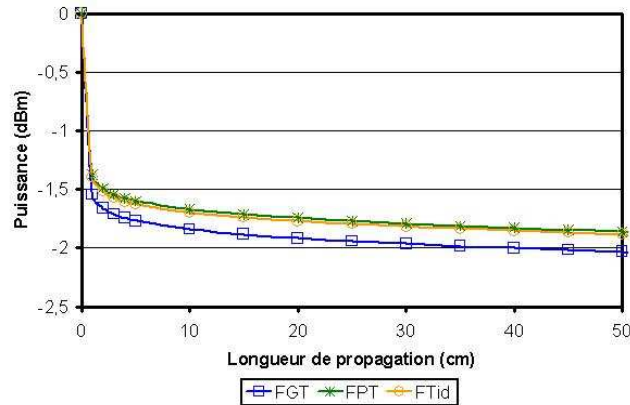


Figure II-17 : Evolution longitudinale de la puissance pour les profils FPT, FTid et FGT.

◆ Absorption de la puissance de pompage multimode

Cette seconde étude consiste à observer l'influence de la géométrie du cœur sur son efficacité d'absorption de la pompe multimode à $\lambda = 976$ nm. Le cœur sera absorbant avec une valeur $\alpha = 1000$ dB/m. Le réseau de courbes obtenues est représenté figure II-18.

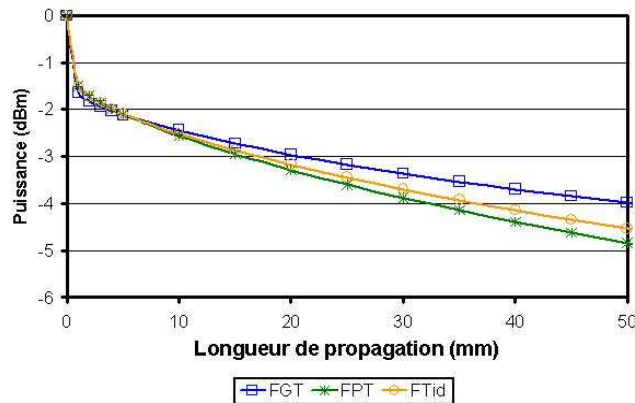


Figure II-18 : Evolution longitudinale de la puissance pour les profils FPT, FTid et FGT.

Les pertes supplémentaires apportées par l'absorption du cœur modifient l'allure des courbes. Plus la proportion en air autour du cœur est importante et plus l'absorption se fait difficilement au cours de la propagation de la pompe. Ceci s'explique simplement par le fait que la forte présence en air, apportée notamment dans le profil à deux gros trous, perturbe l'installation d'une distribution de la puissance de pompage homogène et ainsi son absorption par le cœur. Ce phénomène peut être expliqué par la présence de réflexions supplémentaires qui rejettent la pompe vers la gaine interne (figure II-19). Le cœur est partiellement isolé de la gaine interne.

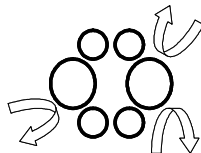


Figure II-19 : Représentation schématique des réflexions subies par la pompe multimode et causées par l'apport de deux gros trous de part et d'autre du cœur.

Pour isoler la contribution du cœur absorbant, c'est-à-dire sans prendre en compte les pertes de confinement, nous faisons la différence entre les deux réseaux de courbes obtenus avec et sans absorption du cœur. L'évolution longitudinale de l'absorption par le cœur de la puissance guidée est représentée figure II-20. Au final, plus la proportion en air est importante et plus l'absorption est réduite au cours de la propagation. La différence de puissance absorbée par le cœur entre les trois structures s'élève au maximum à 1 dB pour 50 cm. Or, le coefficient d'absorption utilisé pour l'étude numérique est très élevé (1000 dB/m, cent fois plus que la moyenne [151-152]). En conséquence, la différence de géométrie ne devrait pas, là encore, constituer un obstacle.

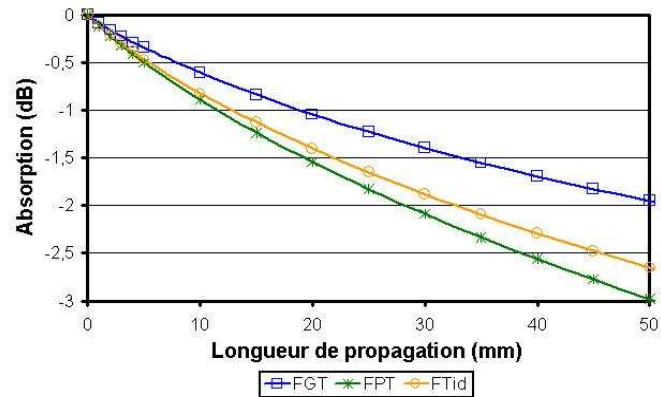


Figure II-20 : Evolution longitudinale de l'absorption de la puissance de pompe pour trois géométries de cœur différentes.

Du point de vue de l'efficacité de pompage, la structure à deux petits trous mériterait donc de retenir toute notre attention pour concevoir une fibre optique biréfringente active. Cependant, la modification de la taille des trous de part et d'autre du cœur engendre une modification de ses caractéristiques : population modale, biréfringence, dispersion chromatique, entre autre. Or, la position du point d'annulation de la dispersion chromatique est un facteur important pour la génération de l'élargissement spectral. Une étude complémentaire est donc nécessaire pour déterminer l'impact de cette variation géométrique sur les caractéristiques des modes guidés du cœur.

Dans un premier temps, nous recherchons tous les modes électromagnétiques susceptibles d'être exploités dans le cœur pour chaque profil. Ces calculs sont réalisés à l'aide du logiciel COMSOL. Les distributions de champ des modes guidés sont représentées figure II-21. Notons que la fibre FTid est monomode contrairement aux fibres FPT et FGT qui sont bimodes. Cette première observation atteste de l'impact de la modification de la géométrie du cœur sur sa population modale. La première analyse que l'on peut faire, réside dans la configuration spatiale des modes. Le mode fondamental LP_{01} du profil à deux gros trous présente une géométrie elliptique qui entraînera certainement une biréfringence de forme plus élevée.

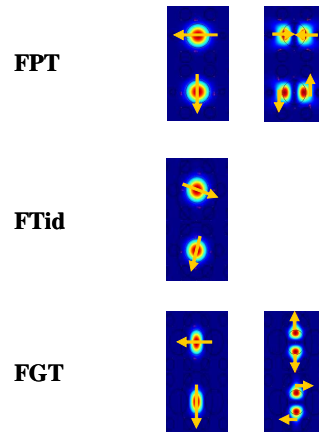


Figure II-21 : Distribution spatiale de champ des modes électromagnétiques calculés dans le cœur des structures FTG, FTid et FGT.

Cette remarque basée sur l'observation de la distribution des champs des modes guidés est confirmée de manière rigoureuse par le calcul des indices effectifs de ces modes. La différence entre les indices effectifs des deux modes électromagnétiques composant le mode fondamental LP_{01} permet de connaître la biréfringence de phase pour chaque structure. Son évolution en fonction de la longueur d'onde est représentée figure II-22. La structure à trous identiques est homogène et idéale, par conséquent, elle ne présente aucune biréfringence [104]. Pour ce qui est des deux autres profils, la modification de la taille de trous engendre une biréfringence dite de forme. Celle-ci est plus importante pour le profil à deux gros trous, comme l'indique la figure II-22.

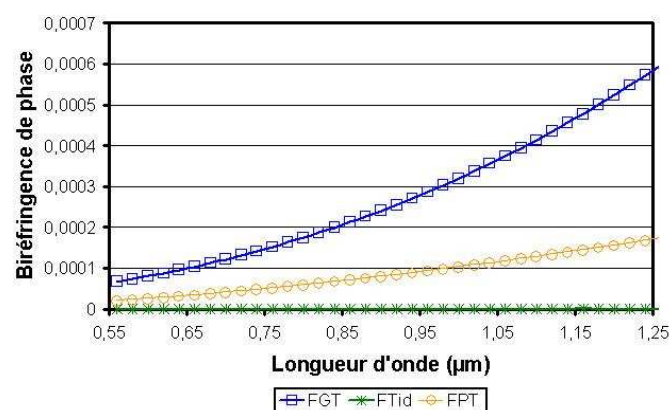


Figure II-22 : Evolution de la biréfringence de phase pour les trois profils.

La dispersion chromatique étant proportionnelle à la dérivée seconde des indices effectifs, la levée de dégénérescence entre les deux modes de polarisation, amenée par la forte

biréfringence entraîne également une dissociation des courbes de dispersion chromatique. Les courbes de dispersion calculées pour les trois profils et pour les deux modes de polarisation du mode fondamental sont représentées figure II-23. Le point d'annulation de la dispersion chromatique du mode fondamental progresse vers les hautes longueurs d'onde ($\Delta\lambda = 50$ nm) avec la diminution du diamètre des trous de part et d'autre du cœur. Ce résultat concorde avec les résultats précédemment obtenus dans d'autres laboratoires [155]. En effet, l'augmentation de la proportion en air dans la gaine interne génère une réduction de l'indice moyen de la gaine bien inférieure à celle que l'on peut obtenir dans les fibres conventionnelles à saut d'indice, puisque l'air possède l'indice de réfraction le plus bas ($n = 1$). Cette diminution d'indice moyen provoque un confinement élevé et la dispersion du guide devient alors fortement positive [143]. Un décalage de la courbe de dispersion chromatique vers les basses longueurs d'onde est alors observé. De manière analogue, la modification du diamètre des deux trous de part et d'autre du cœur change le confinement modal, entraînant un décalage des courbes de dispersion chromatique (vers les basses longueurs d'onde lorsque le diamètre d'augmente et vers les hautes longueurs d'onde lorsque d diminue).

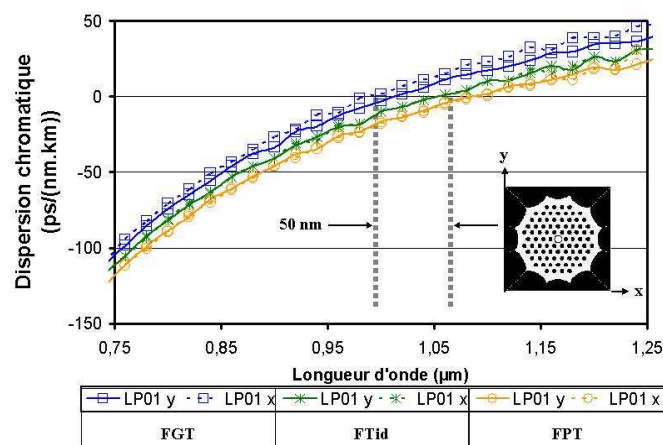


Figure II-23 : Courbes de dispersion chromatique calculées pour les deux modes de polarisation du mode fondamental LP_{01} des profils FGT, FTid et FPT.

La modification du diamètre de deux trous situés de part et d'autre du cœur ne provoque pas de pertes supplémentaires notables sur la propagation de la pompe multimode à 976 nm. Par contre, l'étude effectuée à l'aide de la méthode des éléments finis montre que la diminution du diamètre des deux trous génère un décalage de la longueur d'onde de dispersion nulle vers les hautes longueurs d'onde (environ 50 nm). Ce décalage peut avoir une grande influence dans notre application. En effet, nous souhaitons générer un élargissement

spectral de manière préférentielle vers les basses longueurs d'onde et pour cela nous souhaitons effectuer un pompage impulsionnel à $\lambda = 1064$ nm en régime de propagation légèrement anormale ($D > 0$). Par conséquent, la déviation de la position de la dispersion chromatique doit être maîtrisée pour ne pas dépasser la longueur d'onde de la pompe impulsionnelle. De plus, l'apport des deux gros trous apportent une biréfringence de forme élevée dans le cœur qui est un paramètre important pour engendrer ou optimiser des accords de phase à la base de la création d'effets paramétriques. Pour toutes ces raisons, l'ajout de deux gros trous est effectué dans le processus de fabrication de la fibre optique.

I.5. Conclusion

L'étude numérique, réalisée à l'aide d'un logiciel basé sur la méthode du faisceau propagé, a permis de confirmer l'intérêt d'un profil de fibre optique microstructurée active à double gaine qui soit adapté à la fois pour amplifier des impulsions à 1064 nm et pour générer un élargissement spectral, de manière préférentielle dans le visible, sous l'injection d'une pompe impulsionnelle à 1064 nm. L'introduction de la fonction amplification dans une fibre microstructurée non linéaire a nécessité l'ajout d'une gaine d'air autour de la microstructure habituelle des fibres microstructurées air/silice non linéaires développées au laboratoire. En effet, l'utilisation d'une gaine polymère ne permettait pas d'accéder à une forte ouverture numérique en présence des microcanaux d'air dans la gaine interne. La gaine d'air doit assurer le guidage de la pompe multimode à 976 nm dans la gaine interne microstructurée. Ses ponts de silice seront suffisamment fins ($e/\lambda \leq 0,5$) et longs ($l/\lambda \gg 1$) pour limiter les pertes de puissance par défaut de confinement. Pour optimiser le rendement d'injection de la pompe multimode, l'étendue géométrique de la gaine interne a été adaptée à celle des sorties fibrées des diodes de pompage actuellement sur le marché ($\Phi = 100$ μm , $\text{ON} = 0,2$). Pour cela, la microstructure est composée de cinq couches de trous possédant un pas de 3,5 μm présentant un rapport $d/\Lambda = 0,5$. La proportion en air ne doit pas être plus importante dans la gaine interne car nous avons constaté que au-delà, elle altère l'ouverture numérique et, de plus, la puissance de pompage se confine dans les interstices de silice. Une mauvaise distribution de la puissance de pompage dans la gaine interne limite le recouvrement entre la puissance de pompage et le cœur. L'inversion de population des ions de terres rares présents dans le cœur est alors dégradée, produisant une amplification du signal moins efficace. Notons que nous avons choisi d'insérer deux gros trous de part et d'autre du cœur pour rendre

le cœur très biréfringent dans le but de favoriser l'obtention d'accords de phase et d'exploiter au mieux les effets paramétriques qui contribuent à l'élargissement de la bande spectrale, en particulier dans le visible.

Ce chapitre se poursuit à travers la description de la fabrication et des caractérisations des prototypes de fibres réalisées au laboratoire.

II FABRICATION ET CARACTERISATION DE FIBRES

MICROSTRUCTUREES DOPEES YTTERBIUM A GAINES D'AIR

Cette partie est consacrée à la description des méthodes de fabrication employées, à la discussion des techniques retenues pour caractériser les fibres optiques réalisées au laboratoire.

II.1. Outils de caractérisation

II.1.a. Banc de mesure d'ouverture numérique

La mesure de l'ouverture numérique du cœur ou de la gaine interne d'une fibre optique classique nécessite une procédure de mesure simple, qui est bien maîtrisée. Les fibres optiques développées dans cette thèse comportent de forts contrastes d'indice dans la gaine interne et externe. Les microcanaux d'air de la gaine interne sont perçus différemment en fonction de la longueur d'onde. L'étalement spatial du rayonnement émis en sortie du cœur sera donc différent en fonction de la longueur d'onde. D'autre part, le cœur de ces fibres optiques ne possède pas une symétrie de révolution (biréfringence de forme). Ainsi, l'exploitation d'un banc de mesure de diagramme de rayonnement plus complexe s'est imposée pour obtenir des informations plus complètes sur les ouvertures numériques du cœur et de la gaine interne.

Un banc de mesure de diagramme de rayonnement, développé initialement par C. Jamin et N. Faure pour la caractérisation de guides d'images, a été utilisé et appliqué à la mesure du diagramme de rayonnement émis par une fibre optique (figure II-24). La fibre à tester est fixée au centre du banc. Un capteur (photodiode) situé à sa verticale, détecte le rayonnement électromagnétique émis à sa sortie. Pour mesurer le diagramme de rayonnement en deux dimensions, le capteur est disposé sur un bras rotatif, qui balaye la plage angulaire située à la verticale de la face de sortie de la fibre optique sous test. Ce bras rotatif est, de plus, fixé sur une platine de rotation pour accéder à la mesure sur une demi sphère d'émission du rayonnement issu de la fibre optique sous test. Les rotations du bras du détecteur et de la platine, ainsi que l'acquisition des données mesurées sont automatisées.

Les sources utilisées pour réaliser l'excitation des fibres optiques testées, sont une source blanche spatialement et spectralement incohérente de type halogène pour exciter la gaine et un *supercontinuum* (Leukos, SP-OEM) pour le pompage coeur. Ce système ne dispose pas d'une détection synchrone et par conséquent il ne s'affranchit pas des rayonnements issus des sources environnantes telles que l'éclairage, ce qui nécessite d'effectuer les mesures dans l'obscurité ou sous fort flux.

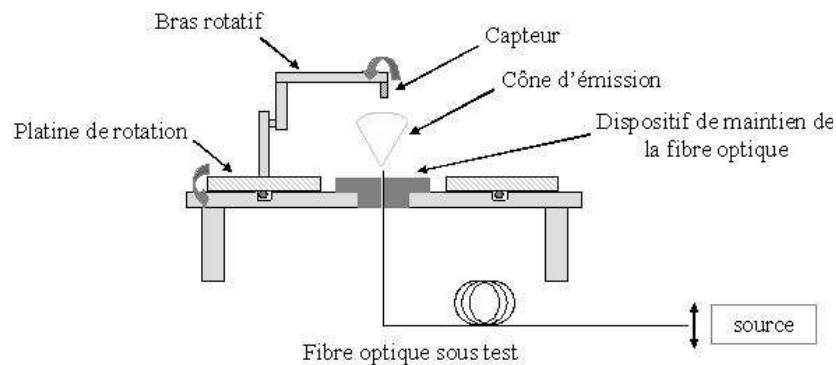


Figure II-24: Représentation schématique du banc expérimental de mesure de l'ouverture numérique.

L'ouverture numérique est définie par la formule (II-3) en prenant en compte les deux valeurs d'angle.

$$ON = \sin\left(\frac{A_1 + A_2}{2}\right) \quad (\text{II-3})$$

Avec A_1 et A_2 les valeurs des angles correspondant à 5 % de la puissance maximale sur le diagramme de rayonnement.

La distance entre le capteur et la face de la fibre optique est de 4 cm, d'une part pour se placer dans les conditions de champ lointain, et d'autre part pour résoudre convenablement la distribution d'intensité du champ lointain dans la demi sphère d'émission (condition imposée par la position de l'axe de rotation du bras mobile). Avant de commencer toute mesure, un balayage manuel du bras rotatif est effectué pour déterminer l'angle utile d'analyse de l'ouverture numérique.

II.1.b. Banc de mesure de la dispersion chromatique

La mesure de la dispersion chromatique dans les fibres optiques peut s'exécuter par

différentes méthodes expérimentales. Cependant les fibres optiques que nous allons caractériser comportent de fortes pertes, un petit cœur et une structure qui peut se révéler inhomogène sur de grandes longueurs. Par conséquent, les méthodes commerciales (par exemple, la méthode du décalage de phase) ne pourront être utilisées, puisqu'elles nécessitent l'utilisation de grandes longueurs de propagation. La méthode retenue est basée sur un interféromètre de type Mach-Zehnder afin d'effectuer une mesure à faible cohérence (OLCR, « Optical Low Coherence Reflectometry »).

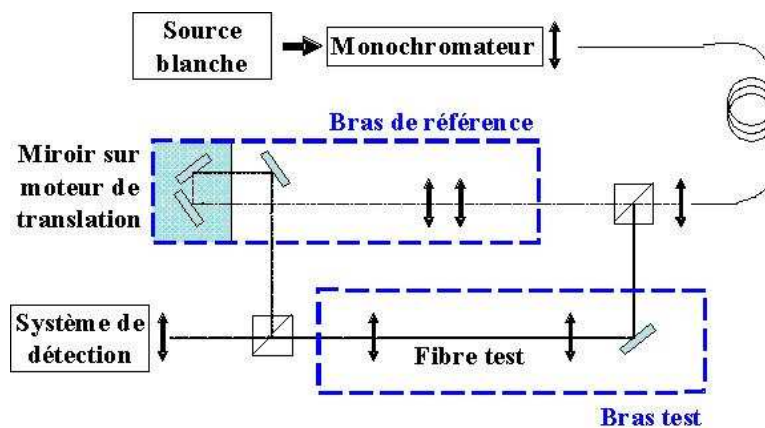


Figure II-25 : Représentation schématique du banc expérimental de mesure de la dispersion chromatique.

Le banc de mesure de la dispersion chromatique exploité (figure II-25), mis en place par G. Humbert, utilise une source à émission large bande (de type *supercontinuum*) pour accéder à une mesure de la dispersion chromatique sur une large bande spectrale. Le faisceau large bande passe ensuite à travers un monochromateur pour sélectionner une bande spectrale plus étroite (3 nm) afin de favoriser l'obtention d'interférences contrastées. Ce dispositif se divise alors en deux bras distincts obtenus par la séparation du faisceau incident à l'aide d'un cube séparateur de faisceau 50/50. Le premier bras, appelé bras test, est composé de la fibre optique sous test (40 cm) et des optiques d'injection et de collimation. Le second bras, nommé bras de référence, assure la propagation en espace libre du faisceau incident de référence. La recombinaison entre les deux faisceaux est effectuée par l'ajustement de la différence de marche sur le bras de référence. L'onde d'excitation présentant une faible cohérence (3 nm de bande spectrale), la superposition des faisceaux ne présente alors des franges d'interférence que pour une différence de marche très faible (autour de 300 μm). La translation des miroirs de fond de cavité sur le bras de référence est commandée par informatique et les franges sont observées par l'utilisation d'un système de détection.. La

position relative de ces miroirs est relevée pour chaque mesure de franges d'interférence effectuée en décalant la longueur d'onde centrale du monochromateur sur toute la plage spectrale de mesure souhaitée. De la position relative du maximum des franges est déduite la position du contact optique. La courbe de temps de groupe en fonction de la longueur d'onde est alors construite point par point par l'intermédiaire de la relation (II-4).

$$t_g = \frac{2.z}{L.c} \quad (\text{II-4})$$

Avec z la position du miroir, L la longueur exacte du tronçon de fibre testée et c la vitesse de la lumière dans le vide. Ensuite, la courbe d'évolution de la dispersion chromatique est obtenue en dérivant la courbe d'évolution des temps de groupe. Le principal problème de cette technique expérimentale réside dans la capacité à différencier les différents paquets de franges d'interférence en présence de plusieurs modes électromagnétiques.

II.2. Fabrication et caractérisation des fibres optiques hybrides réalisées

Afin de valider les procédés de fabrication, nous avons tout d'abord fabriqué une fibre optique passive, c'est-à-dire entièrement constituée de silice pure. En suivant la même méthode, une seconde fibre optique a été réalisée, cette fois-ci en utilisant pour le cœur central une silice dopée Yb^{3+} . Son utilisation permettra de démontrer le principe proposé pour améliorer le niveau de densité spectrale de puissance émis dans les sources *supercontinuum*. Ensuite une troisième fibre optique, dite optimisée, est présentée, mais sa fabrication n'a pas atteint son terme avant la fin de la rédaction de ce manuscrit. Les premières étapes de sa fabrication sont néanmoins décrites ainsi que les modifications mises en œuvres sur nos outils de fabrication.

II.2.a. Fabrication et caractérisation : fibre passive

◆ Processus de fabrication

Le processus de fabrication de fibres optiques a été précédemment décrit en détail (chap.I-II-2). Nous rappelons ici les dimensions des tubes, capillaires et baguettes utilisés ainsi que les caractéristiques des matériaux employés pour la fabrication de la fibre optique passive. Tous les tubes et capillaires utilisés pour fabriquer cette fibre sont en silice naturelle

de qualité ST-10 (Saint-Gobain-Quartz, Annexe II).

Le premier assemblage est obtenu à partir de 91 capillaires de dimensions 0,5/2 mm disposés en cinq couches selon un arrangement hexagonal. Les six sommets sont supprimés et le capillaire central est remplacé avec une baguette de silice pure de 2 mm pour réaliser le cœur central. L'ensemble est alors maintenu dans un tube circulaire. Deux capillaires de diamètre 1/2 mm sont disposés de part et d'autre de la baguette de silice pour apporter de la biréfringence au cœur de la future fibre optique. Une opération de verrerie finalise le montage de la préforme en solidarifiant et refermant les capillaires. Ce traitement permettra d'appliquer une pression différentielle entre l'intérieur des capillaires et les trous interstitiels, autorisant la mise sous vide de ces derniers pendant le processus d'étirage. Des cannes de 3 mm de diamètre (figure II-26) sont fabriquées au cours de la première phase d'étirage.

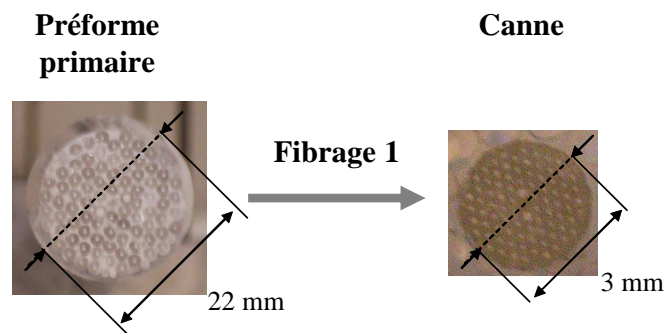


Figure II-26 : Processus de fabrication : étape 1.

Les cannes obtenues sont caractérisées par :

- un diamètre externe de 2,9 mm.
- un diamètre des deux gros trous de 0,16 mm.
- un diamètre moyen des petits trous de 0,08 mm.
- un pas entre les trous de 0,27 mm.

Le second assemblage est confectionné à partir d'une canne de 3 mm, entourée de 12 capillaires à bord mince (fabriqués au laboratoire à partir de tubes 19/21 mm). Le tout est maintenu dans un tube de dimensions 6/10 mm. L'extrémité de chacun des capillaires est colmatée pour appliquer, pendant l'opération de fibrage, une pression différentielle entre l'air emprisonnée dans les capillaires et l'air présent entre ces capillaires. Ce traitement élimine les trous interstitiels. Cette seconde préforme est étirée pour obtenir une fibre optique de diamètre 125 μm (figure II-27).

Les dimensions de la fibre sont :

- un diamètre moyen des trous de la microstructure de $1,8 \mu\text{m}$.
- un cœur elliptique de $4,6 \mu\text{m}$ par $3,3 \mu\text{m}$.
- deux gros trous de dimensions $4,4 \mu\text{m} \times 3,6 \mu\text{m}$ et $3,7 \mu\text{m} \times 3,6 \mu\text{m}$.
- un pas de la microstructure de $3,4 \mu\text{m}$.
- un diamètre de la gaine interne de $34,3 \mu\text{m} \times 33,8 \mu\text{m}$.
- un diamètre de la gaine externe de $90 \mu\text{m}$.

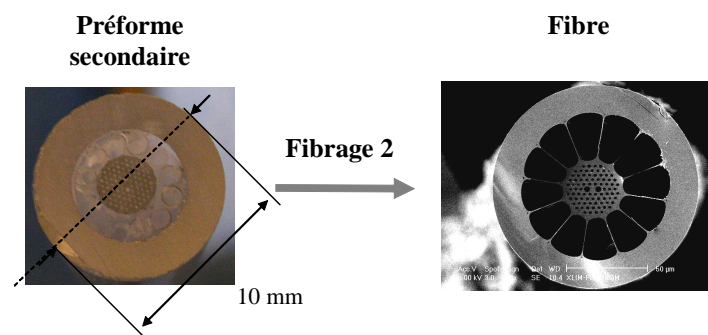


Figure II-27 : Processus de fabrication : étape 2.

Afin de vérifier que la fibre optique répond au cahier des charges que nous avons fixé, nous avons mesuré l'ouverture numérique de son cœur et de sa gaine interne ainsi que la dispersion chromatique du mode fondamental. Son profil réel, issu d'une image MEB, a été traité sous COMSOL (chap.II-I-2a) pour pratiquer une analyse du mode fondamental et comparer la dispersion chromatique calculée à celle mesurée.

◆ Mesures d'ouverture numérique

La première des caractérisations a consisté en la mesure de l'ouverture numérique de son cœur et de sa gaine interne. Cette mesure a nécessité l'utilisation du banc de mesure détaillé chap.II-II-1a. Le diagramme de rayonnement en 3D et en 2D issu du cœur et de la gaine interne sont représentés respectivement figures II-28a et b et II-29a et b. Pour les deux mesures, le diagramme de rayonnement en 3D montre essentiellement l'émergence d'un lobe unidirectionnel de forte puissance correspondant à la puissance guidée par le cœur pour la figure II-28a et par la gaine pour la figure II-29-a. L'ouverture numérique du coeur, déduites par l'utilisation de l'expression (II-3), évolue de 0,21 à 0,25 en fonction de l'état de

polarisation. En ce qui concerne la gaine interne, elle est égale à 0,59. La variation de l'ouverture numérique du cœur traduit bien la présence d'une biréfringence de forme au sein de celui-ci. L'ouverture numérique de la gaine interne est élevée, ce qui permettra d'injecter efficacement la puissance de pompage multimode.

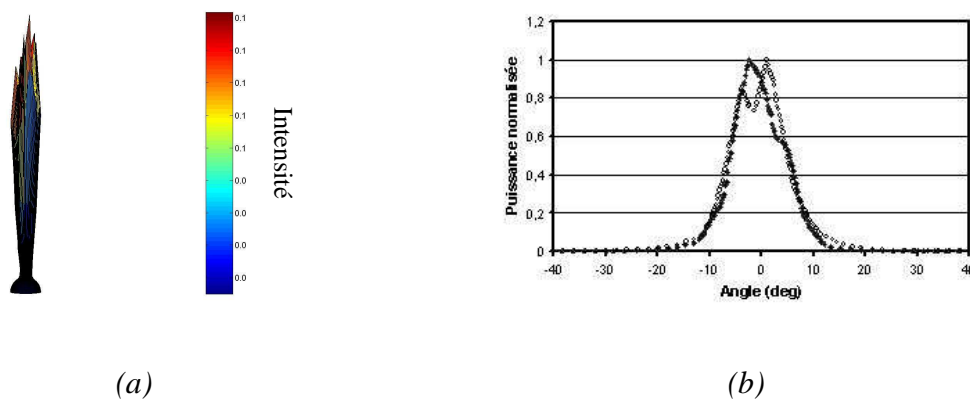


Figure II-28 : Diagrammes de rayonnement mesurés sous injection d'un rayonnement issu d'un supercontinuum dans le cœur de la fibre passive :

(a) Représentation spatiale en 3D (x,y,z) .

(b) Représentation spatiale en 2D (x,z) .

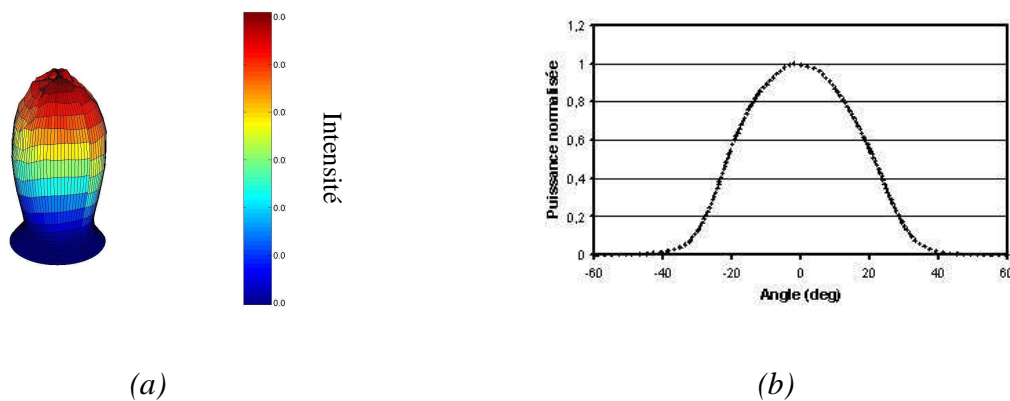


Figure II-29 : Diagrammes de rayonnement mesurés sous illumination d'une lampe halogène dans la gaine interne de la fibre optique passive :

(a) Représentation spatiale en 3D (x,y,z) .

(b) Représentation spatiale en 2D (x,z) .

◆ Dispersion chromatique (étude expérimentale)

La mesure de la courbe de la dispersion chromatique du mode fondamental a ensuite été effectuée. En effet, ce paramètre est important pour expliquer le processus d'élargissement spectral généré dans une fibre optique, de plus son allure varie pour les fibres microstructurées en fonction de leurs paramètres opto-géométriques. Pour cela, le banc de dispersion, détaillé au chap.II-II-2-b, a été utilisé avec une longueur de fibre égale à 40,6 cm. Deux mesures successives, représentées figure II-30, ont été réalisées donnant la même valeur du point d'annulation de la dispersion chromatique, à savoir $\lambda_0 = 980$ nm. L'allure des deux courbes est légèrement différente aux hautes longueurs d'onde mais cette divergence, bien connue avec cette méthode, est provoquée par les erreurs d'approximation du lissage des courbes (effets de bord).

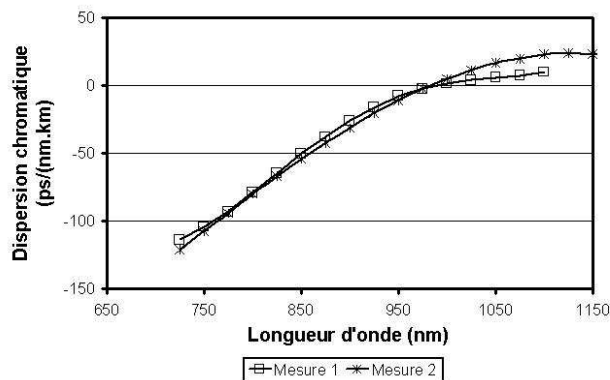


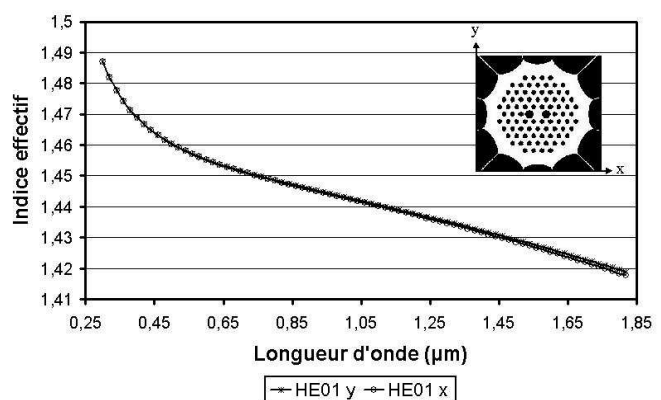
Figure II-30 : Courbes mesurées de la dispersion chromatique de la fibre passive.

Cette valeur de dispersion nulle correspond à nos attentes puisqu'elle est proche de la longueur d'onde d'émission de la source nanoseconde (1064 nm), que nous utiliserons pour générer l'élargissement spectral. Le pompage impulsionnel sera ainsi effectué en régime légèrement anormal, favorable à l'établissement d'un élargissement homogène de part et d'autre de la pompe impulsionnelle.

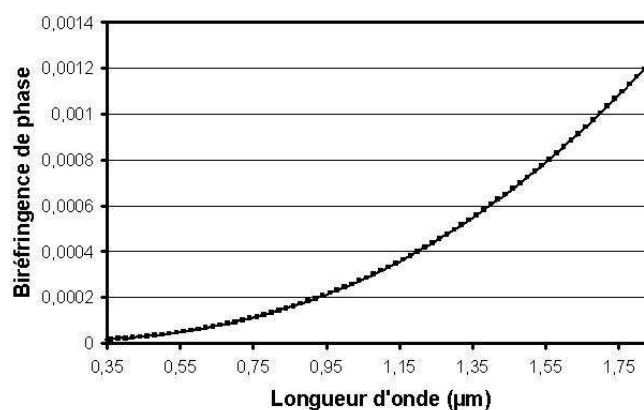
◆ Dispersion chromatique (étude numérique)

Pour compléter ces mesures expérimentales, une étude numérique sous COMSOL a été menée sur le profil réel de la fibre passive (chap.II-II-1b). Ainsi, la recherche des solutions (indices effectifs) des modes guidés par le cœur de la fibre passive a été effectuée. Seul le mode fondamental est guidé dans le cœur de cette structure. L'évolution de l'indice effectif de

chaque mode de polarisation du mode fondamental est représentée figure II-31a. Leurs valeurs sont légèrement différentes ($8 \cdot 10^{-4}$, non visualisable du fait de l'échelle choisie), ce qui prouve la levée de dégénérescence des modes de polarisation du mode fondamental. L'axe x correspond à l'axe rapide et par conséquent l'axe y correspond à l'axe lent.



(a)



(b)

Figure II-31 : Evolution en fonction de la longueur d'onde :

(a) De l'indice effectif des deux modes de polarisation du mode fondamental HE_{11} .

(b) De la biréfringence de phase du mode fondamental HE_{11} .

De la valeur de ces indices effectifs est déduite par la relation (I-22), la biréfringence de phase (figure II-31b) et, par la relation (II-2), la dispersion chromatique (figure II-32). Les calculs de la dispersion chromatiques par le logiciel COMSOL sont en accord avec les mesures expérimentales précédemment effectuées (figure II-33). Notons que la dispersion

chromatique mesurée se superpose à la courbe de dispersion chromatique mesurée pour le mode de polarisation LP₀₁ x (aux erreurs de mesures, non représentées car elles rendraient la lecture de la courbe impossible, et de calculs prêts, +/- 10 nm).

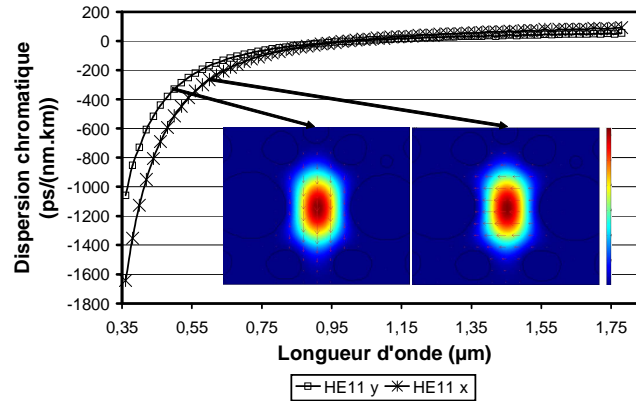


Figure II-32 : Courbes de dispersion chromatique théorique des modes de polarisation du mode fondamental HE₁₁ de la fibre passive.

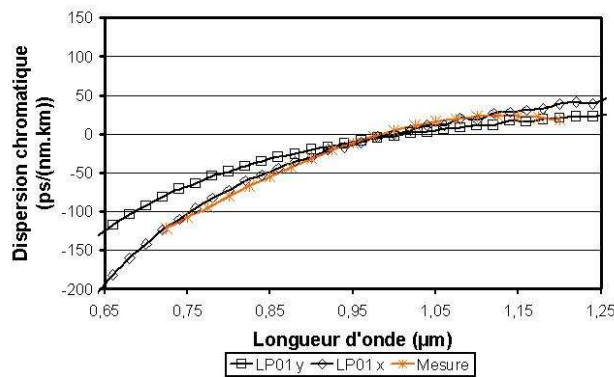


Figure II-33 : Comparaison entre les courbes de dispersion chromatique mesurées et calculées pour le mode fondamental HE₁₁ de la fibre passive.

II.2.b. Fabrication et caractérisation : fibre active

◆ Processus de fabrication

Une première fibre active a été fabriquée, par la suite, en utilisant le même procédé de fabrication que celui employé pour la fibre passive, mais en insérant un barreau dopé Yb³⁺ à la place du capillaire central. Cette baguette de silice dopée Yb³⁺ a été extraite de la partie centrale d'une préforme (MCVD) par abrasion mécanique et chimique. L'étirage de cette

préforme a été effectuée pour produire des cannes de 3 mm de diamètre. Les cannes obtenues sont caractérisées par :

- un diamètre externe de 2,9 mm.
- un diamètre des deux gros trous de 0,16 mm.
- un diamètre moyen des petits trous de 0,09 mm.
- un pas entre les trous de 0,27 mm.
- une dimension du cœur ovale : 0,4075 mm × 0,4115 mm.
- une dimension de la zone dopée Yb^{3+} : 0,095 mm × 0,084 mm.

Les dimensions mesurées sont légèrement différentes de celles mesurées sur la canne de la fibre optique passive. Ces divergences relèvent du processus de fibrage qui ne s'opère pas de manière rigoureusement identique (température du four, pression soumise,...).

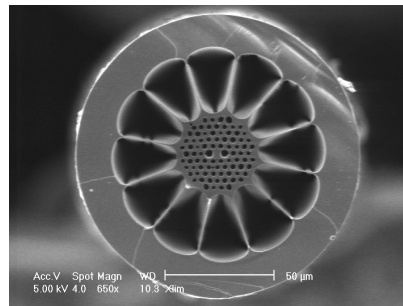


Figure II-34 : Photographie de la fibre optique active.

De la même manière que pour la fibre passive, une seconde préforme est assemblée pour former la gaine d'air périphérique. Cette préforme a subi un étirage pour fabriquer une fibre optique de diamètre +/- 125 µm (figure II-34).

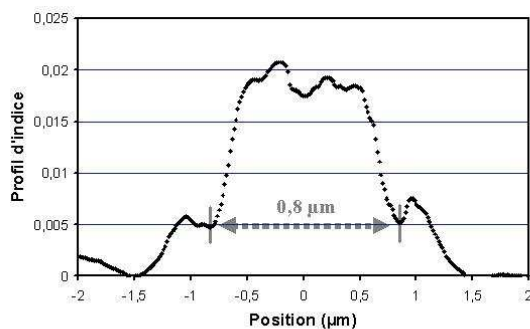
Les dimensions de la fibre sont :

- un diamètre moyen des trous de la microstructure de 2 µm.
- un cœur ovale de 4,6 µm par 3,1 µm.
- un diamètre des deux gros trous de 3,9 µm × 3,9 µm et 4 µm × 3,8 µm.
- un pas de la microstructure de 3,5 µm.
- un diamètre de la gaine interne de 35,5 µm × 37 µm.
- un diamètre de la gaine externe de 95 µm.

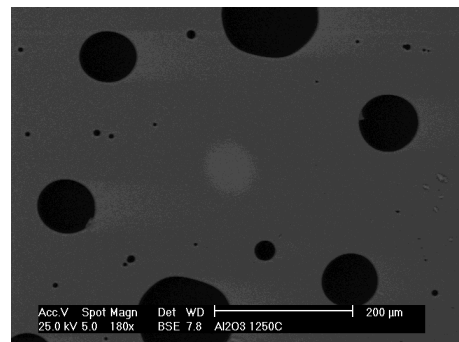
Le diamètre des trous de la microstructure a augmenté passant de $1,8 \mu\text{m}$ pour la fibre passive à $2 \mu\text{m}$ pour la fibre active. Or, le pas de la microstructure ne varie quasiment pas ($3,5 \mu\text{m}$ pour précédemment $3,4 \mu\text{m}$). Par conséquent, la proportion en air présente dans la gaine interne microstructurée croît passant d'un rapport d/Λ de $0,52$ pour la fibre passive à $0,57$ pour la fibre active. Cette extension des trous risque de modifier la position du point d'annulation de la dispersion chromatique du mode fondamental mais aussi de rendre le cœur multimode. La mesure de la dispersion chromatique sera donc réalisée pour confirmer ces hypothèses. Notons que le cœur est aussi plus elliptique ce qui risque d'avoir pour effet d'accentuer la biréfringence de phase entre les deux modes de polarisation du mode fondamental. L'étude numérique par la méthode des éléments finis est exécutée sur le profil d'indice réel de la fibre optique active pour confirmer ces hypothèses.

Cette fibre a été soumise aux mêmes caractérisations que la fibre passive et nous nous attendons à quelques divergences du fait de leurs différences opto-géométriques. Le profil d'indice (et la nature chimique) du cœur a également été mesuré afin de prévoir son impact sur la propagation.

◆ Caractérisation du cœur dopé Ytterbium



(a)



(b)

Figure II-35 : Caractérisation du cœur dopé Yb^{3+} :

(a) Mesure du profil d'indice du cœur de la fibre optique active.

(b) Photographie de la canne utilisée pour la mesure EDS.

Le profil d'indice du cœur dopé de la fibre optique active a été mesuré par J.-L. Auguste à l'aide d'un analyseur de fibre optique (modèle NR9200, EXFO). Le profil mesuré,

représenté figure II-35a, affiche une différence d'indice $\Delta n = 1,8.10^{-2}$ pour un diamètre de 0,8 μm . Cette différence d'indice est assez élevée, mais elle n'influencera probablement pas le confinement modal de part sa surface réduite (inférieur au micron). D'autre part, la puissance extractible à partir de ce cœur dopé sera faible à cause de sa très faible surface.

La mesure de la composition exacte du cœur a été réalisée à l'aide de S. Hauteux par une mesure EDS («Energy Dispersive X-ray Spectroscopy», système d'analyse non destructif sous rayonnement X de la dispersion de l'énergie). Une image de la canne utilisée pour la mesure est visible sur la figure II-35b. La composition du cœur dopé est indiquée dans le tableau II-1. Lors de la mesure, des traces d'autres éléments ont été observées mais non identifiées. La concentration en ion Yb^{3+} mesurée correspond à une valeur de 1500 ppm poids, valeur légèrement supérieure à celle attendue (1000 ppm poids). Or, il est bien connu que la méthode de dépôt en phase liquide ne permet pas d'avoir une répartition longitudinale homogène des ions. Par conséquent, la valeur mesurée est en adéquation avec celle du constructeur, qui constitue une moyenne.

Composant	Proportion mesurée (% atomique)
Oxygène (O^-)	58,31
Silicium (Si^{4+})	39,20
Ytterbium (Yb^{3+})	0,08
Fluor (F^-)	2,17
Aluminium (Al^{3+})	0,21
Traces non identifiées	0,03
Quantité totale	100

Tableau II-1

◆ Mesures d'ouverture numérique

La mesure de l'ouverture numérique a été effectuée pour le cœur et pour la gaine interne de la fibre optique active. Cette mesure a nécessité l'utilisation du banc de mesure détaillé au chp.II-II-1a. Les diagrammes de rayonnement en 3D et en 2D sont représentés respectivement figures II-36a et b pour la mesure de l'ouverture numérique du cœur et figures II-37a et b pour

celles de la gaine.

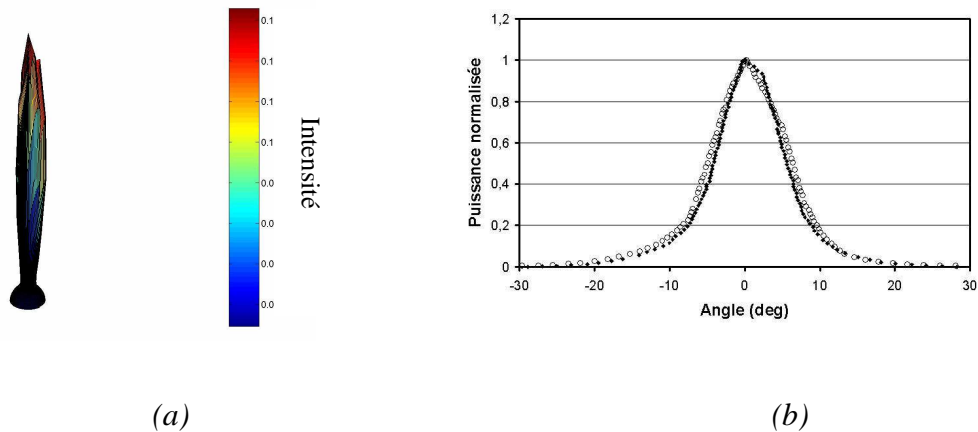


Figure II-36 : Diagrammes de rayonnement mesurés sous injection d'un rayonnement issu d'un supercontinuum dans le cœur de la fibre active :

(a) Représentation spatiale en 3D (x,y,z) .

(b) Représentation spatiale en 2D (x,z) .

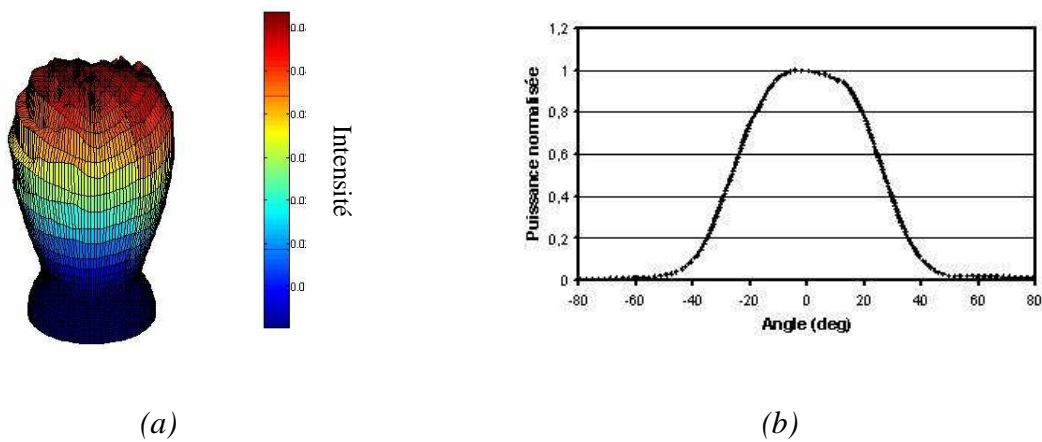


Figure II-37 : Diagrammes de rayonnement mesurés sous injection d'un rayonnement issu d'un halogène dans la gaine interne de la fibre active :

(a) Représentation spatiale en 3D (x,y,z) .

(b) Représentation spatiale en 2D (x,z) .

Les rayonnements 3D mesurés (figures II-36a et 37a) présentent un lobe unidirectionnel. Les valeurs d'ouverture numérique, déduites de l'expression (II-3), sont évaluées à 0,69 pour la gaine interne et de 0,24 à 0,27 pour le cœur. Bien que la fibre active

possède une proportion en air légèrement supérieure à celle de la fibre passive ($d/\Lambda = 0,57$ au lieu de 0,52), elle présente des largeurs de ponts de silice dans la gaine externe nettement plus fin (390 nm au lieu de 450 nm). L'indice moyen de la gaine externe s'en trouve nettement baissé, d'où une valeur d'ouverture numérique mesurée plus élevée. La valeur d'ouverture numérique du cœur est légèrement supérieure à celle obtenue pour la fibre passive. Cette accroissement est principalement liée à la présence de la surface dopée Yb^{3+} qui augmente la différence d'indice cœur-gaine.

◆ Dispersion chromatique (étude expérimentale)

De la même manière que pour la fibre passive, la dispersion chromatique de la fibre active a été mesurée sur le banc de dispersion détaillé au chap.II-II-1b. La longueur de fibre utilisée est de 40 cm. Deux mesures successives, représentées figure II-38, ont été réalisées donnant la même valeur de longueur d'onde de dispersion nulle, à savoir $\lambda = 950$ nm. Cette valeur est légèrement inférieure à celle mesurée précédemment dans la fibre optique passive. Ce résultat confirme l'augmentation de la proportion d'air de la microstructure car un décalage vers les courtes longueurs d'onde est obtenu. Cette longueur d'onde de dispersion chromatique nulle est plus éloignée de celle de la pompe impulsionnelle mais pas ne demeure compatible avec un pompage en régime de propagation légèrement anormal.

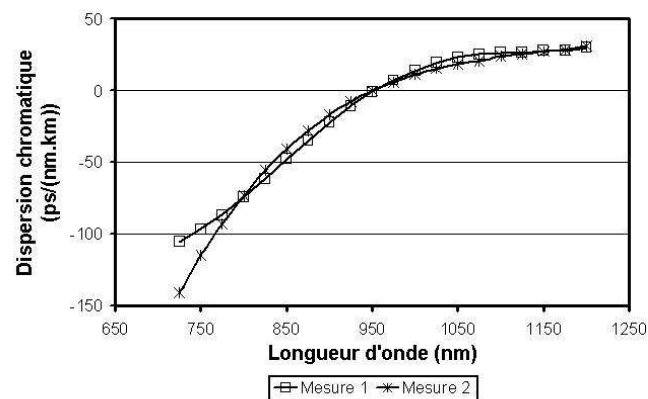
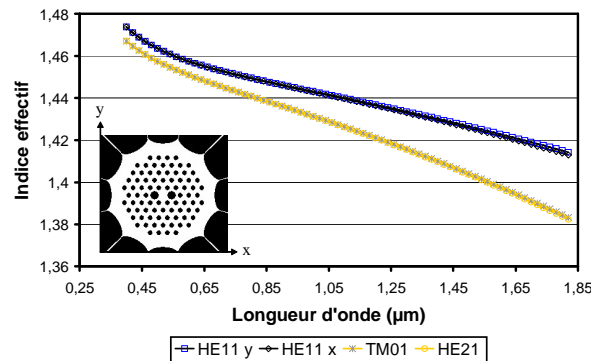


Figure II-38 : Courbes mesurées de la dispersion chromatique de la fibre active.

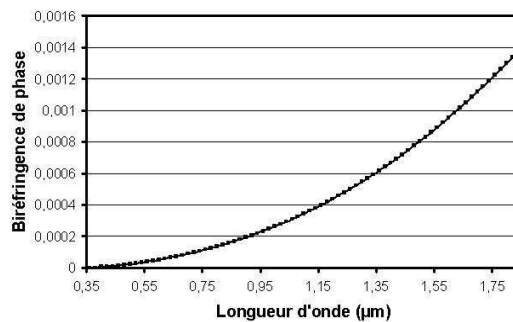
◆ Dispersion chromatique (étude numérique)

Le profil réel de la fibre active est étudié sous COMSOL. Quatre modes sont guidés dans le cœur de cette structure : les deux modes de polarisation du mode fondamental (HE_{11}

x et $HE_{11 y}$) et deux modes de polarisation du premier mode d'ordre haut ($TM_{01 x}$ et $HE_{21 y}$).



(a)



(b)

Figure II-39 : Evolution en fonction de la longueur d'onde :

(a) De l'indice effectif des modes de polarisation du mode fondamental et du mode LP_{11} .

(b) De la biréfringence de phase du mode fondamental HE_{11} .

L'évolution de l'indice effectif des modes de polarisation des modes guidés est représentée figure II-39a. Bien que ce soit peu visible du fait de l'échelle choisie, les valeurs d'indice effectif diffèrent pour chaque mode de polarisation, ce qui révèle la levée de dégénérescence des modes de polarisation des modes guidés. De la valeur de ces indices effectifs est déduite par la relation (I-22) la biréfringence de phase pour le mode fondamental (figure II-39b) et par la relation (II-2) la dispersion chromatique (figure II-40) pour les quatre modes.

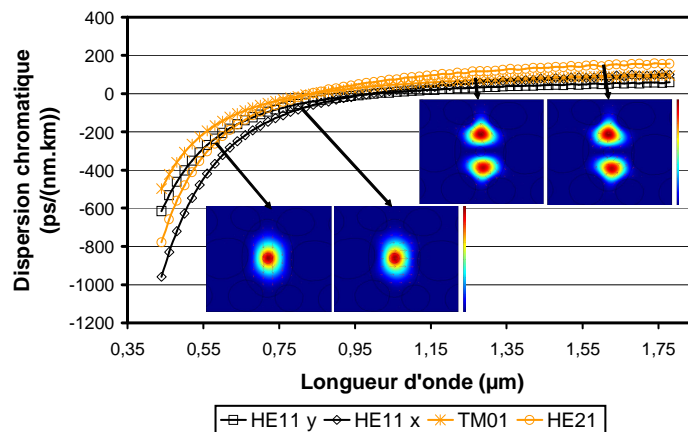


Figure II-40 : Courbes calculées de la dispersion chromatique des modes de polarisation du mode fondamental HE_{11} et des modes TM_{01} et HE_{21} de la fibre active.

La biréfringence calculée pour le mode fondamental est de $3,1 \cdot 10^{-4}$ à 1060 nm, valeur légèrement supérieure à celle mesurée dans la fibre optique passive ($2,8 \cdot 10^{-4}$) ce qui est dû à la plus forte déformation subie par le coeur. La valeur moyenne du point d'annulation de la dispersion chromatique est évalué à $\lambda_0 = 980$ nm pour le mode fondamental HE_{11} et à $\lambda_0 = 840$ nm pour les modes TM_{01} et HE_{21} .

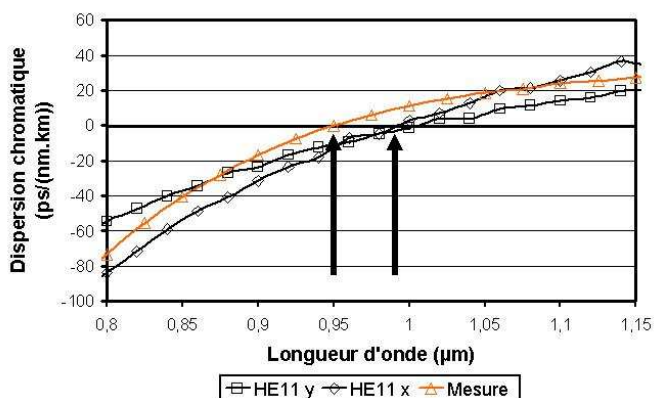


Figure II-41 : Comparaison de la mesure et des calculs de la dispersion chromatique du mode fondamental HE_{11} de la fibre active.

Notons que la mesure de la dispersion chromatique ne correspond pas exactement avec les valeurs obtenues par le calcul sous le logiciel COMSOL (950 nm). Cette différence est liée aux inhomogénéités longitudinales de la fibre optique persiste. Le tronçon utilisé pour l'image MEB a été prélevé sur une extrémité des tronçons de fibre utilisés dans nos montages expérimentaux.

II.2.c. Fabrication et caractérisation : fibre active optimisée

La fibre, que nous allons maintenant présenter, est en cours de réalisation et ne fera donc l'objet que d'une brève description, ainsi que d'une discussion sur les modifications de structure que nous souhaitons apporter.

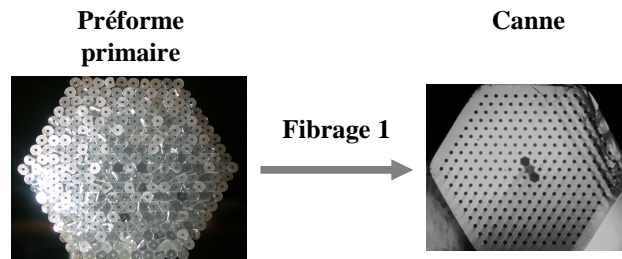


Figure II- 42: Processus de fabrication : étape 1.

La fabrication de cette fibre optique reprend le même procédé que celui employé précédemment, mais nous avons changé quelques paramètres afin d'optimiser sa structure. Tout d'abord, pour améliorer la transmission de la fibre optique, une silice de meilleure qualité a été utilisée. Il s'agit de silice synthétique F300 fournie par HERAEUS (Annexe II). La dimension des capillaires utilisés pour réaliser la microstructure est modifiée afin de réaliser une gaine hexagonale de 50 μm entre plat, comprenant deux couches de trous supplémentaires. Ce gabarit permettra d'améliorer le rendement d'injection de la pompe multimode dans la gaine interne grâce à l'augmentation de la surface de gaine interne.

Ainsi, le premier assemblage consiste en une microstructure de neuf couches, issu de l'assemblage de capillaires de dimensions 0,34/1,36 mm avec l'insertion d'un barreau dopé Yb^{3+} pour réaliser le cœur central. Cette baguette, fabriquée par un procédé MCVD (INO), a été usinée chimiquement pour réduire son diamètre externe à 1,36 mm, diamètre requis pour l'assemblage. La description de ce barreau dopé est détaillée dans l'annexe II. L'ensemble est maintenu dans un tube hexagonal pour améliorer le maintien et l'arrangement des capillaires. L'hexagone conservera sa géométrie au cours du premier processus d'étirage. Deux capillaires à bords minces sont disposés de part et d'autre du barreau dopé pour introduire de la biréfringence dans le cœur de la fibre optique. Le fibrage de cette préforme a été réalisé et des cannes de 3 mm entre plat ont été obtenues (figure II-42).

La canne confectionnée est caractérisée par :

- une dimension entre plat de 3,65 mm.

- un diamètre des deux gros trous de 0,22 mm.
- un diamètre moyen des petits trous de 0,07 mm.
- un pas entre les trous de 0,20 mm.

La préforme secondaire est réalisée à partir d'une canne de 3 mm, entourée d'une dizaine de capillaires à bord mince. Le tout est maintenu dans un tube de dimensions 6/10 mm. Le fibrage de cette seconde préforme donnera normalement une fibre optique de diamètre +/- 140 μ m. La fabrication de cette fibre optique a été envisagée pour optimiser les dispositifs expérimentaux qui sont présentés au cours des chapitres III et IV, notamment pour améliorer l'injection de la puissance de pompage multimode (augmentation de la surface de la gaine interne) mais aussi sa propagation (réduction des pertes). La nécessité d'optimiser la qualité du matériau a fortement allongé le temps de fabrication, principalement à cause de l'approvisionnement des tubes et capillaires. Par ailleurs, ce nouveau matériau s'étire avec des paramètres très différents (température, pressions,...) par rapport à la silice naturelle précédemment employée. Son comportement a dû être maîtrisé avant de procéder à l'étirage de préformes plus complexes. Les premières opérations d'étirages n'ont pas été concluantes (figure II-43) et elles montrent la nécessité d'améliorer la gestion des pressions appliquées dans les différentes parties de la préforme. Un tel dispositif de contrôle de la pression à deux voies est désormais possible sur la tour de fibrage.

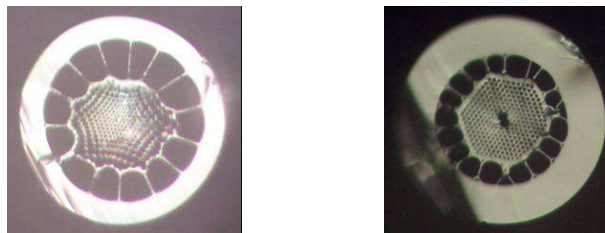


Figure II-43 : Photographie des fibres optiques obtenues suite aux premiers étirages.

III CONCLUSION

Dans ce second chapitre, nous avons tout d'abord abordé la conception d'une fibre optique microstructurée à double gaine. L'insertion d'une gaine d'air permet d'obtenir simultanément une forte ouverture numérique dans la gaine interne, même en présence de sa microstructure et une faible interaction entre le revêtement polymère et la pompe multimode à 976 nm. Ces fibres à gaine d'air ne génèrent pas une propagation chaotique dans la gaine comme le réalisent certaines fibres à gaine complexe. Cependant, leur géométrie provoque une répartition de la puissance de pompage dans la gaine bien plus homogène que celle obtenue dans les fibres à double gaine circulaire. Le choix de la structure type de notre fibre microstructurée à gaine d'air s'est portée vers un pas de 3,5 μm pour créer une gaine interne dont l'étendue géométrique soit bien adaptée aux sources de pompage multimode actuellement sur le marché. L'étude de la variation du diamètre des trous pour ce pas donné a montré la nécessité d'avoir un rapport $d/\Lambda \leq 0,5$ pour instaurer une répartition homogène de la puissance de pompage dans toute la surface de la gaine. Cette phase de conception numérique a abouti à un cahier des charges nous permettant d'initier l'étape de fabrication. Dans un premier temps, une fibre passive a été réalisée, pour valider le procédé de fabrication. Cette fabrication étant un succès, tant du point de vue de la propagation d'une puissance de pompage continue dans la gaine interne que de la qualité des élargissements spectraux obtenus, une fibre active a été fabriquée par le même procédé. Cette fois-ci, un barreau dopé aux ions de terres rares (ions Yb^{3+}) a été inséré dans le cœur. Les caractérisations effectuées sur ces deux fibres optiques ont permis de vérifier que leurs paramètres (ouverture numérique, dispersion chromatique) étaient en accord avec les valeurs recherchées.

Dans la suite de ce manuscrit, nous allons présenter l'exploitation de ces propriétés pour la génération de spectres étendus. Plusieurs architectures de sources sont présentées.

**Chapitre III : GENERATION DE SUPERCONTINUUM DANS
UNE FIBRE OPTIQUE MICROSTRUCTUREE AMPLIFICATRICE**

I INTRODUCTION

Un élargissement spectral est obtenu sous l'injection d'une forte puissance crête dans un milieu non linéaire par l'exploitation d'effets non linéaires complexes installant des conversions fréquentielles réparties sur un large domaine spectral. Les *supercontinua* générés ont une étendue et une homogénéité spectrale différente en fonction des conditions d'excitation et des effets non linéaires mis en jeu (régime de propagation, régime d'excitation temporel, cohérence de la pompe, milieu non linéaire, etc.). L'avènement des fibres microstructurées air/silice apporta, par la gestion de leurs paramètres opto-géométriques, la possibilité de modifier l'allure de la dispersion chromatique du milieu non linéaire mais surtout de descendre la position du point d'annulation de la dispersion chromatique vers les basses longueurs d'onde. Leur apport notable dans la génération de *supercontinuum* fut démontré en 2000 par Ranka, avec l'obtention d'un élargissement dans le domaine spectral du visible-infrarouge [25]. Depuis la démonstration de ce résultat, de nombreuses recherches ont été effectuées sur l'obtention de larges bandes spectrales dans ces nouvelles structures de fibres optiques. Actuellement, le dispositif optimal dans notre cadre de recherche (sources compactes à bas coût) consiste en l'association d'une fibre optique microstructurée et d'un microlaser pulsé dont la longueur d'onde d'émission est proche du point d'annulation de la dispersion chromatique de la fibre. Ces dispositifs sont cependant limités en terme de densité spectrale de puissance émise (quelques dizaines de $\mu\text{W}/\text{nm}$) ainsi qu'en terme d'étendue spectrale vers le domaine de l'ultraviolet. L'amélioration de ces dispositifs s'est opérée à travers la modification des paramètres opto-géométriques des fibres optiques microstructurées. Ainsi, la réalisation de transitions adiabatiques lors du processus d'étirage de la fibre optique permet de décaler progressivement, au cours de la propagation, le point d'annulation de la dispersion chromatique. Cette propriété est favorable aux processus de mélange à quatre ondes qui assurent la progression de l'élargissement spectral vers les basses longueurs d'onde et notamment vers l'ultraviolet. Par ailleurs, la modification de la géométrie du cœur peut apporter de nouvelles conditions d'accord de phase pour la mise en place de mélanges paramétriques modaux très efficaces [156-157]. L'alternative à la modification du guide optique réside dans l'utilisation d'un double pompage synchrone qui favorise la construction de l'élargissement spectral vers les basses longueurs d'onde par l'exploitation du processus de modulation de phase croisée [27, 41].

Pour relever le niveau de puissance émis par ces sources *supercontinuum*, nous proposons d'intégrer un milieu à gain dans le cœur de la fibre optique microstructurée afin de compenser la déplétion de la pompe impulsionnelle par les processus non linéaires. Le milieu amplificateur (silice dopée aux ions Yb^{3+}) sera pompé par la gaine au moyen d'une pompe multimode continue à 976 nm. Le gain obtenu permettra d'amplifier la pompe impulsionnelle à 1064 nm se propageant simultanément dans le cœur de la fibre optique.

La fibre passive et active, décrites dans le chapitre II, constituent les guides non linéaires de nos sources *supercontinuum*. La source d'excitation utilisée est un microlaser *sub*-nanoseconde émettant à la longueur d'onde 1064 nm. Les mécanismes non linéaires, entrant en jeu dans le processus d'élargissement spectral, sont dans un premier temps analysés. Ensuite, pour faire intervenir le phénomène d'amplification, une pompe continue est ajoutée au dispositif. Son injection est réalisée par la gaine en co-propagation ou en contre-propagation vis-à-vis de la pompe impulsionnelle. L'intervention du phénomène d'amplification sur la mise en place des mécanismes engendrant l'élargissement spectral est l'objet de la seconde partie de ce chapitre.

II ETUDE DU MECANISME D'ELARGISSEMENT SPECTRAL INDUIT PAR LA POMPE IMPULSIONNELLE A 1064 NM

II.1. Description du dispositif expérimental

Rappelons que le dispositif expérimental que nous avons choisi de développer entre dans le cadre du domaine de recherche des sources *supercontinuum* à faible coût et compactes. Dans cet objectif, un microlaser Nd:YAG (Teem Photonics, modèle NP-10620-100) est utilisé comme source d'excitation impulsionnelle. Ce laser, polarisé rectilignement, a fait l'objet, dans un premier temps, de caractérisations pour vérifier les données du constructeur (figures III-1a et b). Son spectre d'émission possède une raie principale à 1064,6 nm ainsi que deux raies secondaires à 1064,4 et 1064,8 nm respectivement, d'intensité plus faible (20 dB inférieure). Notons la présence d'une raie à 532 nm, qui en réalité correspond à un artéfact de mesure provoqué par la forte puissance à 1064 nm et inhérent à l'analyseur de spectres utilisé (ANDO AQ 6315).

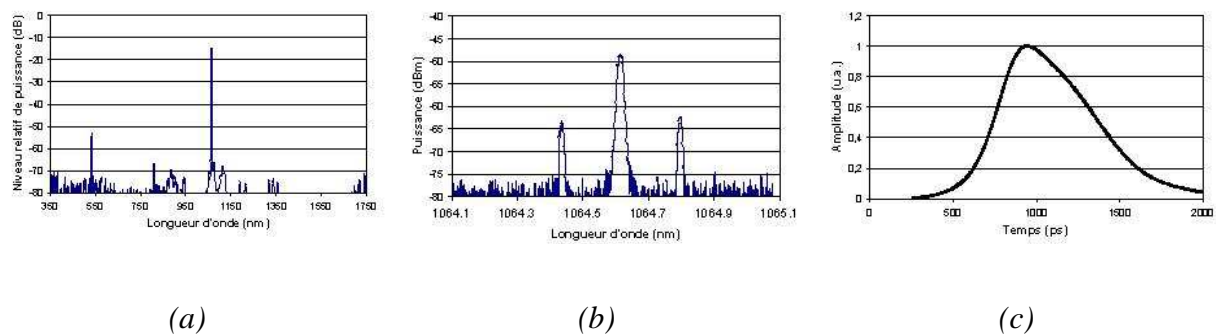


Figure III-1 : Rayonnement émis par le microlaser :

(a) Spectre fréquentiel (résolution : 5 nm (350-1750 nm)).

(b) Spectre fréquentiel (résolution : 0,01 nm (1064,1-1065,1 nm)).

(c) Enveloppe temporelle des impulsions mesurée à l'aide d'un oscilloscope séquentiel.

Le microlaser, caractérisé temporellement, émet des impulsions de largeur 770 ps (valeur mesurée à $1/e$, figure III-1b) à un taux de répétition de 8 kHz. La puissance moyenne émise est de 40 mW, par conséquent la puissance crête est évaluée à environ 6,5 kW.

Le montage expérimental réalisé, représenté figure III-2, se compose du microlaser précédemment présenté, puis de la succession d'une lame demi onde à 1064 nm, d'un polariseur de GLAN et d'une seconde lame demi onde à 1064 nm avant d'atteindre le dispositif d'injection composé d'une lentille ($f = 6,5 \text{ mm}$, $\text{ON} = 0,6$). La combinaison de la première lame demi onde et du polariseur de GLAN-Taylor permet de gérer le niveau de puissance en sortie du microlaser puisque celui-ci ne dispose pas de variateur de puissance. La seconde lame demi onde est utilisée pour maîtriser la polarisation du rayonnement issu du microlaser.

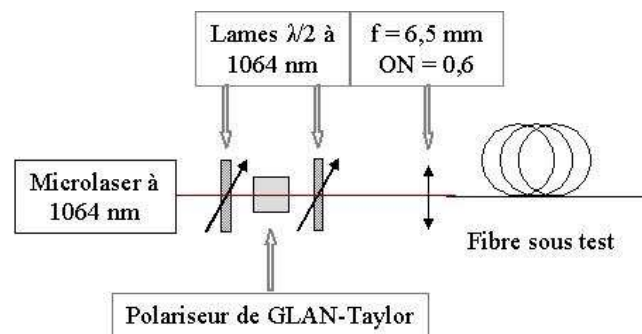


Figure III-2 : Représentation schématique du montage expérimental.

Le rayonnement en sortie du dispositif expérimental est récupéré par l'intermédiaire d'une fibre multimode à gradient d'indice (Thorlabs, GIF625) relié à l'analyseur de spectres optique (ANDO AQ 6315). Notons que les relevés spectraux présentés par la suite comportent une variation brutale de puissance à la longueur d'onde 600 nm. Cette irrégularité spectrale est provoquée par un changement de détecteur de l'analyseur et ne peut être corrigée de manière fiable.

II.2. Etude du mécanisme non linéaire dans la fibre optique passive

II.2.a. Compléments au dispositif expérimental

Un tronçon de 10 mètres de la fibre optique passive (chap.II-II-1) a été évalué sur ce montage expérimental pour valider sa capacité à générer un élargissement spectral sous l'injection d'une pompe impulsionnelle (de longueur d'onde notée λ_p) à 1064 nm en régime *sub*-nanoseconde. La position des longueurs d'onde d'annulation de la dispersion chromatique des modes de polarisation du mode fondamental se situe autour de $\lambda_0 = 980 \text{ nm}$.

L'élargissement spectral est ainsi créé en régime légèrement anormal avec un espacement de 84 nm entre λ_p et λ_0 (figure III-3). Le rendement d'injection de la pompe impulsionnelle est de l'ordre de 55 % dont 3 % des pertes sont attribuées à la succession des lames demi onde et du polariseur de GLAN. Les 42 % (+/- 1%) restants sont liés aux pertes de couplage entre le mode du faisceau laser et le mode fondamental de la fibre.

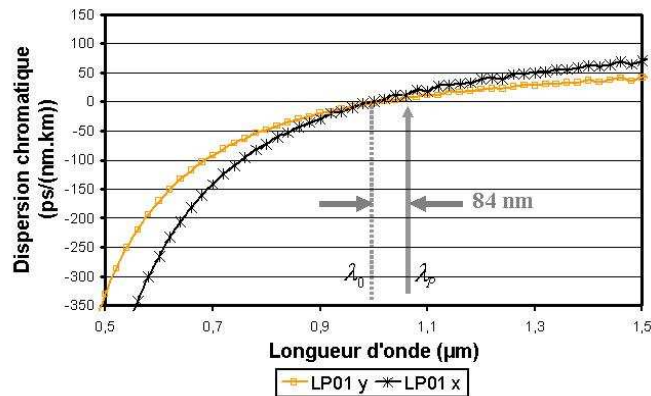
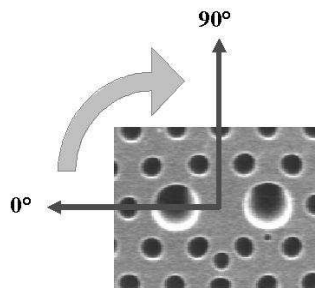


Figure III-3 : Courbes de dispersion du mode fondamental de la fibre passive.

II.2.b. Etude de l'influence de la polarisation imposée à l'injection

Le cœur de la fibre optique passive présente une biréfringence de phase de l'ordre de $2,8 \cdot 10^{-4}$ à 1060 nm. La biréfringence relève d'une modification de l'indice de réfraction entre les deux axes neutres du cœur. En conséquence, certains mécanismes (principalement les effets paramétriques) seront créés différemment suivant l'axe de polarisation. L'impact de la polarisation du rayonnement à 1064 nm est étudié à travers l'observation du spectre généré en sortie de la fibre sous test en fonction de l'orientation du vecteur polarisation imposée à l'injection. Cette orientation est contrôlée par la rotation de la seconde lame demi onde.



(a)

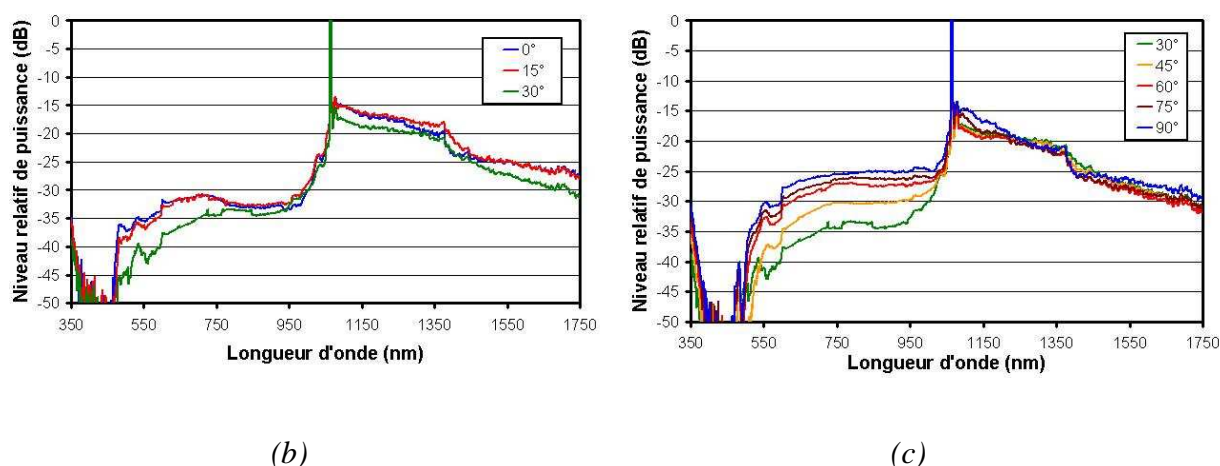


Figure III-4 :

(a) Evolution de l'orientation du vecteur polarisation imposée à l'injection.

(b) Spectres mesurés pour un angle du vecteur polarisation évoluant de 0° à 30° .

(c) Spectres mesurés pour un angle du vecteur polarisation évoluant de 30° à 90° .

Les spectres, représentés figures III-5b et c, sont mesurés pour une variation de l'angle du vecteur polarisation à l'injection de 0° à 90° par pas de 15° (figure III-5a). Deux axes de polarisation ressortent de ces mesures, correspondant aux deux axes neutres du cœur de la fibre passive, à savoir l'axe à 0° (axe rapide) et l'axe à 90° (axe lent). Par la suite, nous considérerons l'axe à 0° comme étant l'axe x et l'axe à 90° comme l'axe y.

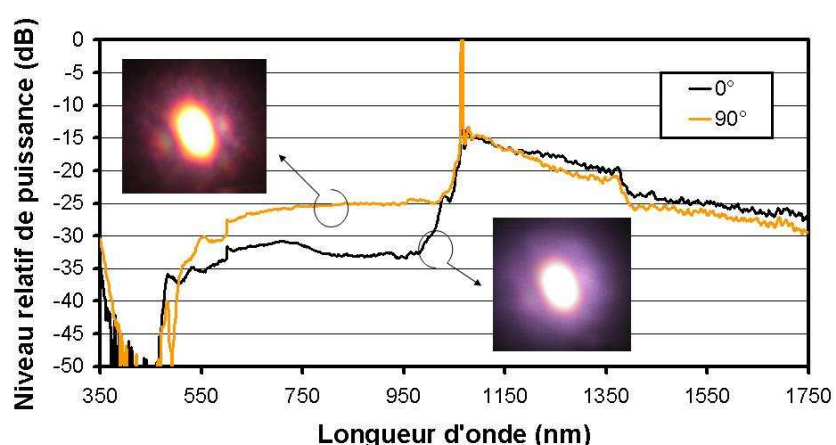


Figure III-5 : Spectres mesurés pour les deux axes neutres du cœur de la fibre passive (résolution : 5 nm). Photographies en champ lointain du faisceau de sortie.

Les deux spectres générés dans la fibre optique microstructurée pour les deux axes de

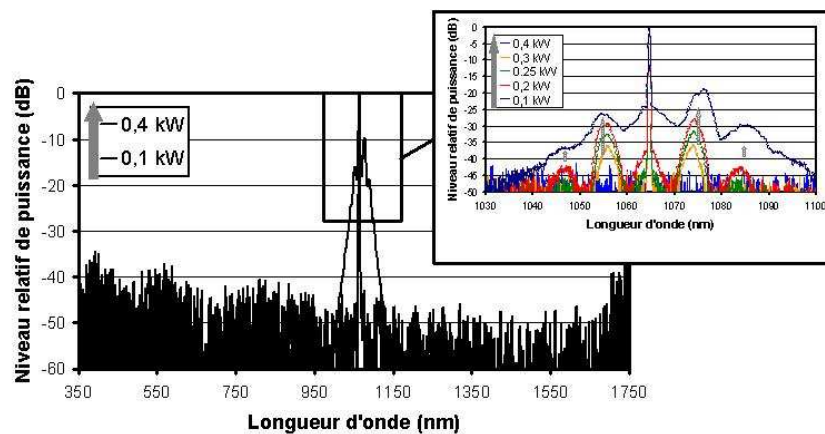
polarisation s'étendent de 450 à 1750 nm (figure III-5). L'axe x présente un niveau de puissance plus élevé dans le domaine infrarouge par rapport à l'axe y, et inversement dans le domaine visible. Notons que l'absorption des ions OH^- présents dans la préforme, ayant servi à la fabrication du cœur de la fibre passive, provoque une chute de 5 dB à partir de 1380 nm. La figure III-5 montre également le profil du faisceau de sortie observé en champ lointain sur les deux axes de polarisation. Celui-ci correspond au mode fondamental LP_{01} de la structure.

II.2.c. Analyse du mécanisme non linéaire d'élargissement spectral

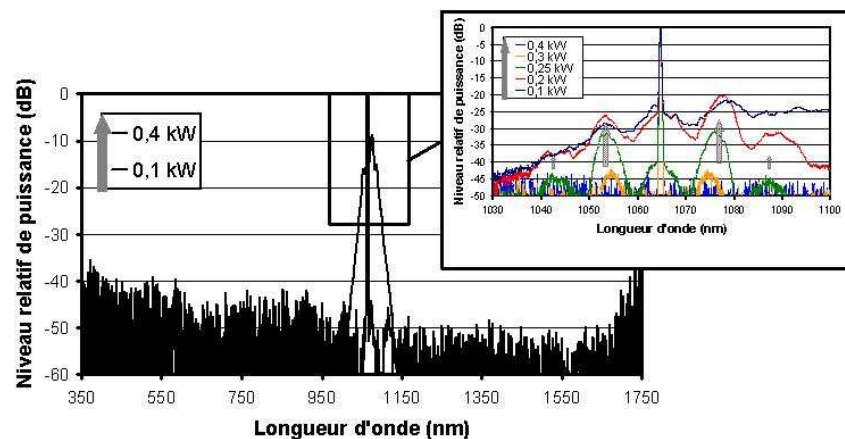
◆ Analyse en fonction du niveau de puissance de pompe

L'observation du spectre généré en fonction du niveau de puissance impulsionnelle à 1064 nm injectée pour les deux axes neutres du cœur de la fibre optique passive affine la compréhension du processus d'obtention du *supercontinuum*.

Initiation du processus : les spectres, représentés figure III-6a pour l'axe 1 et III-6b pour l'axe 2, sont mesurés pour un niveau de puissance de pompe impulsionnelle injectée inférieure à 0,4 kW crête. Le phénomène d'instabilité de modulation initie l'élargissement spectral, avec la création de lobes de part et d'autre de la longueur d'onde de la pompe impulsionnelle. Ces lobes s'éloignent de la pompe à 1064 nm avec l'augmentation de la puissance de pompe impulsionnelle injectée.



(a)



(b)

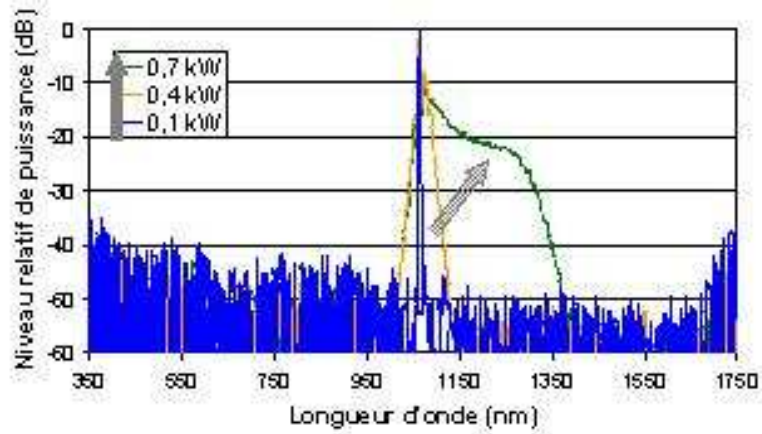
Figure III-6 : Evolution du spectre émis en sortie de la fibre passive (10 m) en fonction de la puissance de pompe à 1064 nm injectée :

(résolution : 5 nm (350-1750 nm) ; 0,05 nm (1030-1100 nm))

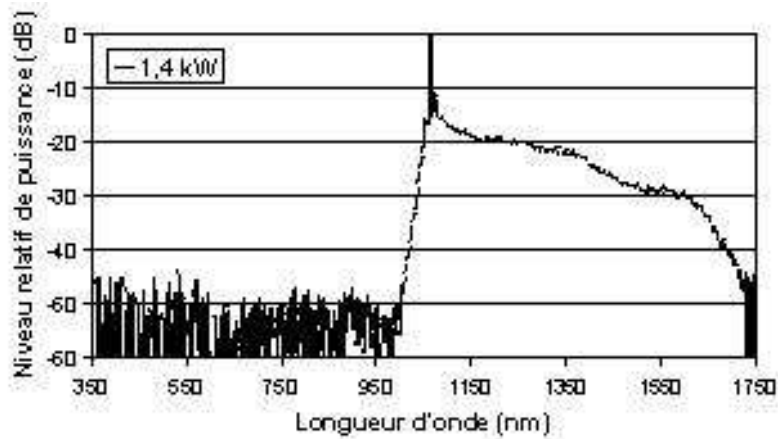
(a) Axe x.

(b) Axe y.

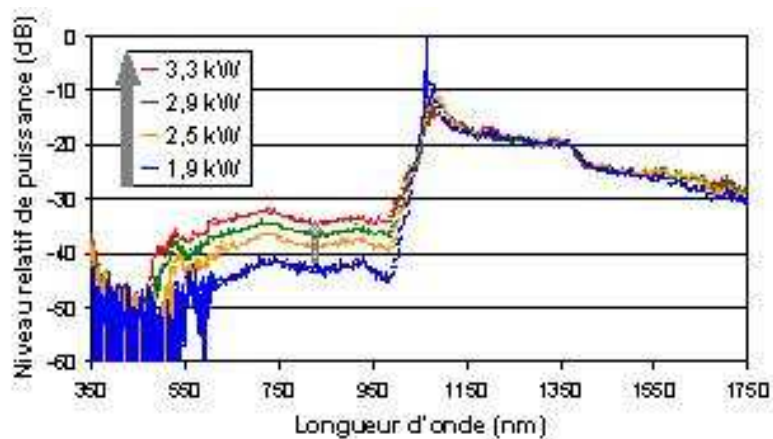
Elargissement dans l'infrarouge : pour une puissance de pompe impulsionnelle injectée supérieure à 0,4 kW crête, les spectres sont représentés figures III-7 pour l'axe x et III-8 pour l'axe y. L'augmentation du niveau de puissance de pompe impulsionnelle génère tout d'abord un élargissement spectral dans le domaine infrarouge (figures III-7a pour l'axe x et III-8a pour l'axe y). L'enveloppe temporelle de la pompe à 1064 nm subit, par l'intervention des instabilités de modulation, un éclatement en multiples sous impulsions. La propagation de ces impulsions courtes s'effectue en régime de propagation légèrement anormal. L'augmentation de la puissance de pompe impulsionnelle permet aux sous impulsions de dépasser le seuil d'apparition du régime solitonique. Les multiples impulsions solitoniques, voient alors leur fréquence centrale diminuer au cours de la propagation, sous l'effet du phénomène d'autodécalage en fréquence des solitons (SSFS). Il en résulte une extension du spectre infrarouge jusqu'à 1750 nm (limite haute de l'analyseur de spectre, figures III-7d et III-8d).



(a)

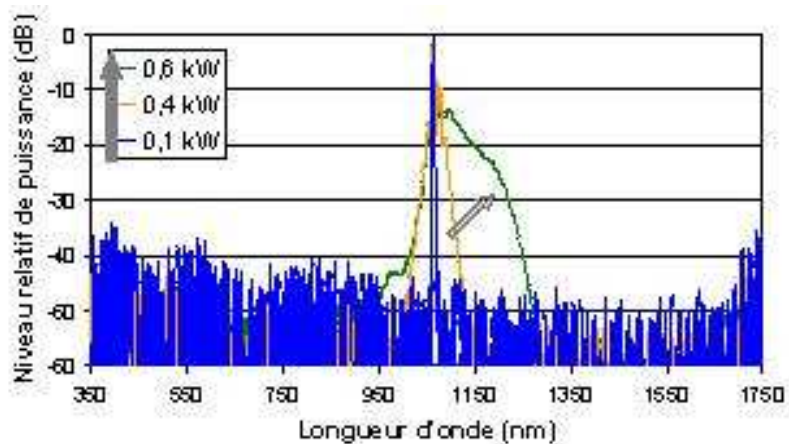


(b)

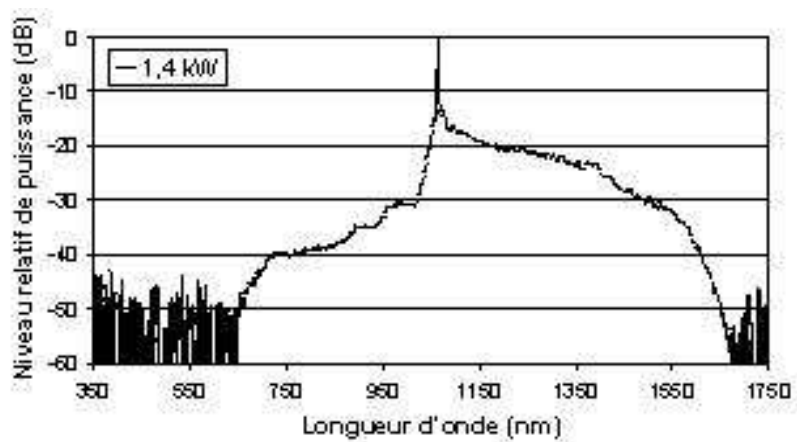


(c)

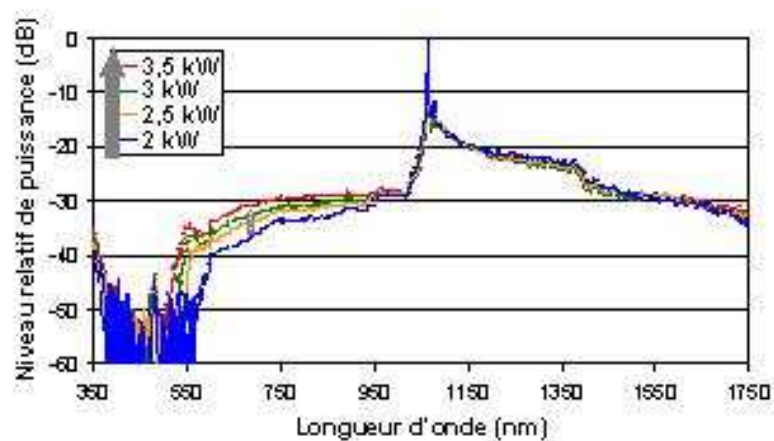
Figure III-7 : Evolution du spectre émis en fonction de la puissance à 1064 nm injectée pour l'axe 1 pour un tronçon de 10 m de la fibre optique passive (résolution : 5 nm).



(a)



(b)



(c)

Figure III-8 : Evolution du spectre émis en fonction de la puissance à 1064 nm injectée pour l'axe y pour un tronçon de 10 m de la fibre optique passive (résolution : 5 nm).

Élargissement dans le visible : suivant la polarisation imposée à l'injection, l'élargissement spectral généré dans le domaine visible n'apparaît pas pour la même valeur de puissance de pompe impulsionnelle injectée. Pour l'axe x, le processus d'élargissement spectral s'effectue quasi parallèlement de part et d'autre de la longueur d'onde de la pompe impulsionnelle à 1064 nm, avec un début de génération de fréquences anti-Stokes dès 0,8 kW crête injecté. Pour l'axe y, le processus d'élargissement spectral n'est pas symétrique (voir par exemple la figure III-8b). A partir de 1,9 kW crête injecté, les longueurs d'onde anti-Stokes apparaissent brutalement, avec un spectre s'étendant jusqu'à 600 nm. Pour les deux axes, au-delà de 2 kW crête injecté, le spectre dans le domaine infrarouge n'évolue plus, par contre l'étendue spectrale dans le visible ainsi que le niveau de puissance augmentent.

En ce qui concerne les effets non linéaires à l'origine de la construction du spectre visible, deux mécanismes prédominent, à savoir les mélanges à quatre ondes multiples et la modulation de phase croisée [63, 66, 158]. Les mélanges paramétriques multiples permettent de transférer de l'énergie de part et d'autre de la longueur d'onde de pompe, mais avec une efficacité de conversion moindre du côté anti-Stokes du fait de l'écart de 84 nm entre λ_p et λ_0 . La modulation de phase croisée, quant à elle, apporte une extension supplémentaire et une homogénéisation du spectre. L'étude de la courbe de vitesse de groupe des modes de polarisation du mode LP₀₁ (figure III-9) montre qu'à toute onde anti-Stokes peut correspondre une onde infrarouge de même vitesse susceptible d'en moduler la phase efficacement [159]. Il est néanmoins difficile de pondérer l'influence respective de chacun de ces deux effets.

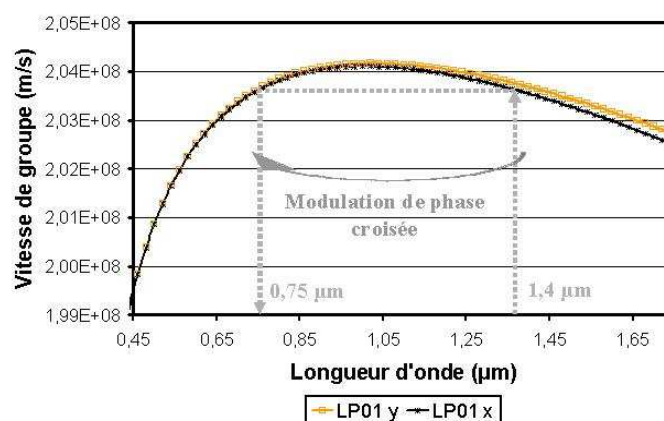


Figure III-9 : Courbes de vitesse de groupe des modes de polarisation $HE_{11} x$ et $HE_{11} y$ de la fibre optique passive.

Finalement, sur les figures III-7c et III-8c, nous pouvons noter la présence de raies à

485 et 538 nm pour les axes x et y respectivement, effet minime vis-à-vis des mécanismes permettant la génération de l'élargissement spectral. Ces rayonnements sont créés par un mélange paramétrique mettant en jeu un accord de phase de type Cerenkov spatial (voir annexe III). Contrairement aux fibres microstructurées non linéaires habituellement utilisées, les ondes générées dans notre cas sont confinées et guidées efficacement dans la gaine interne microstructurée grâce à la présence de la gaine d'air externe (figure III-10).

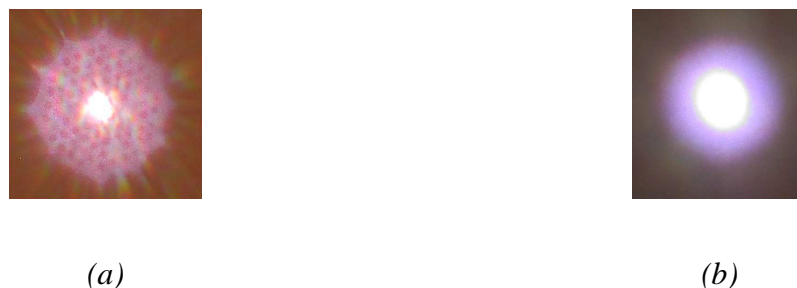


Figure III-10 : Illustration de l'effet Cerenkov pour l'axe x :

(a) Photographie du faisceau de sortie en champ proche.

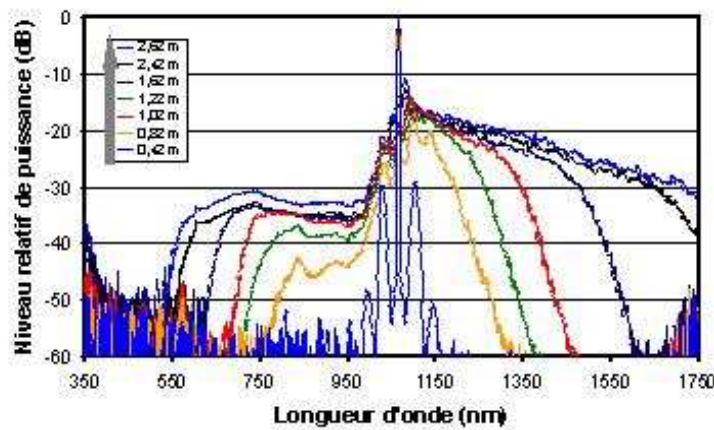
(b) Photographie du faisceau de sortie en champ lointain.

◆ Analyse en fonction de la longueur de la fibre

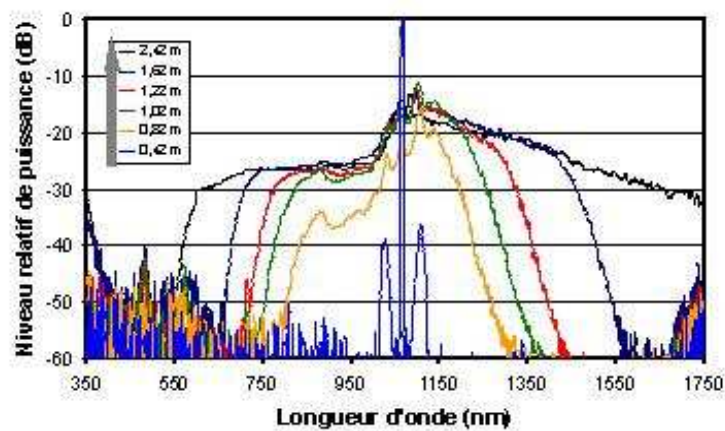
L'analyse des phénomènes non linéaires mis en jeu s'est poursuivie à travers l'étude de l'évolution du spectre émis en fonction de la longueur d'interaction. Le procédé destructif du « cut-back », qui consiste à mesurer le spectre pour différentes longueurs de fibre, a été utilisé sur un nouveau tronçon de fibre optique passive de longueur initiale 4 m. Les spectres obtenus, représentés figures III-10a pour l'axe x et III-10b pour l'axe y, mettent en évidence un mécanisme d'élargissement spectral quasi symétrique de part et d'autre de la pompe, et ce pour les deux axes de polarisation. Le comportement différentiel précédemment mentionné (élargissement non symétrique pour l'axe y) n'est donc plus observé dans ce nouveau tronçon de fibre. Ceci peut s'expliquer par les inhomogénéités longitudinales de la microstructure introduites lors du fibrage.

Comme déjà exposé auparavant, l'initiation du processus non linéaire est effectuée par l'intermédiaire d'instabilités de modulation, largement visibles pour une longueur de fibre de 42 cm. La construction du spectre se poursuit de manière homogène de part et d'autre de la pompe par la combinaison des effets de mélange à quatre ondes, d'autodécalage en fréquence

des solitons et de modulation de phase croisée. La longueur optimale de la fibre est d'environ 2,5 m. Au-delà de cette longueur, les pertes de propagation, liées essentiellement à la qualité de la silice utilisée lors de la fabrication de la fibre, sont trop élevées et engendrent une baisse significative du niveau de puissance infrarouge et visible. Pour conserver une bonne visibilité, les spectres mesurés dans ce cas ne sont pas représentés sur la figure III-11.



(a)



(b)

Figure III-11 : Evolution du spectre émis en sortie de la fibre passive en fonction de la longueur d'interaction (résolution : 5 nm) :

(a) Axe x.

(b) Axe y.

II.2.d. Analyse modale et de polarisation

Le rayonnement émis en sortie de la fibre est observé en champ proche par l'intermédiaire d'une caméra (Spiricon, LBA-USB-L230). Les résultats obtenus pour les deux axes de polarisation, à la longueur d'onde de 1064 nm, sont représentés figure III-12 (conditions expérimentales : filtre interférentiel de 10 nm de bande centrée sur 1064 nm ; $P_{1064\text{nm}} = 3,5 \text{ kW}$ crête). La nette surintensité observée au centre présente une allure conforme à celle du mode fondamental de la structure. Ceci est en accord avec l'observation modale de la figure III-5. Notons par ailleurs qu'une partie de la puissance de pompe est couplée dans la gaine interne microstructurée.

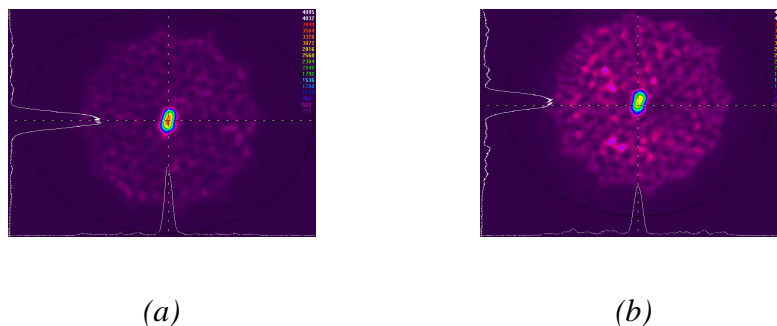


Figure III-12 : Observation en champ proche à 1064 nm du faisceau de sortie de la fibre passive :

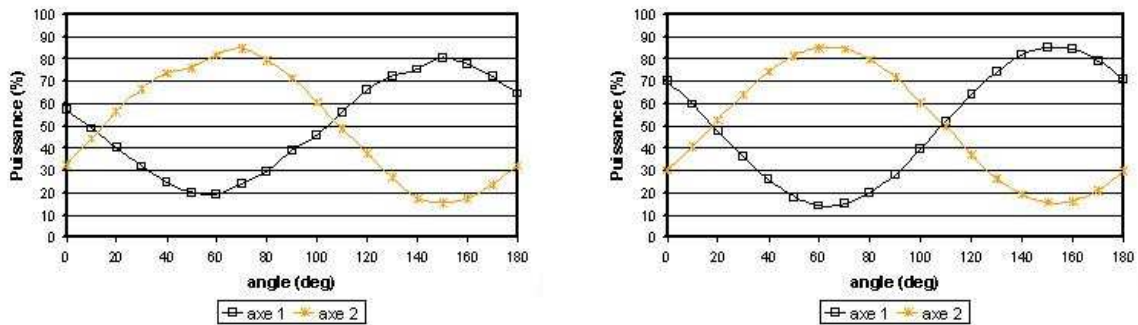
(a) Axe x.

(b) Axe y.

Dans un second temps, nous effectuons une analyse de polarisation en sortie de fibre. Pour chaque orientation du vecteur polarisation imposée en entrée (axe x ou axe y), le degré de polarisation est mesuré en sortie, et ce aux longueurs d'onde de 700 et 1550 nm (figures III-13a et III-13b respectivement). Le filtre interférentiel utilisé pour la mesure à 700 nm présente une bande de transmission de 10 nm et celui utilisé à 1550 nm une bande de 20 nm. Les résultats de cette expérience montrent l'évolution attendue, en opposition de phase, des deux courbes de puissance relevées, à la fois à 700 et à 1550 nm. Environ 80 % de la puissance mesurée est conservée sur le même axe. Les 20 % de puissance résiduelle sont en partie attribués à l'erreur d'orientation de la seconde lame demi onde, mais aussi aux inhomogénéités longitudinales de la microstructure, qui peuvent créer des rotations de polarisation indésirables. D'autre part, la puissance guidée dans la gaine interne est prise en

compte dans cette expérience et, par conséquent, contribue également à dégrader la qualité de la mesure de polarisation.

Cette analyse de polarisation tend à montrer que les mélanges paramétriques de type vectoriel n'interviennent pas (ou peu) dans le mécanisme d'élargissement spectral.



(a)

(b)

Figure III-13 : Analyse de la polarisation en sortie de la fibre passive pour chaque orientation du vecteur polarisation imposée en entrée (axe x ou axe y) :

(a) A la longueur d'onde de 700 nm.

(b) A la longueur d'onde de 1550 nm.

II.3. Etude du mécanisme non linéaire dans la fibre optique active, sans exploitation du gain ytterbium

II.3.a. Compléments au dispositif expérimental

Suite à l'analyse du processus non linéaire dans la fibre optique passive, nous nous intéressons maintenant à la fibre active afin de déterminer si la dynamique non linéaire est modifiée par la présence d'ions de terres rares (ions Yb^{3+}) dans le coeur. Le rendement d'injection mesuré, de l'ordre de 58 %, est légèrement amélioré dans la fibre active. La valeur moyenne des points d'annulation de la dispersion chromatique calculée des modes LP_{01} et LP_{11} se situent respectivement autour de $\lambda_{0,\text{LP}01} = 980 \text{ nm}$ et $\lambda_{0,\text{LP}11} = 840 \text{ nm}$ (figure III-14). Le pompage est par conséquent opéré en régime légèrement anormal pour le mode LP_{01} , avec 84 nm d'espacement entre λ_p et $\lambda_{0,\text{LP}01}$, et en régime fortement anormal pour le mode LP_{11} ,

avec 224 nm d'espacement entre λ_p et $\lambda_{0,LP11}$.

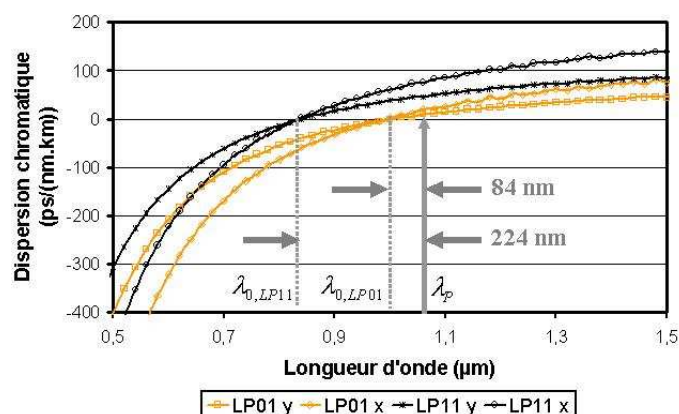


Figure III-14 : Courbes de dispersion des modes LP_{01} et LP_{11} guidés de la fibre active.

II.3.b. Etude de l'influence de la polarisation imposée à l'injection

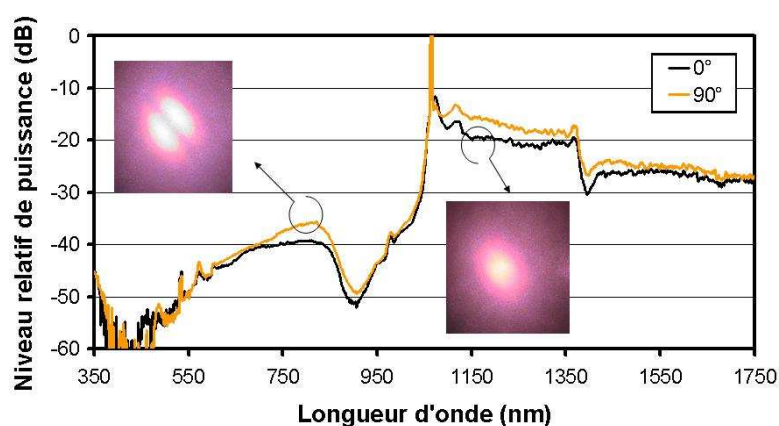


Figure III-15 : Spectres mesurés en sortie de la fibre optique active pour les deux axes neutres du cœur de la fibre active (résolution : 5 nm). Photographies en champ lointain du faisceau de sortie.

Le cœur de la fibre optique active présente une biréfringence de phase de l'ordre de $3,1 \cdot 10^{-4}$ à 1060 nm, valeur légèrement supérieure à celle calculée pour la fibre passive. La même procédure que précédemment est utilisée pour analyser l'impact de la polarisation imposée en entrée, sur le spectre émis en sortie de la fibre. Comme déjà observé pour la fibre passive, deux axes particuliers se distinguent (figure III-15), correspondant aux deux axes neutres du cœur, à savoir l'axe à 0° (axe x) et l'axe à 90° (axe y). Contrairement à la fibre

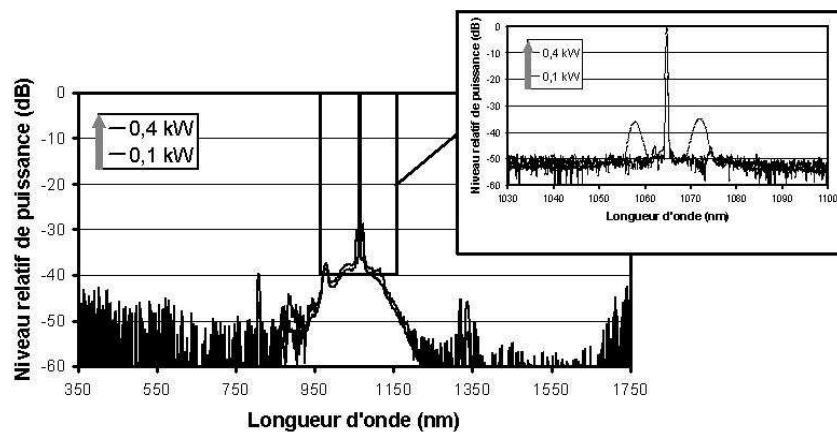
passive, les élargissements spectraux mesurés sont générés et guidés sur les deux modes transverses LP_{01} et LP_{11} avec la prédominance du mode LP_{11} dans le visible pour l'axe y .

Les deux spectres mesurés s'étendent de 450 à 1750 nm. Une zone particulière d'atténuation apparaît, de 850 à 1000 nm, correspondant à la bande spectrale d'absorption des ions Yb^{3+} . D'autre part, la chute de puissance de 10 dB à 1380 nm est plus importante que dans le cas de la fibre passive, du fait de la forte concentration en ions OH^- dans le barreau dopé Yb^{3+} utilisé lors de la fabrication. D'une manière générale, ces deux zones de pertes limitent le niveau de puissance du spectre large bande généré dans la fibre active.

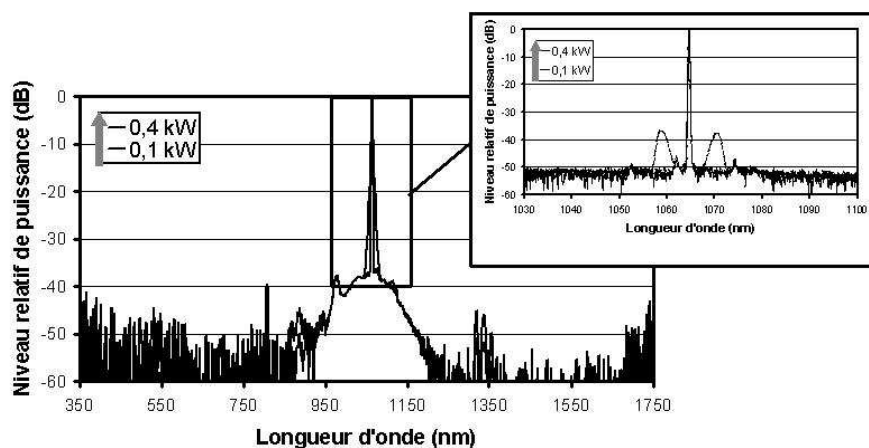
II.3.c. Analyse du mécanisme non linéaire d'élargissement spectral

◆ Analyse en fonction du niveau de puissance de pompe

Initiation du processus : comme précédemment le phénomène d'instabilité de modulation se manifeste pour un faible niveau de puissance crête injectée (figure III-16). Une particularité liée à la présence d'ions Yb^{3+} concerne l'apparition du spectre de fluorescence caractéristique de cette terre rare, incluant la présence d'une surintensité à 980 nm et s'étendant approximativement de 950 à 1200 nm. Ceci tend à supposer que l'onde impulsionnelle de pompe à 1064 nm est partiellement absorbée par certaines transitions énergétiques de l'ion Yb^{3+} .



(a)



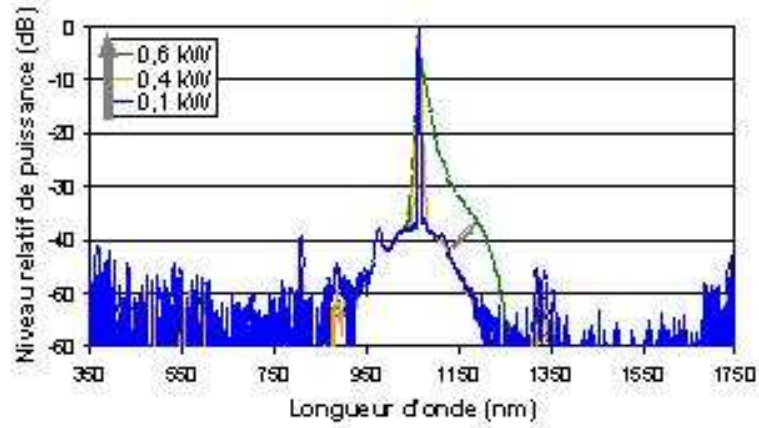
(b)

Figure III-16 : Evolution du spectre émis en sortie de la fibre active (10 m) en fonction de la puissance de pompe à 1064 nm injectée :
(résolution : 5 nm (350-1750 nm) ; 0,05 nm (1030-1100 nm))

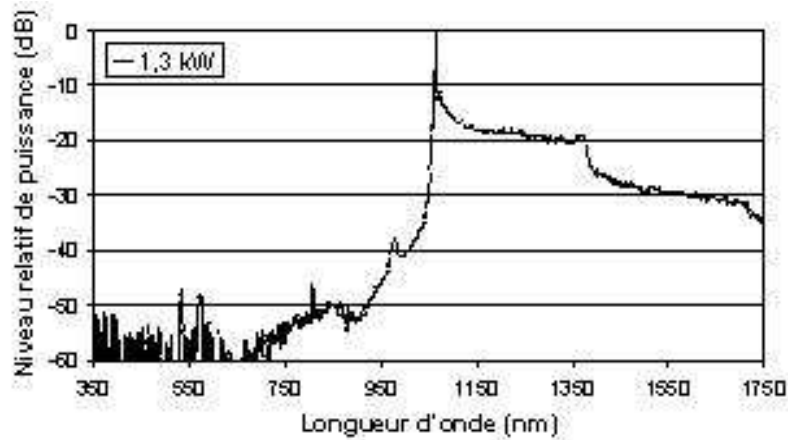
(a) Axe x.

(b) Axe y.

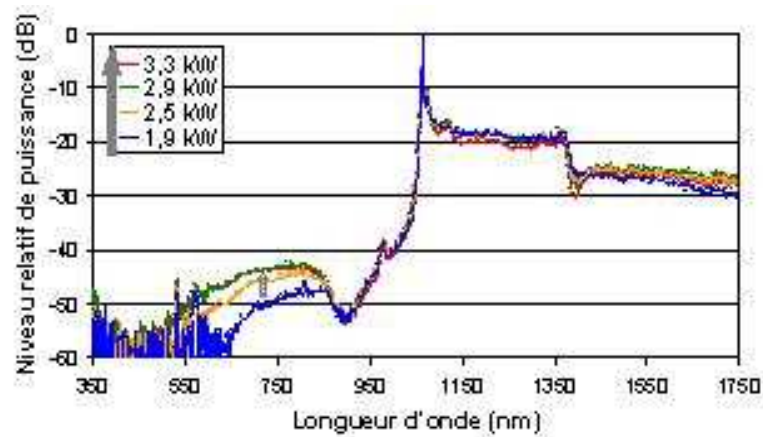
Elargissement dans l'infrarouge et le visible : la construction du spectre avec l'augmentation du niveau de puissance de pompe fait naturellement intervenir les mêmes effets non linéaires que dans le cas de la fibre passive. Ici, l'élargissement se produit de manière non symétrique pour les deux axes de polarisation (figures III-17 et III-18). En particulier, l'extension et le niveau de puissance du spectre visible sont fortement limités par l'absorption des ions Yb^{3+} autour de 900 nm. Par ailleurs, la génération par accord de phase Cerenkov conduit, dans la présente fibre, à l'apparition d'une raie à 574 nm quelle que soit l'orientation du vecteur polarisation incident (axe x ou y).



(a)

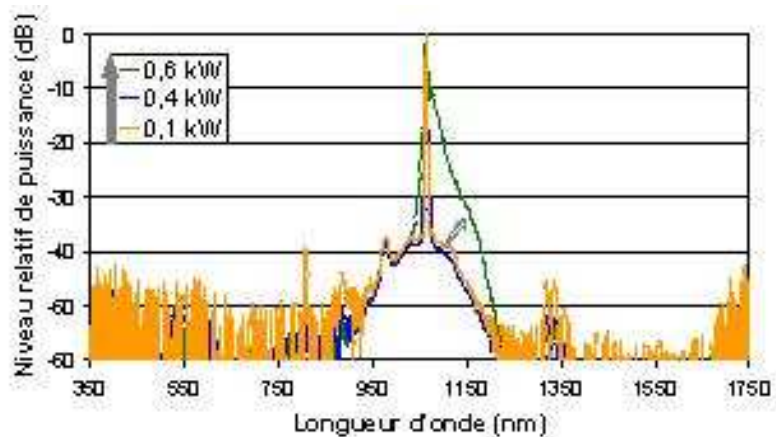


(b)

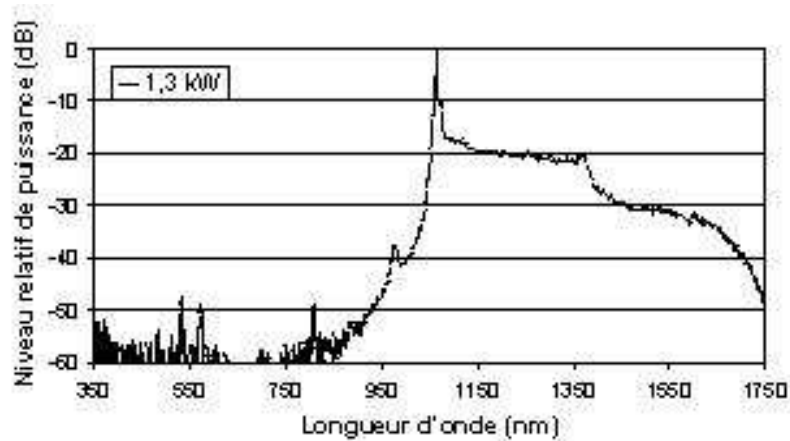


(c)

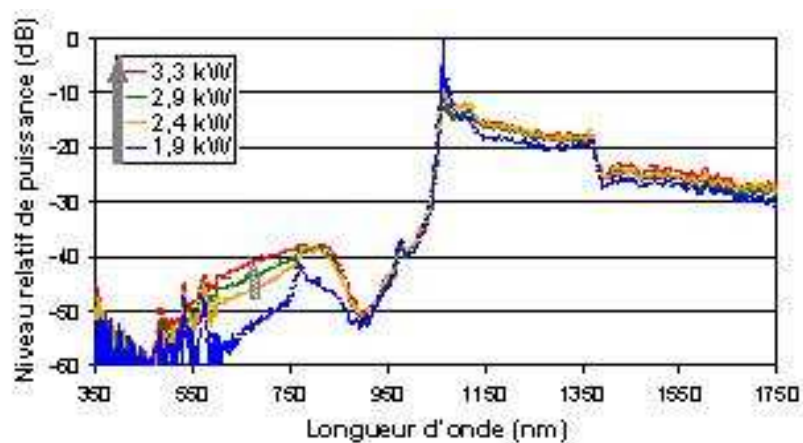
Figure III-17 : Evolution du spectre émis en sortie de la fibre active (10 m) en fonction de la puissance de pompe à 1064 nm injectée pour l'axe x (résolution : 5 nm).



(a)



(b)

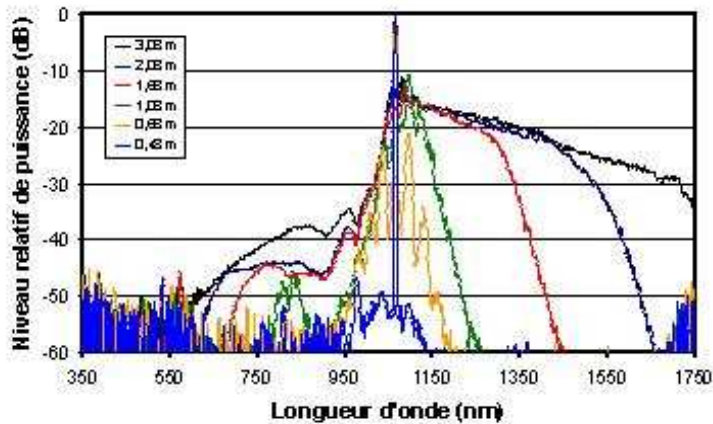


(c)

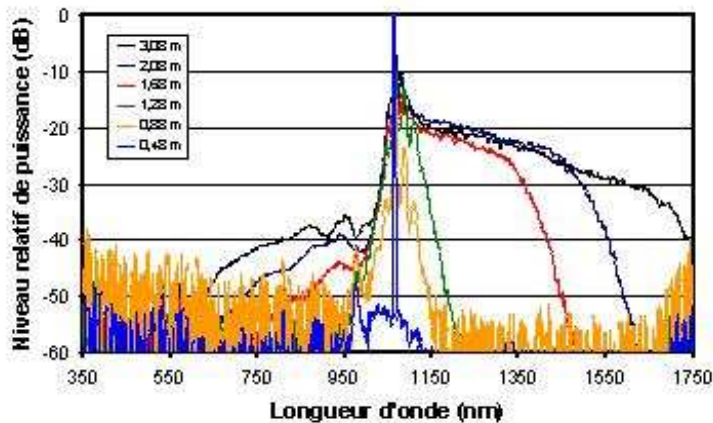
Figure III-18 : Evolution du spectre émis en sortie de la fibre active (10 m) en fonction de la puissance de pompe à 1064 nm injectée pour l'axe y (résolution : 5 nm).

◆ **Analyse en fonction de la longueur de la fibre**

Dans le cas de la fibre optique active, nous mesurons une longueur optimale de fibre proche de celle déterminée pour la fibre passive (de l'ordre de 3 m, voir figure III-19). Malgré des différences géométriques notables et la présence d'ions Yb^{3+} , la dynamique non linéaire mise en jeu dans la fibre active ne semble pas diverger de celle induite dans la fibre passive.



(a)



(b)

Figure III-19 : Evolution du spectre émis en sortie de la fibre active en fonction de la longueur d'interaction (résolution : 5 nm) :

(a) Axe x.

(b) Axe y.

II.3.d. Analyse modale et de polarisation

Contrairement à la fibre passive, la fibre dopée Yb^{3+} ne permet pas de construire un spectre large bande uniquement sur le mode fondamental, mais implique à la fois les modes LP_{01} et LP_{11} . Pour cette raison, nous nous attachons, dans cette partie, à effectuer une caractérisation large bande de la population modale. Les observations en champ proche sont réalisées à l'aide d'une caméra, pour les deux axes de polarisation, aux longueurs d'onde 532, 1064 et 1550 nm (figure III-20). D'une manière générale, les deux modes transverses sont présents sur l'ensemble du spectre généré. Cela nous conduit à invoquer l'implication de mélanges paramétriques modaux dans le processus d'élargissement spectral. Ceci est en accord avec l'observation modale de la figure III-14. En particulier, on note la prédominance du mode LP_{11} dans le domaine visible pour l'axe y, prédominance encore non expliquée.

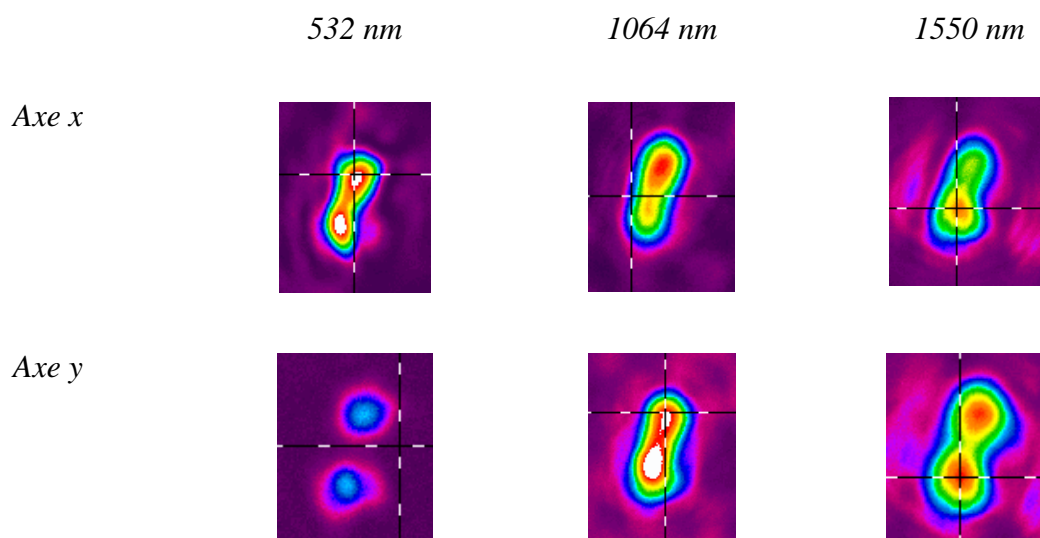


Figure III-20 : Observation en champ proche à 532, 1064 et 1550 nm du faisceau de sortie de la fibre optique active pour les axes x et y.

Pour compléter cette observation modale, la polarisation est analysée en sortie de la fibre aux longueurs d'onde de 700 et 1550 nm. La puissance est faiblement polarisée à 700 nm (environ 60 %, figure III-21a), ce qui laisse supposer que les ondes anti-Stokes sont créées à partir de mélanges à quatre ondes de types scalaire et vectoriel à la fois. Pour ce qui concerne les ondes Stokes (voir la figure III-21b pour l'analyse de polarisation à 1550 nm), le spectre est nettement plus polarisé et ceci peut s'expliquer par la mise en jeu combinée des effets d'autodécalage en fréquence des solitons et de mélanges paramétriques, ainsi que des phénomènes parasites de perte de polarisation.

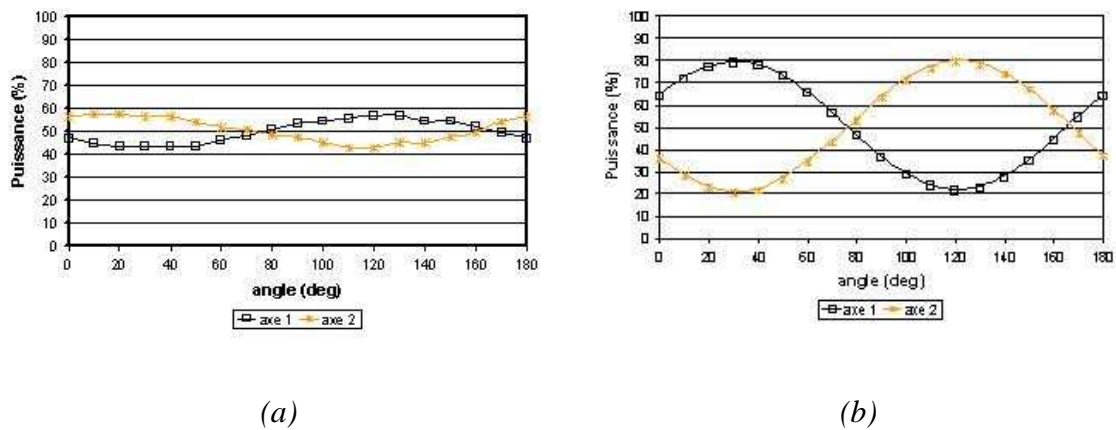


Figure III-21 : Analyse de la polarisation en sortie de la fibre passive pour chaque orientation du vecteur polarisation imposée en entrée (axe x ou axe y) :

(a) A la longueur d'onde de 700 nm.

(b) A la longueur d'onde de 1550 nm.

II.4. Conclusion

Le processus non linéaire d'élargissement spectral dans les fibres microstructurées à gaine d'air est initié par des instabilités de modulation, donnant naissance à des impulsions solitoniques subissant par la suite un autodécalage en fréquence. Ce phénomène étend le spectre dans le domaine infrarouge jusqu'à 1750 nm (limite haute de l'analyseur). Par ailleurs, l'intervention combinée de mélange à quatre ondes et de modulation de phase croisée permet de transférer de l'énergie dans le domaine visible. Dans le cas de la fibre passive, les mélanges paramétriques reposent essentiellement sur des accords de phase de type scalaire. Quant à la fibre active, des effets à la fois scalaires et vectoriels semblent intervenir. Cette différence de comportement est attribuée aux divergences de profil géométrique observées entre les deux fibres. Il en résulte une légère modification du mécanisme de construction du spectre large bande d'une fibre à l'autre. Cependant, les différences les plus notables apparaissant sur les spectres mesurés relèvent de la présence d'ions Yb^{3+} dans le cœur de la fibre active. Dans la suite de ce manuscrit, nous présentons les résultats obtenus dans le cas où ces ions de terre rare sont excités par un pompage multimode à 976 nm.

III SYSTEME DE GENERATION LARGE BANDE UTILISANT LE GAIN YTTERBIUM

III.1. Configuration à pompes co-propagatives

III.1.a. Description du dispositif expérimental

Le montage expérimental, représenté figure III-22, repose sur le dispositif précédemment utilisé (même tronçon de fibre active notamment, de longueur 10 m environ), auquel on ajoute un miroir dichroïque (45° , T_{\max} à 1064 nm, R_{\max} à 976 nm) entre la seconde lame demi onde et la lentille d'injection. De cette façon, nous injectons simultanément une pompe impulsionnelle à 1064 nm dans le cœur de la fibre et une pompe multimode continue à 976 nm dans la gaine interne microstructurée. La diode laser utilisée à 976 nm possède une sortie fibrée de diamètre 100 μm pour une ouverture numérique de 0,2. Sa puissance d'émission peut atteindre 25 W. Pour ajuster l'étendue géométrique du rayonnement émis par cette diode à celle du faisceau potentiellement guidé dans la gaine interne de la fibre, une lentille de focale $f = 20$ mm et d'ouverture numérique 0,4 est placée en sortie de diode.

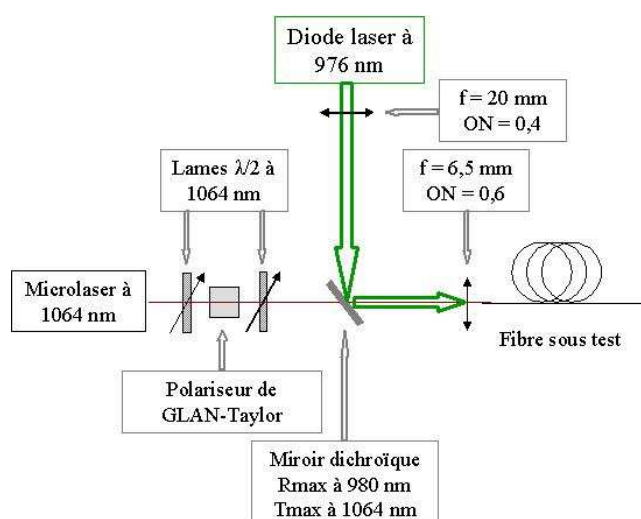


Figure III-22 : Représentation schématique du montage expérimental basé sur une configuration à pompes co-propagatives.

Le rendement d'injection de la pompe à 1064 nm dans le cœur de la fibre reste

identique aux 58 % déjà mentionnés. En ce qui concerne le rayonnement issu de la diode laser, son rendement d'injection est de l'ordre de 30 %. Cette faible valeur résulte essentiellement de l'inadéquation entre l'étendue géométrique du faisceau de pompe multimode et du champ guidé par la gaine interne microstructurée dont la surface est trop faible.

III.1.b. Analyse de l'élargissement spectral en présence de gain ytterbium

◆ Analyse en fonction du niveau de puissance de pompe multimode

Tout d'abord, nous mesurons le spectre émis en sortie de fibre en fonction du niveau de puissance de pompe multimode à 976 nm injectée dans la gaine interne microstructurée, et ce pour une valeur constante de puissance impulsionnelle à 1064 nm couplée dans le cœur. Les résultats obtenus sont représentés figures III-23a et b pour l'axe x et III-3c et d pour l'axe y (à noter, sur ces figures et les suivantes, la présence d'une raie parasite intense à la longueur d'onde de 488 nm, correspondant à un artéfact de mesure de l'analyseur provoqué par l'existence d'une forte puissance à 976 nm).

Nous constatons que la densité spectrale de puissance augmente progressivement sur l'ensemble du spectre généré avec le niveau de puissance injectée à 976 nm (figures III-23a et c). Le phénomène d'amplification s'applique efficacement sur l'onde de pompe à 1064 nm, permettant de compenser sa déplétion par les processus non linéaires. Au-delà d'un certain niveau de puissance à 976 nm injectée (supérieur à 500 mW), l'apparition du phénomène laser entre en compétition avec l'amplification de la pompe impulsionnelle (figures III-23b et d). Une partie du gain ytterbium est en effet consommée, de manière indésirable, par la mise en oscillation de différents modes longitudinaux entre les deux faces clivées de la fibre optique. Ces modes correspondent aux raies lasers apparaissant dans la bande de gain de l'ytterbium et conduisant à une émission continue multi-longueur d'onde. Dans ce cadre, les processus non linéaires sont défavorisés au profit de l'émission laser continue. Ce phénomène s'accroît avec l'augmentation de la puissance de pompe multimode, jusqu'au retour au spectre généré initialement lors de l'injection unique de la pompe à 1064 nm.

Pour éviter l'apparition du phénomène laser, un clivage en angle peut être réalisé sur les

faces de la fibre optique. Cependant, ce procédé est difficile à mettre en œuvre dans le cas de la présente fibre, du fait de la présence de la gaine d'air. Par ailleurs, le gain terre rare accessible est limité par la faible quantité d'ions Yb^{3+} insérés dans le cœur (concentration moyenne de 1000 ppm poids pour un diamètre de $0,8 \mu\text{m}$). En effet, l'inversion de population, réalisée pour une faible puissance de pompage multimode, ne permet pas d'exploiter toute la puissance de la diode laser (seulement 3 W utilisés sur 25 W disponibles).

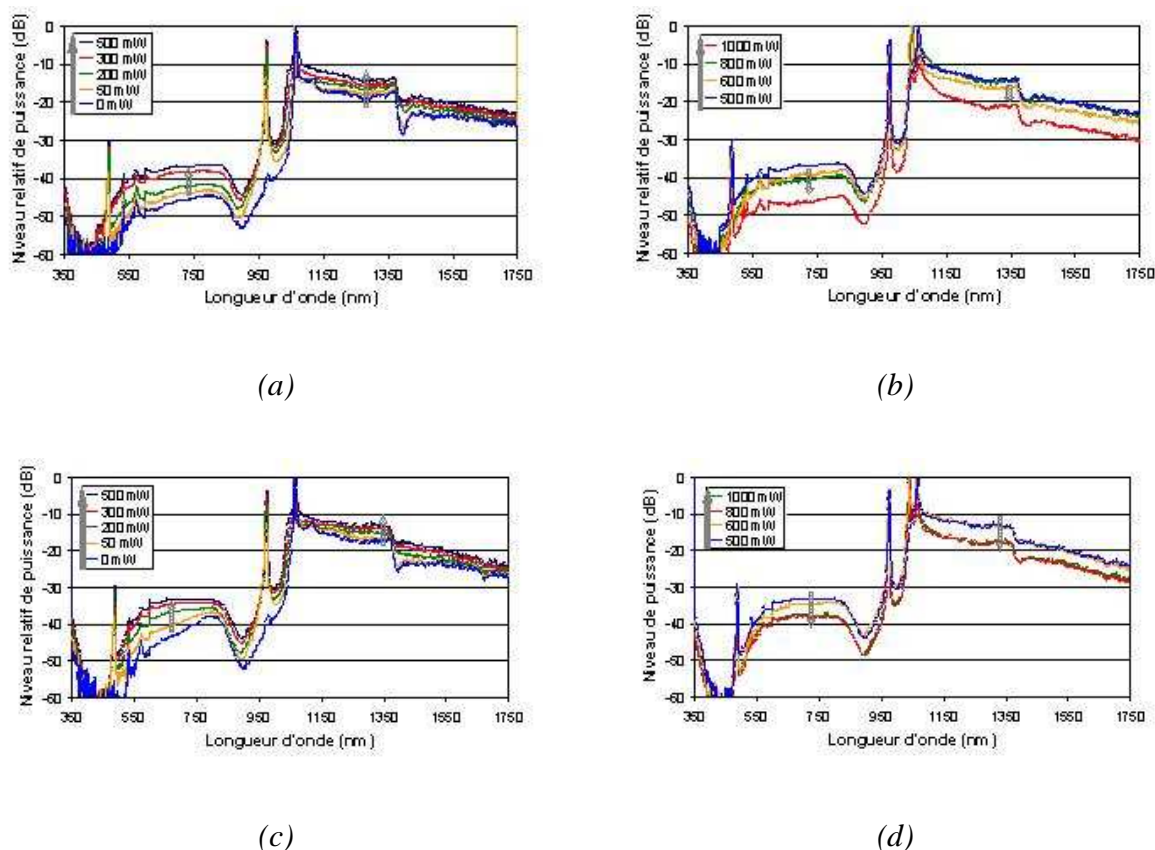


Figure III-23 : Evolution du rayonnement émis en sortie du montage à pompes co-propagatives en fonction du niveau de puissance de pompe à 976 nm injectée dans la gaine interne (résolution : 5 nm) :

(a) et (b) Axe x.

(c) et (d) Axe y.

Afin de quantifier l'impact de l'amplification de la pompe impulsionnelle sur l'ensemble du spectre généré, nous nous intéressons à l'évolution du niveau de puissance, à une longueur d'onde donnée, en fonction de la puissance de pompe multimode injectée. La figure III-24 montre cette évolution pour les longueurs d'onde de 500, 800, 1200 et 1550 nm.

D'une manière générale, l'augmentation de la densité spectrale de puissance est plus élevée dans le domaine des basses longueurs d'onde, avec un accroissement de 14 dB à 500 nm et de 6 dB à 800 nm (figure III-24a). Aux plus hautes longueurs d'onde, nous observons seulement une augmentation d'environ 4 dB (figure III-24b). Nous notons, par conséquent, que le résultat obtenu dans le domaine visible est satisfaisant, au vu de la faible quantité d'ions Yb^{3+} insérés dans le cœur de la fibre. De plus forts niveaux de puissance devraient être observés en intégrant davantage d'ions de terre rare dans le coeur.

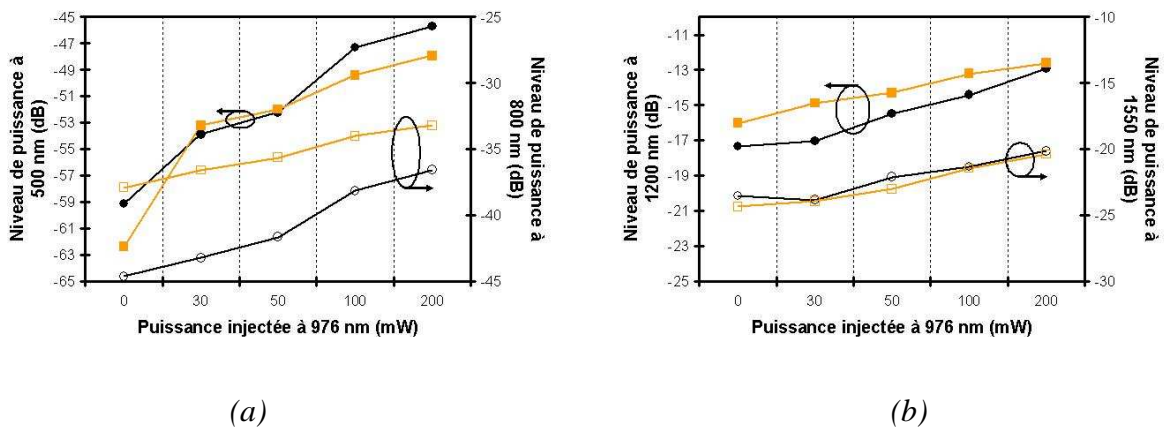


Figure III-24 : Evolution du niveau de puissance émis en sortie de fibre en fonction de la puissance multimode injectée dans la gaine interne (le symbole rond est utilisé pour l'axe x, le symbole carré pour l'axe y) :

(a) Aux longueurs d'onde de 500 et 800 nm.

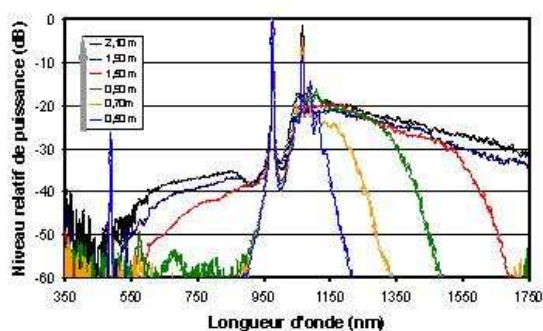
(b) Aux longueurs d'onde de 1200 et 1550 nm.

Par ailleurs, le dispositif ne permet pas d'étendre l'élargissement spectral en dessous de la longueur d'onde de 450 nm. L'amélioration de la qualité de la silice employée lors de la fabrication devrait permettre de remédier à cela, en gardant à l'esprit les limitations inhérentes aux processus non linéaires mis en jeu [159].

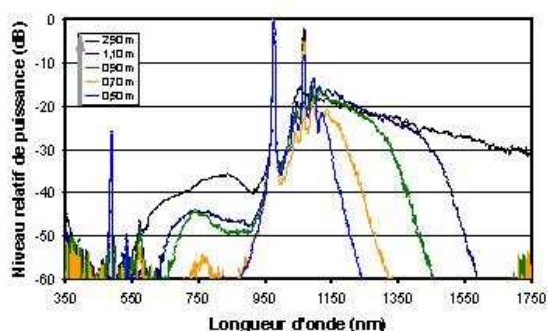
◆ Analyse en fonction de la longueur de la fibre

La longueur d'interaction joue un rôle important dans le processus non linéaire d'élargissement spectral, mais aussi dans le processus d'amplification. Dans le but de déterminer son impact, le procédé du « cut-back » est utilisé afin de mesurer le spectre de sortie en fonction de la longueur de la fibre, à puissances de pompe impulsionnelle et continue

injectées constantes ($P_{1064\text{nm}} = 3,3 \text{ kW}$ crête, $P_{976\text{nm}} = 500 \text{ mW}$). Les résultats obtenus pour les deux axes de polarisation sont représentés figure III-25. La longueur de fibre optimale mesurée est d'environ 2 m, valeur inférieure à celle observée dans le cas du pompage unique à 1064 nm. Ce comportement est en accord avec le fait que, dans le cas présent, l'amplification de la pompe impulsionnelle permet de disposer d'avantage de puissance crête dans la fibre optique, diminuant ainsi la longueur non linéaire.



(a)



(b)

Figure III-25 : Evolution du rayonnement émis en sortie du montage à pompes co-propagatives en fonction de la longueur d'interaction (résolution : 5 nm) :

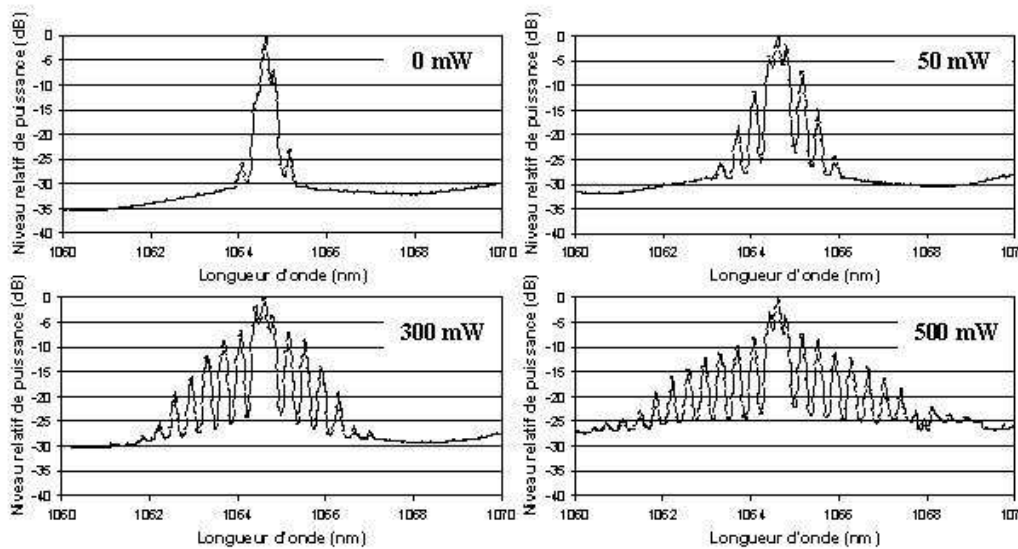
(a) Axe x.

(b) Axe y.

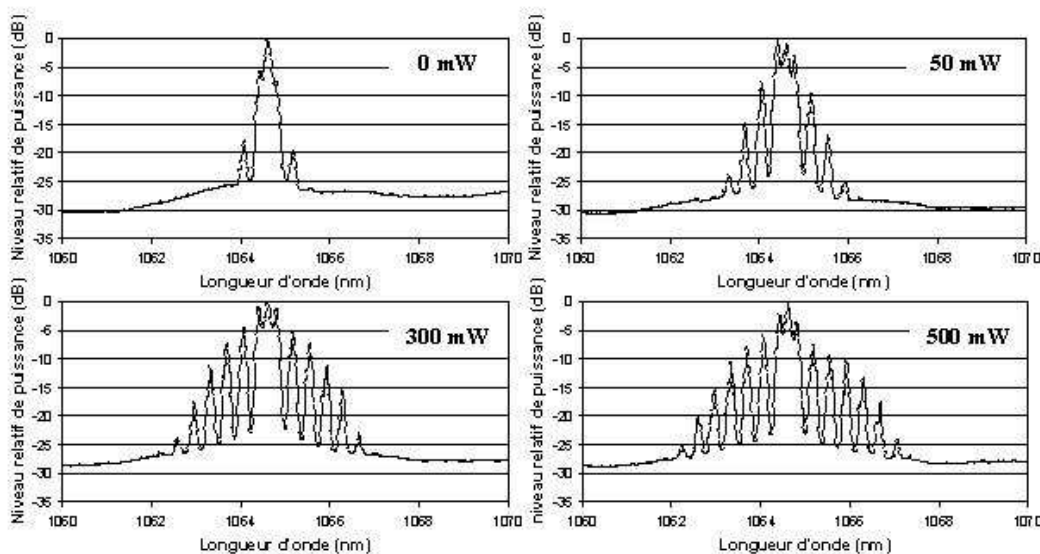
◆ Observation d'un processus de mélange à quatre ondes cascadié autour de 1064 nm

L'analyse spectrale fine autour de 1064 nm met en évidence un processus de mélange à

quatre ondes cascadié. La figure III-26 montre la construction de ce processus en fonction du niveau de puissance de pompe injectée à 976 nm, pour les deux axes de polarisation de la fibre ($P_{1064\text{nm}} = 3,3 \text{ kW}$ crête, maintenue constante). Cette construction fait clairement intervenir l'apport du gain ytterbium dans la bande 1060-1070 nm, à travers la génération de raies multiples de part et d'autre de la pompe impulsienne. Sur la figure III-27, nous représentons schématiquement les différentes étapes du mécanisme non linéaire, initié par un mélange paramétrique dégénéré et poursuivi par des mélanges non dégénérés en cascade. Ce type d'élargissement spectral à raies discrètes, déjà observé par ailleurs, fait l'objet de recherches dans le cadre d'applications telles que la génération multi-longueur d'onde ou les communications optiques à multicanal [160]. Nous pouvons remarquer que le processus est mis en place de manière plus efficace sur l'axe x, avec la création de 16 raies, que sur l'axe y avec seulement 10 raies.



(a)



(b)

Figure III-26 : Analyse spectrale autour de 1064 nm dans le cas du montage à pompes co-propagatives. Mise en évidence d'un processus de mélange à quatre ondes cascadié (étude en fonction du niveau de puissance de pompe à 976 nm injectée dans la gaine interne ; résolution : 0,05 nm) :

(a) Axe x.

(b) Axe y.

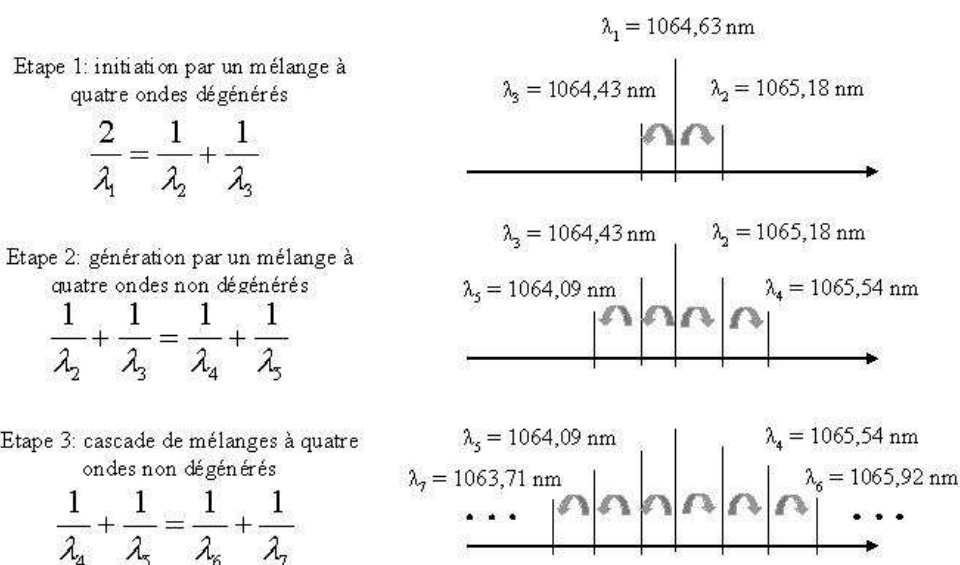


Figure III-27 : Représentation schématique du processus de mélange à quatre ondes cascadié.

III.1.c. Analyse modale

Les observations modales en champ proche, effectuées à 532, 1064 et 1550 nm, sont représentées figure III-28. Elles confirment en particulier la présence des modes LP_{01} et LP_{11} dans le domaine visible. Les figures observées sont stables en fonction du niveau de puissance de pompe multimode.

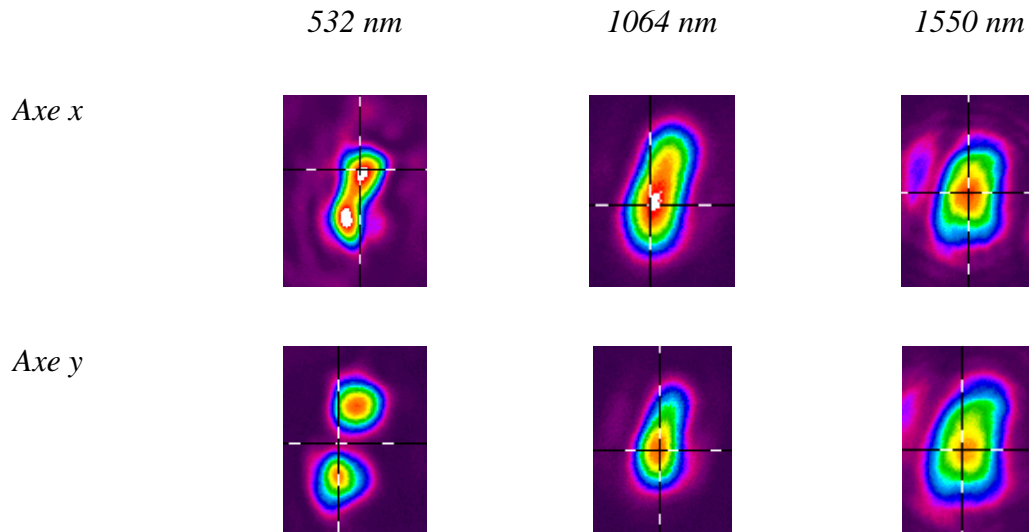


Figure III-28 : Observation en champ proche à 532, 1064 et 1550 nm du faisceau de sortie de la fibre optique active pour les axes x et y .

III.2. Configuration à pompes contra-propagatives

III.2.a. Description du dispositif expérimental

Nous souhaitons maintenant injecter la pompe multimode à 976 nm dans la gaine interne microstructurée par l'autre extrémité de la fibre active. Pour cette configuration de pompage, le niveau de puissance crête apporté à l'impulsion à 1064 nm devrait être plus important, puisque l'inversion de population est effectuée efficacement en sortie de fibre, c'est-à-dire quand l'impulsion est déplétée par les mécanismes non linéaires mis en jeu. Dans ce but, un miroir dichroïque (45° , T_{\max} à 1064 nm, R_{\max} à 976 nm) est ajouté en sortie du dispositif précédemment utilisé (chap.III-III-1a). Le montage expérimental à deux pompes contra-propagatives est représenté figure III-29. Notons que les miroirs dichroïques insérés assurent aussi la protection des sources utilisées des rayonnements parasites susceptibles d'être

réinjectés dans chacune des sources.

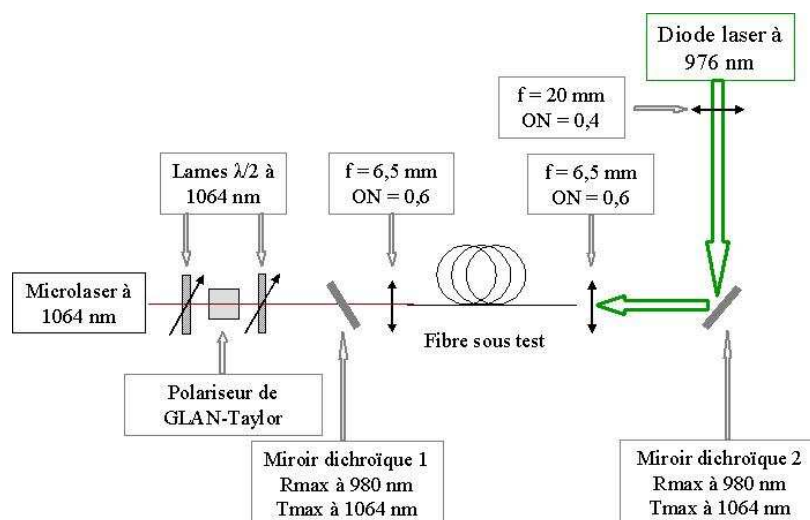


Figure III-29 : Représentation schématique du montage expérimental basé sur une configuration à pompes contra-propagatives.

Le miroir dichroïque 2 présente un fort coefficient de réflexion de 850 à 980 nm (supérieur à 20 dB, figure III-30), dont la signature apparaîtra sur les spectres mesurés par la suite. Les rendements d'injection dans la fibre sont identiques à ceux mesurés précédemment, soit 58 % pour la pompe impulsionnelle et 30 % pour la pompe multimode.

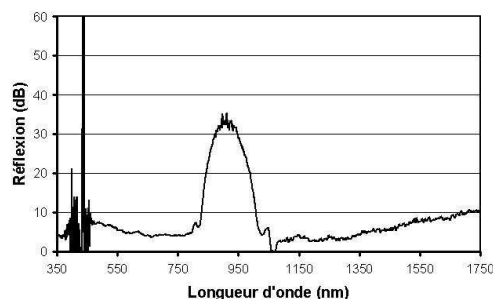


Figure III-30 : Spectre de réflexion du miroir dichroïque 2.

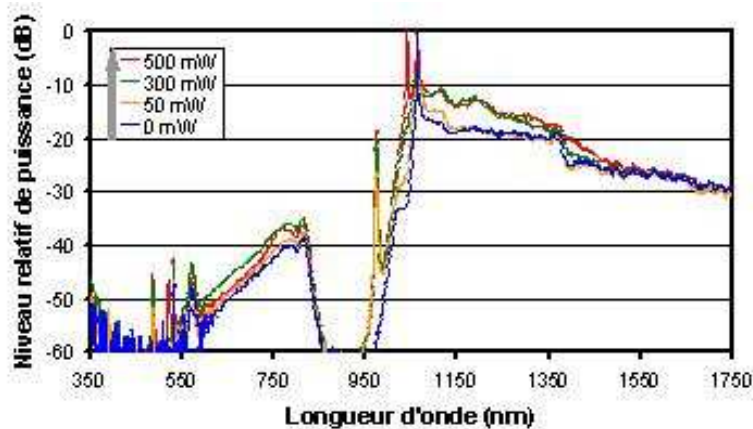
III.2.b. Analyse de l'élargissement spectral en présence de gain ytterbium

Nous reprenons la procédure d'analyse précédemment appliquée au montage à pompes co-propagatives. Le tronçon de fibre active sous test reste le même ($l = 10$ m).

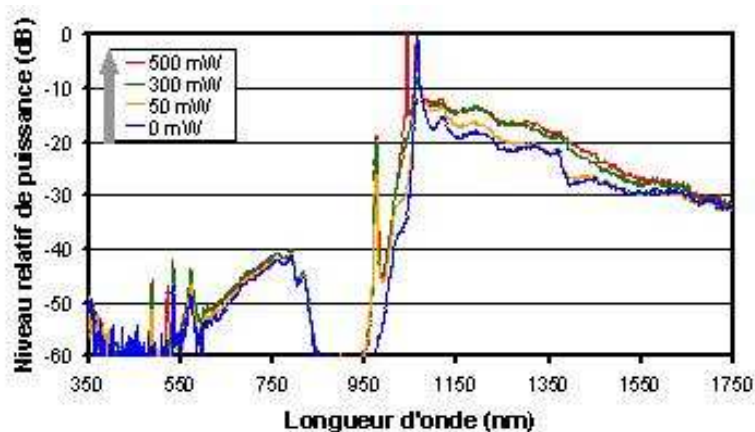
◆ Analyse en fonction du niveau de puissance de pompe multimode

Les spectres mesurés sont représentés figure III-31 pour les axes 1 et 2. Dans le domaine infrarouge, l'apport de l'amplification de la pompe impulsionnelle se traduit par une faible augmentation de la densité spectrale de puissance (environ 4 dB à 1200 nm, voir figure III-32). Dans le domaine visible, la répercussion du gain ytterbium est quasi inexistante, ce qui tend à montrer que le montage à pompes contra-propagatives est, dans les conditions de l'expérience (tronçon de fibre de longueur 10 m), peu propice aux effets de mélanges paramétriques. La diminution de la longueur de fibre devrait permettre d'obtenir des performances nettement supérieures dans le cas de cette architecture à pompes contra-propagatives.

Par ailleurs, de même que pour le dispositif à deux pompes co-propagatives, nous observons un processus de mélange à quatre ondes cascadié autour de la pompe impulsionnelle, ainsi que l'apparition du phénomène laser continu pour une puissance de pompe multimode injectée supérieure à 500 mW.



(a)

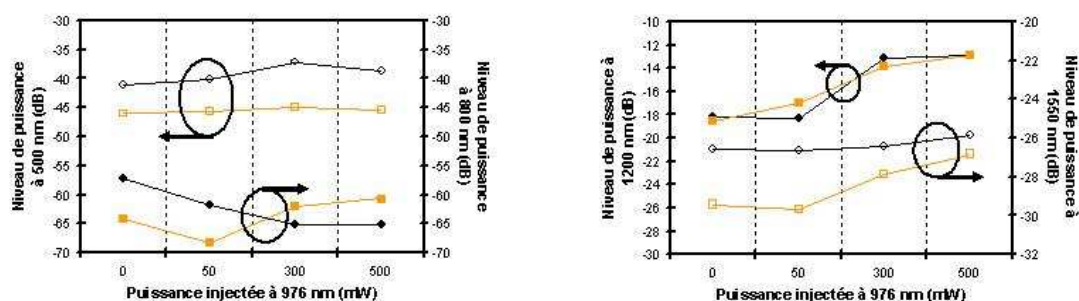


(b)

Figure III-31 : Evolution du rayonnement émis en sortie du montage à pompes contra-propagatives en fonction du niveau de puissance de pompe à 976 nm injectée dans la gaine interne (résolution : 5 nm) :

(a) Axe x.

(b) Axe y.



(a)

(b)

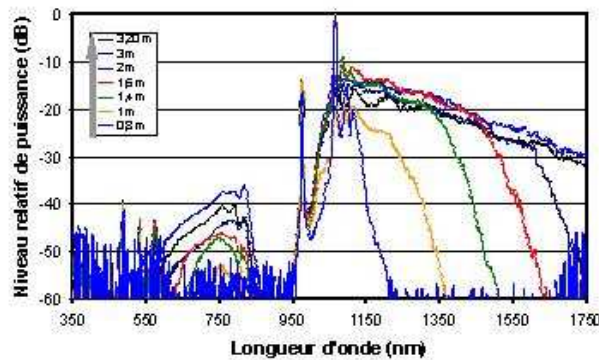
Figure III-32 : Evolution du niveau de puissance émis en sortie de fibre en fonction de la puissance multimode injectée dans la gaine interne (le symbole rond est utilisé pour l'axe x, le symbole carré pour l'axe y) :

(a) Aux longueurs d'onde de 500 et 800 nm.

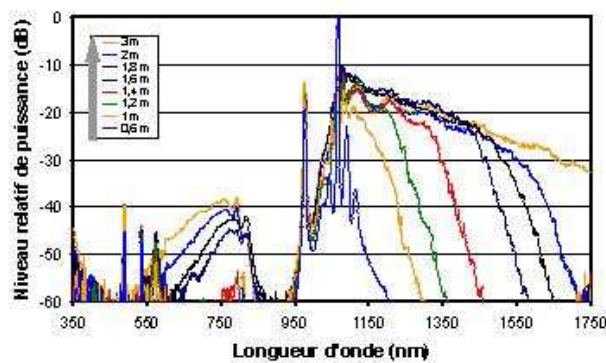
(b) Aux longueurs d'onde de 1200 et 1550 nm.

◆ Analyse en fonction de la longueur de la fibre

Comme mentionné ci-dessus, une longueur de fibre de 10 m semble trop importante pour exploiter au mieux le phénomène d'amplification de la pompe impulsionnelle. L'étude du spectre émis en fonction de la longueur de fibre, présentée figure III-33 (conditions expérimentales : $P_{1064\text{nm}} = 3,3 \text{ kW}$ crête, $P_{976\text{nm}} = 500 \text{ mW}$), fait effectivement apparaître une longueur optimale de l'ordre de 3 m, distance supérieure à celle mesurée dans le dispositif à pompes co-propagatives. Néanmoins, étant donné l'atténuation apportée par le miroir dichroïque 2 utilisé ici, il est difficile de comparer l'efficacité des deux types de dispositif amplificateur.



(a)



(b)

Figure III-33 : Evolution du rayonnement émis en sortie du montage à pompes contra-propagatives en fonction de la longueur d'interaction (résolution : 5 nm) :

(a) Axe x.

(b) Axe y.

III.3. Conclusion sur les dispositifs à pompes co- et contra-propagatives

Le dispositif expérimental à pompes co-propagatives permet d'obtenir de meilleurs résultats que celui à pompes contra-propagatives. En effet, ce dernier montage est plus complexe à mettre en oeuvre, nécessitant l'utilisation de composants optiques adaptés (miroir dichroïque limitant la qualité des relevés spectraux entre autre).

En ce qui concerne le montage à deux pompes co-propagatives, l'apport de puissance de pompe à 976 nm est correctement transféré par le phénomène d'amplification vers la pompe à 1064 nm. L'augmentation de la puissance crête de la pompe impulsionnelle permet alors d'améliorer le niveau de puissance du *supercontinuum* généré. Cette contribution est notable dans le domaine visible, avec une augmentation d'un ordre de grandeur du niveau de densité spectrale de puissance pour 500 mW de puissance de pompe multimode injectée (figure III-34). De plus, la planéité du spectre large bande est progressivement améliorée avec l'augmentation de la puissance de pompage à 976 nm.

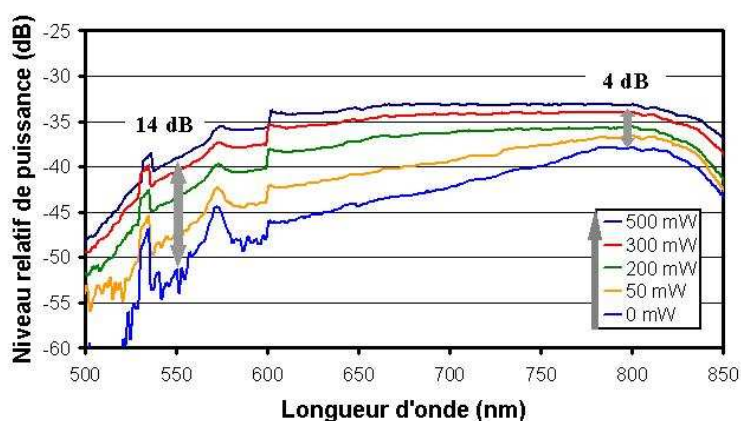


Figure III-34 : Evolution dans le domaine visible du rayonnement émis en sortie du montage à pompes co-propagatives en fonction du niveau de puissance de pompe à 976 nm injectée dans la gaine interne (axe y ; résolution : 5 nm ; $l = 3$ m).

IV CONCLUSION

Au cours de ce chapitre, nous avons tout d'abord abordé le mécanisme d'élargissement spectral dans les fibres optiques microstructurées à gaine d'air passive et active. Cette étude expérimentale a été réalisée en excitant la fibre sous test au moyen d'une pompe impulsionnelle émettant en régime *sub*-nanoseconde à 1064 nm. D'une manière générale, les processus non linéaires mis en jeu dans les deux types de fibre sont similaires, mais la présence d'ions Yb^{3+} dans la fibre active entraîne une signature particulière dans le spectre obtenu en sortie, *i.e.*, la diminution de l'intensité lumineuse dans la bande d'absorption 850-1000 nm. De plus, quelques divergences géométriques observées entre les profils transverses des fibres passive et active résultent en la modification des propriétés modales et des caractéristiques de dispersion des modes guidés. Ceci agit en particulier sur l'allure spatiale du faisceau obtenu dans le domaine visible en sortie de fibre : distribution de type LP_{01} pour la fibre passive et de type bimodal $\text{LP}_{01}/\text{LP}_{11}$ pour la fibre active.

Par la suite, l'ajout d'une diode laser multimode continue au montage expérimental a permis de pomper les ions Yb^{3+} de la fibre microstructurée active par la gaine, dans le but d'amplifier l'onde impulsionnelle à 1064 nm. Deux configurations ont été étudiées, l'une à pompes co-propagatives et l'autre à pompes contra-propagatives. Dans les deux cas, nous avons démontré l'augmentation de la densité spectrale de puissance émise sur l'ensemble de la bande analysée (450-1750 nm) grâce à l'apport du gain ytterbium, avec de meilleures performances toutefois pour le pompage co-propagatif. Ces résultats étaient limités par l'apparition de l'effet laser continu, dans la bande d'émission de l'ion Yb^{3+} (1030-1080 nm), à partir d'un certain niveau de pompage à 976 nm.

Le système de génération large bande proposé dans cette étude, faisant intervenir le gain ytterbium au cours de la propagation non linéaire, laisse entrevoir des perspectives intéressantes dans le domaine de la génération de *supercontinuum*. En effet, les performances obtenues aux longueurs d'onde visibles en particulier (augmentation moyenne du niveau de puissance d'un ordre de grandeur) devraient être largement améliorées par l'utilisation d'une fibre microstructurée à gaine d'air incluant un dopage plus élevé en ions de terre rare. Ce type de système serait alors une alternative sérieuse aux sources laser blanches à forte puissance moyenne actuellement disponibles.

**Chapitre IV : DEVELOPPEMENT D'ARCHITECTURES LASERS
POUR EMISSION LARGE BANDE**

I INTRODUCTION

Les dispositifs amplificateurs réalisés précédemment nécessitent l'utilisation d'un microlaser et d'une source de pompage. Pour améliorer la compacité de ces dispositifs de génération de *supercontinuum*, nous souhaitons évaluer le potentiel d'une source laser utilisant la fibre microstructurée active à la fois comme milieu actif pour créer une impulsion laser brève et comme lieu de création du processus d'élargissement spectral.

Actuellement, les lasers à fibre impulsions fonctionnent principalement soit en régime déclenché, soit en régime de blocage de modes. Par ailleurs, les impulsions les plus brèves sont obtenues par l'exploitation additionnelle d'effet Kerr optique et ceci pour différentes configurations lasers [161-163]. Des impulsions de l'ordre de 42 fs ont ainsi été obtenues dans un laser à fibre dopée Nd^{3+} [164]. Le régime de fonctionnement à modes bloqués est difficilement exploitable pour notre application puisqu'il nécessite une dynamique temporelle stable. Or, dans notre cas, la présence des effets non linéaires génère des perturbations susceptibles d'annihiler le processus de blocage des modes. Par conséquent, le régime déclenché est retenu pour la réalisation du laser. De plus, pour accéder à des impulsions courtes et ainsi atteindre une puissance crête élevée, il est possible d'exploiter un mécanisme non linéaire dans la conception du laser déclenché. Actuellement, l'effet Brillouin apparaît comme étant le plus approprié, puisqu'il permet de générer des impulsions nanosecondes avec une puissance crête supérieure à 10 kW à faible cadence (dizaine de kilohertz [165]). Cet effet sera donc utilisé au sein de la cavité laser pour produire des impulsions brèves et intenses. La propagation de telles impulsions dans le cœur de notre fibre microstructurée active devrait alors permettre de créer, parallèlement au phénomène laser, un processus d'élargissement spectral large bande.

II GENERALITES SUR LES LASERS

II.1. Etat de l'art sur les lasers

Le LASER, acronyme de « *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation* » est le descendant du MASER, (« *Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation* »). Le premier Maser a été réalisé dès 1953 par C. Townes, suivi sept ans après par la naissance du laser découvert par T. Mainman dans un milieu massif (cristal de rubis) sous un pompage effectué par une lampe flash [166]. Depuis, diverses configurations lasers ont été mises au point en fonction des applications visées. C'est ainsi qu'ont vu le jour les lasers solides (type Nd :YAG), les lasers à gaz (CO₂, He-Ne, argon) et les lasers à fibre.

La première émission laser dans une fibre optique fut obtenue en 1961 par Snitzer dans une fibre de verre dopée au néodyme [167]. Cette nouvelle architecture laser entraîna de nombreuses recherches sur la conception de lasers à fibres [168], avec la création du premier laser dopé Yb³⁺ en 1962 [169]. Cependant l'ion Yb³⁺ est délaissé au profit de l'ion Nd³⁺ qui possède quatre niveaux d'énergie, permet un pompage sous lampe flash, ce qui est impossible à effectuer avec un dopage aux ions Yb³⁺ (ion à trois niveaux [170]). Ce n'est qu'à partir des années 1980, que les lasers à fibre commencent à s'imposer comme des concurrents faces aux lasers massifs et ceci grâce à deux avancées notables. Tout d'abord, en 1985, Payne introduit une nouvelle méthode d'incorporation des ions de terres rares dans une matrice de silice ce qui réduit les pertes de propagation [171]. Cette nouvelle technologie a ainsi permis de réaliser un laser néodyme monomode avec un seuil inférieur à 1 mW [172]. Ensuite, le développement des diodes lasers à semi-conducteur a apporté sur le marché des sources de pompage brillantes émettant plus de puissance, dans une plus large gamme de longueurs d'onde. Des lasers ont alors été développés à base de différentes terres rares, telles que l'holmium [173], le thulium [174-176], le praséodyme [177], l'erbium [178] qui connu un grand succès dans le domaine des télécommunications optiques et l'ion Yb³⁺ [179-180]. Ce dernier connaît un franc succès dans le domaine des lasers de puissance, pour une gamme de longueur d'onde d'émission comprise entre 1 et 1,1 μm, sur la période des années 90 à nos jours [181]. Ceci est dû à son fort rendement quantique, à sa grande section efficace d'absorption et à sa large bande d'émission [182].

L'apport des guides fibrés, comparés aux milieux gazeux et solides, réside dans le confinement de l'énergie sur une grande longueur de propagation dans le milieu amplificateur. Ainsi, sur de grandes longueurs, l'interaction lumière-matière est favorisée ce qui permet d'accéder à des gains élevés et ceci avec une excellente qualité de faisceau. Cependant, ce confinement est aussi responsable de la limitation de la montée en puissance des lasers à fibre. Ce problème est partiellement contourné par l'utilisation de nouvelles architectures de fibres optiques dopées, dites à large mode (LMA) et « à double gaine », précédemment développées (chap.I-III-3-d). Notons que ce dispositif guidé permet de s'affranchir des phénomènes de diffraction rencontrés en espace libre et donne accès à une excellente qualité spatiale du faisceau laser émis (possibilité de focaliser sur des spots micrométriques). De plus, leur compatibilité avec les diodes lasers et la disponibilité de composants optiques à fibre minimise l'utilisation des éléments optiques massifs et limite les problèmes d'alignement mécanique. Cette combinaison en fait alors un dispositif compact et fiable. Ainsi, du laser délivrant des puissances continues de l'ordre du watt [183], nous sommes passé à des systèmes délivrant quelques kilowatts en régime de fonctionnement continu tout en conservant un faisceau parfaitement monomode [184]. En régime de fonctionnement impulsionnel, les puissances crêtes peuvent dépasser le mégawatt [185].

Les lasers à fibre dopée Yb^{3+} s'imposèrent grâce à la procédure simple et contrôlée de dopage en phase liquide dans une matrice de silice [171]. De plus, le choix de la matrice hôte en silice vitreuse permet d'accéder à de larges bandes de gain du fait de l'élargissement inhomogènes, ce qui favorise le développement de sources accordables ou la génération d'impulsions ultracourtes autour de $1\ \mu\text{m}$. D'autre part, la silice comporte un seuil de dommage très élevé, mais qui néanmoins, en présence de dopage aux ions de terres rares peut être diminué. Si ce problème est peu critique en régime de fonctionnement continu, il peut se révéler critique en régime d'impulsions brèves à fortes puissances crêtes, avec notamment l'observation de la destruction de la face clivée de la fibre optique ($>1\ \text{MW}/\text{cm}^2$ [138]). Notons que le faible défaut quantique de l'ion Yb^{3+} (moins de 15 % de la puissance de pompage absorbée est dissipée sous la forme de chaleur) permet de s'affranchir totalement des problèmes thermiques pour les applications de moyenne puissance jusqu'à 50 W.

II.2. Introduction sur les différentes configurations lasers

Une source laser associe un amplificateur à une cavité optique généralement constituée de deux miroirs, dont un partiellement réfléchissant, permet l'émission du rayonnement désiré. Les caractéristiques opto-géométriques de cet ensemble imposent la géométrie du faisceau émis, toujours très directif et spatialement et temporellement cohérent.

Les lasers en mode de fonctionnement continu donnent accès à l'émission d'un rayonnement continu, sous un pompage continu du ou des milieux amplificateurs. Les lasers impulsionnels donnent accès à une émission d'impulsions (plus ou moins courtes) sous un pompage continu ou impulsionnel. Les régimes lasers dits à modes bloqués et à pertes déclenchées sont les plus couramment rencontrés.

Le fonctionnement laser en modes bloqués repose sur la mise en phase des modes longitudinaux de la cavité, par l'ajustement de la cadence de répétition au temps aller retour d'une impulsion dans la cavité. Comme un milieu amplificateur présente un gain variant en fonction de la longueur d'onde, certains modes longitudinaux de la cavité vont être favorisés par rapport à d'autres. Or, la durée de l'impulsion ainsi que sa puissance crête est inversement proportionnelle au nombre des modes longitudinaux se propageant en phase dans la cavité. L'utilisation de milieux amplificateurs à gain large bande est donc favorisée dans ces architectures pour conserver le plus grand nombre de modes au sein de la cavité et accéder à des durées d'impulsions courtes (typiquement de l'ordre de la picoseconde à la centaine de femtosecondes).

Le fonctionnement laser en régime déclenché repose sur l'introduction dans la cavité résonante, d'un obturateur qui annihile l'effet laser temporairement, provoquant ainsi une accumulation d'énergie dans le milieu amplificateur qui est pompé en continu. Celle-ci, très importante, est libérée brutalement lors de l'ouverture commandée de cet obturateur, créant ainsi une impulsion brève très puissante. Ce dernier mode de fonctionnement donne accès à un régime impulsionnel qui peut répondre à notre attente en terme de durée d'impulsion (nanoseconde), de réglage de la cadence (kilohertz) et de la puissance crête (plusieurs kilowatts). C'est donc le régime déclenché qui sera utilisé dans les architectures lasers développées par la suite. Nous allons maintenant détailler le mode de fonctionnement déclenché.

II.3. Le mode de fonctionnement des lasers à pertes déclenchées

II.3.a. Principe de fonctionnement

Les lasers déclenchés permettent de générer des impulsions de courte durée (de l'ordre la dizaine de nanosecondes) à forte puissance crête. La cavité laser est caractérisée par son facteur de qualité Q qui est définie par le rapport de l'énergie stockée dans la cavité sur la perte d'énergie par cycle (formule IV-1 [186]).

$$Q = \frac{E_{stockée}}{P_{cycle}} \quad (IV-1)$$

La technique du déclenchement repose sur la modulation de ce facteur de qualité. Le système de déclenchement, inséré dans la cavité laser, obture par exemple le fond de cavité, interdisant la rétroaction optique. La cavité possède alors de fortes pertes ne permettant pas au phénomène laser d'exister. Dans ces conditions, la source de pompage optique fournit de l'énergie au milieu amplificateur, énergie qui s'accumule progressivement au cours du temps. L'inversion de population, et par conséquent le gain disponible au sein de la cavité, augmentent alors régulièrement jusqu'à atteindre une valeur maximale correspondant à l'énergie de saturation de la cavité laser. La quantité d'énergie stockée dépend du milieu à gain et elle est limitée par l'émission spontanée. Dès que le gain maximum accessible dans la cavité laser est atteint, l'obturateur s'ouvre, diminuant brutalement les pertes de la cavité. Après quelques allers-retours dans la cavité laser, l'impulsion initiée par l'émission spontanée est suffisamment amplifiée pour installer le phénomène laser (figure IV-1).

La puissance crête des impulsions augmente et leur durée décroît lorsque l'inversion de population augmente (augmentation de la puissance de pompe, augmentation de l'inversion de population et donc du gain). Notons qu'un effet de saturation de la puissance crête peut être observé, lorsque tous les ions sont excités. Pour ce qui concerne le taux de répétition, son augmentation provoque la diminution de la durée de pompage et la diminution du gain. La durée des impulsions augmente alors et leur puissance crête diminue, ce qui n'est pas favorable même si la puissance moyenne émise augmente en général. Le dernier facteur influençant la qualité du fonctionnement laser déclenché est la structure de la fibre optique. L'optimisation des fibres optiques adaptées pour les lasers a été examinée en détail par Gaeta *et al.* [187]. Pour chaque application une longueur optimale est à définir en prenant en compte

la longueur effective de puissance de pompe absorbée et les pertes additionnelles (paramètre défini en fonction du profil de fibre utilisée). Des phénomènes parasites peuvent dégrader le fonctionnement d'un laser en régime déclenché. Un modulateur présentant un taux d'extinction insuffisant ou simplement des réflexions parasites peuvent permettre l'existence d'une oscillation laser qui, même faible, entraîne une diminution de l'énergie stockée.

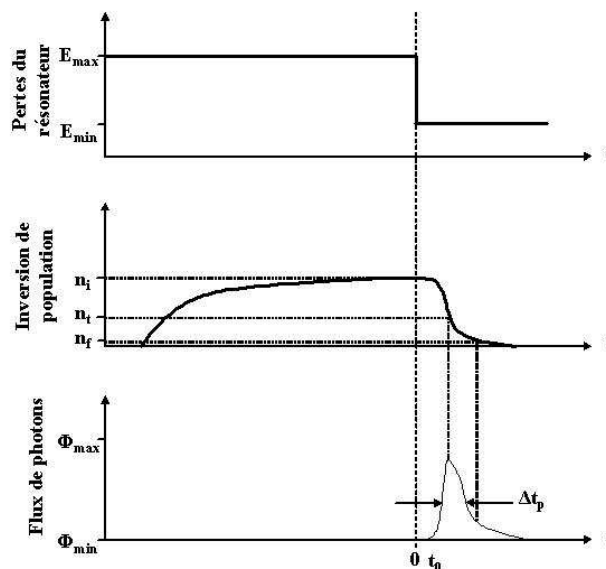


Figure IV-1 : Représentation schématique de l'évolution des différents mécanismes intervenant dans le processus de génération d'une impulsion dans un laser déclenché.

II.3.b. Les méthodes de déclenchement

La réalisation des lasers déclenchés repose sur l'utilisation d'un dispositif de déclenchement, qui peut être soit passif, soit actif, c'est-à-dire commandé par l'utilisateur.

La modulation passive des pertes est une voie intéressante pour déclencher un laser, de part sa simplicité de mise en place. Le déclenchement est effectué par l'utilisation d'un absorbant saturable. Ce composant consiste en un système à deux niveaux ayant un gap d'énergie correspondant à la transition laser. Initialement, les pertes de l'absorbant sont fortes et dès que la puissance optique dans la cavité augmente, les photons absorbés par le matériau réduisent la population de l'état fondamental de l'absorbant, qui devient rapidement transparent. Ce processus est connu sous le nom de « blanchiment ». Lorsque les pertes sont fortement réduites (quasi-nulles), l'absorbant est dit saturé. La chute brutale de l'énergie accumulée dans l'amplificateur est provoquée par la naissance d'une impulsion laser. Notons que le temps de relaxation d'un absorbant est très court (de la centaine de picosecondes à

quelques nanosecondes suivant la nature du substrat). Cependant, ces dispositifs possèdent une faible résistance thermique et ils ne peuvent pas être utilisés pour de très fortes puissances crêtes, sans subir de détérioration. Ils sont par conséquent préférentiellement utilisés dans les lasers de faibles puissances à moyenne (de l'ordre de la dizaine de milliwatts) et courte longueur de cavité tels que le microlaser que nous utilisons comme pompe impulsionnelle.

Le déclenchement actif peut s'effectuer par trois méthodes différentes :

- obturateur mécanique.
- modulateur électro-optique.
- modulateur acousto-optique

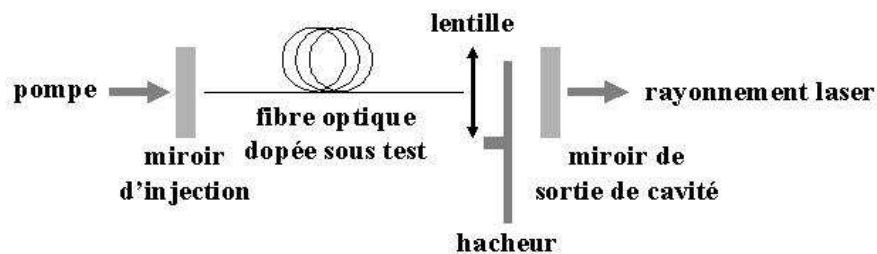


Figure IV-2 : Représentation schématique d'une configuration laser à déclenchement mécanique.

Le déclenchement mécanique s'effectue à l'aide d'un disque ajouré (hacheur) mis en rotation sur le trajet du faisceau lumineux. Ce modulateur, représenté figure IV-2, donne accès à un taux d'extinction élevé (large différence entre les pertes en état haut et bas). Ces limitations sont un temps de déclenchement long qui peut être réduit à $1 \mu\text{s}$ en utilisant un rapport cyclique rapide imposé par le hacheur et en diminuant la taille du faisceau. La durée d'ouverture élevée ne permet pas d'obtenir des impulsions courtes (nanosecondes) car l'inversion de population est consommée progressivement dans une impulsion dont la durée dépasse souvent quelques microsecondes. D'autre part, l'amplitude d'impulsion à impulsion est souvent très instable. D'autres systèmes mécaniques, comme le miroir tournant peuvent être utilisés, mais ils sont encore moins performants.

L'alternative à l'utilisation d'un modulateur mécanique réside dans l'utilisation de modulateur optique permettant de gérer la modulation du champ optique le traversant. Il existe deux sortes de modulateur optique : les modulateurs électro-optiques et les modulateurs acousto-optiques.

La modulation électro-optique repose sur la modification de l'indice de réfraction du

matériau par l'application d'une tension. Exploitée dans un système interférométrique, cette propriété permet de moduler l'amplitude du signal transmis avec un temps de modulation très court (inférieur à la nanoseconde) et un taux d'extinction raisonnable (> 20 dB). Cependant, les modulateurs massifs réalisés à partir de cristaux nécessitent de fortes tensions de commande (jusqu'à 10 kV pour les modes longitudinaux et de l'ordre de la centaine de V pour les modes transverses). Les modulateurs électro-optique, réalisé en optique intégrée, reposent sur une configuration de type Mach-Zehnder. Ils sont en très grande majorité fabriqués sur des substrats de LiNbO_3 et présentent des pertes de couplages réduites. Ces dispositifs, outre un manque de stabilité dans le temps (dérive lente du point de fonctionnement), ne supportent pas des niveaux de puissance très élevés. Toutes ces conditions en font des dispositifs très peu utilisés dans la réalisation des lasers à fibre de forte puissance.

La modulation acousto-optique est générée grâce à l'application d'un signal RF au sein d'un transducteur qui crée un phénomène d'électrostriction dans le cristal. Les ondes acoustiques générées par électrostriction modulent périodiquement l'indice de réfraction du matériau créant un réseau de Bragg stationnaire ou progressif. Ce modulateur défléchi ou non le champ optique suivant les ordres de réflexion du réseau de Bragg généré dans le cristal (figure IV-3). Ainsi l'ordre zéro porte la puissance non réfléchi (modulateur au repos ou taux d'extinction insuffisant) alors que les ordres ± 1 provoquent une réflexion de quelques degrés. Les ordres plus élevés sont en général moins efficaces et par conséquent non exploités. La réinjection du signal sur l'ordre zéro présente une efficacité de diffraction de l'ordre de 50 %. En effet, une certaine quantité du rayonnement est réfléchi dans la fibre pendant le processus d'accumulation de l'énergie (figure IV-3). Dans les lasers à fort gain, cette réflexion est suffisante pour générer un phénomène laser continu. Pour ce qui concerne la seconde réinjection, le champ optique réfléchi provient du rayonnement diffracté sur le premier ordre, ce qui élimine la création d'oscillations lasers pendant l'accumulation d'énergie au sein de la cavité (figure IV-3). La suppression des oscillations continues est à l'origine de l'augmentation importante des pertes d'insertion. Par conséquent, cette configuration de réinjection nécessite plus de puissance de pompe pour être efficace. Cependant, le signal RF présente un temps de modulation plus court, réduisant les problèmes thermiques dans les matériaux acousto-optiques. Ce dispositif offre l'avantage d'accéder à des temps de déclenchement court (5 ns minimum) et à un contrôle électronique du taux de répétition du modulateur.

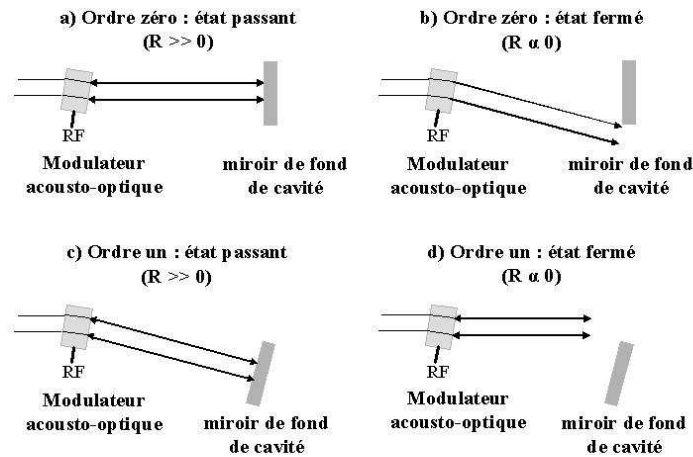


Figure IV-3 : Représentation schématique de lasers déclenchés par un modulateur acousto-optique :

a) et b) Utilisation de l'ordre zéro.

c) et d) Utilisation de l'ordre un.

Ce dernier dispositif de déclenchement a été choisi pour la conception du laser à $1 \mu\text{m}$ de part son utilisation simple et parce qu'il permet de contrôler la fréquence de répétition et la durée de l'ouverture de la porte, avec des valeurs adaptées au régime temporel recherché (fréquence de répétition de l'ordre de la dizaine de kilohertz et durée de l'impulsion de quelques nanosecondes). Bien que la durée de transition d'un modulateur acousto-optique soit de courte durée (10 ns), la dynamique de création des impulsions conduit en général, du fait de la longueur de la cavité, à créer des impulsions de plus de 20 ns. Pour réduire la durée de ces impulsions et accéder à des puissances crêtes plus élevées, il semble intéressant de modifier cette dynamique par l'utilisation de la diffusion Brillouin stimulée [165].

II.4. Les lasers déclenchés par effet Brillouin

L'exploitation de l'effet Brillouin dans une cavité laser permet de comprimer temporellement l'impulsion (quelques nanosecondes) et ainsi d'accéder à une forte puissance crête sous faible cadence (dizaines de kilohertz). Ce régime impulsionnel correspond à celui que nous souhaitons réaliser dans notre configuration laser pour l'émission large bande. Ce chapitre se poursuit à travers la description de l'effet Brillouin et l'explication de son impact dans une cavité laser.

II.4.a. La diffusion Brillouin

La diffusion Brillouin est un effet non linéaire engendré par une modification de la susceptibilité d'ordre trois. Une onde acoustique génère une modulation périodique de l'indice de réfraction du milieu. Il se crée alors un réseau de diffraction local (réseau de Bragg). Tout rayonnement se propageant dans le milieu subit alors localement ce réseau de réfraction, et une partie du rayonnement incident est réfractée [188]. Ce phénomène conduit à la génération d'ondes Stokes légèrement décalées en fréquence par rapport à l'onde incidente (figure IV-4). Ce mécanisme peut se produire spontanément sous une faible puissance optique, on parle alors de diffusion Brillouin spontanée mais il peut aussi être stimulé sous un intense rayonnement, on parle alors de diffusion Brillouin stimulée (SBS). La diffusion Brillouin stimulée ne s'opère seulement qu'en contra-propagation, tandis que la diffusion Brillouin spontanée s'effectue en co-propagation. Ce phénomène se réfère à la nature de l'onde acoustique guidée par diffusion Brillouin [28, 189].

La SBS résulte donc de l'interaction d'une onde optique et d'une onde acoustique. Les lois de conservation d'énergie et d'accord de phase entre les différentes composantes sont données par les relations (IV-2) et (IV-3).

$$\omega_{op} = \omega_A + \omega_S \quad (IV-2)$$

$$k_{op} = k_A + k_S \quad (IV-3)$$

Où k_{op} , k_S et k_A sont les vecteurs d'onde et ω_{op} , ω_S et ω_A les fréquences de l'onde optique incidente, de l'onde Stokes et de l'onde acoustique respectivement.

Le seuil d'apparition de l'émission Brillouin stimulée dans une fibre optique est lié à la puissance du rayonnement injectée dans la fibre. Cette valeur seuil est appelée puissance critique et elle se définit par la relation (IV-4) [190-191]:

$$P_{cr} \approx 21 \cdot \frac{A_{eff}}{g_B \cdot L_{eff}} \quad (IV-4)$$

Avec A_{eff} l'aire effective modale, g_B le gain Brillouin, L_{eff} la longueur effective d'interaction (I-11). La faible valeur du seuil Brillouin en fait un mécanisme non linéaire dominant dans les fibres optiques. Ce seuil augmente avec les pertes de la fibre optique, ainsi qu'avec la réduction de la qualité de la polarisation du rayonnement incident. Ainsi, le seuil Brillouin augmente de 50 % lorsque l'orientation de la polarisation du champ de l'onde

indigent est aléatoire [192].

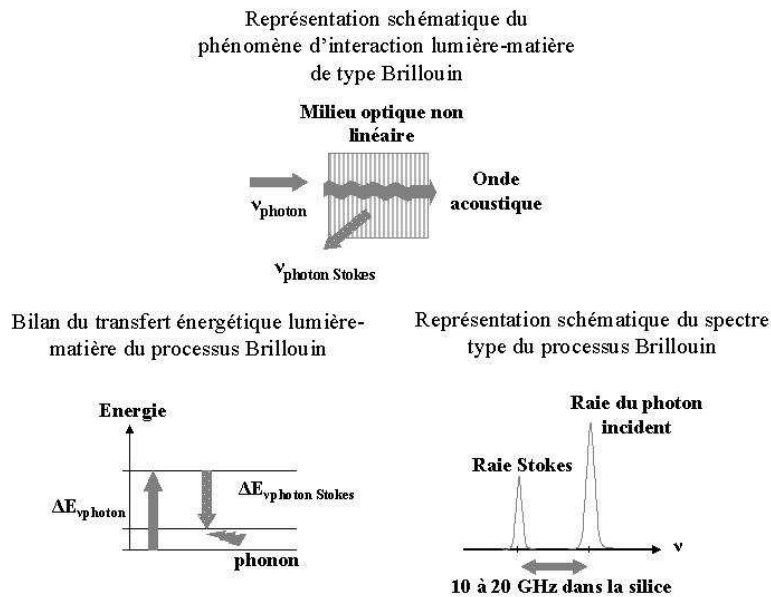


Figure IV-4 : Explication du phénomène SBS : représentation schématique du transfert d'énergie et du spectre fréquentiel résultant.

La croissance de l'onde Stokes durant la diffusion Brillouin stimulée est caractérisée par le spectre de gain Brillouin $g_B(\omega)$ avec un pic à $\omega = \omega_B$. De manière générale, la largeur spectrale du gain Brillouin est très faible (~ 10 MHz) puisqu'il est relié au temps d'amortissement des ondes acoustiques (durée de vie des phonons). Le gain Brillouin s'exprime sous différentes formes [189, 193-194], dont la plus commune est donnée par l'expression (IV-5).

$$g_B(\omega) = g_P \cdot \frac{(\Gamma_B / 2)^2}{(\omega - \omega_B)^2 + (\Gamma_B / 2)^2} \quad (IV-5)$$

Avec $T_B = \Gamma_B^{-1} \approx 10ns$, T_B étant la durée de vie des phonons. La valeur crête à $\omega = \omega_B$ est donné par la formule (IV-6) [195].

$$g_P = g_B(\omega_B) = \frac{2 \cdot \pi^2 \cdot n^2 \cdot p_{12}^2}{c \cdot \lambda_p^2 \cdot \rho \cdot v_A \cdot \Gamma_B} \quad (IV-6)$$

Avec p_{12} le coefficient longitudinal élasto-optique et ρ densité du matériau. La largeur à mi-hauteur du spectre du gain est reliée à Γ_B par la relation (IV-7).

$$\Delta\nu_B = \frac{\Gamma_B}{2\pi} \quad (\text{IV-7})$$

Le spectre du gain Brillouin dans les fibres en silice diffère de manière significative suivant la composition du cœur et/ou de la gaine et des inhomogénéités dues au processus de fabrication. Ainsi l'ouverture numérique du cœur [196] et les co-dopants germanium et fluor présents dans le cœur [197-198] et/ou dans la gaine [199-200] influencent la largeur spectrale du gain Brillouin. Cependant ces contraintes opto-géométriques et chimiques sont connues et peuvent être paramétrées afin d'obtenir la fibre idéale pour l'application visée. Par ailleurs, suivant la durée des impulsions du rayonnement incident (T_0), le gain Brillouin varie [28]. En effet, si $T_0 < T_B$, le gain Brillouin diminue. Dans le cas extrême où T_0 est inférieur à la durée de vie du photon (< 1 ns), le gain Brillouin est très réduit (en dessous du niveau du gain Raman). D'autre part, le gain Brillouin est aussi considérablement réduit si la largeur spectrale du rayonnement incident (en régime continu) excède $\Delta\nu_B$. Ceci se produit principalement en pompage multimode. Sous pompage large bande, le gain Brillouin dépend de la longueur de cohérence de la pompe, définie par la relation (IV-8) et de la longueur effective d'interaction L_{eff} (relation I-11).

$$L_{coh} = \frac{c}{n \cdot \Delta\nu_p} \quad (\text{IV-8})$$

Si $L_{coh} \gg L_{eff}$, le processus SBS est indépendant de la structure modale du rayonnement incident. Si $L_{coh} \ll L_{eff}$, le gain Brillouin est très réduit.

II.4.b. Conception des lasers basés sur l'exploitation de l'effet Brillouin

L'exploitation de l'effet Brillouin, pour compresser temporellement une impulsion a fait l'objet de nombreuses recherches théoriques et numériques [201-203]. La figure IV-5 représente une architecture laser exploitant l'effet Brillouin par l'insertion d'un système de déclenchement (acousto-optique ou absorbant saturable) associé à un filtrage spectral (réseau de diffraction).

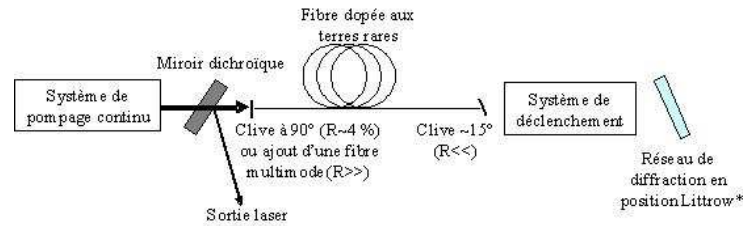


Figure IV-5 : Architecture laser exploitant l'effet Brillouin.

L'exploitation de l'effet Brillouin stimulé dans la cavité laser est favorisée par l'introduction d'un filtrage spectral, qui limite la bande d'émission laser. Volontairement la cavité n'est pas surtendue pour que l'impulsion laser soit construite à partir de l'onde contre-propagative émise par la diffusion Brillouin stimulée (clivage à 0° de la face d'entrée de la fibre optique et utilisation d'un réseau de diffraction). Afin de minimiser le phénomène laser en régime continu, l'entrée de la fibre est traitée de manière à minimiser les réflexions parasites, soit par un clivage à 15° [165, 204], soit par l'ajout d'une faible longueur de fibre multimode soudée à la fibre optique (quelques centimètres, $R \sim 10^{-6}$).

L'émission de ces lasers est caractérisée par une impulsion géante accompagnée de sous impulsions, liées au bruit Brillouin [205]. La concentration en ions de terres rares présents dans le cœur agit sur la durée de l'enveloppe de l'impulsion générée. Cependant, les sous structurations en sont indépendantes, seule la dynamique de l'effet Brillouin modifie leurs allures [165, 187, 206].

L'énergie extractible dépend, quant à elle, principalement du nombre d'ions actifs présents dans le milieu à gain. Ainsi, la puissance crête portée par les impulsions augmente avec la longueur de la fibre. Le problème récurrent de cette configuration laser réside dans la fluctuation en intensité entre les impulsions (autour de 10 %) qui est due à la nature stochastique de l'effet Brillouin. Fan *et al.* ont réussi à stabiliser ces amplitudes en utilisant une pompe impulsionnelle, au lieu d'une pompe continue pour réaliser l'inversion de population [205]. Ce système permet alors de réduire le bruit issu de la diffusion Brillouin spontanée, responsable de ces fluctuations. Ces variations peuvent aussi être supprimée par l'insertion en intracavité d'un limiteur en intensité fonctionnant sur le principe du phénomène d'absorption à deux photons [206]. L'ajout de ce dispositif limite cependant la puissance crête extraite.

* Position Littrow : condition de placement du réseau permettant d'obtenir une auto-collimation du rayon incident et diffracté, c'est à dire que les deux rayons se propagent suivant le même axe.

Pour obtenir une émission laser stable, le taux de répétition nécessite d'être augmenté avec la puissance de pompage absorbée. La nature instable du processus Brillouin provoque cette variation, mais celle-ci peut-être limitée en synchronisant la puissance de pompe avec le taux de répétition.

D'une manière générale, le laser déclenché basé sur l'effet SBS présente des instabilités temporelles qui sont attribuées à la présence même de l'effet Brillouin [205]. De plus, dans le cadre des lasers à fibre de forte puissance, l'impulsion mère présente des oscillations plus ou moins fortes [202-203, 207]. L'opération à forte puissance provoque de nouvelles non linéarités dans la fibre, ce qui entraîne la création d'autres instabilités temporelles. Par conséquent, l'obtention d'un laser déclenché par effet Brillouin avec un taux de répétition et une durée d'impulsion stable mais avec une fluctuation de l'intensité des impulsions mères (autour de 10 %) semble être le meilleur compromis jusqu'ici atteint.

III DEVELOPPEMENT DE DEUX ARCHITECTURES DE LASERS IMPULSIONNELS POUR EMISSION LARGE BANDE

III.1. Introduction

L'exploitation de l'effet Brillouin a été effectuée dans différentes configurations de lasers pour comprimer la durée des impulsions et ainsi accéder à des puissances crêtes plus élevées en régime nanoseconde. En 2006, l'équipe de Fotiadi associa une fibre à dispersion décalée à un laser Brillouin pour exploiter le fort contraste entre la puissance moyenne et la puissance crête (respectivement 25 mW et 500 W [208]). En effet, les seuils d'apparition des effets non linéaires sont fonction de la valeur de la puissance crête. Ainsi, les effets non linéaires sont exploités plus efficacement. Dans le cas présent, l'utilisation d'un tel laser permis de générer un élargissement spectral s'étendant de 900 à 1550 nm, sous un pompage impulsionnel nanoseconde à 1550 nm. Précédemment Chernikov *et al.* avait conçu un laser Brillouin utilisant une fibre active dopée Yb^{3+} sous pompage à 915 ou 975 nm qui générait, au sein de la fibre active, un début d'élargissement spectral, avec la présence de raies Raman [209].

Nous proposons de réaliser un laser à 1 μm , utilisant l'effet Brillouin pour obtenir une impulsion courte temporellement et transportant une forte puissance crête. Cette impulsion brève nous permettra d'initier le processus d'élargissement spectral. L'originalité de cette conception laser réside dans le fait d'utiliser une seule et même fibre optique pour générer l'effet laser et l'élargissement spectral. Le gain accessible à 1 μm , du fait de la présence des ions Yb^{3+} dans le cœur de notre fibre optique, permettra de créer à cette longueur d'onde une impulsion brève et intense. La propagation de cette impulsion dans le cœur de faible dimension sera à l'origine de l'installation de mécanismes non linéaire créant l'élargissement spectral au sein même de la fibre optique active. La difficulté de cette expérience réside dans la capacité du dispositif à produire des impulsions puissantes à 1 μm alors que les effets non linéaires présents la consomment.

III.2. Pompage gaine à 915 nm

III.2.a. Description du dispositif expérimental

Le montage expérimental laser a été développé au cours d'une mission à Caen, au sein du laboratoire CIMAP sous la direction de M. Laroche. L'élément central du laser déclenché, représenté figure IV-6, est un tronçon de 10 m de la fibre microstructurée active. Un modulateur acousto-optique (MAO) est inséré dans la cavité laser pour réaliser le déclenchement. Il initie la création de l'impulsion laser dont sa durée est réduite par l'intervention de l'effet Brillouin. De plus, ce MAO permet d'ajuster le taux de répétition du laser et ainsi de réduire l'instabilité souvent observée quand l'effet Brillouin est associé à un déclenchement passif. L'exploitation de l'effet Brillouin est exacerbée par l'ajout d'un filtre spectral. Un réseau de diffraction (1200 l/mm) en configuration Littrow est utilisé pour effectuer la réinjection dans la fibre optique. La sortie de la cavité laser est réalisée par un simple clivage à 90° de la face de la fibre qui laisse subsister une faible réflexion sur sa surface (4 % de Fresnel). L'autre extrémité de la fibre optique est clivée à 15° pour limiter l'effet laser continu entre les deux faces de la fibre optique, néfaste pour l'inversion de population. La lentille L3 ($f = 7,5$ mm) collimate le rayonnement envoyé sur le réseau de diffraction. Le rayonnement continu est issu d'une diode laser multimode à sortie fibrée de diamètre de cœur $\Phi = 100$ μm et d'ouverture numérique $ON = 0,22$, émettant à 915 nm. Le maximum de puissance délivrée est de 5 W. La lentille L1 ($f = 25,6$ mm) collimate le rayonnement, qui est ensuite focalisé dans la gaine interne de la fibre optique par l'intermédiaire de la lentille L2 ($f = 8$ mm). Un miroir dichroïque M1 (45°, $R_{\text{max}} = 1030$ nm et $T_{\text{max}} = 915$ nm) disposé entre L1 et L2 sépare le signal de la pompe. Nous estimons que 35 % de la puissance de pompe disponible est injectée dans la gaine interne. Un second miroir dichroïque M2 (45°, $R_{\text{max}} = 915$ nm et $T_{\text{max}} = 1030$ nm) protège le MAO des résidus de pompe à 915 nm, non absorbés par la fibre optique.

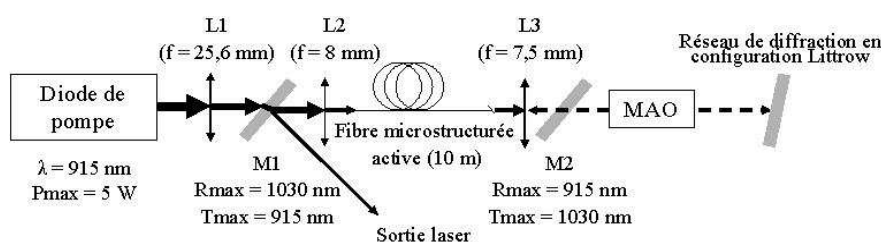


Figure IV-6 : Représentation schématique du laser déclenché sous pompage gaine à 915 nm.

III.2.b. Résultats et analyses

Les impulsions mesurées, représentées figure IV-7, consistent en une enveloppe dont la durée totale est de l'ordre de 20 ns, dans laquelle se distingue une sous-structure de fines impulsions de largeur moyenne 5 ns. La sous-structuration temporelle d'une impulsion est différente à chaque mesure. Ce comportement temporel confirme la présence de l'effet Brillouin. L'amplitude des impulsions n'est pas très stable avec une fluctuation de l'ordre de 10 %. Cette instabilité provient du caractère stochastique de l'effet Brillouin [207, 210]. Le maximum de puissance moyenne extraite est de 200 mW à un taux de répétition de 17 kHz.

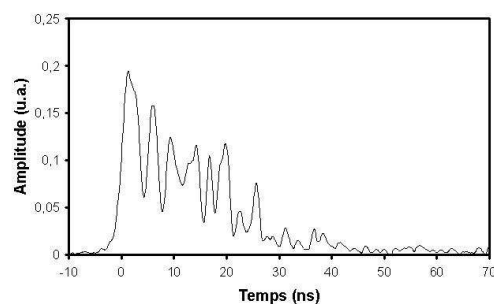
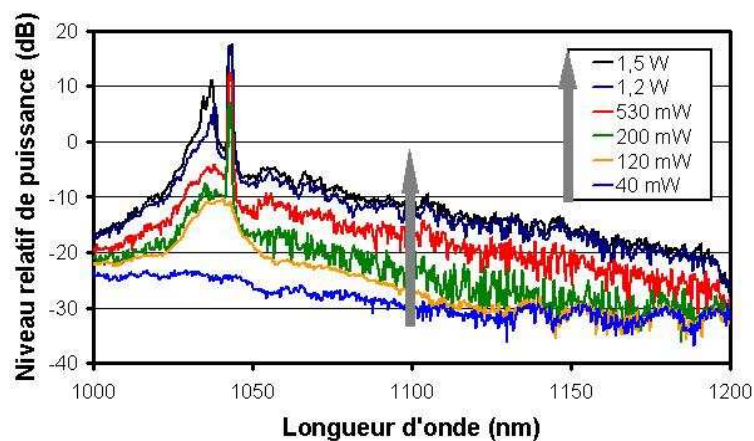


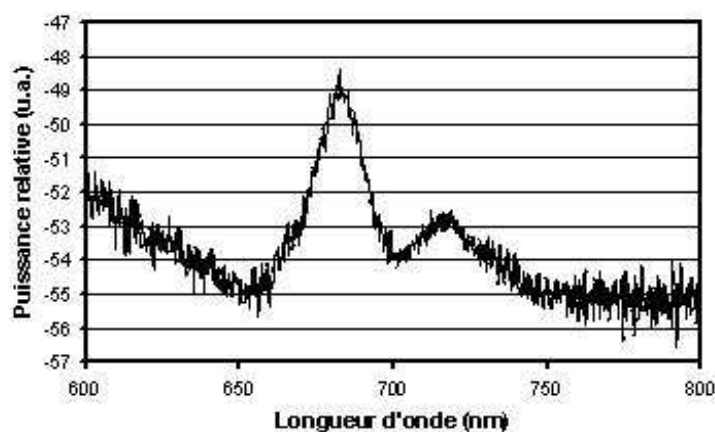
Figure IV-7 : Impulsion type générée dans la cavité laser.

Le MAO est utilisé sur l'ordre zéro. La figure IV-8a montre l'évolution du spectre infrarouge émis en sortie laser en fonction de la puissance de pompage à 915 nm, injectée dans la gaine interne microstructurée. La puissance de pompage injectée est convertie en premier lieu vers l'impulsion laser naissante à 1040 nm. L'augmentation de la puissance crête de l'impulsion à 1040 nm avec la puissance de pompage est progressivement accompagnée par la création d'un élargissement spectral. Le processus non linéaire débute par des instabilités de modulation autour de l'impulsion. Ce phénomène génère un éclatement de l'impulsion nanoseconde en une multitude d'impulsions ultracourtes. Ces impulsions, se propageant en régime de propagation anormal ($D > 0$), se transforment en solitons qui contribuent à élargir le spectre émis par l'exploitation de l'autodécalage fréquentiel des solitons [211]. Nous observons ainsi un élargissement spectral s'étendant de 1000 à 1200 nm, pour 1,5 W de puissance de pompage multimode injectée (figure IV-8a). De plus, un élargissement spectral est clairement observé dans le domaine visible pour une puissance de pompe injectée de 1,2 W. Le spectre émis dans le domaine spectral du visible, récupéré par réflexion sur une lame séparatrice (de type lame de microscope) entre la lentille L2 et le miroir dichroïque M1, s'étend de 650 à 750 nm (figure IV-8b). Il est généré par un processus

de mélange à quatre ondes. Notons que les spectres visible et infrarouge sont guidés sur le mode transvers fondamental HE_{11} et, de plus, ils sont dépolarisés par l'intervention de l'effet Brillouin, malgré la présence du cœur biréfringent [212].



(a)



(b)

Figure IV-8 : Evolution du spectre en fonction de la puissance de pompage injectée dans la gaine interne :

(a) Domaine infrarouge.

(b) Domaine visible.

Notons que pour une puissance de pompage injectée supérieure à 530 mW, des émissions lasers en régime continu (comprises entre 1020 et 1040 nm) existe et devient de plus en plus intense (figure IV-8a). En effet, le mauvais état de surface de la face clivée en

angle de la fibre, rendu extrêmement délicat par la présence de la gaine d'air, crée d'importantes réflexions parasites. D'autre part, nous n'avons pas réussi à réduire suffisamment l'ensemble des pertes parasites dans la cavité, ce qui ne nous a pas permis d'exploiter de manière satisfaisante une configuration laser basée sur une réinjection sur l'ordre un du modulateur acousto-optique. Une telle configuration assure généralement un meilleur taux d'extinction, ce qui est favorable au stockage d'énergie.

Nous avons présenté un nouveau concept de source *supercontinuum*, basé sur l'utilisation d'une fibre microstructurée active dans une architecture laser, où la compression de l'impulsion est obtenue par l'exploitation de la diffusion Brillouin stimulée. Les impulsions obtenues à 1040 nm génèrent, au cours de leur propagation dans le cœur de la fibre optique, les mécanismes non linéaires permettant d'obtenir un élargissement spectral dans le domaine infrarouge (1000-1200 nm) et dans le domaine visible (650-750 nm). Le *supercontinuum* obtenu présente un niveau de densité spectrale et une étendue spectrale faibles comparés à ceux obtenus dans les prototypes actuellement disponibles sur le marché. Cependant le principe démontré reste innovant et il peut être amélioré à travers la conception de la fibre optique (augmentation de la surface dopée, taille de la gaine interne, position des points d'annulations de la dispersion chromatique,...). De plus, la puissance délivrée par la diode de pompage est limitée (5 W maximum) et n'a pas permis de connaître les limites de fonctionnement du laser. Une amélioration du traitement des surfaces de la fibre optique (polissage) permettrait aussi de réduire les réflexions parasites et ainsi de limiter la présence du phénomène laser continu qui limite le stockage de l'énergie dans la fibre optique.

La longueur d'onde de pompage à 915 nm est la plus favorable au stockage d'énergie intracavité recherché pour extraire de la puissance crête [117]. Cependant, la section efficace d'absorption des ions Yb^{3+} à la longueur d'onde 976 nm est quatre fois plus élevée que celle à 915 nm. Du fait de la faible surface dopée du cœur, il semble intéressant de réaliser une expérience similaire sous pompage à 976 nm pour comparer les dynamiques lasers en fonction de la position de la longueur d'onde de pompage.

III.3. Pompage gaine à 976 nm

III.3.a. Description du dispositif expérimental

Le montage expérimental, représenté figure IV-9, fonctionne sur le même principe que

le montage précédemment décrit (chap.IV-III-2a). Les principales différences résident dans la longueur d'onde d'émission de la diode de pompage (976 nm) et la méthode de récupération de l'élargissement spectral. La source multimode utilisée émet un rayonnement continu sur une sortie fibrée (diamètre de cœur $\Phi = 100 \mu\text{m}$, $\text{ON} = 0,2$). La puissance maximale délivrée est de 25 W. Un miroir dichroïque M1 ($22,5^\circ$, $R_{\text{max}} = 1020\text{-}1200 \text{ nm}$ et $T_{\text{max}} = 975 \text{ nm}$), disposé entre L1 et L2, sépare le signal de la pompe. Un second miroir dichroïque M2 (45° , $R_{\text{max}} = 1030 \text{ nm}$ et $T_{\text{max}} = 976 \text{ nm}$) protège le MAO des résidus de pompe à 976 nm, non absorbés par la fibre optique. Le rendement d'injection de la puissance de pompage est de 30 %.

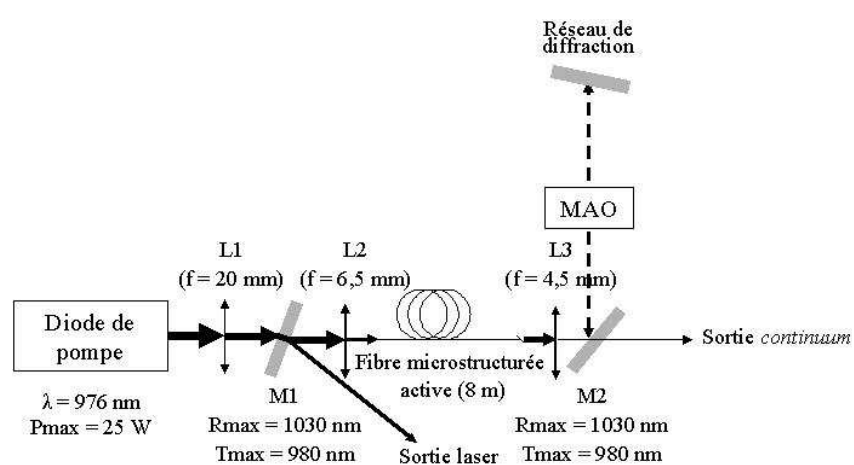


Figure IV-9 : Représentation schématique du laser déclenché sous pompe gaine à 976 nm.

Les spectres relevés dans cette configuration présentent des zones spectrales de faible intensité à cause des caractéristiques spectrales du miroir dichroïque M2 (figure IV-10).

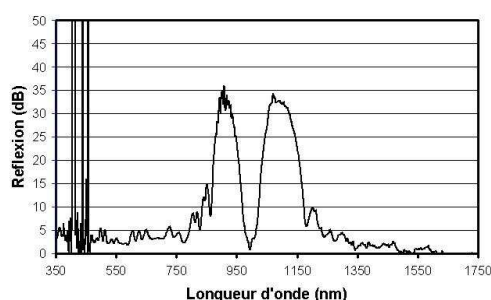


Figure IV-10 : Spectre de réflexion du miroir dichroïque M2.

Notons que pour favoriser le maintien d'un niveau de puissance élevé dans la cavité à 1040 nm, nous aurions pu utiliser le miroir M1 pour réinjecter l'impulsion laser dans la fibre. Avec une fibre contenant une grande quantité d'ions Yb^{3+} et une cavité laser permettant un

stockage d'énergie suffisant, l'efficacité aurait sans doute été meilleure. Dans notre cas, le faible niveau de puissance des impulsions imposant d'avoir recours à l'effet Brillouin, il est préférable de conserver une très faible réflexion afin de favoriser la dynamique Brillouin.

III.3.b. Résultats et analyses

Tout laser impulsionnel, dont le déclenchement est basé sur l'effet Brillouin, comporte de fortes instabilités temporelles. La variation de la fréquence de répétition réglable grâce au modulateur acousto-optique montre que la stabilité de l'émission laser progresse avec l'augmentation du taux de répétition. La durée d'ouverture du modulateur ne modifie pas la durée des impulsions, ni la stabilité du processus à condition que celle-ci soit suffisamment longue pour permettre l'émission de l'impulsion. En conséquence, le montage expérimental ne sera présenté que pour une fréquence de répétition élevée (100 kHz), valeur pour laquelle le spectre émis ne fluctue pas et permet d'effectuer des relevés temporels et spectraux précis.

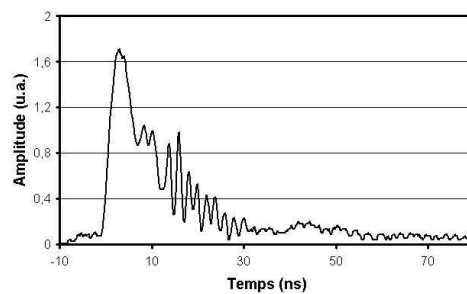


Figure IV-11 : Impulsion type générée dans la cavité laser.

L'impulsion type mesurée, représentée figure IV-11, consiste en une impulsion principale de l'ordre de 5 ns, suivie d'une succession de fines impulsions de durée moyenne inférieure à la nanoseconde. Ce comportement temporel, similaire à celui observé sous pompage à 915 nm, confirme la présence de l'effet Brillouin.

La réinjection du signal est effectuée sur l'ordre zéro du MAO. La figure IV-12 montre l'évolution du spectre infrarouge émis en sortie laser en fonction de la puissance de pompage à 976 nm injectée dans la gaine interne microstructurée.

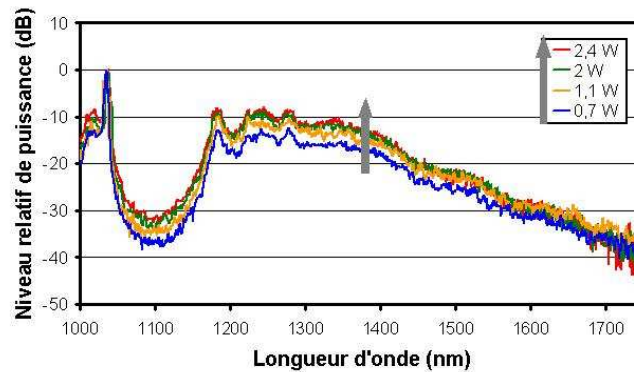


Figure IV-12 : Evolution du spectre dans le domaine infrarouge en fonction de la puissance de pompe injectée dans la gaine interne pour une fréquence de répétition de 100 kHz.

De même que pour le montage expérimental sous pompage à 915 nm, l'augmentation de la puissance de pompage injectée dans la gaine interne génère un élargissement spectral dans le domaine infrarouge grâce à la mise en jeu successive des instabilités de modulation, suivies de l'autodécalage fréquentiel des solitons (figure IV-12). Le spectre, ainsi généré, s'étend de 1000 à 1600 nm (à 20 dB). Notons la présence dans le spectre autour de 1100 nm, d'une bande spectrale fortement atténuée du fait du spectre de transmission du miroir dichroïque M2. Un élargissement spectral est observé dans le domaine visible dès 0,7 W de puissance de pompage injectée (figure IV-13). Pour 2,4 W de puissance de pompage injectée, le spectre visible s'étend de 550 à 850 nm, grâce à l'exploitation de l'effet paramétrique de mélange à quatre ondes. Le gain accessible par la raie laser à 1040 nm est ainsi convenablement réparti sur une large bande spectrale, tant vers le domaine infrarouge que visible, par l'exploitation de mécanismes non linéaires adaptés (autodécalage en fréquence des solitons et mélange à quatre ondes).

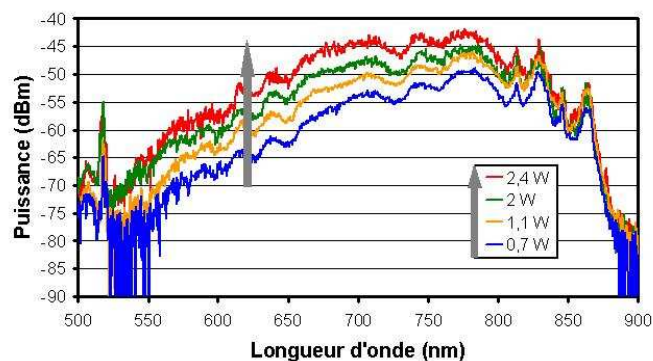


Figure IV-13 : Evolution du spectre dans le domaine visible en fonction de la puissance de pompe injectée dans la gaine interne pour une fréquence de répétition de 100 kHz.

Notons qu'au-delà de 2,5 W de puissance de pompage à 976 nm injectée, le spectre émis scintille et il ne peut être stabilisé que par une augmentation de la fréquence de répétition imposée par le modulateur acousto-optique. Ce phénomène est lié à la dynamique de la diffusion Brillouin stimulée. Les mesures de puissance moyenne émise en sortie des miroirs M1 et M2, représentées figure IV-14, montrent que la puissance extraite par l'impulsion laser commence à saturer à partir de 2,5 W de puissance de pompage injectée.

Ici encore, les réflexions parasites engendrées par les faces clivées de la fibre sont suffisantes pour permettre un phénomène laser continu défavorable au stockage d'énergie dans la cavité. La présence simultanée du processus laser continu consomme du gain et nuit au déclenchement efficace du laser. Une réinjection sur l'ordre un du modulateur acousto-optique n'a pas permis pas d'améliorer les résultats précédemment obtenus, sans doute à cause des pertes d'insertion plus élevées.

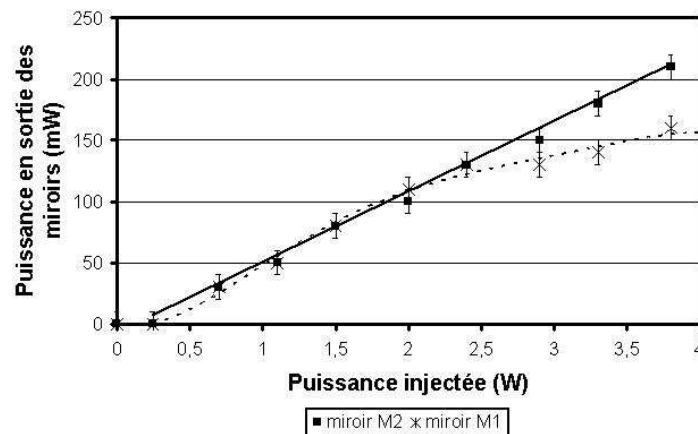


Figure IV-14 : Evolution de la puissance moyenne mesurée en sortie des miroirs dichroïques pour une fréquence de répétition de 100 kHz.

IV CONCLUSION

Ce chapitre a débuté par un état de l'art sur l'évolution des lasers fibrés, permettant de positionner notre domaine d'étude. Le fonctionnement des lasers à fibre déclenchés ainsi que l'effet non linéaire de diffusion Brillouin ont été décrits afin de présenter la méthode de conception sur laquelle reposent les lasers pour émission large bande proposés.

Les deux architectures lasers présentées exploitent la diffusion Brillouin stimulée pour diminuer la durée des impulsions générées. Bien que le tronçon de fibre optique active employé dans les deux architectures soit le même, la qualité des clivages - principalement en angle - ne conduit pas à l'installation du même niveau de fond continu. Par ailleurs, les relevés des élargissement spectraux n'ont pas été effectués aux mêmes sorties (face d'injection pour le laser sous pompage à 915 nm et face de sortie sous pompage à 976 nm). En conséquence, ces deux configurations lasers sont difficilement comparables en terme de performances. Notons tout de même que le laser pompé à 976 nm génère un élargissement spectral important à la fois dans le domaine infrarouge (1000-1600 nm) et visible (550-850 nm), au vu de la forte cadence imposée (100 kHz) qui ne permet pas d'extraire une forte puissance crête.

L'optimisation des lasers à fibre développés repose principalement sur l'amélioration de la conception de la fibre optique active à travers une augmentation de sa surface dopée, pour ainsi accéder à un fort gain (surface dopée équivalente à celle du cœur). De plus, la taille de la gaine interne microstructurée nécessite d'être agrandie pour optimiser l'adéquation entre l'étendue géométrique du champ multimode guidé et celle du rayonnement issu de la diode de pompage. Enfin, le polissage des faces de la fibre optique devra être maîtrisé afin de réduire les réflexions parasites entre les fonds de cavité et ainsi restreindre la présence du phénomène laser à émission continue, qui consomme du gain ytterbium.

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Depuis une dizaine d'années, les sources *supercontinuum* visibles (400-700 nm), compactes et à faible coût connaissent un développement considérable de part leur demande croissante pour diverses applications. Les avancées technologiques ont abouti à un dispositif basé sur l'association d'une fibre microstructurée et d'un microlaser compact. L'architecture de ce type de fibre apporte des propriétés optiques innovantes de part sa microstructuration air/silice. De ce fait, la dispersion chromatique ainsi que le confinement du champ dans le cœur sont paramétrés par les caractéristiques opto-géométriques de la microstructure (diamètre d des trous, espacement Λ et N le nombre de couronnes). Quant à l'utilisation d'un microlaser comme source d'injection, il réduit le coût et améliore la compacité du système. Cependant des progrès restent à faire car le niveau de densité spectrale de puissance émis demeure faible (\ll mW/nm). L'utilisation de laser à émission plus intense ne peut pas contourner cet inconvénient, car la compacité du système est perdue. De plus, la tenue au flux de la silice composant les fibres microstructurées air/silice limite la valeur de la puissance crête pouvant être injectée. Bénéficiant du savoir faire développé au sein du laboratoire sur la fabrication et la caractérisation de fibres optiques de nouvelle génération, nous avons proposé et mené à terme la conception d'une fibre optique microstructurée dopée ytterbium pour exploiter l'apport du gain dans les sources *supercontinuum*, dans le but d'améliorer leur niveau de puissance.

Ce projet a débuté par une étude numérique afin de concevoir un profil de fibre optique hybride possédant un cœur conjuguant des propriétés non linéaires et actives. Le profil optimal de la fibre optique se compose d'une gaine microstructurée entourée d'une gaine d'air. La gaine d'air, disposée en périphérie, assure le confinement et le guidage d'une pompe multimode à 976 nm permettant d'obtenir l'inversion de population des ions ytterbium situés dans le cœur central. La gaine microstructurée possède un rapport $d/\Lambda \leq 0,5$ pour garantir une répartition homogène de la pompe multimode au sein de la gaine interne, tout en conservant des propriétés adaptées pour la génération de spectre large (position du point d'annulation de la dispersion chromatique, population modale et confinement dans le cœur). Ce profil de fibre optique a fait l'objet d'une première fabrication, dont les paramètres opto-géométriques sont en adéquation avec le cahier des charges. Cette fibre non linéaire active a ensuite été intégrée dans différentes architectures amplificateurs et lasers afin de démontrer l'apport potentiel du gain pour améliorer le niveau de puissance émis dans une source *supercontinuum*.

La première architecture, développée au cours du chapitre III, est un amplificateur. Une

pompe impulsionnelle à 1064 nm est injectée dans le cœur de la fibre optique, simultanément au pompage gaine par une source multimode continue à 976 nm. L'exploitation du gain apporté par la présence des ions ytterbium dans le cœur permet d'entretenir la puissance crête de l'impulsion à 1064 nm et ainsi d'exacerber les mécanismes non linéaires. Le niveau de puissance émis s'en trouve alors relevé sur une large bande spectrale avec une amélioration moyenne de l'ordre de 10 dB dans le domaine visible et de 5 dB dans le domaine infrarouge. Cependant la faible surface dopée du cœur de la fibre optique hybride restreint la puissance extractible. Pour cette raison, il n'a pas été possible d'obtenir un niveau de densité spectrale de puissance supérieur à celui généré par les sources *supercontinuum* actuellement disponibles sur le marché. Malgré tout, les résultats obtenus valident le principe d'exploitation du gain pour améliorer le niveau de puissance émis sur une plage spectrale étendue (450-1750 nm). Ces dispositifs pourront être améliorés à travers l'augmentation de la surface dopée du cœur de la fibre optique hybride pour extraire une puissance plus importante et, ainsi, dépasser le niveau de densité spectrale de puissance jusqu'ici atteint. Les dispositifs optimisés pourraient parfaitement aboutir à transfert vers l'industrie.

La seconde architecture de la source *supercontinuum* proposée repose sur une configuration de laser déclenché à 1 μm , exploitant la diffusion Brillouin stimulée pour diminuer la durée des impulsions lasers et augmenter la puissance crête. L'innovation de cette architecture laser réside dans l'utilisation d'un seul et même guide, *i.e.* la fibre optique hybride conçue, comme milieu à gain du laser et comme milieu non linéaire permettant la génération de l'élargissement spectral. La propagation d'une impulsion brève et intense à 1 μm dans le cœur de la fibre hybride a permis de générer, parallèlement au phénomène laser, des mécanismes non linéaires à l'origine de l'élargissement spectral large bande. La complexité du dispositif réside dans la capacité à conserver l'effet laser tout en déplaçant simultanément l'impulsion à 1 μm . Les dispositifs lasers, ainsi développés, présentent la première génération en intracavité d'un élargissement spectral dans le domaine visible (550-800 nm). Bien que l'effet Brillouin conduise à l'augmentation de la puissance crête des impulsions lasers, il est également à l'origine d'instabilités temporelles. En somme, la configuration laser proposée demeure novatrice mais présente une émission instable, dont la cause demeure encore non résolue et qui nécessite une étude plus approfondie pour être éventuellement stabilisée.

Les perspectives d'amélioration des architectures expérimentales présentées au cours des chapitres III et IV passent par l'optimisation du guide optique actif et non linéaire. Deux

paramètres essentiels peuvent être modifiés. D'une part, la surface dopée du cœur doit être accrue dans la limite imposée par le procédé de fabrication afin d'accéder à une forte puissance extractible. D'autre part, le rendement d'injection de la pompe multimode peut être augmenté en ajustant l'étendue géométrique de la gaine interne à celle de la source de pompage multimode. Ce dernier paramètre passe par un agrandissement de la gaine interne microstructurée ($\sim 50 \mu\text{m}$ de diamètre). Dans ce cadre, une nouvelle fibre optique active est en cours de fabrication (voir chap.II-II-2c). L'augmentation du gain accessible, combinée à l'optimisation du rendement d'injection de la pompe multimode, devrait permettre de relever le niveau de densité spectrale de puissance émis dans les dispositifs amplificateurs et lasers développés.

ANNEXES

Annexe I. Notions de dispersion dans une fibre optique

Les effets de dispersion intervenant sur la propagation d'un rayonnement dans une fibre optique sont décrits à travers quatre phénomènes distincts : la dispersion du matériau, la dispersion du guide, qui constitue à elles-deux la dispersion chromatique, la dispersion intermodale et la dispersion de polarisation.

La dispersion chromatique, phénomène ayant le plus fort impact, est exprimée différemment suivant les communautés (terme β_2 ou D). Deux écritures évoluent et elles sont caractérisés par un signe opposé. Notons que la dispersion est dite :

- anormale quand $\beta_2 < 0$ et $D > 0$.
- normale quand $\beta_2 > 0$ et $D < 0$.

Pour la conception de source de type *supercontinuum*, le choix de la position de la longueur d'onde de dispersion chromatique nulle de la fibre optique par rapport à la longueur d'onde émise par la source est un paramètre clef. Ce positionnement définit le régime de propagation :

- le régime normal ($\beta_2 > 0$).
- le régime anormal ($\beta_2 < 0$).

Effectivement, le choix du régime de propagation modifie la mise en jeu des phénomènes non linéaires. Ainsi, l'automodulation de phase, la modulation de phase croisée et l'effet Raman sont quasi-indépendants du régime de propagation choisi tandis que l'obtention d'un régime solitonique ne s'exécute principalement qu'en régime de propagation anormal. Quant aux effets paramétriques, ils sont directement liés au régime de propagation et aux accords de phase potentiels.

Nous revenons maintenant sur les deux autres effets de dispersion que nous allons décrire brièvement.

- La dispersion intermodale

Ce phénomène ne se produit que dans les fibres optiques multimodes, puisqu'il ne prend en compte que la propagation de plusieurs modes à des vitesses différentes. De manière

simple, chaque mode peut être associé à un rayon plus ou moins incliné par rapport à l'axe de propagation et se déplaçant à une vitesse commune.

Soit D_{im} la dispersion intermodale, elle s'exprime en fonction de la différence maximum des temps de parcours τ des différents modes guidés et L la distance parcourue dans la fibre (formule (AI-1)).

$$D_{im} = \frac{\tau}{L} \quad (\text{ps/km}) \quad (\text{AI-1})$$

Dans le cas d'une fibre à saut d'indice, les rayons se propageant le plus rapidement correspondent à ceux dont le trajet est parallèle à l'axe de la fibre. Au contraire, les modes présentant un angle θ_{\max} par rapport à la face de la fibre (angle maximal permettant d'injecter un mode guidé dans la structure étudiée) correspondent à un mode d'ordre élevé et parcourent la plus grande distance. Cet angle θ_{\max} est défini par l'expression (AI-2).

$$\theta_{\max} = \arcsin\left(\frac{\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{n_1}\right) \quad (\text{AI-2})$$

Par ailleurs, l'élargissement temporel τ de l'impulsion est défini par la formule (AI-3).

$$\tau = t_{\max} - t_{\min} = n_1 \cdot t_{\min} \cdot \Delta \quad (\text{AI-3})$$

Avec $\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2 \cdot n_1^2}$ étant la différence relative d'indice. Finalement, on exprime la

dispersion intermodale D_{im} par la relation (AI-4).

$$D_{im} = \frac{n_1 \cdot \Delta}{v} \quad (\text{AI-4})$$

Avec v la vitesse de propagation dans le milieu d'indice n_1 .

Pour les fibres multimodes à gros coeur, l'utilisation de fibres à gradient d'indice est préconisée pour minimiser ce phénomène. Elles ont la particularité d'avoir un indice de réfraction du cœur guidant qui décroît avec le rayon, ainsi les rayons axiaux (à trajet court) voient un indice élevé et ils se déplacent à faible vitesse tandis que les rayons à trajet long voient un indice plus faible et ils se déplacent plus vite. La vitesse moyenne des rayons s'égalise donc *a priori* par une simple amélioration du milieu guidant (par exemple, profil à gradient parabolique). Ce phénomène pénalisant a entraîné la disparition des fibres multimodes au profit des fibres monomodes pour les applications aux télécommunications

nécessitant le transport d'informations à très haut débit sur de longues distances.

- La dispersion de polarisation

Les modes électromagnétiques formant un même mode LP sont dégénérés, c'est à dire se propagent à la même vitesse. En présence de contraintes (courbures, forme,...) une levée de dégénérescence peut être provoquée. La propagation simultanée de ces deux modes engendre alors le phénomène de dispersion de polarisation.

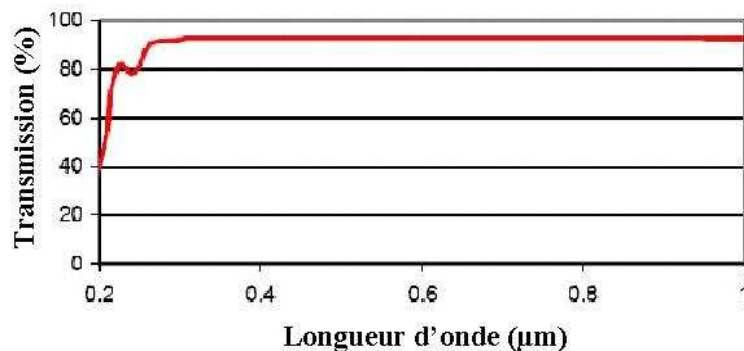
Annexe II. Données des matériaux employés pour la fabrication des fibres optiques

- Saint-Gobain-Quartz

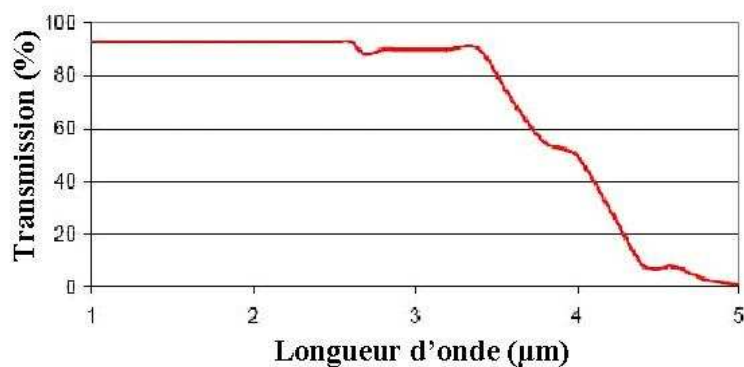
Les capillaires et les tubes fabriqués au sein de l'entreprise Saint-Gobain-Quartz ont une tolérance en terme de longueur largeur de +/- 10 %. Ces pièces sont composées de silice naturelle. Le descriptif détaillé de la composition chimique du verre obtenu est recensé dans le tableau (AII-1). La figure AII-1 montre les spectres de transmission de la silice dans une épaisseur de 3,5 mm dans le domaine spectral ultraviolet et visible (figure AII-1a) et infrarouge (figure AII-1b).

Trace elements in ppm										OH
Al	B	Ca	Cr	Cu	Fe	K	Li	Mg	Na	ppm
18	<0,1	0,6	<0,08	<0,03	0,5	0,6	0,7	0,06	0,9	30

Tableau AII-1



(a)



(b)

Figure AII-1 : Spectres de transmission dans la silice naturelle (Saint-Gobain-Quartz) :

(a) Dans le domaine UV-visible.

(b) Dans le domaine infrarouge.

- Heraus

Les capillaires et les tubes fabriqués au sein de l'entreprise Heraus se composent de silice synthétique dont la dénomination est Suprasil F300. Le descriptif de la composition chimique de ce verre est détaillé dans le tableau (AII-2). La figure AII-2 montre les spectres de transmission de la silice pour la bande spectrale 150-4000 nm. Ce verre possède moins d'impureté que celui commercialisé par Saint-Gobain-Quartz.

	Na	K	Ca	Mg	Al	Fe	Ti	OH(+)	Cl(+)
Sup.F300	<20	<5	<5	<5	<50	<5	<10	<1	2000

(Unit ppb)

(*Unit ppm)

Tableau AII-2

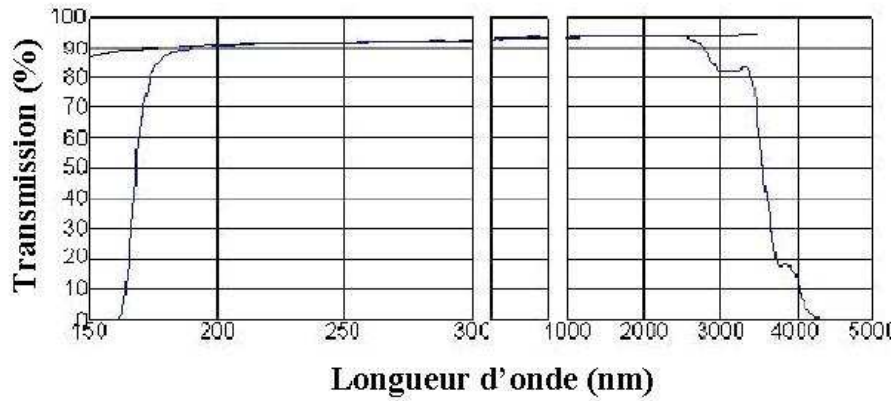


Figure AII-2 : Spectre de transmission du verre Suprasil 300.

- INO (Institut National en Optique photonique)

Une photographie MEB du barreau dopé Yb^{3+} est représentée figure AII-3a. Le profil d'indice correspondant est donné figure AII-3b, avec les différents fondants insérés pour améliorer la matrice hôte. La composition chimique complète du barreau est donnée dans le tableau AII-3.

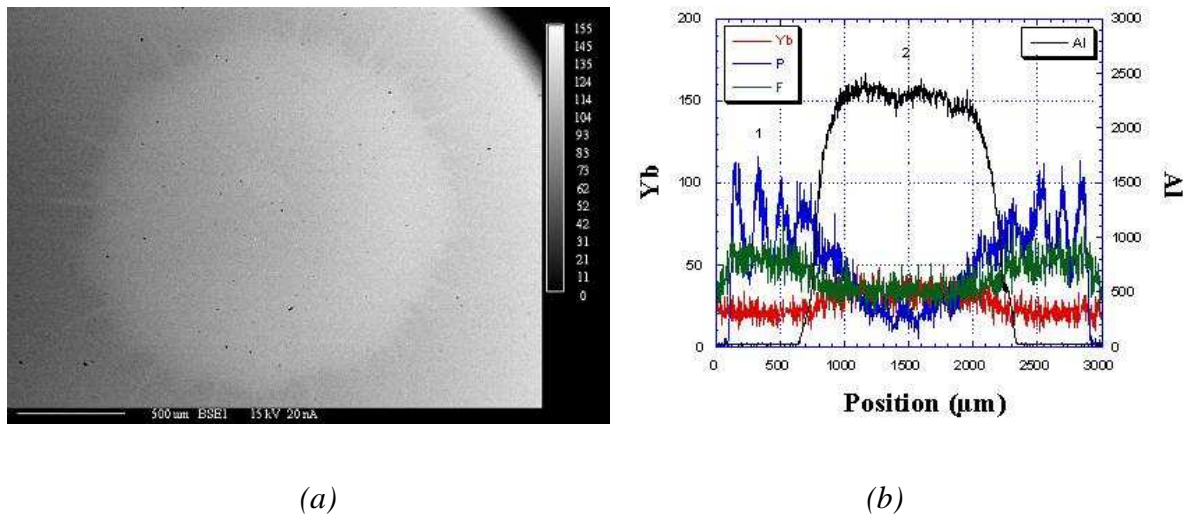


Figure AII-3 : Données sur la préforme dopée Yb^{3+} :

(a) Image MEB du barreau dopé Yb^{3+} .

(b) Profil d'indice des composés insérés dans le barreau dopé Yb^{3+} .

Element	MM g/mol	Oxyde	MM g/mol	Conc. Oxyde % poids	nb mole oxyde	Conc. Elem. % poids	%molaire oxyde	x(OZ)0 g	Densité lone/cm ³	Delta n x10 ⁻³	
Oxygène	16.00										
<input checked="" type="checkbox"/> Silicium	28.08	SiO ₂	60.08	89.496	1.49	41.83	93.48	56.16	1.97E+22	0.00	
<input checked="" type="checkbox"/> Phosphore	30.97	P ₂ O ₅	141.94	0.338	0.00	0.15	0.15	0.21	6.20E+19	0.09	
<input type="checkbox"/> Germanium											
<input checked="" type="checkbox"/> Yttrium	173.04	Y ₂ O ₃	394.08	0.364	0.00	0.32	0.06	0.23	2.44E+19	0.68	
<input type="checkbox"/> Erbium											
<input checked="" type="checkbox"/> Aluminium	26.98	Al ₂ O ₃	101.96	10.050	0.10	5.32	6.19	6.31	2.60E+21	-11.75	
<input checked="" type="checkbox"/> Fluor	18.99	F	18.99	0.039	0.00	0.04	0.13	0.02	2.71E+19	-0.55	
<input type="checkbox"/> Bore											
<input type="checkbox"/> Cobalt											
<input type="checkbox"/> Niobium											
<input type="checkbox"/> Samarium											
<input type="checkbox"/> Tantalum											
<input type="checkbox"/> Hélium											
<input type="checkbox"/> Fermium											
<input type="checkbox"/> Térium											
<input type="checkbox"/> Térium											
Densité du verre (g/cm ³) :		2.34	Somme	698.06	100.29	1.59	47.85	100.00	62.93	2.24E+22	11.87

$$\text{Densité (lone/cm}^3\text{)} = \text{Conc. ox. n. (mole\%)} \times \text{Nb ions} \times 2.2 \text{ g/cm}^3 \times \text{Na} / 100 \% / \text{SUM X(OZ)}_0$$

$$\text{Densité (g/cm}^3\text{)} = \text{SUM densité (lone/cm}^3\text{)} \times \text{SUM X(OZ)}_0 / \text{Na}$$

Tableau AII-3

Annexe III. Accord de phase de type Cerenkov spatial

L'effet Cerenkov a été découvert et interprété par le physicien russe Pavel Cerenkov, ce qui lui a valu le prix Nobel en 1958. Depuis les années 1990, de nombreux scientifiques ont étudié ce phénomène dans les fibres optiques afin d'expliquer l'observation de la génération de second harmonique dans un milieu non adapté [213-215]. En effet, la génération de second harmonique dépend du coefficient non linéaire χ^2 , coefficient normalement nul dans la silice.

Dans une fibre optique, il existe deux types de conversions fréquentielles : celui d'un mode guidé vers un autre mode guidé et celui d'un mode guidé vers un mode irradié. Ce second cas correspond à la création de l'effet Cerenkov spatial. Ce phénomène se réalise lorsqu'une particule se déplace plus vite que la vitesse de la lumière dans un milieu considéré. Elle ne va toutefois pas plus vite que la vitesse de la lumière dans le vide, il n'y a donc pas de contradiction avec la théorie de la relativité. Cette particule constitue alors la pointe d'un cône lumineux dont l'angle au sommet dépend de la vitesse de la particule. Ce mécanisme s'observe par la création en sortie de la fibre optique de « cercles » (figure AIII-1 [216]).

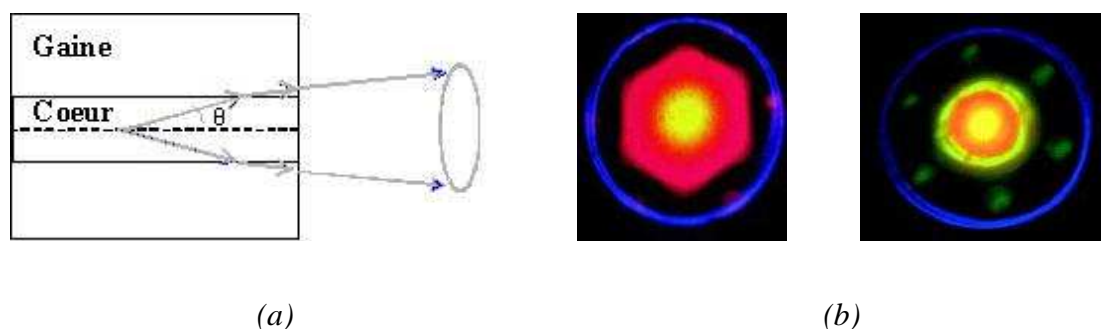


Figure AIII-1 :

(a) Représentation schématique de la diffusion des anneaux de Cerenkov.

(b) Photographie en champ lointain d'anneaux de Cerenkov générés dans deux fibres différentes [216].

Des études théoriques et expérimentales ont démontré la possibilité d'obtenir des mélanges paramétriques par accord de phase de type Cerenkov, principalement de second [216-217] et troisième harmonique [218]. L'onde harmonique créée est propagée suivant la direction θ , qui satisfait la relation (I-9).

$$\cos\theta = \frac{n_{\text{eff}}(\omega)}{n_g(N.\omega)} \quad (\text{AIII-1})$$

Avec $n_{\text{eff}}(\omega)$ l'indice effectif du mode à ω , $n_g(N.\omega)$ l'indice du mode de la gaine à $N.\omega$ (N correspondant à l'ordre de l'harmonique généré). L'accord de phase est réalisé si la condition $N.\beta(\omega) = k(N.\omega)$ est satisfaite.

Cet effet non linéaire ne permet pas de générer des harmoniques sur un mode guidé, cependant il est régulièrement observé dans les sources *supercontinuum* [213, 218].

BIBLIOGRAPHIE ET WEBOGRAPHIE

Chapitre I

- [1] N. Nishizawa, *et al.*, « *Real time, ultrahigh-resolution, optical coherence tomography with an all-fiber, femtoseconde fiber laser continuum at 1.5 μm* », *Opt. Lett.* **29**, p. 2846 (2004).
- [2] G. I. Petrov, *et al.*, « *Enhancing red-shifted white-light continuum generation in optical fibers for applications in nonlinear Raman microscopy* », *Opt. Exp.* **13**, p.1299 (2005).
- [3] J. C. Knight, *et al.*, « *All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding* », *Opt. Lett.* **21**, p. 1547 (1996).
- [4] L. Provino, *et al.*, « *Compact broadband continuum source based on microchip laser pumped microstructured fibre* », *Elec. Lett.* **37**, p.558 (2001).
- [5] R. M. Wood, « *Summary of the factor affecting the power and energy capabilities of optical fibers* », *S.P.I.E.* **2870** (1996).
- [6] K. Saitoh, *et al.*, « *Highly nonlinear dispersion-flattened photonic crystal fibers for supercontinuum generation in a telecommunication window* », *Opt. Exp.* **12**, p. 2027 (2004).
- [7] J. C. Travers, *et al.*, « *Extended blue supercontinuum generation in cascaded holey fibers* », *Opt. Lett.* **30**, p. 3132 (2005).
- [8] A. Kudlinski, *et al.*, « *Zero-dispersion wavelength decreasing photonic crystal fibers for ultraviolet-extended supercontinuum generation* », *Opt. Exp.* **14**, p. 5715 (2006).
- [9] R. R. Alfano, *et al.*, « *Emission in the region 4000 to 7000 \AA via four-photon coupling in glass* », *Phys. Rev. Lett.* **24**, p.584 (1970).
- [10] W. L. Smith, *et al.*, « *Supercontinuum in H_2O and D_2O by self-focused picosecond pulses from a YAlG:Nd laser* », *Phys. Rev. A* **15**, p. 2396 (1977).
- [11] J. Kasparian, *et al.*, « *Infrared extension of the supercontinuum generated by femtoseconde terawatt laser pulses propagating in the atmosphere* », *Opt. Lett.* **18**, p. 1397 (2000).
- [12] C. Lin, *et al.*, « *New nanosecond continuum for excited-state spectroscopy* », *App. Phys. Lett.* **28**, p. 216 (1976).

- [13] A. Mussot, *et al.*, « *Generation of a broadband single-mode supercontinuum in a conventional dispersion-shifted fiber by use of a subnanosecond microchip laser* », *Opt. Lett.* **28**, p. 1820 (2003).
- [14] A. K. Abeeluck, *et al.*, « *High-power supercontinuum generation in highly nonlinear, dispersion-shifted fibers by use of a continuous-wave Raman fiber laser* », *Opt. Lett.* **29**, p. 2163 (2004).
- [15] J. H. Lee, *et al.*, « *Experimental performance comparison for various continuous-wave supercontinuum schemes : ring cavity and single pass structures* », *Opt. Exp.* **13**, p. 4848 (2005).
- [16] J. Teipel, *et al.*, « *Compact multi-Watt picosecond coherent white light sources using multiple-taper fibers* », *Opt. Exp.* **13**, p. 1734 (2005).
- [17] J. Teipel, *et al.*, « *Diode-pumped, ultrafast, multi-octave supercontinuum source at repetition rates between 500 kHz and 20 MHz using Yb:glass lasers and tapered fibers* », *Opt. Exp.* **13**, p. 1477 (2005).
- [18] J. W. Nicholson, *et al.*, « *Supercontinuum generation in ultraviolet-irradiated fibers* », *Opt. Lett.* **29**, p. 2363 (2004).
- [19] A. K. Abeeluck, *et al.*, « *Continuous-wave pumping in the anomalous- and normal-dispersion regimes of nonlinear fibers for supercontinuum generation* », *Opt. Lett.* **30**, p. 61 (2005).
- [20] P. S. Westbrook, *et al.*, « *Improved supercontinuum generation through UV processing of highly nonlinear fibers* », *J.L.T.* **23**, p. 13 (2005).
- [21] P. H. Pioger, *et al.*, « *High spectral power density supercontinuum generation in a nonlinear fiber amplifier* », *Opt. Exp.* **15**, p. 11358 (2007).
- [22] Domachuk, *et al.*, « *IR supercontinuum in compact tellurite PCFs* », *C.L.E.O. U.S., CWO6* (2007).
- [23] J. T. Gopinath, *et al.*, « *Highly nonlinear bismuth-oxide fiber for smooth supercontinuum generation at 1.5 μm* », *Opt. Exp.* **12**, p. 5697 (2004).
- [24] J. T. Moeser, *et al.*, « *Initial dynamics of supercontinuum generation in highly nonlinear photonic crystal fiber* », *Opt. Lett.* **32**, p. 952 (2007).

-
- [25] J. K. Ranka, *et al.*, « *Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm* », *Opt. Lett.* **25**, p. 25 (2000).
- [26] P. A. Champert, *et al.*, « *White-light supercontinuum generation in normally dispersive optical fiber using original multi-wavelength pumping system* », *Opt. Exp.***12**, p. 4366 (2004).
- [27] G. Genty, *et al.*, « *Route to broadband blue-light generation in microstructured fibers* », *Opt. Lett.* **30**, p. 756 (2005).
- [28] G. P. Agrawal, « *Nonlinear optics fibers* », Academics Press-Elsevier, 4ème édition.
- [29] R. H. Stolen, *et al.*, « *Self-organized phase-matched harmonic generation in optical fibers* », *Opt. Lett.* **12**, p. 585 (1987).
- [30] U. Österberg, *et al.*, « *Dye laser pumped by Nd:YAG laser frequency doubled in a glass optical fiber* », *Opt. Lett.* **11**, p. 516 (1986).
- [31] U. Österberg, *et al.*, « *Experimental studies on efficient frequency doubling in glass optical fibers* », *Opt. Lett.* **12**, p. 57 (1987).
- [32] E. M. Dianov, *et al.*, « *Photoinduced second-harmonic generation in fibers doped with rare-earth ions* », *Opt. Lett.* **19**, p. 439 (1994).
- [33] C. Lesvigne, *et al.*, « *Second harmonic generation in pure silica microstructured fibers* », en cours de parution.
- [34] J. M. Gabriagues, « *Third-harmonic and three-wave sum-frequency light generation in an elliptical-core optical fiber* », *Opt. Lett.* **8**, p. 183 (1983).
- [35] F. G. Omenetto, *et al.*, « *Simultaneous generation of spectrally distinct third harmonics in a photonic crystal fiber* », *Opt. Lett.* **26**, p. 1158 (2001).
- [36] A. Efimov, *et al.*, « *Phase-matched third harmonic generation in microstructured fibers* », *Opt. Exp.* **11**, p. 2567 (2003).
- [37] R. H. Stolen, *et al.*, « *Self-phase-modulation in silica optical fiber* », *Phys. Rev. A* **17**, p. 1448 (1978).
- [38] G. Méjean, « *Propagation d'impulsions térawatts femtosecondes dans l'atmosphère et applications* », thèse, université de Lyon I (2005).
- [39] M. N. Islam, *et al.*, « *Cross-phase modulation in optical fibers* », *Opt. Lett.* **12**, p. 625 (1987).

- [40] M. Shtaif, « *Analytical description of cross-phase modulation in dispersive optical fibers* », Opt. Lett. **23**, p. 1191 (1998).
- [41] V. Tombelaine, « *Etude de rayonnements à large bande spectrale induits dans les fibres optiques microstructurées air-silice* », Thèse, université de Limoges (2007).
- [42] J. E. Sharping, *et al.*, « *Four-wave mixing in microstructure fiber* », Opt. Lett. **26**, p. 1048 (2001).
- [43] K. Tai, *et al.*, « *Observation of modulation instability in optical fibers* », Phys. Rev. Lett. **56**, p. 135 (1986).
- [44] J. E. Rothenberg, *et al.*, « *Modulation instability for normal dispersion* », Phys. Rev. A **42**, p. 682 (1990).
- [45] G. Millot, « *Multiple four-wave mixing-induced modulational instability in highly birefringent fibers* », Opt. Lett. **26**, p. 1391 (2001).
- [46] G. Millot, *et al.*, « *Observation of modulation instability induced by velocity-matched cross-phase modulation in a normally dispersive bimodal fiber* », Opt. Lett. **22**, p. 1686 (1997).
- [47] S. Pitois, *et al.*, « *Experimental observation of a new modulational instability spectral window induced by fourth-order dispersion in a normally dispersive single-mode optical fiber* », Opt. Comm. **226**, p. 415 (2003).
- [48] A. Demircan, *et al.*, « *Supercontinuum generation by the modulation instability* », Opt. Comm. **244**, p. 181 (2005).
- [49] E. P. Ippen, *et al.*, « *Stimulated Brillouin scattering in optical fibers* », App. Phys. Lett. **21**, p.539 (1972).
- [50] R. H. Stolen, *et al.*, « *Raman oscillation in glass optical waveguide* », App. Phys. Lett. **20**, p. 62 (1972).
- [51] C. Fukai, *et al.*, « *Effective Raman gain characteristics in germanium- and fluorine-doped optical fibers* », Opt. Lett. **29**, p. 545 (2004).
- [52] R. H. Stolen, *et al.*, « *Raman response function of silica-core fibers* », J.O.S.A. B **6**, p.1159 (1989).
- [53] A. Hasegawa, *et al.*, « *Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion* », App. Phys. Lett. **23**, p. 142 (1973).

-
- [54] Y. Kodama, *et al.*, « *Nonlinear pulse propagation in a monomode dielectric guide* », I.E.E.E. J. Quant. Elect. **23**, p. 510 (1987).
- [55] F. Biancalana, *et al.*, « *Theory of the soliton self-frequency shift compensation by the resonant radiation in photonic crystal fibers* », Phys. Rev. E **70**, p. 016615 (2004).
- [56] K. M. Hilligsoe, *et al.*, « *Initial steps of supercontinuum generation in photonic crystal fibers* », J.O.S.A. B **20**, p. 1887 (2003).
- [57] K. M. Hilligsoe, *et al.*, « *Supercontinuum generation in a photonic crystal fiber with two zero dispersion wavelengths* », Opt. Exp. **12**, p. 1045 (2004).
- [58] T. Schreiber, *et al.*, « *High average power supercontinuum generation in photonic crystal fibers* », Opt. Comm. **228**, p. 71 (2003).
- [59] A. L. Gaeta, « *Nonlinear propagation and continuum generation in microstructured optical fibers* », Opt. Lett. **27**, p. 924 (2002).
- [60] F. G. Omenetto, *et al.*, « *Polarization dependent harmonic generation in microstructured fibers* », Opt. Exp. **11**, p. 61 (2003).
- [61] G. Genty, *et al.*, « *Effect of cross-phase modulation on supercontinuum generated in microstructured fibers with sub-30 fs pulses* », Opt. Exp. **12**, p. 4614 (2004).
- [62] J. M. Dudley, *et al.*, « *Supercontinuum generation in air-silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping* », J.O.S.A. B **19**, p. 765 (2002).
- [63] M. Lehtonen, *et al.*, « *Supercontinuum generation in a highly birefringent microstructured fiber* », App. Phys. Lett. **82**, p. 2197 (2003).
- [64] P. L. Baldeck, *et al.*, « *Observation of self-focusing in optical fibers with picosecond pulses* », Opt. Lett. **12**, p. 588 (1987).
- [65] S. Coen, *et al.*, « *Supercontinuum generation by stimulated Raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic crystal fibers* », J.O.S.A. B **19**, p. 753 (2002).
- [66] W. J. Wadsworth, *et al.*, « *Supercontinuum and four-wave mixing with D-switched pulses in endlessly single-mode photonic crystal fibres* », Opt. Exp. **12**, p. 299 (2004).
- [67] V. Tombelaine, *et al.*, « *Ultra wide band supercontinuum generation in air-silica holey fibers by SHG-induced modulation instabilities* », Opt. Exp. **13**, p. 7399 (2005).
- [68] G. Genty, *et al.*, « *Supercontinuum generation in large mode-area microstructured fibers* », Opt. Exp. **13**, p. 8625 (2005).

- [69] A. V. Avdokhin, *et al.*, « *Continuous-wave, high-power, Raman continuum generation in holey fibers* », *Opt. Lett.* **28**, p. 1353 (2003).
- [70] S. M. Kovtsev, *et al.*, « *Modelling of high-power supercontinuum generation in highly nonlinear, dispersion shifted fibers at CW pump* », *Opt. Exp.* **13**, p. 6912 (2005).
- [71] M. Gonzalez-Herraez, *et al.*, « *Supercontinuum generation using a continuous-wave Raman fiber laser* », *Opt. Comm.* **226**, p. 323 (2003).
- [72] J. C. Travers, *et al.*, « *Extended continuous-wave supercontinuum generation in a low-water-loss holey fiber* », *Opt. Lett.* **30**, p. 1938 (2005).
- [73] A. Bassi, *et al.*, « *Time-resolved spectrophotometer for turbid media based on supercontinuum generation in a photonic crystal fiber* », *Opt. Lett.* **29**, p. 2405 (2004).
- [74] B. Schenkel, *et al.*, « *Pulse compression with supercontinuum generation* », *J.O.S.A. B* **22**, p. 687 (2005).
- [75] Kaiser, *et al.*, « *Low loss single material fibers from pure fused silica* », *Bell Sys. Tech. J.* **53**, p. 1021 (1974).
- [76] T. A. Birks, *et al.*, « *Endlessly single-mode photonic crystal fiber* », *Opt. Lett.* **22**, p. 961 (1997).
- [77] R. E. Kristiansen, *et al.*, « *Air-clad photonic crystal fibers for High-power single-mode lasers* », www.crystal-fibre.com.
- [78] J. Limpert, *et al.*, « *High-power air-clad large-mode-area photonic crystal fiber laser* », *Opt. Exp.* **11**, p.818 (2003).
- [79] Y. Boulet, « *Laser à fibres à profil de gain discrétisé adaptés à l'émission de fortes puissances* », thèse, université de Limoges (2006).
- [80] K. Furusawa, *et al.*, « *Cladding pumped ytterbium-doped fiber laser with holey inner and outer cladding* », *Opt. Exp.* **9**, p. 714 (2001).
- [81] W.J. Wadsworth, *et al.*, « *High power air-clad photonic crystal fibre laser* », *Opt. Exp.* **11**, p. 48 (2003).
- [82] J. R. Hayes, *et al.*, « *Square core jacketed air-clad fiber* », *Opt. Exp.* **14**, p. 10345 (2006).
- [83] M. Midrio, *et al.*, « *The space filling mode of holey fibers: an analytical vectorial solution* », *J.L.T.* **18**, p. 1031 (2000).

-
- [84] Z. Zhu, *et al.*, « *Analysis of the space filling modes of photonic crystal fibers* », *Opt. Exp.* **8**, p. 548 (2001).
- [85] F. Brechet, *et al.*, « *Complete analysis of the characteristics of propagation into photonic crystal fibers, by the finite element method* », *Opt. Fib. Tech.* **6**, p. 181 (2000).
- [86] J. C. Knight, *et al.*, « *Properties of photonic crystal fiber and the effective index model* », *J.O.S.A. B* **15**, p. 748 (1998).
- [87] N. A. Mortensen, « *Effective area of photonic crystal fiber* », *Opt. Exp.* **10**, p. 341 (2002).
- [88] N. A. Mortensen, *et al.*, « *Modal cutoff and the V parameter in photonic crystal fibers* », *Opt. Lett.* **28**, p. 1879 (2003).
- [89] J. R. Folkenberg, *et al.*, « *Experimental investigation of cutoff phenomena in nonlinear photonic crystal fibers* », *Opt. Lett.* **28**, p. 1882 (2003).
- [90] B. T. Kuhlmeiy, *et al.*, « *Modal cutoff in microstructured optical fibers* », *Opt. Lett.* **27**, p. 1684 (2002).
- [91] M. J. Adams, « *An introduction to optical waveguides* », Wiley, chap. 7 (1981).
- [92] T. M. Monro, *et al.*, « *Holey optical fibers: an efficient modal model* », *J.L.T.* **17**, p. 1093 (1999).
- [93] D. Mogilevtsev, *et al.*, « *Group-velocity dispersion in photonic crystal fibers* », *Opt. Lett.* **23**, p. 1662 (1998).
- [94] B. Kuhlmeiy, *et al.*, « *Chromatic dispersion and losses of microstructured optical fibers* », *App. Opt.* **42**, p. 634 (2003).
- [95] Z. Zhu, *et al.*, « *Full-vectorial finite-difference analysis of microstructured optical fibers* », *Opt. Exp.* **10**, p. 853 (2002).
- [96] K. Saitoh, *et al.*, « *Nonlinear photonic crystal fibres: pushing the zero-dispersion towards the visible* », *N. J. Phys.* **8**, p. 207 (2006).
- [97] G. Renversez, *et al.*, « *Dispersion management with microstructured optical fibers: ultraflattened chromatic dispersion with low losses* », *Opt. Lett.* **28**, p. 989 (2003).
- [98] M. J. Steel, *et al.*, « *Elliptical-hole photonic crystal fibers* », *Opt. Lett.* **26**, p. 229 (2001).

- [99] S. M. A. Razzak, *et al.*, « *Dispersion and confinement loss control in modified hexagonal photonic crystal fibers* », *Opt. Rev.* **14**, p. 14 (2007).
- [100] K. M. Hilligsoe, *et al.*, « *Supercontinuum generation in a photonic crystal fiber with two zero dispersion wavelengths* », *Opt. Exp.* **12**, p. 1045 (2004).
- [101] N. G. R. Broderick, *et al.*, « *Nonlinearity in holey optical fibers : measurement and future opportunities* », *Opt. Lett.* **24**, p. 1395 (1999).
- [102] S. Cherukulappurath, *et al.*, « *4f coherent imager system and its application to nonlinear optical measurements* », *J.O.S.A. B* **21**, p. 273 (2004).
- [103] V. V. Ravi Kanth Kumar, *et al.*, « *Tellurite photonic crystal fiber* », *Opt. Exp.* **11**, p. 2641 (2003).
- [104] M. J. Steel, *et al.*, « *Symmetry and degeneracy in microstructured optical fibers* », *Opt. Lett.* **26**, p. 488 (2001).
- [105] Université de Bruxelles, Brevet, numéro de publication EP 1712935, numéro de dépôt EP5007479 (2006).
- [106] T. Ritari, *et al.*, « *Polarization-mode dispersion of large mode-area photonic crystal fibers* », *Opt. Comm.* **226**, p. 233 (2003).
- [107] Y. Z. He, *et al.*, « *Finite-difference imaginary-distance beam propagation method for modeling of the fundamental mode of photonic crystal fibers* », *Opt. Comm.* **225**, p. 151 (2003).
- [108] T. P. Hansen, *et al.*, « *Highly birefringent index-guiding photonic crystal fibers* », *I.E.E.E. Phot. Tech. Lett.* **13**, p. 588 (2001).
- [109] T. Okochi, « *Optical Fibers* », Academics Press.
- [110] T. P. White, *et al.*, « *Confinement losses of microstructured fibers* », *Opt. Lett.* **26**, p. 1660 (2001).
- [111] J. Liu, *et al.*, « *Enhanced nonlinearity in a simultaneously tapered and Yb³⁺-doped photonic crystal fiber* », *J.O.S.A. B* **23**, p. 2448 (2006).
- [112] C. Lesvigne, *et al.*, « *Visible supercontinuum generation controlled by intermodal four-wave mixing in microstructured fiber* », *Opt. Lett.* **32**, p. 2173 (2007).
- [113] A. J. Kenyon, « *Recent developments in rare-earth doped materials for optoelectronics* », *Prog. Quant. Elec.* **26**, p. 225 (2002).

-
- [114] P. Leproux, « *Conception et optimisation d'amplificateurs optiques de puissance à fibres double gaine dopées erbium* », thèse, université de Limoges (2001).
- [115] P. Roy, « *Laser déclenchés à fibres dopées à l'erbium pour application à la télémétrie* », thèse, université de Limoges (1997).
- [116] S. Magne, « *Etat de l'art des lasers à fibre, étude d'un laser à fibre dopée ytterbium et spectroscopie laser de fibres dopées* », thèse, université de Saint-Etienne (1993).
- [117] N. Deguil-Robin, « *Etude de la propagation et de l'absorption d'impulsions femtosecondes dans des profils de fibres exotiques* », thèse, université de Bordeaux (2005).
- [118] D.B.S. Soh, *et al.*, « *Neodymium-doped cladding pumped aluminosilicate fiber laser tunable in the 0.9 μm wavelength range* », IEEE J. Quant. Elect. **40**, p. 1275 (2004).
- [119] T. C. Newell, *et al.*, « *Temperature effects on the emission properties of Yb-doped optical fibers* », Opt. Comm. **273**, p. 256 (2007).
- [120] R. Paschotta, *et al.*, « *Lifetime quenching in Yb-doped fibres* », Opt. Comm. **136**, p. 375 (1997).
- [121] K. E. Mattson, *et al.*, « *Photodarkening in ytterbium co-doped material* », www.crystal-fiber.com.
- [122] J. J. Koponen, *et al.*, « *Photodarkening in ytterbium-doped silica fibers* », S.P.I.E. **5990** (2005).
- [123] Q. Mao, *et al.*, « *Influences of photodarkening in highly doping ytterbium-doped fiber on performance of fiber laser* », Micro. and Opt. Tech. Lett. **48**, p. 1902 (2006).
- [124] S. Jetschke, *et al.*, « *Photodarkening in Yb doped fibers: experimental evidence of equilibrium states depending on the pump power* », Opt. Exp. **15**, p. 14838 (2007).
- [125] J. Koponen, *et al.*, « *Photodarkening rate in ytterbium doped silica fibers* », Appl. Opt. **47**, p. 1247 (2008).
- [126] J.J. Koponen, *et al.*, « *Measuring photodarkening from single-mode ytterbium doped silica fibers* », Opt. Exp. **14**, p. 11539 (2006).
- [127] S. Yoo, *et al.*, « *Photodarkening in Yb-doped aluminosilicate fibers induced by 488 nm irradiation* », Opt. Lett. **32**, p. 1626 (2007).

- [128] I. Manek-Hönninger, *et al.*, « *Photodarkening and photo bleaching of an ytterbium-doped silica double-clad LMA fiber* », *Opt. Exp.* **15**, p. 1606 (2007).
- [129] L. Lavoute, « *Conception et fabrication d'une fibre unimodale à gaine résonnante combinant large cœur et fort niveau de dopage* », thèse, université de Limoges (2007).
- [130] E. Snitzer, *et al.*, « *Double-clad offset core Nd fiber laser* », *Proc. Fiber Sensor*, **88**, PD5 (1988).
- [131] A. Liu, *et al.*, « *The absorption characteristics of circular, offset, and rectangular double-clad fibers* », *Opt. Comm.* **132**, p. 511 (1996).
- [132] A. Martinez-Rios, *et al.*, « *Double-clad Yb³⁺-doped fiber lasers with virtually non-circular cladding geometry* », *Opt. Comm.* **246**, p. 385 (2005).
- [133] I. Dritsas, *et al.*, « *Numerical simulation based optimization of the absorption efficiency in double-clad fibres* », *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.* **8**, p. 49 (2006).
- [134] P. Leproux, *et al.*, « *Modeling and optimization of double-clad fiber amplifiers using chaotic propagation of the pump* », *Opt. Fiber Tech.* **6**, p. 324 (2001).
- [135] V. Doya, *et al.*, « *Optimized absorption in a chaotic double-clad fiber amplifier* », *Opt. Lett.* **26**, p. 872 (2001).
- [136] W. J. Wadsworth, *et al.*, « *Very high numerical aperture fibers* », *I.E.E.E. Phot. Tech. Lett.* **16**, p. 843 (2004).
- [137] J. Limpert, *et al.*, « *Thermo-optical properties of air-clad photonic crystal fiber lasers in high power operation* », *Opt. Exp.* **11**, p. 2982 (2003).
- [138] J. Limpert, *et al.*, « *High-power rod-type photonic crystal fiber laser* », *Opt. Exp.* **13**, p. 1055 (2005).
- [139] C. Simonneau, *et al.*, « *High-power air-clad photonic crystal fiber cladding-pumped EDFA for WDM applications in the C-band* », *E.C.O.C.*, PD57 (2003).
- [140] K.P Hansen, « *Air clad fiber technologie* », www.crystal-fiber.com/

Chapitre II

- [141] www.comsol.com

-
- [142] A. Peyrilloux, « *Modélisation et caractérisation des fibres microstructurées air/silice pour application aux télécommunications optiques* », thèse, université de Limoges (2003).
- [143] L. Labonté, « *Analyse théorique et expérimentale des principales caractéristiques du mode fondamental dans les fibres optiques microstructurées air/silice* », thèse, université de Limoges (2005).
- [144] M.D. Feit, *et al.*, « *Light propagation in graded-index optical fibers* », *App. Opt.* **17**, p. 3990 (1978).
- [145] www.fft.w.org
- [146] F. Fogli, *et al.*, « *Full vectorial BPM modeling of index-guiding photonic crystal fibers and couplers* », *Opt. Exp.* **10**, p. 54 (2002).
- [147] C. E. Kergabe, *et al.*, « *Experimental and scalar beam propagation analysis of an air-silica microstructure fiber* », *Opt. Exp.* **7**, p.113 (2000).
- [148] A. K. Abeeluck, *et al.*, « *Analysis of spectral characteristics of photonic bandgap waveguides* », *Opt. Exp.* **10**, p. 1320 (2002).
- [149] F. Brechet, *et al.*, « *Analysis of the bandpass filtering behaviour of a single-mode depressed-core index photonic-band-gap fibre* », *Elect. Lett.* **36**, p. 870 (2000).
- [150] N.A. Mortensen, « *Air-clad fibers : pump absorption assisted by chaotic wave dynamics ?* », *Opt. Exp.* **15**, p. 8988 (2007).
- [151] J. Broeng, *et al.*, « *Air-clad photonic crystal fibers for high-power single-mode lasers* », *S.P.I.E.*, **5335**, p. 192 (2004).
- [152] www.crystal-fibre.com/datasheets/DC/150-28-Yb-2.pdf
- [153] N.A. Issa, « *High numerical aperture in multimode microstructured optical fibers* », *App. Opt.* **43**, p. 6191 (2004).
- [154] R.E. Kristiansen, *et al.*, « *Air-clad photonic crystal fibers for high-power single-mode lasers* », www.crystal-fibre.com.
- [155] K. Saitoh, *et al.*, « *Nonlinear photonic crystal fibres : pushing the zero-dispersion towards the visible* », *New J. Phy.* **8** (2006).

Chapitre III

- [156] C. Lesvigne, *et al.*, « *Visible generation controlled by intermodal four-wave mixing in microstructured fiber* », *Opt. Lett.*, **32**, p. 2173 (2007).
- [157] C. Xiong, *et al.*, « *Polarized supercontinuum in birefringent photonic crystal fibre pumped at 1064 nm and application to tuneable visible/UV generation* », *Opt. Exp.* **4**, p. 2438 (2008).
- [158] E. Rääkkönen, *et al.*, « *Compact supercontinuum source for the visible using gain-switched Ti-Sapphire laser as pump* », *J.E.O.S.* **1**, p. 06012 (2006).
- [159] J. M. Stone, *et al.*, « *Visibly "white" light generation in uniform photonic crystal fiber using a microchip laser* », *Opt. Exp.* **16**, p.2670 (2008).
- [160] A. Cerqueira, *et al.*, « *Highly efficient generation of broadband cascaded four-wave mixing products* », *Opt. Exp.* **16**, p. 2816 (2008).

Chapitre IV

- [161] M. E. Fermann, *et al.*, « *Additive-pulse-compression mode locking of a neodymium fiber laser* », *Opt. Lett.* **16**, p.244 (1991).
- [162] Irl N. Duling III, « *All-fiber ring soliton laser mode locked with a nonlinear mirror* », *Opt. Lett.* **16**, p. 539 (1991).
- [163] K. Tamura, *et al.*, « *Self-starting additive pulse mode-locked erbium fibre ring laser* », *Elect. Lett.* **28**, p. 2226 (1992).
- [164] M. H. Ober, « *42 fs pulse generation from a mode-locked fiber laser started with a moving mirror* », *Opt. Lett.* **18**, p. 367 (1993).
- [165] M. Laroche, *et al.*, « *Nanosecond pulse generation in a passively Q-switched Yb-doped fiber laser by Cr⁴⁺:YAG saturable absorber* », *I.E.E.E. Phot. Tech. Lett.* **18**, p.764 (2006).
- [166] T. H. Mainman, « *Stimulated optical radiation in ruby* », *Nature* **187**, p.493 (1960).
- [167] E. Snitzer, « *Action of Nd in a barium crown glass* », *Phys. Rev. Lett.* **17**, p. 444 (1961).
- [168] C. J. Koester, *et al.*, « *Amplification in fiber laser* », *App. Opt.* **3**, p. 1182 (1964).

-
- [169] M. W. Etzel, *et al.*, « *Stimulated emission of infrared radiation from ytterbium-activated silica glass* », *App. Opt.* **1**, p.534 (1962).
- [170] M. Le Flohic, *et al.*, « *Dynamics of the transient build up of emission in Nd³⁺-doped fiber lasers* », *I.E.E.E. J. of Quant. Elect.* **27**, p. 1910 (1991).
- [171] S. B. Poole, *et al.*, « *Fabrication of low-loss optical fibers containing rare-earth ions* », *Elect. Lett.* **21**, p. 737 (1985).
- [172] R. J. Mears, *et al.*, « *Neodymium-doped silica single mode fibre lasers* », *Elect. Lett.* **21**, p. 737 (1985).
- [173] D. C. Hanna, *et al.*, « *Continuous-wave oscillation of holmium-doped silica fibre laser* », *Elect. Lett.* **25**, p. 593 (1989).
- [174] J. Y. Allain, *et al.*, « *High-efficiency CW thulium-sensitised holmium-doped fluorend fibre operated at 2.04 μm* », *Elect. Lett.* **27**, p. 1513 (1991).
- [175] D. C. Hanna, *et al.*, « *Continuous-wave oscillation of a monomode thulium-doped fibre laser* », *Elect. Lett.* **24**, p. 1222 (1988).
- [176] W. L. Barnes, *et al.*, « *Highly tunable and efficient diode pumped operation of Tm³⁺-doped fibre lasers* », *Elect. Lett.* **26**, p. 746 (1990).
- [177] Y. Durteste, *et al.*, « *Amplification and lasing at 1.3 μm in praseodymium-doped fluorozirconate fibre* », *Elect. Lett.* **27**, p. 626 (1991).
- [178] R. J. Mears, *et al.*, « *Low-noise erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54 μm* », *Elect. Lett.* **27**, p. 1026 (1987).
- [179] D. C. Hanna, *et al.*, « *Continuous-wave oscillation of a monomode ytterbium-doped fibre lasers* », *Elect. Lett.* **24**, p. 1111(1988).
- [180] J. Y. Allain, *et al.*, « *Ytterbium-doped silica fiber laser with intracore Bragg gratings operating at 1.02 μm* », *Elect. Lett.* **29**, p. 309 (1993).
- [181] A. Galvanauskas, « *High power fiber lasers* », *Optics and Photonics News*, **15** p. 42 (2004).
- [182] H. Zellmer, *et al.*, « *High-power cw neodymium fiber laser operating at 9.2 W with high beam quality* », *Opt. Lett.* **20**, p. 580 (1995).
- [183] D. J. Minelly, *et al.*, « *Er³⁺/Yb³⁺ co-doped power amplifier pumped by a 1 W diode array* », *Topical Meeting of Optical Amplifier and Applications* (1992).

- [184] V. P. Gapontsev, *et al.*, « *400 W low-noise single-mode CW ytterbium fiber laser with an integrated fiber delivery* », C.L.E.O. CthPDB9 (2003).
- [185] F. Di Teodoro, *et al.*, « *Multi-MW peak power single-transverse mode operation of a 100 micron core diameter, Yb-doped photonic crystal rod amplifier* », S.P.I.E. **6453**, (2007).
- [186] W. Koechner, « *Solid State laser Engineering* », Optical Sciences, 3ème édition.
- [187] C.J. Gaeta, *et al.*, « *Pulse characteristics of Q-switched fiber lasers* », J.L.T. **5**, p. 1645 (1987).
- [188] R. M. Shelby, *et al.*, « *Guided acoustic-wave Brillouin scattering* », Phys. Rev. B **31**, p. 5244 (1985).
- [189] R. G. Smith, « *Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering* », App. Opt. **11**, p. 2489 (1972).
- [190] R. Y. Chiao, *et al.*, « *Stimulated Brillouin scattering and coherent generation of intense hypersonic waves* », Phys. Rev. Lett. **21**, p. 592 (1964).
- [191] A. B. Ruffin, *et al.*, « *Stimulated Brillouin scattering : an overview of measurements, system impairments, and applications* », N.I.S.T.-S.O.F.M. (2004).
- [192] A. Yeniay, *et al.*, « *Spontaneous and stimulated Brillouin scattering gain spectra in optical fibers* », J.L.T. **20**, p.1425 (2002).
- [193] P. Labudde, *et al.*, « *Transmission of narrow band high power laser radiation through optical laser* », Opt. Comm. **32**, p. 385 (1980).
- [194] E. Lichtman, *et al.*, « *Stimulated Brillouin scattering excited by two pump waves in single-mode fibers* », J.O.S.A. B **4**, p. 1397 (1987).
- [195] C. L. Tang, « *Saturation and spectral characteristics of the Stokes emission in the stimulated Brillouin process* », J. App. Phys. **37**, p. 2945 (1966).
- [196] V. I. Kovalev, *et al.*, « *Waveguide-induced inhomogeneous spectral broadening of stimulated Brillouin scattering in optical fiber* », Opt. Lett. **27**, p. 2022 (2002).
- [197] N. Shibata, *et al.*, « *Longitudinal acoustic modes and Brillouin-gain spectra for GeO₂-doped-core single-mode fibers* », J.O.S.A. B **6**, p. 1167 (1989).
- [198] L. Zou, *et al.*, « *Brillouin scattering spectrum in photonic crystal fiber with a partially germanium-doped core* », Opt. Lett. **28**, p. 2022 (2003).

-
- [199] N. Shibata, *et al.*, « *Brillouin-gain spectra for single-mode fibers having pure-silica, GeO₂-doped, and P₂O₅-doped cores* », *Opt. Lett.* **12**, p. 269 (1987).
- [200] W. Zou, *et al.*, « *Stimulated Brillouin scattering and its dependences on strain and temperature in a high delta optical fiber with F-doped depressed inner cladding* », *Opt. Lett.* **32**, p. 600 (2007).
- [201] A. A. Fotiadi, *et al.*, « *Cooperative stimulated Brillouin and Rayleigh backscattering process in optical fiber* », *Opt. Lett.* **23**, p.1805 (1998).
- [202] A. Hideur, *et al.*, « *Dynamics and stabilization of a high power side-pumped Yb-doped double-clad fiber laser* », *Opt. Comm.* **186**, p.311 (2000).
- [203] A. Hideur, « *Etude et réalisation de laser à fibre de puissance* », Thèse, université de Rouen (2001).
- [204] M. Laroche, *et al.*, « *Compact diode-pumped passively Q-switched tunable Er-Yb double-clad fiber laser* », *Opt. Lett.* **27**, p.1980 (2002).
- [205] Y.-X. Fan, *et al.*, « *Narrow linewidth widely tunable hybrid G-switched double-clad fiber laser* », *Opt. Lett.* **28**, p.537 (2003).
- [206] P. Myslinski, *et al.*, « *High power Q-switched Erbium doped fiber laser* », *I.E.E.E. J. of Quant. Elect.* **28**, p.371 (1992).
- [207] M. Salhi, *et al.*, « *Evidence of Brillouin scattering in an ytterbium-doped double-clad fiber laser* », *Opt. Lett.* **27**, p.1294 (2002).
- [208] A. A. Fotiadi, *et al.*, « *Self-Q-switched Er-Brillouin fiber source with extra-cavity generation of a Raman supercontinuum in a dispersion-shifted fiber* », *Opt. Lett.* **31**, p.1621 (2006).
- [209] S. V. Chernikov, *et al.*, « *Supercontinuum self-Q-switched ytterbium fiber laser* », *Opt. Lett.* **22**, p.298 (1997).
- [210] Z.J. Chen, *et al.*, « *Enhanced Q-switching in double-clad fiber laser* », *Opt. Lett.* **23**, p.454 (1998).
- [211] J. M. Dudley, *et al.*, « *Supercontinuum generation in photonic crystal fiber* », *Rev of modern physics* **78**, p.1135 (2006).
- [212] M. Niklès, *et al.*, « *Brillouin gain spectrum characterization in single-mode optical fibers* », *J. L. T.* **15**, p.1842 (1997).

Annexe III

- [213] K. Chikuma, *et al.*, « *Design, fabrication, and evaluation of crystal-cored fibers for efficient second-harmonic generation based on Cerenkov-radiation-type phase matching* », *App. Opt.* **43**, p. 4697 (2004).
- [214] K. Chikuma, *et al.*, « *Theory of optical second-harmonic generation in crystal-cored fibers based on phase matching of Cherenkov-type radiation* », *J.O.S.A. B* **9**, p.1083 (1992).
- [215] K. Chikuma, *et al.*, « *Characteristics of optical second-harmonic generation due to Cerenkov-radiation-type phase matching* », *J.O.S.A. B* **7**, p.768 (1990).
- [216] D.V. Skryabin, *et al.*, « *Theory of the generation of new frequencies by mixing of solitons dispersive waves in optical fibers* », *Phys. Rev. E* **72**, p. 0166191 (2005).
- [217] J. Thogersen, *et al.*, « *Third harmonic generation in standard and erbium-doped fibers* », *Opt. Comm.* **110**, p. 435 (1994).
- [218] L. Tartara, *et al.*, « *Phase-matched nonlinear interaction in a holey fiber induced by infrared super-continuum generation* », *Opt. Comm.* **215**, p. 191 (2003)

LISTE DE PUBLICATIONS

◆ Publication dans des revues internationales à comité de lecture

A. Roy, P. Leproux, P. Roy, J.-L. Auguste et V. Couderc, « *Supercontinuum generation in a nonlinear Yb-doped, double-clad, microstructured fiber* », J. O. S. A. B, **24**, p.788 (2007).

A. Roy, M. Laroche, P. Roy, P. Leproux, et J.-L. Auguste, « *Q-switched Yb-doped nonlinear microstructured laser for the emission of broadband spectrum* », Opt. Lett. **32**, p.3299 (2007).

L. Lavoute, **A. Roy**, P. Leproux, P. Roy et E. Suran, « *BPM-Numerical study of microstructured fiber with high difference index profile* », J. Light. Tech., en cours de parution.

◆ Publications dans des colloques nationaux à comité de lecture

P. Leproux, J.-L. Auguste, V. Couderc, C. Lesvigne, **A. Roy**, V. Tombelaine, J.-M. Blondy, P. Roy, C. Restoin, P.-O. Martin, « *Génération de supercontinuum dans les fibres optiques microstructurées air-silice : potentialités pour l'émission UV cohérente* », J. Phys. IV France **138**, p.141 (2006).

◆ Publications dans des colloques nationaux

A. Roy, A. Barthélémy, P. Roy, P. Leproux, « *Développement de sources laser UV a fibre optique microstructurée pour application à la détection de menaces bactériologique* », POLOQ, bulletin bibliographique n°2006-1.

A. Roy, P. Leproux, P. Roy, « *Architectures de sources lasers blanches à fibres optiques microstructurées actives* », POLOQ, bulletin bibliographique n°2008-1

◆ Communication dans des colloques internationaux avec comité de sélection et publication des actes

A. Roy, P. Leproux, P. Roy, V. Couderc, S. Février, « *Double-clad nonlinear microstructured fiber for white laser applications* », C.L.E.O., Long-Beach, CMGG6 (2006).

L. Lavoute, P. Roy, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermène, S. Février, P. Leproux, **A. Roy**, « *Design of large and highly doped core microstructured fiber for single-mode operation and high pump absorption* », C.L.E.O., Long-Beach, CMM2 (2006).

P. Leproux, V. Couderc, P. Roy, C. Lesvigne, **A. Roy**, V. Tombelaine, J.-L. Auguste, J.-M. Blondy, « *Original holey fibres and nonlinear schemes for supercontinuum generation* », S.P.I.E, Prague, 6588-06-S2 (2007).

P. Roy, L. Lavoute, S. Février, J.-L. Auguste, J.-M. Blondy, D. Gaponiv, M. Devautour, **A. Roy**, P. Leproux. (Xlim), L. Bigot, G. Bouwman et V. Pureur (PhLAM), « *Microstructured fibers and applications* », C.L.E.O., Munich, (2007).

◆ **Communication dans des colloques nationaux à comité de lecture**

A. Roy, P. Leproux, P. Roy, V. Couderc, A. Barthélémy, J.-L. Auguste, P.-O. Martin, « *Fibre optique non linéaire active à double gaine pour application aux sources blanches* », J.N.O.G., Metz (2006).

L. Lavoute, P. Roy, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermène, S. Février, P. Leproux, **A. Roy**, « *Fibre optique unimodale à gaine résonante combinant large cœur et fort niveau de dopage* », J.N.O.G., Metz (2006).

P Leproux, J.-L. Auguste, V. Couderc, C. Lesvigne, **A. Roy**, V. Tombelaine, J.-M. Blondy, P. Roy, C. Restoin, P.-O. Martin, « *Génération de supercontinuum dans les fibres optiques microstructurées* », 8^{ème} colloque sur les sources cohérentes et incohérentes UV, VUV et X, Colleville-sur-Mer (2006).

◆ **Brevet**

« *Génération d'une source large bande à forte densité spectrale de puissance utilisant une fibre non linéaire amplificatrice* »

Déposant : Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS)

Inventeurs : V. Couderc, P.-H. Pioger, **A. Roy**, G. Huss, P. Leproux, P. Roy.

Numéro de dépôt : 06/50839.

Date de dépôt : 13 mars 2006.

Architectures de sources lasers blanches à fibres optiques microstructurées actives

Actuellement, les sources *supercontinuum* compactes et à bas coût, émettant dans le domaine du visible, associent une fibre microstructurée à un microlaser pulsé. Dans ces systèmes, la densité spectrale de puissance émise dépasse rarement la dizaine de $\mu\text{W}/\text{nm}$. Une solution à ce problème est d'exploiter l'**amplification optique**. Un nouveau concept de **fibre optique microstructurée non linéaire active à gaine d'air** a été développé optimisant le guidage d'une pompe multimode dans la gaine interne tout en conservant un cœur assurant la création d'un élargissement spectral sous pompage nanoseconde à 1064 nm. Des architectures **amplificateurs** et **lasers** ont été développées à partir de la fibre optique fabriquée. Les résultats obtenus valident le principe proposé.

Mots clefs

Fibre optique microstructurée, fibre à gaine d'air, dopage ytterbium, effets non linéaires, amplificateur de puissance, laser déclenché.

White lasers architectures with active and microstructured optical fibres

Currently *supercontinuum* sources, which are compact, low-cost and emitting in the visible, combine microstructured fiber to a pulsed microlaser. In these systems, the spectral power density rarely exceeds ten $\mu\text{W}/\text{nm}$. A solution to this problem is to exploit the **optical amplification**. A new concept of **nonlinear active air/silica microstructured optical fiber with an air cladding** was developed optimizing the guidance of a multimode pump in the internal cladding while a core ensuring the creation of a spectral enlargement under 1064 nm nanoseconde pulsed pumping. A prototype of this optical fiber then was manufactured. **Amplifiers** and **lasers** architectures have been developed from the optical fiber. The results validate the proposed principle.