

Université de Limoges

ECOLE DOCTORALE Science – Technologie – Santé

Faculté des Sciences et Techniques

Institut de recherche XLIM

ANNEE : 2009

THESE N°69/2009

THESE

**Pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES**

Discipline : Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique

Spécialité : Photonique

Présentée et soutenue publiquement par
Mathieu Devautour

Le 03 décembre 2009

ETUDE DE FIBRES ACTIVES COMBINANT LARGE COEUR ET FORT NIVEAU DE DOPAGE POUR L'EMISSION UNIMODALE

Thèse dirigée par Philippe Roy codirigée par Sébastien Février

Jury :

<i>Rapporteurs :</i>	Philippe DELAYE	Directeur de Recherche CNRS (HDR), Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, Palaiseau
	Valerio ROMANO	Professeur, Institute of Applied Physics, Bern
<i>Examineurs :</i>	Pierre BLONDY	Professeur, XLIM, Limoges
	Laurent BIGOT	Chargé de Recherche CNRS, PhLAM, Lille
	Philippe ROY	Chargé de Recherche CNRS (HDR), XLIM, Limoges
	Bernard DUSSARDIER	Chargé de Recherche CNRS (HDR), Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, Nice
<i>Invités :</i>	Sébastien FEVRIER	Maître de conférence, XLIM, Limoges

Sommaire

Introduction générale.....	9
-----------------------------------	----------

Chapitre 1 : Les lasers à fibre dopée terre rare	15
---	-----------

I Généralité.....	18
I.1 Les ions de terre rare.....	18
I.1.1 Propriétés chimiques particulières	18
I.1.2 Niveaux d'énergie des ions terres rares	19
I.1.3 Incorporation dans une matrice vitreuse de silice.....	21
I.1.4 Propriétés optiques des ions de terre rare	23
I.1.4.1 Introduction aux phénomènes mis en jeu	23
I.1.4.2 Les systèmes multi niveaux	24
I.1.5 L'ion ytterbium.....	27
I.1.5.1 Propriétés générales	27
I.1.5.2 Photonoiricismement.....	29
I.2 Les amplificateurs à fibre dopée aux ions de terre rare	30
I.3 Les oscillateurs à fibre dopée aux ions de terre rare.....	30
II De l'invention à l'état de l'art	32
II.1 Historique	32
II.2 Limitations, les effets non linéaires.....	36
II.2.1 Les diffusions inélastiques	36
II.2.2 L'effet Kerr.....	40
II.3 Etat de l'art.....	43
II.3.1 Les fibres « Large Mode Area » (LMA)	43
II.3.1.1 Les fibres à saut d'indice classiques.....	44
II.3.1.2 Filtrage par courbure	44
II.3.1.3 Filtrage par le profile de dopage.....	47
II.3.1.4 Les fibres microstructurées air/silice.....	48
II.3.1.5 Conversion modale par réseaux à longue période.....	50
II.3.1.6 Les fibres filtrant les modes d'ordre élevé par couplage vers des guides secondaires	52
II.3.1.7 Récapitulatif des performances des différentes fibres LMA.....	55

Chapitre 2 : La compétition modale transverse dans les laserS à fibre multimode	59
--	-----------

I Les modèles existants	62
II Les oscillateurs lasers optiques transversalement monomodes.....	62
II.1 Configuration générale de l'oscillateur	62
II.2 Modélisation des transitions entre les niveaux d'énergie des terres rares.....	63
II.3 Modélisation numérique des transitions.....	68
II.4 Modélisation numérique de l'oscillateur complet.....	70
II.5 Validation expérimentale du modèle numérique.....	72
III Les oscillateurs laser optiques transversalement multimodes.....	78
III.1 Modélisation des transitions entre les niveaux d'énergie des terres rares	79
III.2 Modélisation numérique	80

III.3 Validation du modèle	84
Chapitre 3 : Conception d'une fibre à large cœur fortement dopée et monomode par filtrage des modes d'ordre élevés	93
I Le filtrage de mode	97
II Conception d'une fibre à haut indice et large cœur à symétrie de révolution (LHDC1D)	99
II.1 Caractéristiques du cœur de la fibre	99
II.2 Caractéristiques de la gaine de la fibre	100
II.3 Modélisation de la structure complète	105
II.4 Simulation du comportement laser	111
II.5 Discussion sur la faisabilité d'une fibre LHDC1D	115
II.6 Perspective : adaptation de la structure aux contraintes du procédé de fabrication	115
Chapitre 4 : Chapitre IV Développement de procédés de fabrication alternatifs	121
I Procédé de fabrication par vitrification de poudre	124
I.1 Description du procédé	124
I.2 Fibre dopée à l'ytterbium	127
I.2.1 Dopage de la poudre à l'ytterbium et l'aluminium	128
I.2.2 Réalisation de la fibre	128
I.2.3 Caractérisation de la fibre optique	129
I.3 Fibre dopée germanium	132
I.3.1 Dopage de la poudre au germanium	133
I.3.2 Réalisation de la fibre	134
I.3.3 Caractérisation de la fibre	135
I.4 Conclusion et perspectives	136
II Procédé de fabrication « assemblages étirages multiples »	137
II.1 Principe mis en oeuvre et étude théorique	137
II.2 Description du procédé	140
II.2.1 Description du procédé de fabrication par assemblage-étirage existant	140
II.2.2 Description du procédé de fabrication par assemblage-étirage à multiple étape	142
II.3 L'architecture de fibre retenue	147
II.4 Validation du principe mis en oeuvre et du procédé de fabrication	149
II.5 Réalisation du cœur	151
II.6 Réalisation de la gaine	155
II.7 Assemblage de la structure complète	157
II.8 Réalisation de la gaine d'air	158
II.9 Caractérisation optique de la fibre F_{EM}	159
Conclusion générale	169
Références bibliographiques	175
Liste des publications	183

Introduction générale

En 1917, A. Einstein introduisait le phénomène d'émission stimulée, mais ce n'est qu'à partir des années 50 que ce phénomène est effectivement utilisé pour réaliser des masers (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) puis des lasers (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) dans les années 60. Les caractéristiques exceptionnelles de ces sources lumineuses, qui permettent d'obtenir simultanément une très grande cohérence spatiale et spectrale du faisceau émis, vont se révéler extrêmement attractives dans une multitude de domaines. Depuis lors, des sources laser aux caractéristiques de plus en plus diversifiées vont voir le jour. Il existe deux principaux axes de recherche sur les sources laser : l'ouverture du domaine spectral et l'accroissement de la puissance délivrée. Dans ce contexte, dès 1961 Snitzer propose d'utiliser une fibre optique comme milieu à gain d'une source laser, en dopant cette dernière à l'aide d'ions de terre rare. Si, dans un premier temps, ce genre de source laser va connaître un développement limité en raison principalement de l'absence de source de pompage adaptée, elles connaissent à partir des années 80 un développement rapide accéléré par le développement des fibres optiques pour les télécommunications. Les fibres optiques possèdent des avantages nombreux pour la réalisation de source laser qu'il s'agisse de l'ouverture du domaine spectral où le confinement de l'onde lumineuse dans un guide de dimension très réduite permet d'exploiter des effets non linéaires ou de l'accroissement de la puissance délivrée. Dans ce second cas la configuration spécifique du guide permet simultanément de confiner l'onde lumineuse dans le milieu à gain et donc d'obtenir une interaction forte entre eux, offrant ainsi une efficacité de conversion opto-optique proche du rendement quantique ; simultanément les fibres optiques peuvent imposer la propagation d'un mode unique en leur sein, permettant ainsi de garantir une qualité spatiale du faisceau émis proche de celle d'un faisceau gaussien idéal. En outre, les fibres optiques offrent d'excellentes performances de dissipation thermique et permettent de réaliser des sources compactes. Cependant, aujourd'hui, les puissances émises par les sources laser à fibre conventionnelle dopée aux ions de terre rare atteignent des niveaux où l'interaction de l'onde lumineuse avec le matériau constituant la fibre génère des effets non linéaires qui altèrent les performances de la source laser en modifiant ses caractéristiques spatiale et spectrale. De nombreuses recherches sont donc menées actuellement pour permettre de repousser les seuils d'apparition des effets non linéaires en terme de puissance. Dans cette finalité, deux approches peuvent être envisagées : réduire la longueur d'interaction ce qui signifie que la fibre doit absorber la puissance de pompage sur une longueur plus réduite ou accroître la taille du cœur de la fibre où l'onde lumineuse est confinée en réduisant ainsi la densité surfacique de puissance. Dans les deux cas l'émission transversalement unimodale doit être conservée pour garantir une bonne qualité spatiale de faisceau. La plupart des recherches actuelles se concentrent sur la seconde approche du

problème. Dans la plupart des cas, cette approche conduit à la nécessité de maintenir l'indice de réfraction du cœur de la fibre à un niveau extrêmement proche de l'indice de réfraction de la silice, limitant ainsi la concentration en terre rare qui peut être incorporée dans le matériau. Or, les terres rares sont les éléments actifs du processus d'émission stimulé. Par conséquent la limitation de leur concentration limite l'absorption de la puissance de pompage et donc limite la longueur d'interaction. Cette thèse a pour but d'explorer une voie originale qui cherche à accroître simultanément la taille du cœur et la concentration en ion de terre rare du matériau actif. Une réduction simultanée de la longueur d'interaction et de la densité surfacique de puissance peut être obtenue et permet de repousser les seuils d'apparition des effets non linéaires en terme de puissance.

Le premier chapitre introduit les notions générales (sur les ions de terre rare, les lasers à fibre et les effets non linéaires) utilisées dans la suite du manuscrit. Un historique du développement des lasers à fibre sera présenté suivi d'un état de l'art des lasers à fibre de puissance.

Le second chapitre traitera de la compétition modale dans les lasers à fibre multimodes. Dans un premier temps les mécanismes d'amplification optique dans le cadre de fibres actives monomodes seront modélisés avant d'être étendus aux lasers à fibre multimodes.

Le troisième chapitre traitera de la conception d'une fibre combinant large cœur et fort niveau de dopage et permettant d'obtenir un oscillateur laser au comportement monomode par le filtrage des modes d'ordre élevé. Dans un premier temps la notion de filtrage modal sera introduite. Ensuite, la conception de la fibre sera décrite. Puis le comportement de cette fibre sera simulé grâce à l'outil développé au chapitre précédent. Enfin, la faisabilité d'une telle fibre sera discutée avant de proposer une adaptation de la structure aux contraintes de fabrication.

Le quatrième chapitre traitera du développement de deux procédés de fabrication de fibre optique alternatifs au procédé MCVD (Modified Chemical Vapor Deposition). Dans les deux cas, l'objectif, à terme, est de pouvoir réaliser, par ces procédés de fabrication, une fibre optique à saut d'indice guidant par réflexion totale interne, dotée d'un cœur de grande surface et fort niveau de dopage. Dans une première partie le développement d'un procédé de fabrication par vitrification de poudre sera décrit ainsi que les caractérisations de différentes fibres réalisées à l'aide de ce procédé. Une seconde partie traitera du développement d'un procédé de fabrication par assemblage étirage à multiples étapes. Dans un premier temps une étude théorique du principe mis en jeu sera réalisée suivi d'une description du procédé, puis de la description de la réalisation de chacune des étapes du procédé. Enfin, une fibre issue de ce procédé fabrication sera caractérisée.

CHAPITRE 1 : LES LASERS A FIBRE DOPEE TERRE RARE

Introduction

Ce chapitre introduit les notions générales théoriques nécessaires à la compréhension des mécanismes physiques mis en jeu lors du fonctionnement des lasers à fibre dopée aux ions terres rares et dresse un historique du développement de ces lasers puis un état de l'art.

Dans un premier temps, les propriétés de fluorescence des ions terres rares seront décrites ainsi que les mécanismes d'introduction de ces ions dans le matériau usuel des fibres optiques, la silice. Cette partie sera traitée en prenant comme exemple l'ytterbium car c'est cet élément qui est actuellement le plus couramment utilisé pour la réalisation de lasers à fibre de puissance notamment du fait de son efficacité quantique élevée. Ensuite, le fonctionnement des amplificateurs à fibre dopée aux ions de terre rare sera exposé pour mieux comprendre le fonctionnement des oscillateurs associés.

Dans un second temps, un historique du développement des lasers à fibre dopée aux ions terres rares sera dressé avant d'énoncer les limitations auxquelles est confrontée aujourd'hui la poursuite de ce développement. Enfin, un état de l'art des voies explorées actuellement pour contourner ces limitations sera exposé.

I.1.2 Niveaux d'énergie des ions terres rares

Les interactions des N électrons de la couche 4f, entre eux, avec le noyau et avec les électrons des couches complètes permettent l'existence de plusieurs niveaux d'énergie pour un ion de terre rare libre. Les niveaux d'énergie des différents ions de terre rare trivalents sont donnés sur la Figure I.2. Les valeurs ont été déterminées pour les ions dans une matrice spécifique (LaCl_3), mais sont utilisables pour toute autre matrice hôte du fait de la faible influence du champ cristallin du site d'accueil sur l'ion.

L'incorporation de l'ion dans un matériau hôte impose la symétrie particulière du milieu à l'ion terre rare. Il en résulte de nouvelles conditions d'interaction du champ électrique local du site d'accueil avec l'ion et la levée de dégénérescence des niveaux d'énergie. La faible perturbation provoquée par le milieu fait cependant apparaître des niveaux présentant de faibles écarts d'énergie par rapport aux niveaux de l'ion libre, c'est l'effet Stark [KEN02] (voir Figure I.3).

De plus, la durée de vie limitée des différents niveaux donne lieu à des émissions spontanées, phénomènes pouvant être comparés à la désexcitation d'un oscillateur amorti dont le taux de décroissance serait analogue à la durée de vie τ du niveau excité. La décroissance temporelle de l'amplitude du champ électrique émis se traduit alors dans le domaine de Fourier par un élargissement spectral. Etant donné que cet effet affecte de façon identique tous les ions, on parle d'élargissement homogène (Voir Figure I.3).

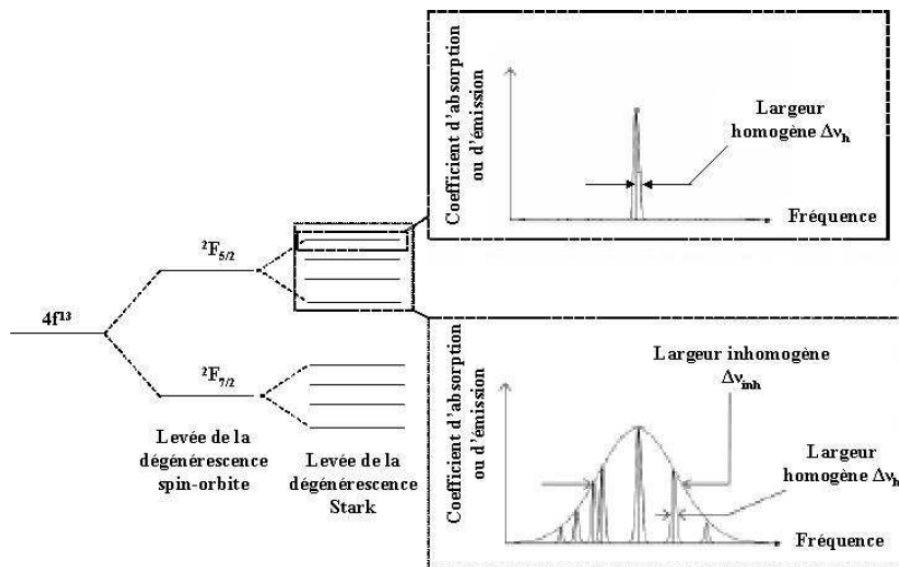


Figure I.3 : Représentation schématique des différents éclatements et élargissements subis par les niveaux d'énergie d'un ion Yb^{3+} inclus dans une matrice vitreuse de silice [MAG93].

I.1.3 Incorporation dans une matrice vitreuse de silice

La matrice vitreuse usuellement utilisée pour la fabrication des fibres optiques est basée sur la silice (SiO_2). Chaque atome de silicium est relié par des liaisons covalentes à 4 atomes d'oxygène dans une structure tétraédrique. Les atomes d'oxygène peuvent être pontants, c'est-à-dire qu'ils sont reliés à deux atomes de silicium ou uniquement reliés à un atome de silicium. Il en résulte une structure inhomogène. Les atomes d'oxygène et de silicium constituent l'oxyde de silicium, formateur du réseau constituant la structure vitreuse. Cette structure peut être modifiée par l'introduction de modificateurs comme représenté sur la Figure I.4. Les ions de terre rare peuvent être employés comme tels. Du fait de l'inhomogénéité de la structure formatrice, chaque ion de terre rare sera incorporé dans un environnement légèrement différent. En conséquence, l'éclatement en niveaux Stark s'opérera différemment en fonction du site d'accueil et le matériau vu de manière macroscopique présentera des bandes d'absorption et d'émission élargies plutôt que des transitions entre niveaux discrets (voir Figure I.3).

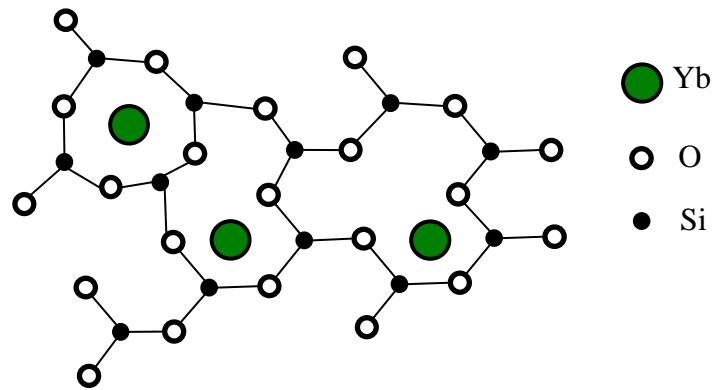


Figure I.4 : Structure bidimensionnelle d'un verre silicate dopé à l'ytterbium

En outre, d'autres modificateurs ou codopants sont souvent incorporés avec les terres rares dans la matrice de silice. Ils sont adjoints pour différentes raisons. Ils peuvent être employés pour faciliter le dopage en ions de terre rare, réduire la probabilité de formation d'agrégats de terres rares nuisibles à l'utilisation de leurs propriétés particulières. Ils peuvent également être incorporés afin de moduler l'indice de réfraction du matériau final pour contrôler les propriétés optiques du guide ou encore pour permettre la photoinscription de réseaux. Leur utilisation peut également avoir pour finalité l'amélioration de l'homogénéité du matériau, ou encore la modification des niveaux d'énergie des terres rares afin d'élargir, d'affiner ou de modifier légèrement les bandes d'absorption et d'émission. Ci-dessous figure une liste non exhaustive des dopants employés dans les fibres optiques ainsi que leurs propriétés :

- Germanium (Ge) : Accroît l'indice de réfraction, permet la photoinscription ;
- Aluminium (Al) : Accroît l'indice de réfraction et améliore la solubilité de certains ions terres rares dont l'ytterbium ;
- Fluor (F) : Réduit l'indice de réfraction et améliore l'homogénéité du matériau en réduisant la température de fusion ;
- Phosphore (P) : Accroît ou réduit l'indice de réfraction selon les co-dopants avec lesquels il est associé. Améliore la solubilité de certains ions terres rares. Modifie les spectres d'absorption et d'émission et réduit la température de fusion ;
- Bore (B) : Réduit l'indice de réfraction ainsi que la température de fusion.

I.1.4 Propriétés optiques des ions de terre rare

I.1.4.1 Introduction aux phénomènes mis en jeu

Les terres rares sont utilisées notamment pour leurs propriétés d'amplification optique. Ce phénomène permet de transférer l'énergie absorbée à une longueur d'onde (pompe) vers d'autres longueurs d'onde (signal). En d'autres termes, si l'on injecte un signal optique dont la longueur d'onde fait partie du spectre d'émission de la terre rare, ce signal peut être amplifié. L'énergie de la pompe est utilisée pour amplifier le signal, c'est le phénomène d'émission stimulée.

Pour comprendre ce phénomène, considérons une représentation simplifiée d'un atome possédant 2 niveaux d'énergie discret E_1 et E_2 où E_1 est l'énergie du niveau bas et E_2 l'énergie du niveau haut comme représenté sur la Figure I.5. On définit : $\Delta E = E_2 - E_1$.

En l'absence de rayonnement lumineux et à température ambiante, cet atome se trouve au niveau stable E_1 . S'il absorbe un photon incident P_{I1} de fréquence ν_1 telle que l'énergie du photon $E_{P_{I1}} = h \cdot \nu_1$ (h : la constante de Planck) est égale à ΔE , alors s'opérera une transition électronique du niveau d'énergie bas vers le niveau d'énergie haut par annihilation du photon incident. On dit alors que l'atome est excité. Cet état n'étant pas stable, il possède une durée de vie quantifiée statistiquement et notée τ . Deux cas sont alors possibles :

- l'atome n'interagit avec aucun photon pendant la durée τ . Pendant cette durée moyenne écoulée, l'atome va tendre à minimiser son énergie en se désexcitant par une transition du niveau E_2 au niveau stable E_1 . Schématiquement, cette transition peut être :
 - non radiative (en terme de photons), c'est-à-dire qu'elle s'accompagne d'un phénomène vibratoire donnant naissance à des phonons ;
 - radiative, c'est-à-dire qu'elle s'accompagne de l'émission d'un photon P_{E1} d'énergie ΔE . On peut noter que dans le cas simpliste décrit ici, le photon réémis possède la même énergie et donc la même fréquence que le photon incident. Enfin notons qu'en dehors de la fréquence imposée par l'écart des niveaux d'énergie, tous les autres paramètres caractérisant P_{E1} (phase, direction, polarisation) sont aléatoires. Ce phénomène se nomme l'émission spontanée (Figure I.5-(a)) ;

En réalité, pour chaque transition il existe une probabilité de transition radiative et une probabilité de transition no radiative.

- la transition est radiative et l'atome interagit avec un photon incident P_{I2} d'énergie ΔE avant que la durée de vie ne soit écoulée. La désexcitation de l'atome va alors être stimulée par P_{I2} . La transition radiative s'accompagnera de l'émission d'un photon P_{E2} présentant exactement les mêmes caractéristiques (fréquence, direction, phase, polarisation) que le photon incident P_{I2} . Ce phénomène se nomme l'émission stimulée (Figure I.5-(b)).

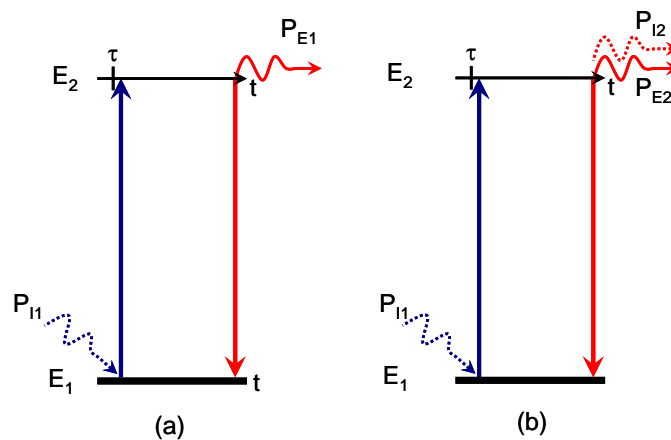


Figure I.5 : Phénomène d'émission spontanée (a) et stimulée (b). Les photons incidents sont représentés en pointillés tandis que les photons émis sont représentés en traits pleins. L'épaisseur du trait représentant les niveaux d'énergie reflète leur durée de vie qui est également repérée sur un axe temporel. Le niveau stable, représenté par un trait épais possède une durée de vie infinie

Le cas décrit ci-dessus explique le fonctionnement d'un système à 2 niveaux, système inefficace puisqu'il émet des photons de même fréquence, ou longueur d'onde, que ceux qu'il absorbe. Pour résumer, un tel système réabsorbe constamment les photons qu'il émet.

I.1.4.2 Les systèmes multi niveaux

Les amplificateurs à fibre dopée aux ions terres rares fonctionnent en exploitant des combinaisons de transitions radiatives et non radiatives entre plusieurs niveaux d'énergie (3 niveaux, 4 niveaux et quasi trois niveaux), ce qui leur permet d'émettre des photons de longueur

d'onde différente de ceux qu'ils absorbent. De ce fait, les terres rares utilisées pour l'amplification optique émettent préférentiellement des photons à des longueurs d'ondes où la réabsorption est minimisée.

I.1.4.2.1 Le système à trois niveaux

Les ions actifs d'un système trois niveaux possèdent trois niveaux d'énergie croissante E_1 , E_2 et E_3 . Le niveau d'énergie E_1 est le niveau stable, c'est-à-dire que c'est celui dans lequel se trouvent les ions en l'absence de rayonnement lumineux. La transition $E_3 \rightarrow E_2$ est non radiative tandis que la transition $E_2 \rightarrow E_1$ est radiative. Le niveau E_3 est très instable (τ très faible) alors que le niveau E_2 est métastable (τ élevé). Par ailleurs, on définit : $\Delta E_{32}=E_3-E_2$, $\Delta E_{21}=E_2-E_1$ et $\Delta E_{31}=E_3-E_1$.

Considérons un atome isolé. Au repos, il se trouve au niveau E_1 . S'il est éclairé par un photon de longueur d'onde λ_1 (pompe) correspondant à une énergie ΔE_{31} , il absorbe alors le photon et subit une transition $E_1 \rightarrow E_3$. Le niveau E_3 étant particulièrement instable, l'atome retombe quasi instantanément au niveau E_2 par une transition non radiative. L'atome peut alors se désexciter au niveau stable soit par une émission spontanée, soit par une émission stimulée s'il interagit avec un photon de longueur d'onde λ_2 et d'énergie ΔE_{21} . Les deux phénomènes sont représentés sur la Figure I.6-(a)

Un tel système permet donc d'amplifier un signal à la longueur d'onde signal λ_2 par un apport d'énergie à la longueur d'onde de pompe λ_1 . Si le signal d'entrée est cohérent, le signal de sortie présentera la même cohérence. C'est l'intérêt et la particularité d'un tel système que l'on nomme LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). Cependant les systèmes trois niveaux ont le désavantage suivant : l'émission stimulée correspond à une retombée directe de l'ion au niveau stable. Or, Einstein a montré que la probabilité d'émission d'un photon de longueur d'onde λ_2 par émission stimulée par une transition $E_2 \rightarrow E_1$ soumis à un rayonnement lumineux de longueur d'onde λ_2 lorsque l'atome se trouve au niveau d'énergie E_2 est égale à la probabilité d'absorption d'un photon de longueur d'onde λ_2 (transition $E_1 \rightarrow E_2$) par un atome soumis au même rayonnement lumineux de longueur d'onde λ_2 lorsque l'atome se trouve au niveau d'énergie E_1 . Ce qui signifie, comme le niveau E_1 est stable, que le système peut réabsorber les photons émis à la longueur d'onde λ_2 , c'est le cas dans un système trois niveaux.

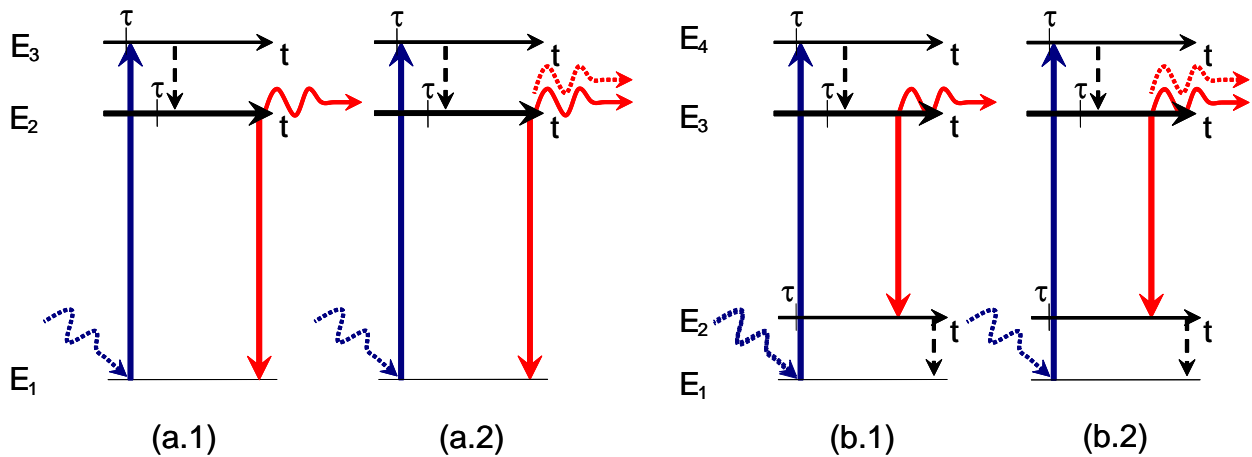


Figure I.6 : Systèmes à trois niveaux (a) et quatre niveaux (b) fonctionnant en émission spontanée (a.1 – b.1) et stimulée (a.2 – b.2). Les photons incidents sont représentés en ondulations pointillées tandis que les photons émis sont représentés en ondulations pleines. L'épaisseur du trait représentant les niveaux d'énergie reflète leur durée de vie qui est par ailleurs repérée sur un axe temporel. Le niveau stable, représenté par un trait épais possède une durée de vie infinie. Les transitions radiatives correspondent à des flèches pleines tandis que les transitions non radiatives correspondent à des flèches en pointillés.

Pour obtenir une amplification grâce à un système trois niveaux, la statistique d'émission doit être supérieure à la statistique d'absorption. Il est donc nécessaire de maintenir constamment plus d'atomes à l'état excité disponibles pour l'émission stimulée que d'atomes à l'état stable disponibles pour la réabsorption. Si l'on considère le milieu global, il y a amplification lorsque la proportion d'atomes à l'état excité est supérieure à 50%, on dit alors que l'inversion de population est réalisée. En conséquence, un système à trois niveaux impose de recourir à un pompage très puissant tout le long de la fibre active. Dans le cas contraire, la fibre est absorbante à λ_{signal} à partir d'une certaine position longitudinale pour laquelle l'intensité de pompe n'est plus suffisante. Le travail d'ingénierie sur l'architecture des amplificateurs basés sur un système trois niveaux est donc primordial.

I.1.4.2.2 Le système à quatre niveaux

Certains ions actifs exploitent quatre niveaux d'énergie croissante E_1 , E_2 , E_3 et E_4 , on parle alors de système à quatre niveaux. Le niveau d'énergie E_1 est le niveau stable. Les transitions

$E_4 \rightarrow E_3$ et $E_2 \rightarrow E_1$ sont non radiatives tandis que la transition $E_3 \rightarrow E_2$ est radiative. De plus les niveaux E_4 et E_2 sont très instables (τ inférieur à la microseconde) alors que le niveau E_3 est métastable (τ élevé de l'ordre ou supérieur à la milliseconde). Par ailleurs, on définit : $\Delta E_{nm} = E_n - E_m$ avec n et m des entiers variant de 1 à 4. Considérons un atome isolé. Au repos, il se trouve au niveau E_1 . S'il est éclairé par un photon de longueur d'onde λ_1 (pompe) correspondant à une énergie ΔE_{41} , il absorbe le photon et subit une transition $E_1 \rightarrow E_4$. Le niveau E_4 étant particulièrement instable, l'atome retombe rapidement au niveau E_3 par une transition non radiative. L'atome subit alors une transition au niveau E_2 soit par une émission spontanée, soit par une émission stimulée émettant un photon de longueur d'onde λ_2 et d'énergie ΔE_{32} . Finalement, l'atome se désexcite très rapidement vers le niveau stable par une transition non radiative $E_2 \rightarrow E_1$. Ces deux phénomènes sont représentés sur la Figure I.6-(b).

L'avantage d'un tel système est de ne pas autoriser la réabsorption du signal émis. En effet, l'émission stimulée aboutit au niveau instable E_2 , l'atome se désexcite quasi instantanément par une transition $E_2 \rightarrow E_1$. Il n'existe pas alors de transition d'énergie ΔE_{32} susceptible d'absorber un photon de longueur d'onde λ_2 lorsque l'atome se trouve au niveau stable E_1 . Un gain peut alors être obtenu même en l'absence d'inversion de population. L'ion néodyme se comporte de cette manière lorsqu'il est pompé à 808 nm et qu'il émet autour de 1060 nm.

I.1.4.2.3 Le système quasi trois niveaux

Ce système est en réalité un système quatre niveaux dont les niveaux d'énergie E_1 et E_2 sont si proches l'un de l'autre qu'à température ambiante une partie non négligeable des ions se trouve spontanément au niveau E_2 . Il en résulte que la réabsorption est possible pour certaines longueurs d'onde même si elle reste limitée. Un tel système nécessite des intensités de pompage supérieures à celles d'un système quatre niveaux pour être efficace. Les ions erbium et ytterbium se comportent de cette manière.

I.1.5 L'ion ytterbium

I.1.5.1 Propriétés générales

L'ion ytterbium possède deux niveaux d'énergie fondamentaux (j'utiliserai ici le terme fondamental faire une distinction vis-à-vis des niveaux issus de l'éclatement par effet Stark. Dans la littérature ce terme peut être également utilisé pour qualifier le niveau d'énergie dans lequel se

trouvent les ions au repos. Le terme stable sera utilisé par la suite pour qualifier cet état) : ${}^2F_{5/2}$ et ${}^2F_{7/2}$. Par son introduction dans une matrice vitreuse hôte, le niveau ${}^2F_{5/2}$ est décomposé en trois niveaux Stark notés ${}^2F_{5/2}^1$, ${}^2F_{5/2}^2$, ${}^2F_{5/2}^3$ par ordre d'énergie croissante tandis que le niveau ${}^2F_{7/2}$ est éclaté en 4 niveaux Stark notés ${}^2F_{7/2}^1$, ${}^2F_{7/2}^2$, ${}^2F_{7/2}^3$, ${}^2F_{7/2}^4$ par ordre d'énergie croissante (voir Figure I.7). Les niveaux ${}^2F_{5/2}^2$, ${}^2F_{5/2}^3$, ${}^2F_{7/2}^2$, ${}^2F_{7/2}^3$, ${}^2F_{7/2}^4$ sont instables tandis que le niveau ${}^2F_{5/2}^1$ est métastable ($\tau \approx 0.8$ ms) et ${}^2F_{7/2}^1$ est stable. Enfin les transitions ${}^2F_{5/2}^1 \rightarrow {}^2F_{7/2}^n$ ($n=2, 3, 4$) sont radiatives tandis que les transitions entre niveaux Stark issus d'un même niveau fondamental sont non radiatives.

En l'absence de rayonnement lumineux et à température ambiante, la probabilité de peuplement du niveau est forte ${}^2F_{7/2}^1$, mais reste une faible probabilité de peuplement des niveaux Stark supérieurs ${}^2F_{7/2}^2$, ${}^2F_{7/2}^3$, ${}^2F_{7/2}^4$ du fait de l'agitation thermique. Cette part résiduelle des ions aux niveaux Stark supérieurs peut permettre une réabsorption du signal en général néfaste.

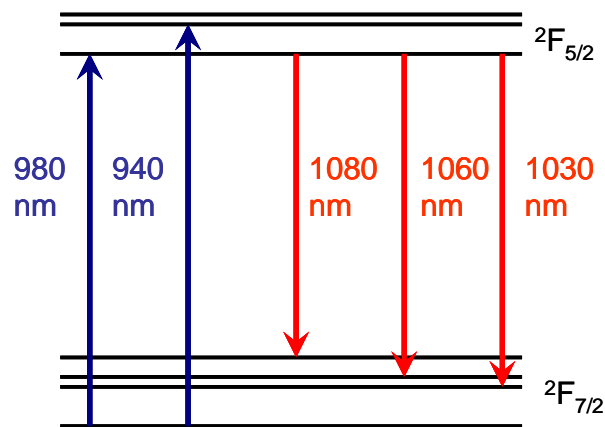


Figure I.7 : Niveaux d'énergie fondamentaux ${}^2F_{5/2}$ et ${}^2F_{7/2}$ de l'ytterbium décomposés en niveaux Stark.

Les différentes transitions radiatives permettent à l'ytterbium d'émettre à plusieurs longueurs d'ondes allant de 1030 nm à 1080 nm. Par ailleurs, du fait de la répartition aléatoire des niveaux Stark lorsque l'ion est introduit dans une matrice vitreuse de silice, le matériau obtenu ne présente pas globalement de longueurs d'onde d'absorption et d'émission discrètes mais des bandes continues d'absorption et d'émission. Ces bandes d'absorption et d'émission sont définies par leurs sections efficaces qui rendent compte de la probabilité d'interaction du milieu avec l'onde lumineuse en fonction de la longueur d'onde pour les phénomènes respectifs d'absorption et d'émission.

I.1.5.2 Photonoircissement

Le photonoircissement se traduit par l'augmentation de l'atténuation de la fibre dans certains domaines spectraux au cours du temps et en fonction des rayonnements auxquels elle est soumise. Les fibres dopées aux ions ytterbium sont sujettes à un phénomène de photonoircissement spécifique. Les mécanismes responsables de ce phénomène ne sont pas encore parfaitement identifiés. Cependant plusieurs recherches font apparaître qu'il proviendrait de déformations structurelles de la silice dopée à l'ytterbium induites par un rayonnement lumineux, comme la formation de centres colorés par photoionisation produisant une bande d'absorption dans un domaine spectral spécifique [GLE02]. Plusieurs possibilités, qui peuvent être complémentaires, sont explorées pour expliquer ce phénomène. Ainsi, la susceptibilité particulière des fibres codopées aluminium au photonoircissement proviendrait de la déficience de en atomes d'oxygène des sites associés aux ions ytterbium [YOO07]. Une autre explication proviendrait de la formation d'ions Yb^{2+} dans la matrice vitreuse à partir d'ions Yb^{3+} par un processus de transfert de charges. Les trous résultant de l'absence d'électron agiraient comme précurseurs aux centres colorés [ENG07]. Une variation de cette hypothèse serait que la formation d'ions Yb^{2+} se produirait par interactions de paires Yb^{3+} - Yb^{3+} ou d'agrégats plus complexes [CHA07]. Quels que soient les mécanismes responsables de ce phénomène, des observations ont permis de dégager certaines caractéristiques. Ainsi, les pertes additionnelles dues au photonoircissement sont principalement induites dans le domaine visible. Toutefois des pertes additionnelles significatives mais d'intensité moindre apparaissent également par photonoircissement dans le proche infrarouge, aux longueurs d'ondes d'opération laser pour l'ytterbium (autour de $1\mu\text{m}$). De plus, il est établi que le photonoircissement, généré par l'énergie apportée par les photons de pompe et de signal, induit des pertes linéiques additionnelles uniquement dans le matériau dopé. En outre, l'amplitude du photonoircissement est dépendante de la composition du verre utilisé tandis que la répartition spectrale des pertes induites reste constante quelle que soit la composition du verre [KOP05, KOP06, KOP07]. Plus spécifiquement, une réduction de la concentration en aluminium et/ou un accroissement de la concentration en Yb^{3+} accroissent le photonoircissement [KIT06, MOR07] tandis qu'un codopage au phosphore réduit le photonoircissement probablement par l'amélioration de la solubilité de l'ytterbium et la raréfaction des agrégats [SHU07]. Enfin, il est établi que le taux de photonoircissement dépend du degré d'inversion de population et est indépendant de la puissance de pompe [KOP05]. Une loi établissant un rapport de proportionnalité entre le taux de photonoircissement et la concentration à la puissance 7 d'ion ytterbium à l'état excité se dégage [KOP08]. Par conséquent, les applications nécessitant une forte inversion de population comme les

amplificateurs pulsés seront particulièrement sujettes à ce phénomène. En revanche les oscillateurs lasers continus, qui présentent de faibles inversions de population seront peu perturbés. Enfin, certaines voies sont actuellement explorées afin de guérir les fibres « noircies ». Il s'agit de traitement thermique ou de photoblanchissement. Chauffer la fibre [JAS06] ou la soumettre à un rayonnement ultraviolet [GUZ07, MAN07] annule le photonoircissement en permettant aux défauts créés dans le matériau de se recombinaisonner.

I.2 Les amplificateurs à fibre dopée aux ions de terre rare

Les amplificateurs à fibre dopée aux ions de terres rares utilisent les propriétés d'émission stimulée des ions pour amplifier un signal optique en lui transférant l'énergie fournie par une onde lumineuse de pompage. Une architecture en double pompage est illustrée sur la figure I.8. L'utilisation de deux sources de pompage permet d'accroître le gain et d'homogénéiser l'inversion de population le long de la fibre.

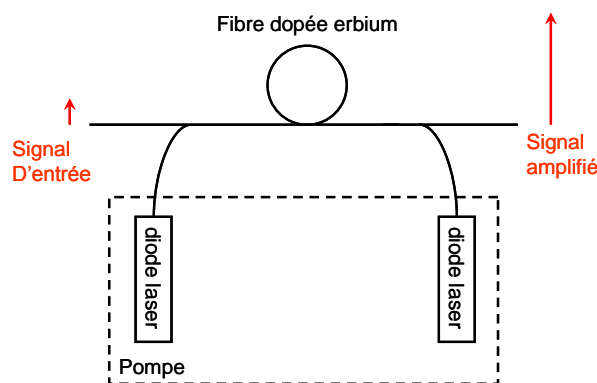


Figure I.8 : Amplificateur à fibre dopée erbium.

I.3 Les oscillateurs à fibre dopée aux ions de terre rare

Bien qu'un amplificateur laser soit un laser dans son sens rigoureux, ce terme est aujourd'hui communément employé pour désigner les oscillateurs laser. Ce sont des milieux

amplificateurs auxquels est appliquée une rétroaction optique : on parle également de cavité. Il existe plusieurs manières de réaliser la rétroaction optique.

Le fonctionnement d'un oscillateur laser fibré est ici abordé à travers une rétroaction basée sur une cavité Fabry-Perot décrite par la Figure I.9.

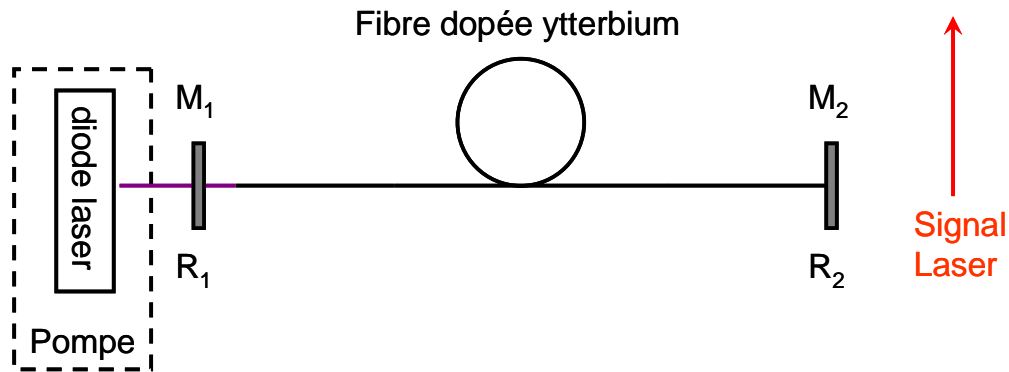


Figure I.9 : Oscillateur laser à fibre dopée ytterbium basé sur une cavité Fabry-Perrot

La cavité est formée par deux miroirs M_1 et M_2 de coefficients respectifs de réflexion R_1 et R_2 à la longueur d'onde d'émission du laser. Ces deux miroirs sont placés aux deux extrémités d'une fibre optique dopée terre rare. Le milieu amplificateur est excité par une onde lumineuse de pompage dont la longueur d'onde se situe dans la bande d'absorption. Le milieu excité génère alors par émission spontanée une onde lumineuse dans sa bande d'émission. Cette onde lumineuse est amplifiée par émission stimulée, on parle alors d'émission spontanée amplifiée (ASE pour Amplified Spontaneous Emission). Par ailleurs, le milieu de propagation de l'onde optique présente une atténuation linéique α_s . Pour que l'oscillateur génère une onde lumineuse, il faut que le gain soit égal aux pertes lors de la propagation sur un aller-retour à l'intérieur de la cavité :

$$\gamma_s = \alpha_s - \frac{\ln(R_1 R_2)}{2L}$$

Le gain γ_0 est proportionnel à l'inversion de population, elle-même proportionnelle à la puissance de pompe. Dans un premier temps γ_0 va s'accroître avec la puissance de pompage jusqu'à compenser les pertes de la cavité. Alors, la cavité va émettre un signal laser issu de l'ASE et stabiliser la valeur du gain à la valeur γ_s . Le signal laser est issu de l'émission spontanée, suivie de l'amplification par émission stimulée lors des allers-retours de la lumière dans la cavité. Par ailleurs, la cavité impose des conditions d'existence pour les modes longitudinaux. Chaque mode longitudinal d'une cavité Fabry Perrot présente une grande cohérence spectrale, et le spectre du gain favorise certains modes longitudinaux et en défavorise d'autres. Au final, la compétition entre les

différents modes longitudinaux aboutit généralement à l'existence d'un nombre limité de modes longitudinaux situé dans un intervalle spectral réduit. Le filtrage spectral opéré par la cavité peut être ajusté par le contrôle des coefficients de réflexion des miroirs, éventuellement en fonction de la longueur d'onde. On obtient généralement une émission relativement cohérente spectralement. Cependant pour obtenir une bonne qualité spatiale de faisceau, il est nécessaire de maintenir un guidage monomode transversalement à la longueur d'onde d'émission du laser.

II De l'invention à l'état de l'art

II.1 Historique

Tout laser repose sur le principe de l'émission stimulée. Ce dernier fut proposé par A. Einstein en 1917 [EIN17] en faisant la synthèse entre ses propres travaux, ceux de M. Planck, de L. Boltzmann et de N. Bohr. Ainsi, la seule manière de résoudre les équations découvertes par ces physiciens est d'introduire la notion d'émission stimulée. C'est en 1950 qu'A. Kastler propose un procédé de pompage optique permettant l'inversion de population nécessaire à l'émission laser. En 1953, le premier maser (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation ou l'équivalent du laser dans le domaine micro-onde) est réalisé par J. P. Gordon, H. J. Zeiger et Ch. H. Townes [GOR54] puis en 1960 T. Maiman réalise la première émission laser avec un cristal de rubis pour milieu amplificateur pompé par une lampe flash hélicoïdale [MAI60]. En 1961, Snitzer propose déjà un laser dont le milieu amplificateur est une fibre optique dopée néodyme pompée transversalement par lampe flash et étant transversalement multimode [SNI61]. Snitzer améliore son laser à fibre en 1964 [SNI64]. Pourtant, le développement des lasers à fibre est retardé pour plusieurs raisons. Tout d'abord les fibres utilisées présentent de fortes pertes de propagation et l'incorporation de dopant reste encore à améliorer. Mais surtout, le procédé de pompage transversal par lampe flash n'est pas efficace. Pour obtenir un pompage efficace, il est nécessaire d'utiliser un faisceau de pompe de faible étendue géométrique qui puisse être injecté dans le cœur de la fibre optique. Or ce genre de source reste encore à inventer à l'époque. En 1973, Stone et Burrus pompent longitudinalement une fibre dopée néodyme à l'aide d'un laser à colorant pulsé ou d'un laser à argon continu [STO73]. Ils obtiennent des seuils d'émission laser situés entre 1 et 2 mW. Ils décrivent la possibilité d'utiliser des diodes pour le pompage. Dans les années 1980, les fibres optiques connaissent un développement rapide pour leurs applications dans le domaine des

télécommunications. Parallèlement, les diodes lasers se développent également et couvrent désormais une large gamme de longueurs d'onde avec des puissances en augmentation et une émission transversalement monomode. En 1985, D. N. Payne conçoit et valide une méthode d'incorporation des ions terres rares dans la silice [PAY85], puis en 1986 avec R.J. Mears, ils réalisent le premier oscillateur laser à fibre dopée erbium monomode pompée par une diode laser monomode et émettant à 1,55 μm dans la fenêtre de transmission à faible perte pour les télécommunications [PAY86]. Dès lors, les lasers à fibre dopée erbium tout comme les amplificateurs à fibre dopée erbium vont être développés principalement pour des applications télécoms. Cependant, pour pomper le cœur de la fibre, il faut alors utiliser des diodes de pompe très cohérentes spatialement, afin de pouvoir injecter la puissance de pompe dans le cœur monomode de manière efficace, ce qui limite la montée en puissance de tels lasers. Les puissances extractibles sont alors limitées à la dizaine de milliwatts. C'est en 1988 que la fibre à double gaine est introduite par Snitzer [SNI88]. La structure se compose d'un cœur dopé terre rare dont l'indice de réfraction est supérieur à celui de la silice, entouré d'une gaine interne de silice pure elle-même entourée d'une gaine externe constituée par un matériau d'indice inférieur à celui de la silice (polymère bas indice, microstructure air/silice). D'une part, l'onde de pompe est injectée et se propage dans la gaine interne, la grande surface de cette gaine ainsi que le fort contraste d'indice entre cette gaine et la gaine externe offrent une forte ouverture numérique et un guidage fortement multimode. Par conséquent, l'injection d'un faisceau de pompe multimode très puissant mais de qualité spatiale quelconque est facilitée dans un tel guide. D'autre part, le signal est injecté ou généré dans le cœur dopé terre rare, le guidage du signal dans le cœur est assuré par réflexion totale interne à l'interface cœur/gaine interne. Le faible contraste d'indice entre les deux matériaux permet un guidage monomode. L'onde de pompe, se propageant dans la gaine interne subit un guidage fort, qui n'est quasiment pas perturbé par la présence d'un très léger saut d'indice au niveau du cœur actif : relativement à l'ouverture numérique de la gaine interne, celle du cœur peut être négligée. Le pompage s'effectue dans la zone où l'onde de pompe multimode et le matériau dopé se recouvrent, généralement l'aire du cœur. On définit le facteur de recouvrement global Γ_{pg} comme étant la part d'énergie de l'onde de pompe, en considérant l'ensemble des modes, recouvrant la surface dopée. Plus Γ_{pg} sera grand, plus l'absorption de la pompe sera forte.

$$\Gamma_{pg} = \frac{\iint_{A_d} E^2 \cdot ds}{\iint_{A_g} E^2 \cdot ds}$$

où A_d représente l'aire de la zone dopée et A_g l'aire de la gaine interne.

Les premières fibres à double gaine furent de forme circulaire et la zone dopée, de taille réduite, se situait au centre. Chacun des modes de gaine présente une répartition spatiale transverse de son énergie propre et constante. Par conséquent, chacun des modes LP_{mn} possède un facteur de recouvrement Γ_p^{mn} propre et constant suivant l'axe de propagation.

$$\Gamma_p^{mn} = \frac{\iint_{A_d} E_{mn}^2 \cdot ds}{\iint_{A_g} E_{mn}^2 \cdot ds}$$

où E_{mn} est la répartition spatiale transverse du champ électrique du mode LP_{mn}

D'une part, les couplages intermodaux restent relativement faibles et l'énergie totale de la pompe est répartie de façon quasi-homogène sur l'ensemble des modes lors de l'injection. D'autre part, Γ_p^{mn} varie d'un mode à l'autre selon la part d'énergie de ce mode se recouvrant avec la zone dopée. Les modes possédant un fort Γ_p^{mn} seront fortement absorbés tandis que les modes possédant un faible Γ_p^{mn} le seront faiblement. En conséquence Γ_{pg} évoluera au cours de la propagation de la pompe. Dans un premier temps Γ_{pg} sera fort grâce à la contribution des modes dont Γ_p^{mn} est élevé (les modes d'ordre bas dont l'énergie est située près du centre). Ensuite, au cours de la propagation, la part d'énergie de pompe supportée par les modes caractérisés par un fort Γ_p^{mn} va diminuer car elle est rapidement absorbée par les terres rares. En revanche la part d'énergie de pompe supportée par les modes caractérisés par un faible Γ_p^{mn} (modes d'ordre élevés dont l'énergie est localisée en périphérie) va s'accroître car elle est faiblement absorbée par les terres rares. Au final Γ_{pg} évolue en suivant une exponentielle décroissante suivant l'axe de propagation et une part résiduelle de l'énergie de pompe formant un anneau autour de la zone dopée est ne contribue pas au pompage du cœur, elle est donc perdue du point de vue de l'efficacité de pompage. Dès 1988, Snitzer envisage deux manières de contourner le problème : soit excentrer le cœur dopé de la fibre, soit briser la symétrie de la gaine interne en lui donnant une forme en D. Si les deux solutions améliorent l'absorption de la pompe, la seconde se révélera la plus efficace : la rupture de la symétrie du guide induit une propagation chaotique [LEP01]. La gaine interne reste multimode mais le facteur de recouvrement global est constant suivant l'axe de propagation et égal au rapport des surfaces de la zone dopée et de la gaine interne grâce à une répartition transverse homogène de l'énergie de la pompe. L'onde est absorbée de façon constante au cours de la propagation. Enfin, le développement depuis 1996 [KNI96] de la méthode de fabrication par assemblage-étirage a permis de remplacer le polymère bas indice constituant jusqu'alors la gaine externe par une gaine d'air formée de trous

d'air séparés par de fins ponts de silice. Cela permet d'accroître le contraste d'indice entre les gaines internes et externes, donc l'ouverture numérique de la gaine interne, mais également d'utiliser la meilleure tenue à la température de la silice (comparée aux polymères) pour accroître la puissance de pompe susceptible d'être injectée dans la fibre. En effet, les polymères se détériorent à des températures comprises entre 100 et 300°C, beaucoup plus faibles que la température de fusion de la silice (autour de 1700°C). En revanche, la gaine d'air va accentuer le gradient thermique susceptible de perturber la propagation le long de la fibre par génération de lentille thermique. La conception d'une gaine d'air adaptée repose donc sur des compromis, mais il semble que l'association d'une multitude de trous d'air de faibles dimensions séparés par des pontons de silice étroits soit le meilleur compromis pour les lasers de puissance [LIM03]. La découverte des fibres à double gaine a réorienté les recherches sur les lasers à fibre dopée terre rare. Alors qu'auparavant, ils étaient principalement destinés à transférer un signal de faible puissance dans les longueurs d'onde de transparence maximum de la silice, ils sont aujourd'hui d'avantage conçus comme des « convertisseurs de brillance ». En effet, leur rôle principal consiste à convertir une source peu coûteuse, puissante mais non-cohérente spatialement et présentant une très faible qualité de faisceau en une source presque aussi puissante (au défaut quantique près) mais cohérente spatialement et doté d'une excellente qualité spatiale de faisceau et à une longueur d'onde différente mais proche de longueur d'onde de pompage. L'ion ytterbium possède une absorption très forte et une longueur d'onde d'émission proche de la longueur d'onde d'absorption, ce qui lui confère une excellente efficacité de conversion opto-optique (ou rendement quantique fort). De plus, le maximum d'absorption se situe à une longueur d'onde où la fabrication de diodes laser multimodes très puissantes est très bien maîtrisée. Enfin la bande d'émission relativement large permet classiquement de choisir la longueur d'onde d'émission du laser entre 1030 et 1080 nm et se révèle également avantageuse dans le cadre des lasers à impulsions ultra-brèves [PAP09]. C'est pourquoi, depuis les années 90, les lasers à fibre dopée à l'ytterbium ont été étudiés dans la majorité des travaux de recherche effectués sur les lasers à fibre de puissance. Les lasers à fibre deviennent alors de sérieux concurrents aux lasers massifs auxquels était jusqu'à présent réservée l'émission de fortes puissances. Les lasers à fibre possèdent des avantages incontestables, ils sont plus compacts, plus légers et plus efficaces. De plus, leur grande surface d'échange avec le milieu extérieur leur confère une excellente dissipation thermique et repousse le seuil d'apparition de lentille thermique. En outre, une configuration monomode du guide permet d'obtenir d'excellentes qualités spatiales de faisceaux dotés d'un $M^2 (l)$ proche de l'unité.

Enfin, le confinement du signal dans le milieu à gain maximise l'interaction entre l'onde lumineuse et le milieu actif. Cependant, ce fort confinement va se révéler être l'élément limitant la montée en puissance des lasers à fibre.

II.2 Limitations, les effets non linéaires

La montée en puissance des oscillateurs laser à fibre est aujourd'hui principalement limitée par des perturbations provenant des effets non linéaires exacerbés par les fortes puissances mises en jeu. Ces effets non-linéaires proviennent de l'interaction entre l'onde lumineuse se propageant dans la fibre optique et le matériau la constituant. Deux types d'effets non linéaires peuvent être distingués :

- les diffusions inélastiques (Raman, Brillouin) où un photon incident est annihilé pour créer un photon d'énergie moindre et une onde acoustique ou phonon (diffusion Stokes), ou alors un photon et un phonon incidents sont annihilés pour créer un photon d'énergie supérieure (diffusion Anti Stokes).
- l'effet Kerr : Les photons incidents sont décalés en fréquence ou en phase mais ils n'y pas de transfert d'énergie sous une forme non lumineuse.

II.2.1 Les diffusions inélastiques

Dans un milieu dense constitué de molécules polyatomiques, la force de cohésion entre les molécules les autorise à vibrer selon deux modes de vibration distincts :

- Un mouvement oscillatoire de l'ensemble de la chaîne de molécule, une onde classique caractérisée par une vibration lente et une quantité de mouvement conséquente et correspondant à un phonon acoustique. La dérivée de la relation de dispersion d'une telle onde est positive.
- Un mouvement oscillatoire à l'intérieur de la chaîne de molécule, une onde quasi stationnaire, caractérisée par une vibration rapide et une quantité de mouvement faible et correspondant à un phonon optique. La dérivée de la relation de dispersion d'une telle onde est négative.

(1) Le M^2 quantifie le caractère gaussien d'un faisceau. Lorsqu'il est égal à 1, le faisceau suit parfaitement les lois des faisceaux gaussiens. Plus la valeur du M^2 s'accroît, plus le comportement du faisceau s'éloigne du comportement d'un faisceau gaussien.

Une stimulation thermique excite aléatoirement ces ondes, l'amplitude de chaque onde est déterminée selon les lois de la mécanique statistique et correspond à des variations de pression dans le milieu nommées densités d'ondes. Ces variations de densité induisent des variations périodiques de l'indice de réfraction du milieu par le phénomène de photoélasticité engendrant elles mêmes une diffraction de l'onde optique si cette dernière entre en résonance avec le réseau ainsi généré. A température ambiante, une onde optique incidente trouvera toujours une onde acoustique en résonance qui induira par effet Doppler un décalage en fréquence de l'onde diffusée. On distingue alors deux types de diffusions :

- la diffusion Brillouin issue de l'interaction avec un phonon acoustique présentant un décalage spectral d'environ 11 GHz avec l'onde optique incidente de pompe.
- la diffusion Raman issue de l'interaction avec un phonon optique présentant un décalage spectral d'environ 13 THz avec l'onde de pompe.

Le nombre de phonons \bar{n} de fréquence Ω à la température T susceptibles d'interagir avec l'onde optique incidente est régi par la distribution statistique de Bose-Einstein :

$$\bar{n} = \frac{1}{e^{\frac{h \cdot \Omega}{k \cdot T}} - 1}$$

où k représente la constante de Boltzmann.

Dans la diffusion Brillouin, comme dans la diffusion Raman, deux mécanismes de diffusions peuvent avoir lieu. La diffusion Stokes où un photon de fréquence ν est annihilé pour créer un photon de fréquence $\nu - \Omega$ et un phonon de fréquence Ω . Le coefficient est alors proportionnel à $\bar{n} + 1$. La diffusion anti-Stokes où un photon de fréquence ν et un phonon de fréquence Ω sont annihilés pour créer un photon de fréquence $\nu + \Omega$. Le coefficient est alors proportionnel à \bar{n} . Compte tenu des décalages en fréquence induits, on obtient, à température ambiante, $\bar{n}_B = 570$ pour la diffusion Brillouin et $\bar{n}_R = 0,14$ pour la diffusion Raman. Il en résulte que les intensités des composantes Stokes et anti-Stokes seront similaires pour la diffusion Brillouin ($\bar{n}_B + 1 \approx \bar{n}_B \approx 570$) tandis que l'intensité de la composante Stokes de la diffusion Raman sera environ 8 fois supérieure à celle de la composante anti-Stokes ($\bar{n}_R + 1 \approx 8 \cdot \bar{n}_B$). Par ailleurs, les relations de dispersion très différentes des phonons optiques et des phonons acoustiques dégagent des conditions d'accord de phase différentes pour les diffusions Raman et Brillouin, les conditions étant plus strictes pour la diffusion Brillouin. Par conséquent le spectre d'émission Raman est beaucoup plus large (3 THz) que le spectre d'émission Brillouin (27 MHz). Bien qu'elle ne soit qu'une représentation schématique, la Figure I.10 permet de comparer les différentes diffusions en

terme de décalage fréquentiel et d'intensité : la diffusion Rayleigh est environ 100 fois plus intense que la diffusion Brillouin, elle-même environ 100 fois plus intense que la diffusion Raman.

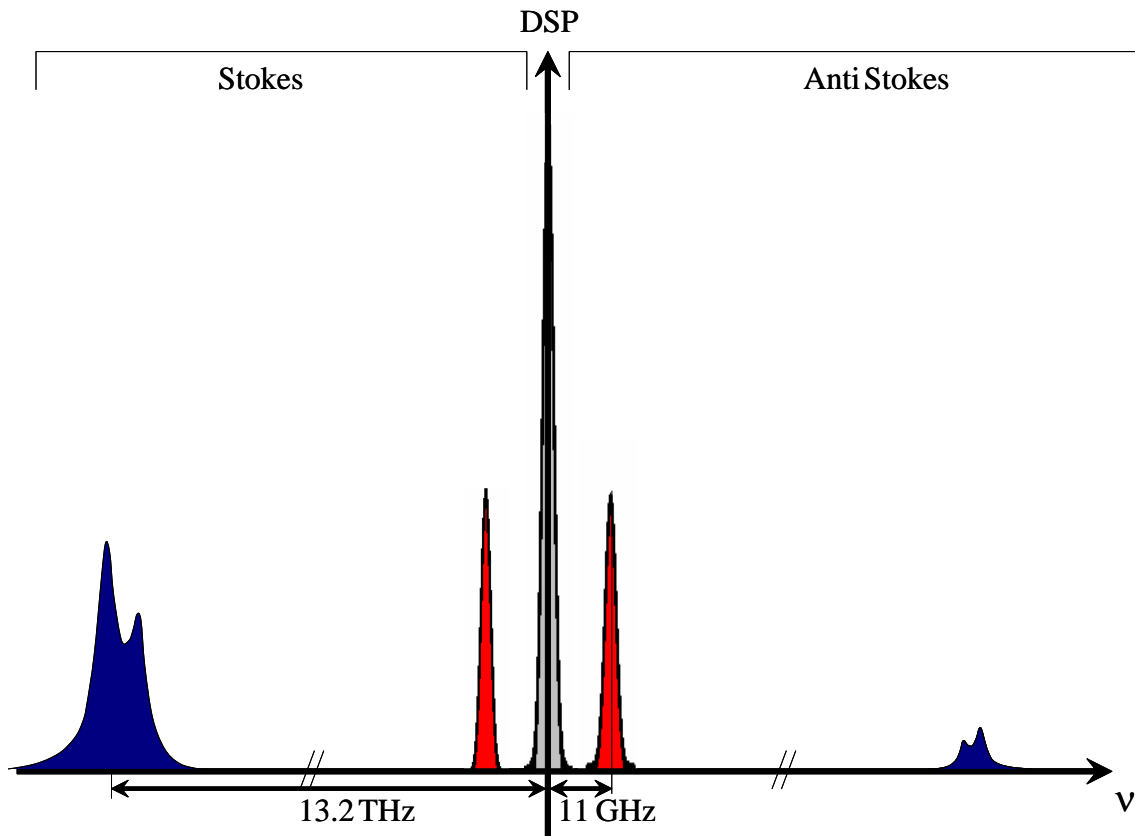


Figure I.10 : Représentation schématique des différentes diffusions présentes dans une fibre optique en fonction de la fréquence. Gris : diffusion Rayleigh. Rouge : diffusion Brillouin. Bleu : Diffusion Raman.

Le paragraphe précédent présente les mécanismes de diffusions inélastiques spontanées. Mais des diffusions inélastiques stimulées sont également possibles grâce au phénomène d'électrostriction où la matière se densifie dans les zones où la densité énergétique du champ électromagnétique est la plus intense. Si on mélange une onde de pompe intense et une onde signal plus faible dont la différence de fréquence correspond à une diffusion inélastique, elles vont interférer, provoquant une oscillation de l'intensité à la même fréquence que l'onde acoustique. Par électrostriction, une onde de pression est créée avec les caractéristiques permettant de faire vibrer le milieu. Cette onde acoustique va alors générer une diffusion inélastique de la pompe vers le signal. L'amplitude du signal est accrue. De façon globale, tout se passe comme si l'énergie était directement couplée de la pompe vers le signal. Ce type de mécanisme n'est observable que pour

des diffusions Stokes car seules les diffusions Stokes permettent de renforcer l'onde acoustique. Comme pour la diffusion spontanée, les conditions d'accord de phase sont plus strictes pour la diffusion Brillouin que pour la diffusion Raman. Il est possible de décrire l'évolution de l'intensité du signal, lors des diffusions inélastiques stimulées :

- pour la diffusion Brillouin : $I_s(L) = I_s \cdot e^{g_B \cdot I_p \cdot L_{eff} - \alpha_s \cdot L}$

- pour la diffusion Raman : $I_s(L) = I_s \cdot e^{g_R \cdot I_p \cdot L_{eff} - \alpha_s \cdot L}$

où $L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha_p \cdot L}}{\alpha_p}$

g_B et g_R représentent respectivement les gains Brillouin et Raman.

α_p et α_s sont les pertes linéiques aux longueurs d'onde de pompe et de signal.

I_s et I_p sont les intensités de signal et de pompe.

Les gains Brillouin et Raman sont respectivement égaux à $3 \cdot 10^{-11}$ m/W et 10^{-13} m/W. Ces équations dépendent de l'intensité lumineuse. Elles peuvent être mises en relation avec le paramètre d'aire effective pour obtenir des puissances seuils pour lesquelles l'intensité de l'onde Stokes égale celle de la pompe (voir Figure I.11). Ce critère est retenu comme étant celui pour lequel les diffusions inélastiques deviennent néfastes au fonctionnement d'un laser à fibre dopée terre rare :

- Pour la diffusion Brillouin : $P_B = \frac{21 \cdot A_{eff}}{g_B \cdot L}$

- Pour la diffusion Raman : $P_R = \frac{16 \cdot A_{eff}}{g_R \cdot L}$

où l'aire effective du mode considéré est : $A_{eff} = \frac{\left(\iint_s |\vec{E}|^2 \cdot dS \right)^2}{\iint_s |\vec{E}|^4 \cdot dS}$

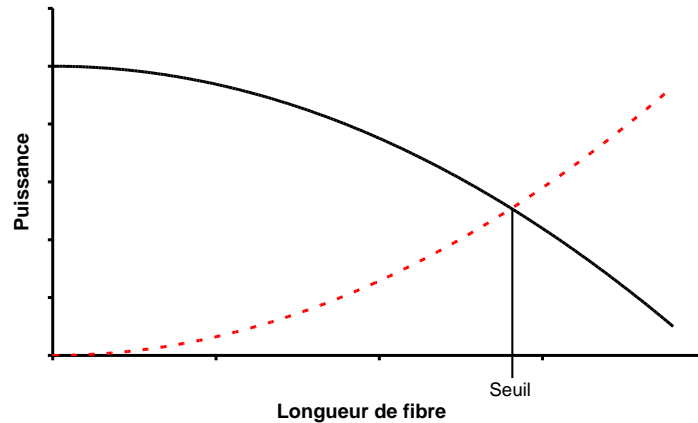


Figure I.11 Représentation schématique de l'évolution de la puissance d'une diffusion inélastique en fonction de la longueur de fibre. En rouge : Puissance Stokes. En noir puissance de pompage. La puissance seuil est atteinte lorsque les deux puissances sont égales.

On le voit ici, dans le cadre de la recherche de puissances élevées, pour repousser le seuil d'apparition des effets non-linéaires, il faut réduire la longueur d'interaction et/ou accroître l'aire effective.

II.2.2 L'effet Kerr

L'autre effet non linéaire présent dans les fibres optiques est l'effet Kerr. Lorsque une onde lumineuse intense se propage dans un matériau, elle modifie l'indice de réfraction de ce dernier. L'origine de ce comportement non linéaire provient d'une polarisation \vec{P} des dipôles électriques induite de manière non linéaire par le champ électrique \vec{E} d'une onde électromagnétique suivant la relation suivante :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \cdot (\chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \chi^{(2)} \cdot \vec{E}^2 + \chi^{(3)} \cdot \vec{E}^3 + \dots)$$

où ϵ_0 représente la permittivité du vide et $\chi^{(n)}$ la susceptibilité moléculaire d'ordre n.

La susceptibilité $\chi^{(1)}$ représente la réponse linéaire du matériau et est incluse dans l'indice de réfraction linéaire n . Lorsque l'onde électromagnétique est de faible puissance, il est possible d'approximer la susceptibilité totale à ce seul terme, en considérant les ordres supérieurs comme nuls. Cependant, lorsque l'intensité de l'onde optique augmente, cette approximation n'est plus valide. La susceptibilité de second ordre $\chi^{(2)}$ autorise la génération de seconde harmonique et la sommation de fréquences. Cependant, la centrosymétrie d'un matériau tel que la silice annule le terme de susceptibilité de second ordre. Les non-linéarités d'ordres pairs sont donc quasi-

inexistantes dans la silice. Les non-linéarités d'ordre 3, comme la génération de troisième harmonique, le mélange à quatre ondes, et la réfraction non linéaire sont donc prépondérantes dans la silice. Cependant, seule la réfraction non linéaire ne nécessite pas de conditions très restrictives pour exister, c'est donc la source des effets non linéaires élastiques communément observés dans les fibres optiques tels que la modulation de phase croisée et l'automodulation de phase. Le principal effet de la susceptibilité $\chi^{(3)}$ sera donc une modification de l'indice de réfraction de la silice \bar{n} fonction de l'intensité de l'onde optique décrite par l'indice de réfraction non linéaire n_2 :

$$n_2 = \frac{3}{8n} \cdot \chi_{xxxx}^{(3)}$$

$$\bar{n}(\omega, |\vec{E}|) = n(\omega) + n_2 \cdot |\vec{E}|^2$$

où on considère qu'un seul élément $\chi_{xxxx}^{(3)}$ du tenseur contribue à l'indice de réfraction.

L'automodulation décrit un décalage de phase subi par l'onde optique au cours de sa propagation et est dû à la dépendance de l'indice de réfraction vis-à-vis de l'intensité de l'onde. En effet, la phase de l'onde est directement reliée à l'indice de réfraction par relation suivante :

$$\phi = \bar{n} \cdot k_0 \cdot L = \left(n(\omega) + n_2 \cdot |\vec{E}|^2 \right) \cdot k_0 \cdot L = n(\omega) \cdot k_0 \cdot L + \phi_{NL}$$

où $k_0 = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda}$, L représente la longueur de fibre, et ϕ_{NL} est le déphasage non linéaire.

L'incidence de ce phénomène sur une onde continue se résume à un déphasage. En revanche, lorsque l'onde est une impulsion, l'intensité de l'onde varie avec le temps, ce qui induit une variation de fréquence $\delta\omega$, ou de longueur d'onde liée au déphasage non linéaire :

$$\delta\omega = - \frac{\partial \phi_{NL}}{\partial t}$$

Pour une impulsion de forme gaussienne, on obtient les résultats représentés sur la Figure I.12. Ainsi, on observe que des fréquences inférieures à la fréquence originale de l'impulsion sont générées sur le front incident de l'impulsion tandis que des fréquences supérieures à la fréquence originale de l'impulsion sont générées sur la fin de l'impulsion.

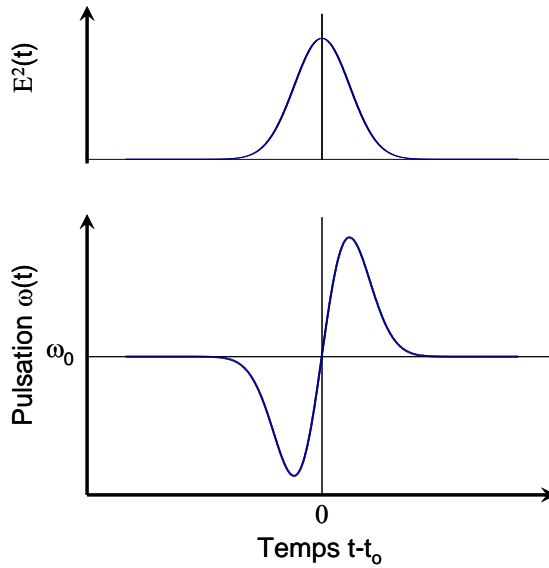


Figure I.12: Profil temporel d'une impulsion et le chirp ou glissement fréquentiel induit par l'automodulation de phase.

Les conséquences de ces phénomènes seront différentes selon que l'on se trouve dans une fibre présentant une dispersion normale ou anormale. Si la fibre, autour de la longueur d'onde centrale de l'impulsion présente une dispersion normale ($D < 0$), les effets de la dispersion et de l'automodulation de phase sont alors cumulatifs : l'automodulation de phase génère des longueurs d'onde plus longues sur le front incident de l'impulsion, qui en raison de la dispersion normale se propagent alors plus vite que le reste de l'impulsion et inversement pour les longueurs d'onde courtes à l'arrière de l'impulsion. L'élargissement temporel de l'impulsion sera donc accentué. En revanche, si le régime de dispersion est anormal ($D > 0$), alors les effets de la dispersion et de l'automodulation de phase seront opposés et conduiront soit à une solution stable pour laquelle l'impulsion ne s'élargit plus temporellement : c'est l'effet solitonique, soit à des instabilités de modulation. Un élargissement spectral aura toujours lieu. Il n'est pas utile ici de décrire plus précisément les diverses manifestations de l'effet Kerr puisqu'elles constituent des nuisances pour l'oscillation laser de forte puissance dans des fibres dopées terre rare. La définition de seuils à partir desquels l'influence de ces effets devient néfaste est suffisante. Ainsi, pour l'automodulation de phase, dans le cadre d'un laser pulsé, on définit la longueur non-linéaire L_{NL} à partir de laquelle cet effet est néfaste :

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma_0 \cdot P_0}$$

où $\gamma_0 = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda \cdot A_{\text{eff}}} \cdot n_2$ représente le coefficient de non linéarité.

Comme pour les diffusions inélastiques, pour repousser le seuil d'apparition des effets non-linéaires, il faut réduire la longueur d'interaction et/ou accroître l'aire effective. Notons que l'effet Kerr ne se produit que pour des lasers impulsionsnels et non pour les lasers continus.

II.3 Etat de l'art

Les effets non linéaires, responsables de la limitation en puissance des lasers à fibre sont proportionnels à la densité surfacique de puissance ainsi qu'à la longueur d'interaction. Les recherches actuelles se concentrent donc sur la réduction de ces deux paramètres tout en maintenant une qualité spatiale de faisceau élevée ($M^2 \approx 1$) nécessitant l'émission de la puissance de l'oscillateur laser sur un seul mode transverse (généralement le mode fondamental). Plusieurs voies sont explorées, mais c'est principalement l'accroissement de l'aire effective qui est visé. Le paramètre d'aire effective ne peut pourtant pas être retenu comme critère unique d'évaluation de l'immunité d'une fibre active aux effets non linéaires. En effet, la longueur d'interaction est conditionnée par la longueur de fibre nécessaire pour absorber la puissance de pompe. Cette longueur est elle-même proportionnelle à la concentration du dopant ytterbium dans le matériau actif. De plus, le dopage de la silice pure à l'ytterbium accroît de façon conséquente l'indice de réfraction. De manière générale le maintien de l'indice de réfraction à égalité ou à proximité ($\Delta n < 1.10^{-3}$) de l'indice de réfraction de la silice limite donc la concentration en ytterbium. A l'inverse, relâcher la contrainte sur l'indice de réfraction du matériau dopé permet d'accroître la concentration potentielle en ytterbium. Finalement, la capacité de la fibre à émettre de fortes puissances laser sans perturbations provenant des effets non linéaires, sera liée à la fois à la taille de l'aire effective du mode guidé mais également à l'absorption de la pompe qui conditionne la longueur de fibre nécessaire.

II.3.1 Les fibres « Large Mode Area » (LMA)

Les fibres LMA cherchent à maximiser l'aire du cœur de façon à minimiser la densité surfacique de puissance, repoussant ainsi le seuil d'apparition des effets non linéaires et accroissant de fait la puissance extractible des lasers fibrés basés sur ce genre d'architecture. Simultanément à l'accroissement de l'aire du cœur le caractère monomode de la fibre doit être conservé pour garantir une qualité spatiale de faisceau élevée.

II.3.1.1 Les fibres à saut d'indice classiques

Dans une fibre optique classique guidant par réflexion totale interne, le cœur de la fibre de rayon a , où se propage l'onde lumineuse de longueur d'onde λ_0 , est constitué d'un matériau dont l'indice de réfraction n_1 est supérieur à l'indice de réfraction n_2 de la gaine entourant le cœur. Une telle structure autorise la propagation de modes transverse. Ces derniers sont définis par un indice effectif n_e et une répartition transverse d'intensité. On définit la fréquence spatiale $v = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot a \cdot \text{ON}$ normalisée où l'ouverture numérique $\text{ON} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ équivaut au sinus du demi angle caractérisant le cône d'acceptance du guide, c'est-à-dire le cône pour lequel la lumière pourra être injectée et guidée dans le guide. La fréquence spatiale normalisée permet d'évaluer le nombre de modes susceptibles de se propager dans la fibre. Si ce paramètre est inférieur à 2,405, un seul et unique mode sera susceptible de se propager, on dit alors que la fibre est monomode.

Pour maintenir un comportement monomode, si le rayon du cœur est accru, il faut alors réduire l'ouverture numérique et donc le contraste d'indice $\Delta n = n_1 - n_2$. La première solution explorée pour accroître la taille du cœur tout en conservant un guidage monomode fut donc la réduction de l'ouverture numérique [RIC97]. Cependant, technologiquement, il n'est pas possible avec le procédé de fabrication MCVD (Modified Chemical Vapor Deposition) de réaliser des fibres dopées à l'ytterbium à saut d'indice dont le contraste d'indice est parfaitement maîtrisé et inférieur à 1.10^{-3} , ce qui limite le diamètre du cœur à $15 \mu\text{m}$ [LIM06].

II.3.1.2 Filtrage par courbure

Pour contourner cette limitation, le comportement des fibres optiques lorsqu'elles sont courbées fut exploité. En effet, lorsqu'une courbure est appliquée à une fibre optique, dans le cadre d'une réflexion totale interne, l'angle d'incidence des rayons lumineux sur l'interface cœur/gaine va être modifiée, en outre, les contraintes mécaniques imposées aux matériaux vont modifier leurs indices de réfraction et les différents modes se propageant dans la fibre vont exhiber des pertes de propagation additionnelles dues à la courbure, la valeur de ces pertes variant exponentiellement avec l'inverse du rayon de courbure [MAR76a]. De plus, plus l'ordre d'un mode sera élevé, plus les pertes dues à la courbure que présentera ce mode seront élevées. Il est donc possible pour une fibre légèrement multimode d'appliquer une courbure contrôlée sur la fibre de façon à ce que les modes

d'ordre élevé subissent des pertes conséquentes alors que les pertes induites par la courbure sur le mode fondamental restent négligeables. De cette manière des lasers à fibre dont le cœur présente un diamètre supérieur à $25\ \mu\text{m}$ peuvent être obtenus [KOP00]. Cependant, plus le diamètre du cœur augmente, plus la discrimination entre le mode fondamental et les modes d'ordre élevé devient ardue car les modes sont de mieux en mieux confinés dans le cœur et leurs indices effectifs se rapprochent. En outre l'utilisation de courbure pour obtenir une émission unimodale pour des fibres de diamètre de cœur toujours plus grands nécessite de courber la fibre sur des rayons de courbure de plus en plus faibles, et conduit à la rupture mécanique de la fibre, en particulier sous fort pompage pour des fibres revêtues de polymère bas indice.

Une courbure incluse dans la conception de la fibre fut donc envisagée et se traduit par la fabrication de fibres à cœur hélicoïdal comme représenté sur la Figure I.13. Cette technique permet d'utiliser des rayons de courbure inférieurs aux rayons de courbure de rupture classiques d'une fibre optique. De surcroît, la configuration du cœur à l'intérieur de la gaine interne accroît l'absorption de la pompe. Pratiquement, des diamètres de cœur de $30\ \mu\text{m}$ ont été réalisés [WAN06], théoriquement, des diamètres de cœur de $40\ \mu\text{m}$ peuvent être atteints et des diamètres de $100\ \mu\text{m}$ sont envisagés [JIA06].

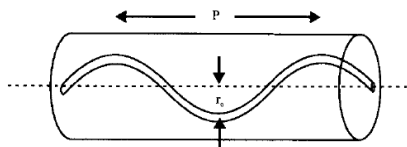


Figure I.13 : Schéma d'une fibre double gaine à cœur hélicoïdal

Si la mise en oeuvre de la technique de discrimination des modes par courbure est assez simple, la réalisation d'une fibre hélicoïdale complexifie le procédé de fabrication (il faut appliquer une rotation contrôlée à une préforme au cœur excentré lors de l'étirage). De manière générale, appliquer une courbure réduit sensiblement l'aire effective du mode fondamental [FIN06][MAR76b]. Une méthode pertinente de modélisation des fibres optiques lorsqu'elles sont soumises à une courbure fut développée à partir 1975 par M. Heiblum puis améliorée les années suivantes et consiste à moduler le profil d'indice de réfraction de la fibre en fonction de la courbure [HEI75 – MAR82 – TAY84]. Ainsi, en considérant le profil transverse d'indice de réfraction de la fibre rectiligne $n(\theta, r)$ où θ représente l'azimut et r le rayon, on peut modéliser la même fibre soumise au rayon de courbure R_c par une fibre optique dont le profil d'indice serait décrit par $n_c(\theta, r)$ avec :

$$n_c(\theta, r) = n(\theta, r) \sqrt{1 + \frac{(1 - \chi)r}{R_c}}$$

où χ représente le coefficient d'électrostriction du matériau constituant la fibre optique, généralement évalué comme étant égale à celui de la silice pure : 0.22 [VAS85].

Une illustration schématique de cette modélisation est présentée sur la Figure I.14. De façon intuitive, il apparaît immédiatement que le champ électrique va avoir tendance à se localiser préférentiellement dans les zones où l'indice de réfraction est le plus élevé. Considérons un mode de propagation d'indice effectif n_{eff} . Lorsque la fibre est rectiligne, la condition $n_2 < n_{eff} < n_1$ est respectée. Lorsque la fibre est soumise à une courbure, n_1 et n_2 vont varier proportionnellement au rayon r , l'amplitude de cette variation étant elle-même inversement proportionnelle à R_c . Pour l'espace des r négatifs, il apparaîtra à partir d'un rayon de courbure R_c donné, une zone où n_1 devient inférieur à n_{eff} cette zone s'étendant à mesure que R_c diminue. Il en résulte que la propagation du mode d'indice n_{eff} sera impossible dans cette zone, engendrant ainsi une réduction de l'aire effective. Pour l'espace des r positifs, l'indice n_2 à l'interface cœur/gaine ($r=r_1$) noté n_{21} va s'accroître à mesure que R_c diminue, il existe alors un rayon de courbure R_c critique pour lequel $n_{21}=n_{eff}$ à partir duquel le mode peut se propager dans la gaine, le mode est alors coupé. On observe en réalité que le rayon r_c pour lequel $n_2=n_{eff}$ diminue lorsque R_c diminue. Le champ électrique du mode d'indice n_{eff} n'est pas totalement nul dans la gaine, même s'il décroît rapidement à l'extérieur du cœur. Par conséquent, avant même que le mode ne soit coupé il apparaît des pertes additionnelles sur le mode d'indice n_{eff} reliées à l'intensité de son champ électrique en r_c . Ces pertes additionnelles s'accroissent à mesure que r_c et R_c se réduisent. Les explications données ci-dessus ne sont pas exhaustives et ne sont valables que dans l'approximation où n_{eff} reste constant en fonction du rayon de courbure, ce qui n'est pas exactement conforme à la réalité mais offre une première approche pour la compréhension des phénomènes mis en jeu.

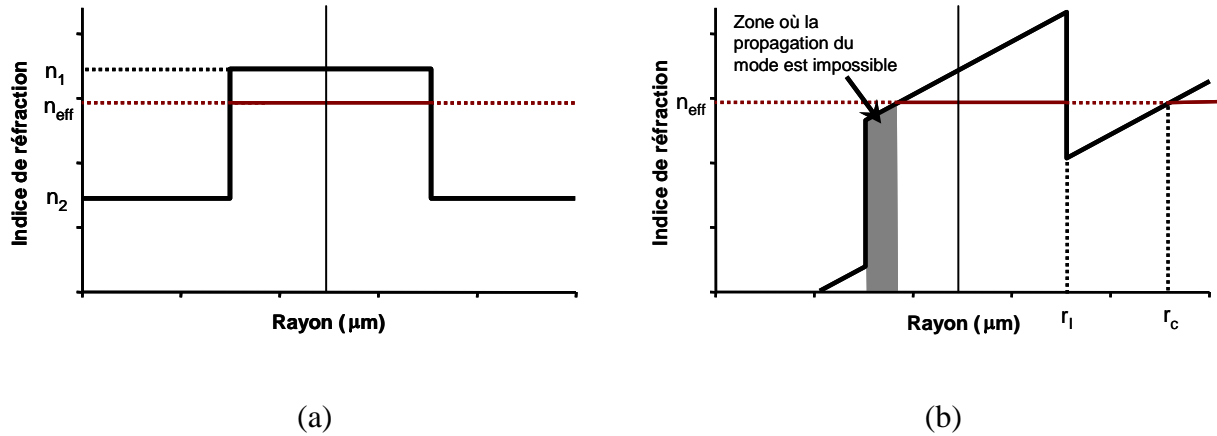


Figure I.14 : Représentation schématique de la modélisation du profil radial d'indice de réfraction équivalent d'une fibre soumise à une courbure. (a) Fibre rectiligne. (b) Fibre soumise à une courbure.

La réduction de l'aire effective du mode fondamental lorsque les fibres sont courbées accroît la densité surfacique de puissance et les seuils d'apparition des effets non linéaires seront équivalents à ceux d'une fibre qui serait constituée d'un cœur de taille plus réduite. Cet effet fut mis en évidence expérimentalement par J. W. Nicholson en 2000 [NIC00]. Pour une fibre LMA d'aire effective nominale de $800 \mu\text{m}^2$, un accroissement de l'élargissement spectral par automodulation de phase de 27 % fut observé pour un rayon de courbure passant de 27 cm à 9.5 cm. Un accroissement de la diffusion Raman fut également mis en évidence. En outre, un accroissement significatif des non linéarités fut observé pour des rayons de courbure supérieurs à ceux où apparaissent des pertes différentielles significatives entre le mode fondamental et les modes d'ordre élevé. Finalement, la discrimination par courbure ne peut être employée avec succès que sur des fibres faiblement multimodes. Il est alors possible d'évacuer les modes d'ordre élevé sans réduire de façon conséquente l'aire effective du mode fondamental.

II.3.1.3 Filtrage par le profil de dopage

Une autre manière de supprimer les modes d'ordre élevé est de moduler les niveaux de dopage en ions terres rares à l'intérieur du cœur de façon à ce que le recouvrement entre la distribution transverse d'énergie du mode fondamental et la zone dopée soit sensiblement plus élevé que celui des modes d'ordre élevé [BHU02][LAP07][MAR09]. Cette méthode de discrimination peut conduire à l'émission d'un mode unique dans des fibres faiblement multimodes.

II.3.1.4 Les fibres microstructurées air/silice

Face aux limitations de diamètre de cœur autour de 25 μm pour des fibres actives à saut d'indice offrant une émission laser monomode et grâce au développement du procédé de fabrication par assemblage/étirage, de nouvelles architectures de fibre sont développées de façon à accroître la taille du cœur.

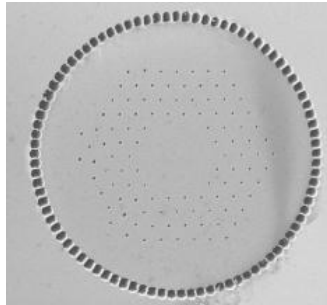


Figure I.15 : Photographie MEB d'une fibre Rod Type.

Ainsi, en 2003, J. Limpert présente une fibre microstructurée [LIM03b] dont le cœur dopé est maintenu à un indice de réfraction très proche de celui de la silice tandis que la gaine est constituée d'un réseau de trous d'air à maille triangulaire dans une matrice de silice (Figure I.15). Les propriétés optiques de cette gaine sont entre autres caractérisées par le Space Filling Mode (SFM) qui correspond au premier mode autorisé à se propager longitudinalement dans la gaine et dont l'indice effectif est noté n_{SFM} . Au final, la fibre proposée par J. Limpert fonctionne comme une fibre à saut d'indice avec l'indice de réfraction de la silice pour le cœur et avec n_{SFM} pour la gaine. Au cours de la fabrication, il est technologiquement possible de contrôler avec une très grande précision le diamètre des trous d'air ainsi que leur espacement, ce qui revient à contrôler précisément n_{SFM} . Par conséquent il est possible de réaliser de telles fibres exhibant une ouverture numérique très faible et conservant donc une émission monomode pour des diamètres élevés. Cependant, la très faible ouverture numérique du cœur rend ces fibres très sensibles aux courbures, c'est pourquoi ces fibres nommées Rod Type sont entourées d'une gaine de silice pure très épaisse pour leur conférer une grande rigidité, le diamètre extérieur important permet également d'accroître la surface d'échange thermique avec l'extérieur. Finalement, des diamètres de cœur de 60 μm [LIM06] peuvent être obtenus avec de telles structures tout en garantissant une émission monomode. En réalité, l'émission brute est multimode mais le contrôle de la rétroaction et l'application d'une légère courbure permettent généralement d'obtenir une émission sur le mode fondamental uniquement [BOU09]. De plus, comme il est nécessaire de maintenir l'indice de

réfraction du cœur au même niveau que celui de la silice ou à un niveau très proche, le cœur est fabriqué par assemblages étirages multiples d'une combinaison d'inclusions de silice dopée à l'aluminium et à l'ytterbium et de silice dopée au fluor, ce qui limite la concentration potentielle en terre rare et impose un procédé de fabrication complexe, composé d'une multitude d'étapes. Au final il est très difficile de maîtriser la fabrication d'une telle fibre, et les coûts de fabrication sont élevés (8000 à 10000 €/m) sans certitude sur les caractéristiques de la fibre obtenue.

Toujours en utilisant une microstructuration air/silice, L. Dong propose en 2006 une fibre dite « leakage channel » [DON06], qui permet d'obtenir une aire effective de $3160 \mu\text{m}^2$. La fibre est constituée d'un large cœur de $88 \mu\text{m}$ de diamètre dont la partie centrale est dopée ytterbium sur un diamètre de $40 \mu\text{m}$. Ce cœur est maintenu à un indice de réfraction équivalent à celui de la silice par codopage au fluor et entouré d'une couronne de 6 trous d'air de $55 \mu\text{m}$ de diamètre espacés de $67 \mu\text{m}$ les uns des autres. De larges pontons de silice apportent le très faible confinement recherché. L'ensemble de la structure est entouré par une gaine interne de silice pure elle-même entourée de polymère bas indice (Figure I.16).

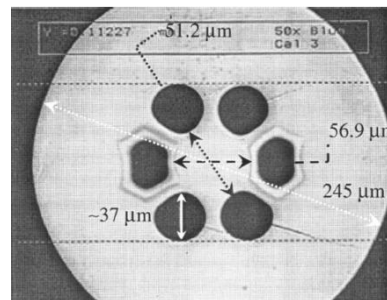


Figure I.16 : Photographie MEB d'une fibre « leakage channel »

L'énergie du mode fondamental est faiblement confinée dans le cœur par la présence des six gros trous tandis que les modes d'ordre élevé fuient dans la gaine interne de silice pure grâce aux pontons de silice. Ce genre de fibre présente une relative immunité aux courbures jusqu'à 15 cm même si l'aire effective s'en trouve fortement diminuée [DON08]. Soumise à un rayon de courbure de $0,4 \text{ m}$ l'aire effective est réduite de 10% , et pour un rayon de courbure de $0,2 \text{ m}$, elle est réduite de 25% . Par ailleurs la concentration en ytterbium est là encore limitée par l'indice de réfraction du cœur et des absorptions de la pompe de $3,26 \text{ dB/m}$ sont reportées. Enfin, on peut noter que les fluctuations du profil d'indice de réfraction du cœur dopé ne sont pas commentées dans la littérature.

Plus récemment des fibres reposant sur le même principe mais dont les trous d'air sont remplacés par des inclusions d'indice inférieur à celui de la silice ont été proposées [DON09]. Ce

genre de fibre permet d'obtenir des diamètres de cœur dépassant les 100 μm mais se révèle très sensible aux courbures.

II.3.1.5 Conversion modale par réseaux à longue période

Les modes d'ordre élevé d'une fibre à saut d'indice présentent une aire effective supérieure à celle du mode fondamental, S. Ramachandran a donc proposé de concevoir d'utiliser le LP_{07} pour maximiser l'aire effective. Des réseaux à longues périodes sont employés pour coupler le mode fondamental avec un mode d'ordre élevé, comme le LP_{07} , se propageant dans le cœur d'une fibre fortement multimode [RAM06]. Dans les fibres fortement multimodes (High Order Mode Fiber ou HOMF), les couplages intermodaux ne peuvent plus être négligés. Cependant, l'espacement, en terme d'indice effectif entre un mode et ses voisins croît avec l'ordre du mode considéré. En conséquence, les modes d'ordre plus élevé sont moins sensibles aux couplages intermodaux que les modes d'ordre moins élevé. En choisissant un mode approprié, on peut obtenir un mode stable et résistant aux courbures.

L'idée de S. Ramachandran, pour un premier temps dans le cadre du transport de fortes puissances, est donc d'utiliser une fibre triple gaine. Cette fibre est constituée d'un cœur monomode de faibles dimensions et possédant un contraste d'indice faible vis-à-vis de la première gaine. La première gaine constitue en réalité un cœur très multimode possédant de grandes dimensions et un fort contraste d'indice avec la seconde gaine de silice pure qui l'entoure (voir encart Figure I.17). Il s'agit alors d'injecter sélectivement l'onde lumineuse sur le mode fondamental du cœur monomode, puis d'inscrire un réseaux à longue période qui transfère par couplage l'énergie portée par le mode fondamental sur le mode LP_{07} du cœur multimode se révélant stable et possédant une grande aire effective. Puis, en sortie de fibre, un second réseau à longue période vient transférer l'énergie portée par le LP_{07} de cœur multimode sur le mode fondamental du cœur monomode. L'efficacité du couplage se révèle supérieure à 99% et des aires effectives de 3200 μm^2 peuvent être atteintes. Le principe de fonctionnement est représenté sur la Figure I.17.

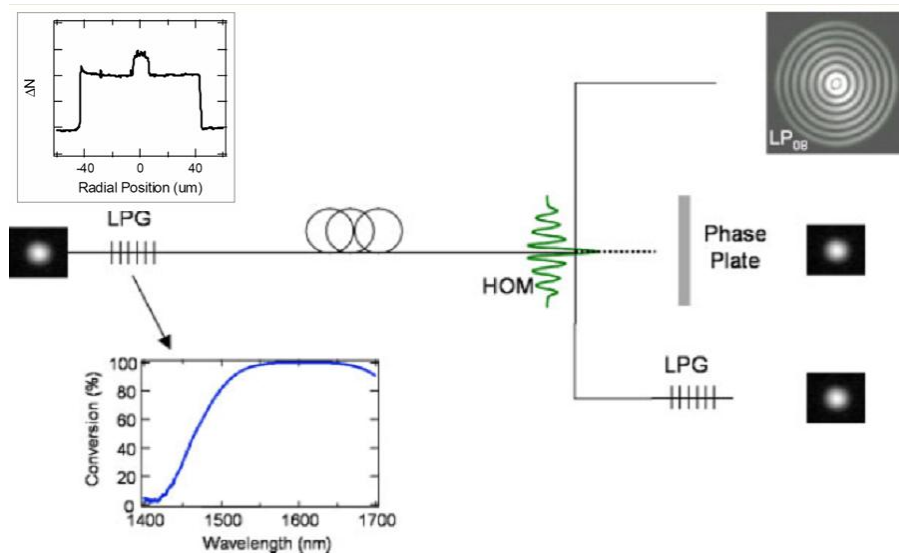


Figure I.17 : Fonctionnement d'une fibre LMA HOMF.

Récemment, la possibilité d'utiliser une telle technique pour réaliser des oscillateurs laser a été démontrée [RAM09]. La fibre est une fibre triple gaine avec un cœur central monomode de faibles dimensions et contraste d'indice ($\phi=11 \mu\text{m}$), un cœur intermédiaire de grande dimension et dont le contraste d'indice est élevé ($\phi=86 \mu\text{m}$, $\Delta n=0.0075$) et une gaine. Le dopage à l'ytterbium est effectué suivant une géométrie annulaire, de façon à optimiser spécifiquement le recouvrement entre la zone dopée et la distribution énergétique du mode d'ordre élevé LP_{07} du cœur intermédiaire pour obtenir une émission à 977 nm. Les réseaux à longue période situés à chaque extrémité de la fibre couplent le mode LP_{07} du cœur intermédiaire avec le mode fondamental du cœur central. Ces réseaux à longues périodes sont entourés par des miroirs de Bragg photoinscrits dans le cœur central qui assurent la réflexion efficace de ce mode fondamental uniquement. En conséquence par le biais des couplages induits par les réseaux à longue période, seul le LP_{07} du cœur intermédiaire oscillera dans une cavité efficace.

Les fibres HOMF présentent de nombreux avantages : la fabrication de la fibre n'est pas plus complexe que la fabrication d'une fibre habituelle, le contraste d'indice élevé permet une forte concentration en terres rares dans la zone active et des aires effectives importantes. Cependant, le comportement monomode n'est obtenu que par discrimination des modes aux deux extrémités de la cavité par les rétroactions, aucune discrimination n'est appliquée lors de la propagation dans la cavité.

II.3.1.6 Les fibres filtrant les modes d'ordre élevé par couplage vers des guides secondaires

A. Galvanauskas développe à partir de 2007 des fibres dites « Chirally Coupled Core » (CCC). Ces dernières sont constituées d'un grand cœur principal dopé ytterbium entouré d'un cœur secondaire plus petit qui s'enroule de manière hélicoïdale autour du cœur principal comme décrit sur la Figure I.18.

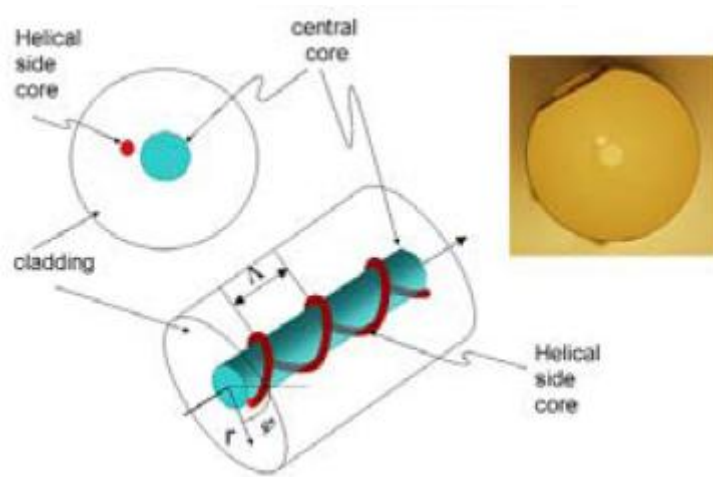


Figure I.18 : Représentation schématique d'une fibre CCC, photographie de la fibre CCC.

Lorsque les paramètres optogéométriques des deux cœurs ainsi que la période caractérisant la spirale du cœur secondaire sont correctement choisis, les modes d'ordre élevé se propageant dans le cœur principal se couplent fortement avec les modes se propageant dans le cœur secondaire tandis que le couplage entre le mode fondamental du cœur principal et les modes du cœur secondaire reste infime. Conséquemment les modes d'ordre élevé se propageant dans le cœur principal subissent des pertes supérieures dues à la courbure du guide secondaire. Il est ainsi possible d'assurer, pour un cœur principal de $33 \mu\text{m}$ de diamètre, des pertes sur les modes d'ordre élevé supérieures à 100 dB/m tout en maintenant des pertes pour le mode fondamental inférieures à 1dB/m. L'absorption par l'Ytterbium d'une telle fibre s'élève à 2dB/m à 915 nm. L'émission continue d'un faisceau monomode à 1066 nm d'un oscillateur laser présentant un seuil de 6W et une pente d'efficacité de 75% a été démontrée jusqu'à une puissance de 37W [GAL08]. Le principe de fonctionnement des fibres CCC est validé et ce genre de fibres permet d'obtenir une émission monomode. Cependant, l'accroissement de la taille du cœur rendra problématique la discrimination

entre le LP_{01} et le LP_{11} car les indices effectifs de ces deux modes vont se rapprocher. Il deviendra alors délicat de coupler l'un des deux modes avec les modes se propageant dans le cœur périphérique sans coupler l'autre mode.

L. Lavoute du laboratoire Xlim a démontré la possibilité d'utiliser une gaine résonnante pour obtenir une émission laser monomode par évacuation des modes d'ordre élevé [LAV06]. Au cours de ma thèse j'ai collaboré à cette réalisation et les travaux présentés dans ce manuscrit sont en partie dans la continuité de ces recherches. La fibre dite Large and Highly Doped Core (LHDC) [LAV08] est constituée d'un grand cœur haut indice multimode ($\phi = 20 \mu\text{m}$, $\Delta n = 4.10^{-3}$), entouré d'une gaine structurée constituée d'une matrice de guides secondaires haut indice ($\phi = 20 \mu\text{m}$, $\Delta n = 17,5.10^{-3}$) arrangés en maille triangulaire et séparés les uns des autres par un pas de $22 \mu\text{m}$. Les guides secondaires supportent la propagation de plusieurs modes qui se couplent entre eux pour former des bandes caractérisées par une largeur spectrale et une largeur en terme d'indice effectif où la lumière est autorisée à se propager dans le matériau structuré (voir Figure I.19).

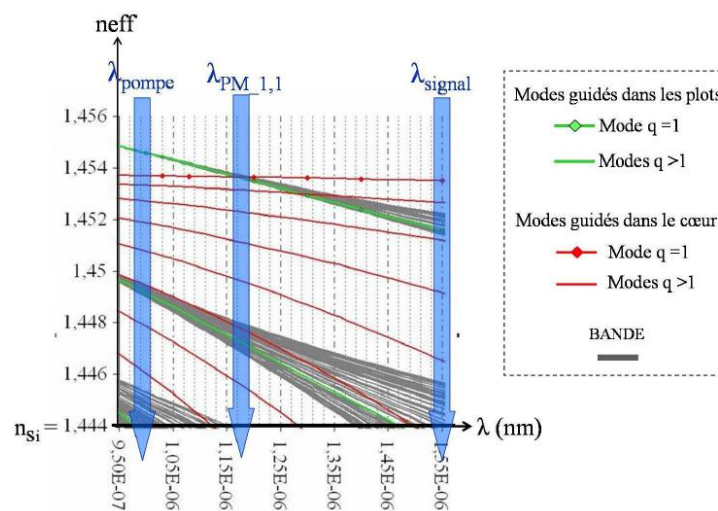


Figure I.19 : Exemple des modes se propageant dans une fibre LHDC. Les modes se propageant dans le cœur sont représentés en rouge. Les bandes autorisées de la gaine sont représentées en gris. Lorsque les deux sont superposés, les modes de cœur sont couplés avec les bandes autorisées et une partie de leur énergie se retrouve délocalisée dans la gaine.

La structure est conçue pour que les bandes autorisées, à la longueur d'onde d'émission du laser, soient en accord de phase avec les modes se propageant dans le cœur central à l'exception du LP_{11} . Ainsi, l'énergie des modes différents du LP_{11} sera partiellement délocalisée dans les guides secondaires. Le mode LP_{11} , qui ne subit aucun couplage avec les bandes autorisées du matériau

structuré, conservera un fort confinement de son énergie dans le cœur. Par conséquent, les autres modes verront leur recouvrement avec la zone dopée (le cœur central) réduit et par suite leur gain également (voir Figure I.20). La fibre étant placée dans une cavité, une compétition modale va s'établir et aboutira à une émission unimodale sur le mode LP₁₁. Le cœur central est dopé à 2500 ppm poids d'Ytterbium.

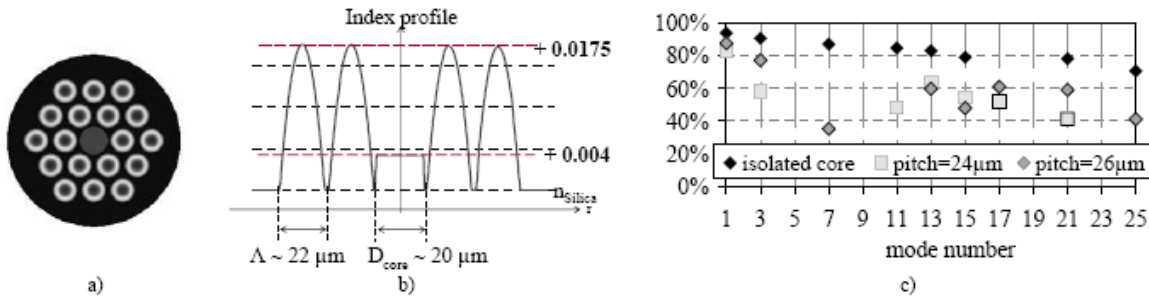


Figure I.20 : a) Profil transverse de l'indice de réfraction de la structure. b) Profil radial de l'indice de réfraction. c) Facteur de recouvrement des différents modes se propageant dans le cœur avec la zone dopée lorsque le cœur est entouré de silice ou du réseau de guides secondaires. [LAV08]

Une émission laser sur le mode fondamental uniquement a également été obtenue [ROY08]. Les fibres LHDC présentent l'avantage et l'originalité de rechercher à accroître le seuil d'apparition des effets non linéaires en accroissant à la fois la taille du cœur et la concentration en ytterbium. Cependant, comme pour les fibres CCC, l'accroissement de la taille du cœur est limité par la difficulté croissante de maintenir un couplage entre le LP₁₁ et les modes des guides périphériques sans affecter le mode fondamental.

II.3.1.7 Récapitulatif des performances des différentes fibres LMA

Type de fibre LMA	Diamètre cœur	$\Delta n = n_{\text{cœur}} - n_{\text{silice}}$
Saut d'indice « classique »	15 μm	1.10^{-3}
Filtrage par courbure	25 μm	1.10^{-3}
Courbure helicoidale	30 μm	
Rod type	60 μm	~ 0
Leakage Channel	> 100 μm	~ 0
HOMF	86 μm	$7.5.10^{-3}$
CCC	33 μm	$1.2.10^{-3}$
LHDC	20 μm	4.10^{-3}

Tableau 1 : Comparatif des différentes fibres LMA.

Le Tableau 1 résume les caractéristiques des différentes fibres LMA actives actuelles. Le diamètre du cœur est représentatif de l'aire effective. L'accroissement de l'aire effective repousse le seuil d'apparition des effets non linéaires et permet donc d'accroître la puissance extractible. Le contraste d'indice entre le cœur et la silice est représentatif de la concentration en ytterbium susceptible d'être introduite dans le cœur. Il est donc également représentatif de la longueur de fibre nécessaire pour obtenir un laser efficace absorbant correctement l'onde de pompe. Par conséquent, l'accroissement de ce paramètre permet aussi potentiellement de repousser le seuil d'apparition des effets non linéaires et d'accroître la puissance extractible.

CONCLUSION

Les lasers à fibres dopées terre rare offrent des avantages majeurs vis-à-vis des lasers massifs. Cependant, l'accroissement de la puissance que peuvent délivrer de tels lasers sans se heurter à des perturbations liées aux effets non-linéaires et thermiques est aujourd'hui limité.

Les paramètres clés permettant de s'affranchir de ces perturbations sont clairement identifiés : il faut accroître la taille du cœur et/ou accroître la concentration en ions terre rares tout en maintenant une émission sur le mode fondamental transverse uniquement.

Depuis quelques années, la recherche sur ce sujet porteur d'évolutions technologiques est très prolifique et des solutions pertinentes ont été explorées. Cependant, la plupart des recherches se sont uniquement attachées à accroître la taille du cœur, en passant, la plupart du temps, par la réduction du contraste d'indice entraînant nécessairement une limitation de la concentration en terre rare.

CHAPITRE 2 : LA COMPETITION MODALE TRANSVERSE DANS LES LASERS A FIBRE MULTIMODE

Introduction

La réalisation de fibres dopées aux ions de terre rare utilisées comme milieu à gain des oscillateurs lasers de fortes puissances nécessite de connaître en détail le fonctionnement d'un laser à fibre dopée aux ions de terre rare. Il est alors utile de modéliser le fonctionnement de tels oscillateurs de façon à pouvoir anticiper les performances du laser réalisé à l'aide de la fibre conçue. Un tel outil permet de faire apparaître les défauts ou avantages d'une architecture de fibre ou de cavité donnée et ainsi de ne développer que les solutions viables.

Dans cette finalité, le comportement des oscillateurs à fibre dopée terre rare a été modélisé. En réalité, un modèle numérique pour les amplificateurs à fibres dopées erbium existait déjà au laboratoire. Ce modèle, inefficace alors pour décrire les lasers à fibre dopée aux ions de terre rare à été adapté afin de les modéliser de façon réaliste. Ce chapitre s'attache à décrire ce modèle numérique ainsi que les méthodes qui ont permis de le valider.

Le développement de ce modèle numérique a été effectué en deux étapes validées l'une après l'autre. Dans un premier temps, un modèle d'oscillateur à fibre dopée terre rare transversalement monomode fut développé. Les équations régissant les transitions énergétiques des terres rares à la base du fonctionnement des oscillateurs laser à fibre dopée terre rare seront décrites. Ensuite, la modélisation numérique de l'oscillateur complet sera exposée. Cette modélisation, à la date où elle a été effectuée a permis notamment d'inclure le comportement spectral de la cavité dans son ensemble (incluant la dépendance spectrale de la rétroaction et du milieu à gain). Enfin, la validation expérimentale de ce modèle numérique sera exposée. Dans un second temps, le modèle a été modifié afin de décrire le comportement d'un oscillateur dont la fibre supporte la propagation de plusieurs modes transverses. Les équations correspondantes et leurs modélisations numériques seront présentées avant d'aborder la validation finale du modèle.

I Les modèles existants

Parallèlement à la réalisation de cette thèse, la modélisation de laser à fibre dopée terre rare s'est également développé. Ainsi, la modélisation des lasers à fibre transversalement monomode résolus spectralement est proposée en 2008 par J. Limpert [LIM08]. Cette modélisation réalise les mêmes performances que le modèle décrit dans le paragraphe II de ce chapitre. Cependant, cette modélisation ne peut pas décrire avec précision le comportement d'oscillateur laser à fibre transversalement multimode. D'un autre côté, la modélisation de la compétition modale a également été développée. Ainsi, en 2007, M.Gong [GON07], propose une modélisation numérique de la compétition modale transverse dans les oscillateurs laser à fibre dopée aux ions de terre rare. Cependant, son modèle ne prend pas en compte le comportement spectral de l'oscillateur. En outre, sa modélisation inclut une symétrie de révolution, ce qui ne permet pas de décrire les variations azimutales des distributions d'intensité des différents modes LP_{mn,p}. Z. Jiang [JIA08], a également modélisé la compétition modale transverse, mais uniquement dans le cadre d'amplificateurs à fibre dopée aux ions de terre rare ou de source d'ASE. Par ailleurs, son modèle ne peut inclure que des fibres à saut d'indice et ne prend pas en compte le comportement spectral.

II Les oscillateurs lasers optiques transversalement monomodes

II.1 Configuration générale de l'oscillateur

Un oscillateur laser optique est constitué d'un amplificateur optique, ici une fibre optique active dopée aux ions terres rares, placée dans une cavité, ici constituée par deux miroirs M_1 et M_2 situés chacun à une extrémité de la fibre. Une onde de pompe est injectée dans la fibre optique. Cette onde peut être injectée soit dans le cœur de la fibre, soit dans la gaine interne lorsqu'il s'agit d'une fibre double gaine. De plus la fibre peut être pompée par ses deux extrémités (pompage co- et contra- propagatif) ou par une seule d'entre elle. La Figure II.1 représente un oscillateur laser et les

différentes ondes qui y sont générées. L'onde de pompe excite une partie des ions de terres rares, ceux-ci se désexcitent alors par émission spontanée. Les ondes lumineuses ainsi émises par émission spontanée sont ensuite amplifiées par émission stimulée : le signal laser émis naît de l'ASE. Les propriétés spectrales du signal émis sont façonnées par le gain. Elles sont liées au niveau d'inversion de population et aux caractéristiques de la cavité qui imposent ensuite une sélection des modes longitudinaux s'établissant avant d'entrer en compétition, généralement le signal est émis sur un intervalle spectral réduit qui dépend du gain disponible et de la rétroaction de la cavité.

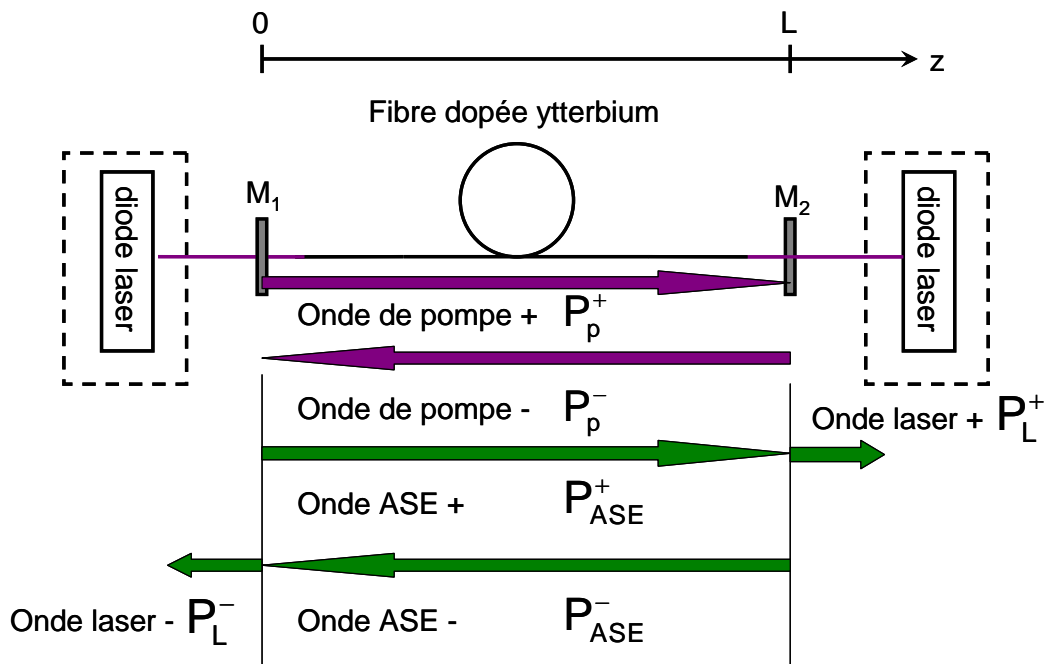


Figure II.1 : Représentation schématique d'un oscillateur laser à fibre dopée à l'ytterbium et des différentes ondes qui se propagent dans la cavité. Les signes $+$ et $-$ indiquent une propagation dans le sens $z>0$ et $z<0$ respectivement.

II.2 Modélisation des transitions entre les niveaux d'énergie des terres rares

Comme décrit dans le chapitre I, les oscillateurs optiques à fibre dopée aux ions de terre rare sont basés sur les phénomènes d'absorption et d'émissions spontanées et stimulées. La contribution de ces phénomènes peut être modélisée pour décrire le fonctionnement de tels oscillateurs fonctionnant sur un système quasi trois niveaux. Par ailleurs l'éclatement en niveaux Stark des niveaux fondamentaux rend 12 transitions possibles. Cependant, l'ensemble des transitions entre niveaux peut être décrit par l'utilisation de sections efficaces d'absorption et d'émission globales

prenant en compte l'ensemble des sections efficaces caractérisant chacune des transitions possibles. Ces sections efficaces sont représentées sur la Figure II.2.

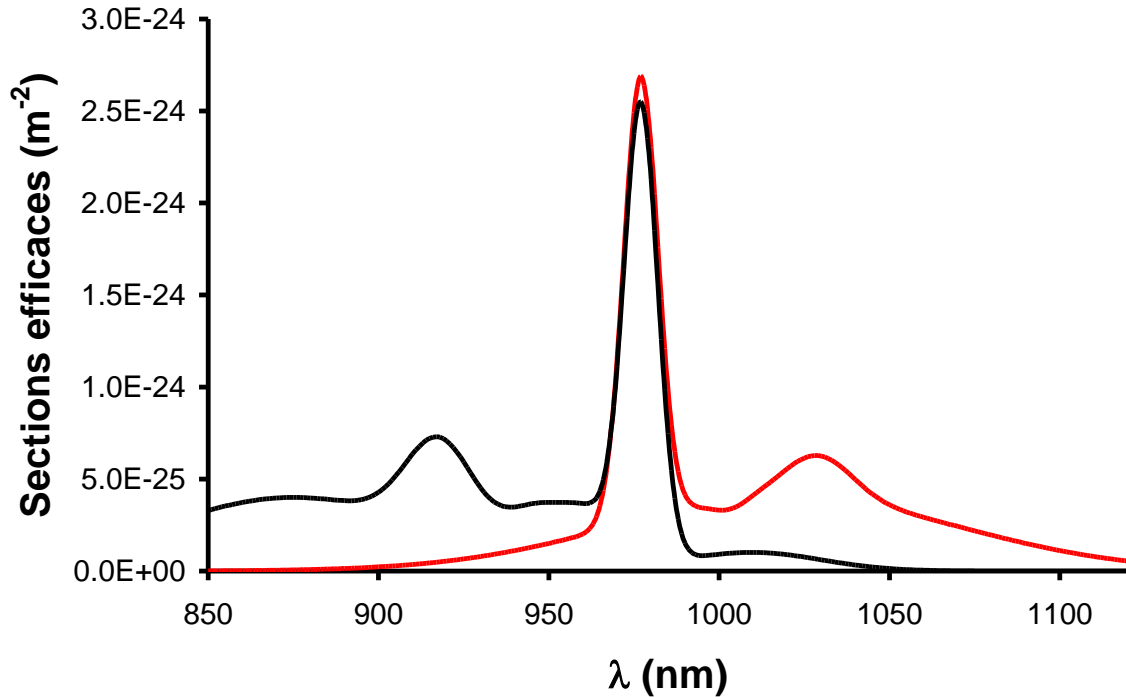


Figure II.2 : Section efficaces d'absorption (noir) et d'émission (rouge) de l'ytterbium inséré dans une matrice de silice codopée à l'aluminium.

Bien que le système modélisé soit un système quasi trois niveaux, seuls deux niveaux sont considérés : le niveau stable et le niveau excité. En effet, le niveau 3 d'énergie supérieure étant très instable, il est possible de faire l'approximation que tout ion de terre rare excité dans ce niveau se désexcite instantanément au niveau 2. La population du niveau 3 peut alors être considérée comme nulle. Une transition d'un atome du niveau 1 vers le niveau 3 suivie d'une transition non radiative vers le niveau 2 est alors considérée directement comme une transition vers le niveau 2.

De cette manière l'ion terre rare peut être considéré comme étant soit à l'état fondamental, soit à l'état excité. Sur cette base, le modèle doit traduire :

- la puissance de pompe absorbée et la concentration correspondante d'ions ytterbium subissant une transition à l'état excité ;
- la puissance émise par émission spontanée, sa composition spectrale et la concentration en atomes se désexcitant ainsi vers l'état fondamental ;
- la puissance émise par émission stimulée, sa composition spectrale et la concentration en ions ytterbium se désexcitant ainsi vers l'état fondamental ;
- les coefficients de réflexion des miroirs constituant la cavité.

On néglige dans cette modélisation fluorescence coopérative.

La modélisation se base sur les taux de transitions entre l'état stable et l'état excité. Ainsi, au cours du temps, la concentration d'ions ytterbium à l'état excité N_2 évolue suivant cette loi :

$$\frac{dN_2}{dt} = (R_{13} + W_{12})N_1 - \left(R_{21} + W_{21} + \frac{1}{\tau} \right) N_2 \quad (2-1)$$

où :

- R_{13} décrit le taux de transition de l'état stable à l'état excité par absorption de la pompe ;
- R_{21} décrit le taux de transition de l'état excité à l'état stable par émission stimulée, à la longueur d'onde de pompage ;
- W_{12} décrit le taux de transition de l'état stable à l'état excité par réabsorption du signal émis par émission spontanée ou stimulée ;
- W_{21} décrit le taux de transition de l'état excité à l'état stable par émission stimulée ;
- τ décrit le temps de fluorescence ou temps de vie d'un ion à l'état métastable excité ; Le taux de transition de l'état excité à l'état stable par émission spontanée est égal à l'inverse de ce paramètre.

L'évolution temporelle de la concentration d'ion ytterbium à l'état stable N_1 est décrite par l'équation suivante :

$$\frac{dN_1}{dt} = \left(R_{21} + W_{21} + \frac{1}{\tau} \right) N_2 - (R_{13} + W_{12}) N_1 \quad (2-2)$$

Les différents taux de transition peuvent être directement reliés aux puissances de pompe et d'émission spontanée amplifiée (ASE) par l'utilisation des sections efficaces et des facteurs de recouvrement entre l'intensité et la zone dopée. Ainsi en chaque point de coordonnées transverses (x,y) représentant un élément de surface dS de la surface dopée, on définit le facteur de recouvrement au point (x,y) :

$$\Gamma(x,y) = \frac{\iint_s E^2(x,y).ds}{\iint_S E^2.ds} \quad (2.3)$$

où s représente un élément de surface et S représente la surface de la section transverse de la fibre.

Il suit que le nombre de photons incidents sur le matériau actif, aux coordonnées (x,y) , est égal à

$\Gamma(x,y) \cdot \frac{P.\lambda}{h.c}$ où λ est la longueur d'onde de l'onde optique, h , la constante de Planck et c , la vitesse

de la lumière dans le vide et P la puissance de pompe. Les taux de transition R_{13} et R_{21} sur la surface active dS peuvent donc être reliés à la puissance de pompe par la probabilité d'interaction quantifiée par la section efficace d'absorption $\sigma_a(\lambda)$:

$$R_{13}(x, y) = \sigma_a(\lambda_p) \Gamma_p(x, y) \cdot \frac{(P_p^+ + P_p^-) \cdot \lambda_p}{h.c.dS} \quad (2-4)$$

$$R_{21}(x, y) = \sigma_e(\lambda_p) \Gamma_p(x, y) \cdot \frac{(P_p^+ + P_p^-) \cdot \lambda_p}{h.c.dS}$$

où $\sigma_e(\lambda_p)$ et $\sigma_a(\lambda_p)$ représentent les sections efficaces d'émission et d'absorption, λ_p la longueur d'onde de pompe et $\Gamma_p(x, y)$, définie par (2.3), le facteur de recouvrement relatif à l'onde de pompage.

De plus, la puissance, à la longueur d'onde de pompage, est dissociée de la puissance aux longueurs d'onde d'émission signal. Cependant, comme cette modélisation concerne un système quasi trois niveaux, l'émission, à la longueur d'onde de pompage est possible.

De même les taux de transition W_{21} et W_{12} peuvent être reliés aux puissances d'ASE. Il est utile de rappeler ici que l'ASE est issue de l'émission spontanée et que les caractéristiques autres que la longueur d'onde des photons issus de ce phénomène sont aléatoires. Ainsi deux ondes d'ASE sont générées : une dans le sens des z croissants dite co-propagative et noté ASE⁺, l'autre dans le sens des z décroissants dite contrapropagative et noté ASE⁻. Par ailleurs la génération d'ASE s'opère sur toute la bande d'émission de l'ytterbium, il est alors nécessaire d'intégrer sa contribution sur l'ensemble de la bande spectrale d'émission :

$$W_{12}(x, y) = \int_{\lambda} \sigma_a(\lambda) \Gamma_{ASE}(x, y, \lambda) \cdot \frac{(P_{ASE}^+(\lambda) + P_{ASE}^-(\lambda)) \lambda}{h.c.dS} \cdot \partial\lambda \quad (2-5)$$

$$W_{21}(x, y) = \int_{\lambda} \sigma_e(\lambda) \Gamma_{ASE}(x, y, \lambda) \cdot \frac{(P_{ASE}^+(\lambda) + P_{ASE}^-(\lambda)) \lambda}{h.c.dS} \cdot \partial\lambda \quad (2-6)$$

où $\Gamma_{ASE}(x, y)$ définit par (2.3), représente le facteur de recouvrement relatif à l'onde d'ASE

D'autre part, on souhaite modéliser l'évolution longitudinale des puissances d'ASE et de pompe. Considérons uniquement la contribution de la pompe à l'évolution de la concentration d'ion ytterbium à l'état stable. On a alors :

$$\frac{dN_1(x, y)}{dt} = -R_{13}(x, y) \cdot N_1(x, y) = -\sigma_a(\lambda_p) \Gamma_p(x, y) \cdot \frac{(P_p^+ + P_p^-) \cdot \lambda_p}{h.c} \cdot N_1(x, y) \quad (2-7)$$

Le nombre de photons de pompe copropagative absorbés dans le volume $S \cdot dz$ et pendant le temps dt est noté N_{ph} , dz et dt étant reliés par la vitesse de groupe de l'onde de pompe. On a alors :

$$dP_p^+ = \frac{N_{ph} \cdot h \cdot c}{S \cdot \lambda_p \cdot dt} \quad (2-8)$$

Par ailleurs, en ne considérant que l'absorption des photons de pompe :

$$dN_1 = \frac{N_{ph}}{S \cdot dz} \quad (2-9)$$

(2-8) et (2-9) donnent :

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{\lambda_p \cdot dP_p^+}{h \cdot c \cdot dz} \quad (2.10)$$

(2-7) et (2-10) deviennent :

$$\frac{dP_p(t, z)}{dz} = \iint_{A_d} -\sigma_a(\lambda_p) \Gamma_p(x, y) \cdot N_1(x, y, z) \cdot \partial x \cdot \partial y \cdot P_p(t, z) \quad (2.11)$$

Où A_d représente l'aire dopée.

Par ailleurs, en prenant en compte la contribution de l'émission stimulée à la longueur d'onde de pompage, ainsi que les pertes linéiques α (en m^{-1}) subies lors de la propagation, on obtient :

$$\frac{dP_p^+(t, z)}{dz} = \iint_{A_d} (\sigma_e(\lambda_p) N_2(x, y, z) - \sigma_a(\lambda_p) N_1(x, y, z)) \Gamma_p(x, y) \partial x \partial y P_p(t, z) - \alpha P_p(t, z) \quad (2.12)$$

De la même manière on obtient :

$$\frac{dP_p^-(t, z)}{dz} = - \left(\iint_{A_d} (\sigma_e(\lambda_p) N_2(x, y, z) - \sigma_a(\lambda_p) N_1(x, y, z)) \Gamma_p(x, y) \partial x \partial y P_p(t, z) - \alpha P_p(t, z) \right) \quad (2.13)$$

$$\frac{dP_{ASE}^+(t, z, \lambda)}{dz} = \left(\iint_{A_d} \frac{2hc\sigma_e(\lambda)\Gamma_{ASE}(x, y, \lambda)N_2(x, y, z)}{\lambda} \partial x \partial y + \iint_{A_d} (\sigma_e(\lambda)N_2(x, y, z) - \sigma_a(\lambda)N_1(x, y, z))\Gamma_{ASE}(x, y, \lambda)\partial x \partial y P_{ASE}^+(t, z, \lambda) - \alpha P_{ASE}^+(t, z) \right) \quad (2.14)$$

$$\frac{dP_{ASE}^-(t, z, \lambda)}{dz} = \left(- \iint_{A_d} \frac{2 \cdot h \cdot c \cdot \sigma_e(\lambda) \cdot \Gamma_{ASE}(x, y, \lambda) \cdot N_2(x, y, z)}{\lambda} \cdot \partial x \cdot \partial y - \iint_{A_d} (\sigma_e(\lambda) \cdot N_2(x, y, z) - \sigma_a(\lambda) \cdot N_1(x, y, z)) \cdot \Gamma_{ASE}(x, y, \lambda) \cdot \partial x \cdot \partial y P_{ASE}^-(t, z, \lambda) - \alpha \cdot P_{ASE}^-(t, z) \right) \quad (2.15)$$

Dans les équations (2.14) et (2.15), la première partie du terme de droite correspond à l'émission spontanée tandis que la seconde partie correspond à l'émission stimulée.

De plus, on suppose se trouver en régime établi, donc $dN_1/dt = dN_2/dt = 0$. En outre, la concentration globale en ion ytterbium est noté $\rho = N_1 + N_2$. En conséquence (2-1) conduit à :

$$N_2(x, y, z) = \rho \cdot \frac{R_{13}(x, y, z) + W_{12}(x, y, z)}{R_{13}(x, y, z) + R_{21}(x, y, z) + W_{12}(x, y, z) + W_{21}(x, y, z) + \frac{1}{\tau}} \quad (2-16)$$

$$N_1(x, y) = \rho - N_2(x, y) \quad (2-17)$$

Pour modéliser le comportement d'un laser à fibre transversalement monomode, il n'est pas nécessaire d'effectuer une discrétisation spatiale transverse. En effet, puisque la distribution transverse d'énergie est gaussienne, on peut approximer les distributions spatiales transverses d'intensités de pompe et d'ASE à des constantes sur la zone dopée, on peut alors calculer le nombre de photons incidents par unité de temps sur la zone dopée à l'ytterbium (généralement le cœur). En effet le facteur de recouvrement Γ entre l'intensité lumineuse (que ce soit pour l'onde de pompe ou l'ASE) et la zone active rend compte de la part de puissance interagissant avec le milieu actif :

$$\Gamma = \frac{\iint_{A_d} E^2 \cdot ds}{\iint_{\infty_g} E^2 \cdot ds} \quad (2-18)$$

La dépendance en x, y est supprimée, il n'existe plus qu'un seul terme dépendant précédemment des coordonnées x, y . La surface dS devient alors A_d . Dans le cadre de cette approximation, on suppose que le dopage est uniforme sur toute la surface dopée. Ce modèle ne permet donc de décrire que les fibres dont le dopage est uniforme sur toute la surface dopée.

II.3 Modélisation numérique des transitions

La modélisation est basée sur la résolution numérique de ces équations par l'algorithme de Runge Kutta 4 qui permet de résoudre les équations différentielles au cours de la propagation longitudinale. Une discrétisation en longueur d'onde est effectuée sur un intervalle $\Delta\lambda$. Elle permet de résoudre les équations du type :

$$\frac{\partial y(z)}{\partial z} = f(y(z), z) \quad (2-19)$$

Grâce à la relation :

$$\left\{ \begin{array}{l} y(z + \Delta z) = y(z) + \frac{\Delta z}{6} (k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) \\ k_1 = f(z, y(z)) \\ k_2 = f\left(z + \frac{\Delta z}{2}, y(z) + \frac{\Delta z}{2} \cdot k_1\right) \\ k_3 = f\left(z + \frac{\Delta z}{2}, y(z) + \frac{\Delta z}{2} \cdot k_2\right) \\ k_4 = f(z + \Delta z, y(z), \Delta z \cdot k_3) \end{array} \right. \quad (2-18)$$

où :

- k_1 est la pente au début de l'intervalle.
- k_2 est la pente au milieu de l'intervalle, qui utilise k_1 pour calculer la valeur de y au point $z + \Delta z/2$ par le biais de la méthode d'Euler.
- k_3 est de nouveau la pente au milieu de l'intervalle, utilisant k_2 pour calculer y .
- k_4 est la pente à la fin de l'intervalle, avec y calculée en utilisant k_3 .

Par la suite, on note RK ($f(y(z)), y'(z)$) le calcul de $y(z+\Delta z)$ par la méthode de Runge Kutta.

Les équations deviennent alors à chaque valeur de z :

$$P_p^+(z + \Delta z) = RK \left(\sum_{Ad} (\sigma_e(\lambda_p) \Gamma_p \cdot N_2(z) - \sigma_a(\lambda_p) \Gamma_p \cdot N_1(z)) P_p^+(z) - \alpha \cdot P_p^+(z), P_p^+(z) \right)$$

$$P_p^-(z - \Delta z) = RK \left(\sum_{Ad} (\sigma_e(\lambda_p) \Gamma_p \cdot N_2(z) - \sigma_a(\lambda_p) \Gamma_p \cdot N_1(z)) P_p^-(z) - \alpha \cdot P_p^-(z), P_p^-(z) \right)$$

$$P_{ASE}^+(z + \Delta z, \lambda) = RK \left(\sum_{Ad} \frac{2 \cdot h \cdot c \cdot \sigma_e(\lambda) \cdot \Gamma_{ASE}(\lambda) \cdot N_2(z)}{\lambda} \cdot \frac{c}{\lambda^2} \cdot \Delta \lambda + \sum_{Ad} (\sigma_e(\lambda) N_2(z) - \sigma_a(\lambda) N_1(z)) \Gamma_{ASE}(\lambda) \cdot P_{ASE}^+(z, \lambda) - \alpha \cdot P_{ASE}^+(z, \lambda), P_{ASE}^+(z, \lambda) \right)$$

$$P_{ASE}^-(z - \Delta z, \lambda) = RK \left(\sum_{Ad} \frac{2 \cdot h \cdot c \cdot \sigma_e(\lambda) \cdot \Gamma_{ASE}(\lambda) \cdot N_2(z)}{\lambda} \cdot \frac{c}{\lambda^2} \cdot \Delta \lambda + \sum_{Ad} (\sigma_e(\lambda) N_2(z) - \sigma_a(\lambda) N_1(z)) \Gamma_{ASE}(\lambda) \cdot P_{ASE}^-(z, \lambda) - \alpha \cdot P_{ASE}^-(z, \lambda), P_{ASE}^-(z, \lambda) \right)$$

$$R_{13}(z) = \sigma_a(\lambda_p) \Gamma_p \cdot \frac{(P_p^+(z) + P_p^-(z)) \lambda_p}{h \cdot c \cdot \Delta S}$$

$$R_{21}(z) = \sigma_e(\lambda_p) \Gamma_p \cdot \frac{(P_p^+(z) + P_p^-(z)) \lambda_p}{h \cdot c \cdot \Delta S}$$

$$W_{21}(z) = \sum_{\lambda} \sigma_a(\lambda) \Gamma_{ASE}(\lambda) \cdot \frac{(P_{ASE}^+(\lambda) + P_{ASE}^-(\lambda)) \lambda}{h \cdot c \cdot \Delta S}$$

$$W_{21}(z) = \sum_{\lambda} \sigma_e(\lambda) \Gamma_{ASE}(\lambda) \cdot \frac{(P_{ASE}^+(\lambda) + P_{ASE}^-(\lambda)) \lambda}{h.c. \Delta S}$$

$$N_2(z) = \rho \cdot \frac{R_{13}(z) + W_{12}(z)}{R_{13}(z) + R_{21}(z) + W_{12}(z) + W_{21}(z) + \frac{1}{\tau}}$$

II.4 Modélisation numérique de l'oscillateur complet

Comme on peut l'observer, les différentes équations sont interdépendantes. Or au départ de la modélisation, on ne connaît que les paramètres suivants :

- les paramètres optogéométriques de la fibre : longueur de fibre L , aire de la zone dopée, aire de la gaine interne ;
- la concentration en dopant : ρ ;
- la puissance de pompe initiale : $P_p^+(z=0)$ et $P_p^-(z=L)$;
- les sections efficaces d'absorption et d'émission : $\sigma_a(\lambda)$ et $\sigma_e(\lambda)$;
- les facteurs de recouvrements : Γ_p et Γ . Ils sont calculés à l'aide de la méthode des éléments finis qui permet de déterminer la distribution transverse du champ électrique du mode fondamental à partir du profil d'indice de la fibre modélisée pour chaque longueur d'onde du spectre d'émission de la terre rare. Le rayon de courbure de la fibre peut ainsi être pris en compte en utilisant un profil d'indice équivalent ;
- les pertes linéiques.

Il est donc nécessaire de partir d'une hypothèse sur le niveau d'inversion de population en $z=0$ par exemple. Partant de cette hypothèse, on connaît $N_1(z=0)$ et $N_2(z=0)$. En supposant par ailleurs que la puissance d'ASE⁺ en $z=0$ est due uniquement à l'émission spontanée, on peut calculer cette puissance :

$$P_{ASE}^+(0, \lambda) = \frac{2.h.c.\sigma_e(\lambda).\Gamma_{ASE}(x, y, \lambda).N_2(0, \lambda)}{\lambda} \cdot \frac{c}{\lambda^2} \cdot \Delta\lambda \cdot \Delta z$$

Il est alors possible de calculer $P_p^+(z=0 + \Delta z)$ et $P_{ASE}^+(0 + \Delta z, \lambda)$. En revanche, les calculs de $P_{ASE}^-(0 + \Delta z, \lambda)$ et $P_p^-(z + \Delta z)$ ne peuvent être effectués sans risque de divergence que dans le sens

contrapropagatif. C'est la raison pour laquelle ces termes seront considérés comme nuls lors de la première itération. Ainsi, tout le long de l'axe de propagation de la fibre, il est possible de calculer $N_1(z)$, $N_2(z)$, $P_p^+(z)$, $P_{ASE}^+(z,\lambda)$. Lorsque l'extrémité de la fibre est atteinte (étape I), en $z=L$, on effectue un calcul dans le sens contrapropagatif. A chaque itération en z , on calcule $N_1(z)$, $N_2(z)$, $P_p^-(z)$, $P_{ASE}^-(z,\lambda)$ en considérant que $P_{ASE}^+(z,\lambda)$ et $P_p^+(z)$ restent égales aux valeurs calculées lors de l'itération copropagative et en partant des valeurs finales $N_1(z=L)$ et $N_2(z=L)$. Une fois l'itération contrapropagative accomplie, on obtient de nouvelles valeurs initiales (en $z=0$) différentes de celles dont on avait fait l'hypothèse précédemment. Une itération copropagative est alors réalisée en partant de ces nouvelles valeurs initiales et en considérant $P_{ASE}^-(z,\lambda)$ égal aux valeurs calculées lors de l'itération contra-propagative précédente. Une fois $z=L$ atteint (étape II), la situation est similaire à l'étape I mais avec des valeurs différentes. La procédure située entre les étapes I et II va alors être répétée jusqu'à ce que les valeurs convergent vers une solution unique. Cette boucle que l'on nommera boucle I permet de calculer les valeurs des différents paramètres lors du premier aller de la lumière dans la cavité laser. Une fois cette boucle accomplie, le coefficient de réflexion $R_2(\lambda)$ du miroir M_2 est appliqué à $P_{ASE}^+(z=L,\lambda)$ pour obtenir :

$$P_{ASE}^-(z=L,\lambda) = P_{ASE}^+(z=L,\lambda) \cdot R_2(\lambda) \quad (\text{étape III}) \quad (2-19)$$

On effectue alors une boucle similaire à la boucle I pour calculer les valeurs des différents paramètres lors du premier retour de la lumière dans la cavité en prenant soin de conserver toujours la même valeur pour $P_{ASE}^-(z=L,\lambda)$. On peut alors appliquer le coefficient de réflexion R_1 du miroir M_1 pour obtenir :

$$P_{ASE}^+(z=0,\lambda) = P_{ASE}^-(z=0,\lambda) \cdot R_1(\lambda) \quad (\text{étape IV}) \quad (2.20)$$

On effectue alors une boucle du type boucle I pour obtenir les valeurs des différents paramètres après un aller – retour et un aller de la lumière dans la cavité (étape V). On va alors répéter la procédure entre les étape III et V jusqu'à obtenir une convergence des différents paramètres. Les puissances de sortie sont alors données par :

$$P_1(\lambda) = P_{ASE}^-(z=0,\lambda) \cdot (1 - R_1(\lambda)) \quad (2.21)$$

en sortie du miroir M_1 .

$$P_2(\lambda) = P_{ASE}^+(z=L,\lambda) \cdot (1 - R_2(\lambda)) \quad (2.22)$$

en sortie du miroir M_2 .

Il est important ici de remarquer que l'intervalle de discrétisation en longueur d'onde est égal à 1 nm. Or cette valeur est à comparer à l'intervalle spectral libre d'une cavité typique de 2 m de long,

égale à $2 \cdot 10^{-4}$ nm autour de $1.064 \mu\text{m}$. L'intervalle spectral libre de la cavité, qui correspond à l'écart en longueur d'onde entre chaque mode longitudinal est très inférieur à la résolution spectrale utilisée dans le modèle, par conséquent ce modèle ne décrit pas fidèlement l'existence de ces modes longitudinaux mais correspond à une approximation du comportement de la cavité.

II.5 Validation expérimentale du modèle numérique

Ce modèle numérique a été validé expérimentalement par l'utilisation d'un oscillateur laser bouclé tout fibré réalisé à l'aide d'une fibre dopée à l'erbium et de coupleurs optiques. La fibre, nommée Er01 utilisée présente les caractéristiques suivantes :

- Diamètre du cœur : $8,3 \mu\text{m}$
- Diamètre de la zone dopée : $8,3 \mu\text{m}$
- $\Delta n : 4,10^{-3}$
- $\lambda_c : 0,9 \mu\text{m}$
- Concentration du dopant : 2600 ppm-poids

Une simulation de la distribution radiale du champ électrique du mode unique LP_{01} permet de calculer les facteurs de recouvrement en fonction de la longueur d'onde. De plus une mesure des sections efficaces d'absorption et d'émission est réalisée. La figure II.3 représente le montage expérimental utilisé pour effectuer cette mesure.

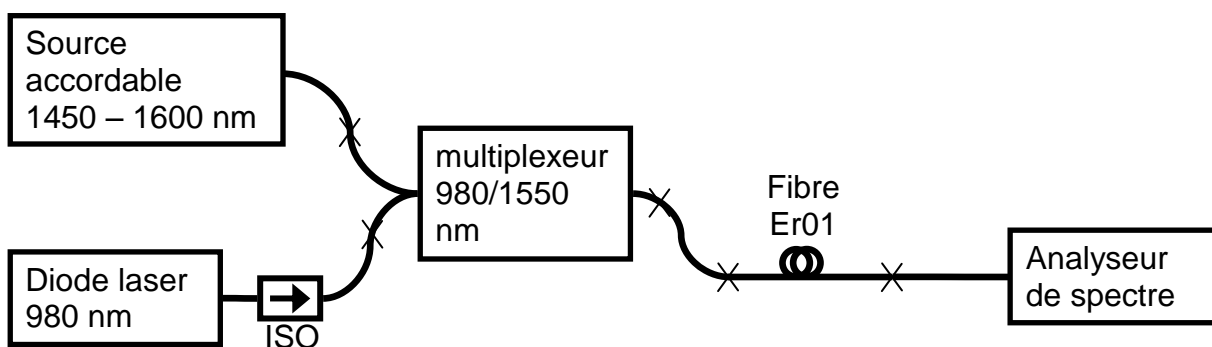


Figure II.3 : Représentation schématique du montage expérimental utilisé pour déterminer les sections efficaces d'absorption et d'émission de l'erbium. Un isolateur, ISO, protège la diode laser émettant à 980 nm. Les soudures sont représentées par x.

Deux sources lumineuses différentes sont utilisées afin de pouvoir déterminer les sections efficaces aux longueurs d'ondes de la pompe (980 nm) et de l'ASE (1460 nm – 1600 nm). Elles sont injectées à l'aide d'un multiplexeur soudé à la fibre Er01. L'atténuation du signal est mesurée pour chaque longueur d'onde par la méthode du « cut-back ». La puissance de sortie $P_1(\lambda)$ est d'abord mesurée en sortie pour une longueur de fibre L_1 de 1,71 m à l'aide d'un analyseur de spectre. Lors de cette mesure, les puissances des sources lumineuses réglées de façon à ce que les puissances détectées soient égales aux plus faibles puissances détectables cette précaution est prise de façon à éviter l'émission d'ASE par la fibre. Puis la fibre est coupée, la puissance de sortie $P_2(\lambda)$ est alors mesurée en sortie pour une longueur de fibre L_2 de 0,44 m. On obtient $\alpha(\lambda)^{\text{dB/m}} = (P_2(\lambda)^{\text{dB}} - P_1(\lambda)^{\text{dB}}) / (L_1 - L_2)$. Il est alors possible de déterminer la section efficace d'absorption par la relation :

$$\sigma_a(\lambda) = \frac{\alpha(\lambda)}{10 \cdot \log_{10}(e) \cdot \rho_{\text{er}} \cdot \Gamma(\lambda)} \quad [\text{DES94}]$$

La section efficace d'absorption ainsi mesurée est représentée sur la figure II.4. La valeur maximale de cette section efficace est notée $\sigma_a^{\text{peak}}(\lambda^{\text{peak}})$. On suppose alors que le rapport $\eta^{\text{peak}} = \sigma_e^{\text{peak}}(\lambda^{\text{peak}}) / \sigma_a^{\text{peak}}(\lambda^{\text{peak}})$ entre les valeurs maximale des sections efficaces d'émission et d'absorption, à la longueur d'onde λ^{peak} , est celui communément observé pour les fibres dopées erbium, c'est-à-dire 95%. La relation de McCumber [McC64] permet alors de déterminer la section efficace d'émission à partir de la section efficace d'absorption par la relation suivante :

$$\sigma_e(\lambda) = \sigma_a(\lambda) \cdot \eta^{\text{peak}} \cdot \exp \left\{ \frac{h \cdot c \cdot \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda^{\text{peak}}} \right)}{k \cdot T} \right\}$$

où h représente la constante de Planck et k la constante de Boltzmann.

Les sections efficaces d'absorption et d'émission ainsi calculées sont représentées sur la Figure II.4.

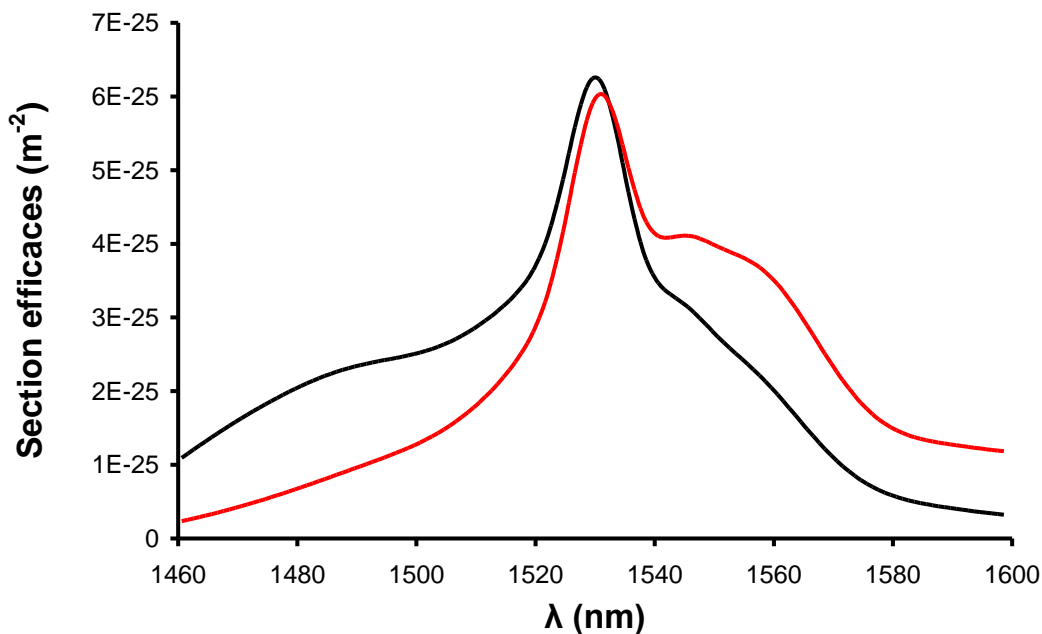


Figure II.4 : Sections efficaces d'absorption (noir) et d'émission (rouge) calculées pour la fibre Er01 dopée erbium.

- Les paramètres nécessaires à la modélisation du comportement de cette fibre en oscillateur laser sont alors connus. L'oscillateur tout fibré est constitué de 1m de la fibre Er01. La fibre est pompée par une seule extrémité à l'aide d'une diode laser monomode émettant à une longueur d'onde de 980 nm une puissance de 78 mW (voir Figure II.5). La puissance de pompage est injectée à travers un multiplexeur 980/1550 nm. La rétroaction est réalisée par un coupleur constitué de fibres monomodes passives. Une voie de sortie du coupleur est soudée sur l'entrée « signal » du multiplexeur de manière à former une cavité en boucle. La seconde voie du coupleur permet d'extraire la puissance de la cavité.

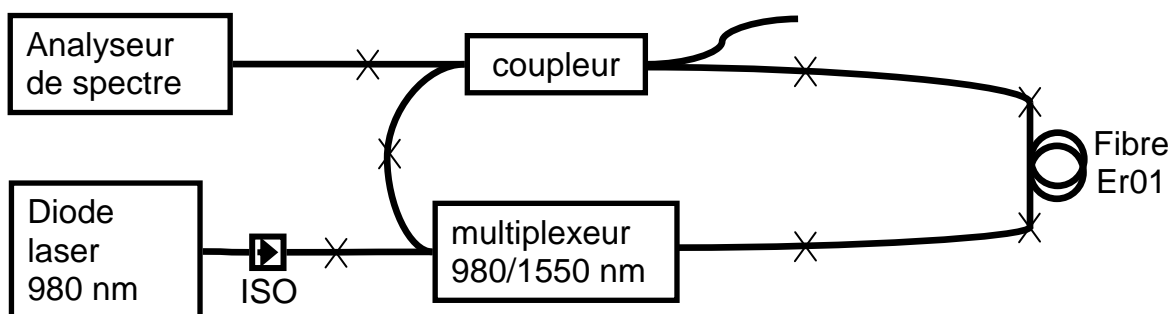


Figure II.5 : Configuration expérimental du laser bouclé réalisé avec la fibre Er01. Les x représente des soudures.

Deux coupleurs ont été utilisés : un coupleur 50/50 (configuration 1) et un coupleur 5/95. Le coupleur 5/95 a été utilisé dans deux configurations différentes :

- La voie 5% est utilisée comme sortie et la voie 95% comme rétroaction (configuration 2)
- La voie 95% est utilisée comme sortie et la voie 5% comme rétroaction (configuration 3)

Les spectres d'émission obtenus pour chacune des trois configurations sont représentés sur les Figures II.6 (configuration 3), II.7 (configuration 1) et II.8 (configuration 2).

Le modèle numérique décrit précédemment a été adapté à la configuration de l'oscillateur. La rétroaction ne provient plus de miroirs, mais d'un coupleur de coefficients C_1 et C_2 . Cette rétroaction est modélisée en remplaçant les relations (2.19) et (2.20) par les relations :

$$P_{ASE}^- (z=L, \lambda) = P_{ASE}^+ (z=0, \lambda).C_1 \quad (2.23)$$

$$P_{ASE}^+ (z=0, \lambda) = P_{ASE}^+ (z=L, \lambda).C_1 \quad (2.24)$$

La puissance de sortie est déterminée par la relation suivante :

$$P_S(\lambda) = P_{ASE}^+ (z=L, \lambda).C_2$$

Enfin, les pertes intracavité dues aux différentes soudures ont été incluses dans le modèle comme pertes linéiques et estimées à 3dB.

Les trois configurations de l'oscillateur utilisées expérimentalement ont été ainsi modélisées et les résultats des modélisations sont comparés aux résultats expérimentaux sur les Figures II.6, II.7 et II.8.

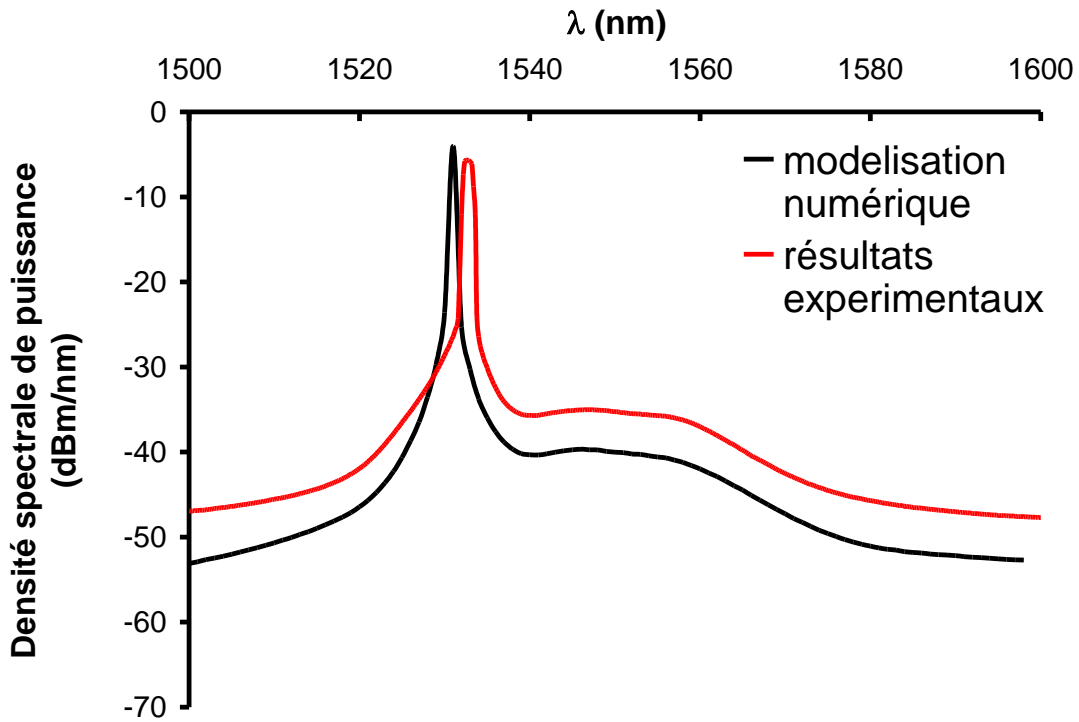


Figure II.6 : Comparaison entre la modélisation numérique et les résultats expérimentaux pour la configuration 3 (5% réinjectés)

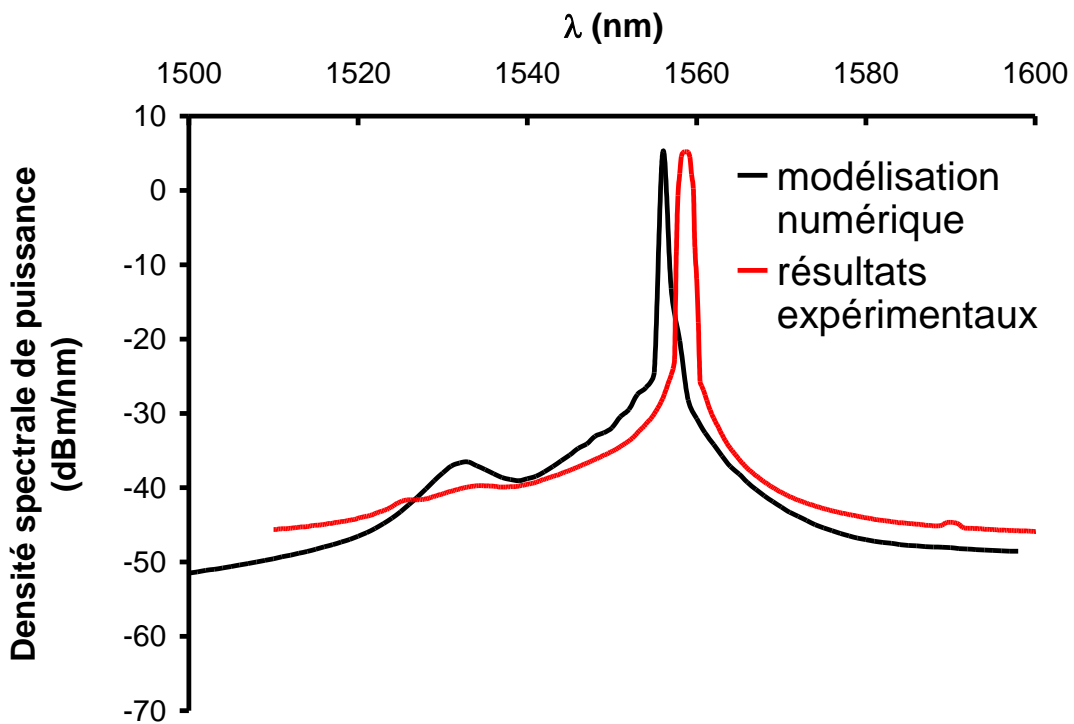


Figure II.7 : Comparaison entre la modélisation numérique et les résultats expérimentaux pour la configuration 1 (50% réinjectés)

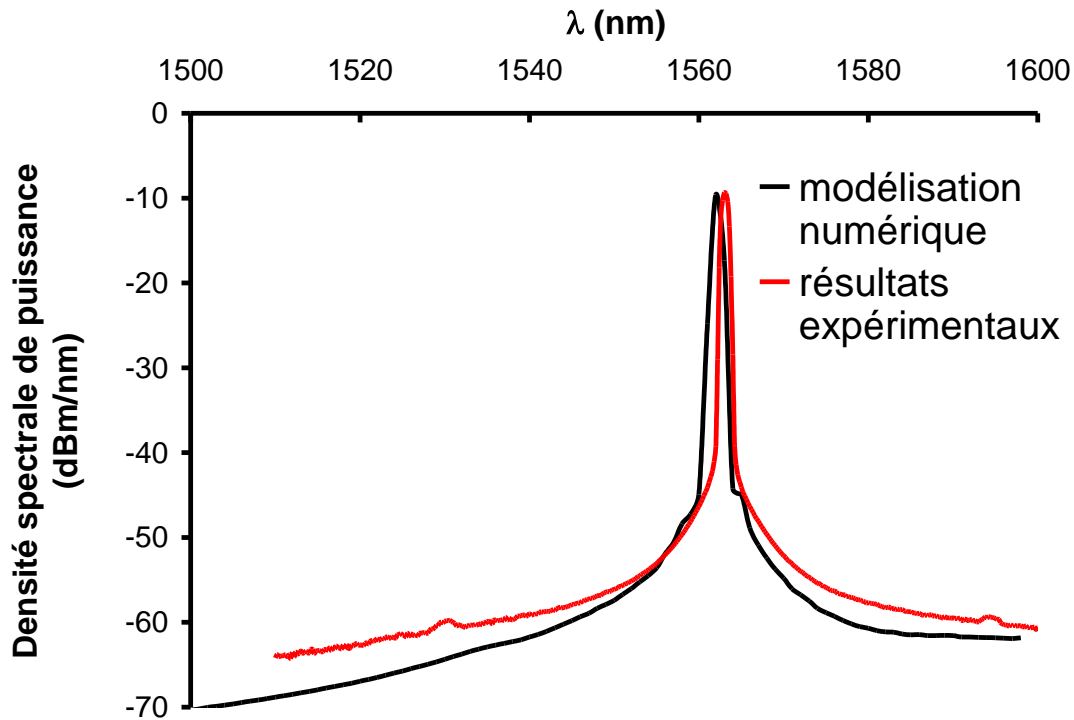


Figure II.8 : Comparaison entre la modélisation numérique et les résultats expérimentaux pour la configuration 2 (95% réinjectés)

Un bon accord entre la modélisation numérique et les résultats expérimentaux est observé. Les niveaux de puissance comme la répartition spectrale de l'énergie sont similaires. La longueur d'onde de l'oscillation laser se déplace des courtes longueurs d'ondes vers les grandes longueurs d'ondes lorsqu'on accroît la part de puissance réinjecté par la rétroaction. Cela s'explique par la diminution progressive du niveau d'inversion de population à mesure que davantage de puissance est réinjecté par la rétroaction. Plus la rétroaction est forte, plus le niveau d'ASE est élevé dans la fibre optique. En conséquence, les ions à l'état excité sont davantage déplétés alors que la puissance de pompe disponible pour inverser la population ne varie pas. Or dans les équations d'états, il existe le rapport de proportionnalité suivant :

$$\frac{dP_{ASE}(z, \lambda)}{dz} \propto (\sigma_e(\lambda)N_2(z) - \sigma_a(\lambda)N_1(z)) = Se$$

Où Se peut être qualifié de statistique d'émission.

Il est possible de tracer l'évolution de Se en fonction du niveau d'inversion de population (voir Figure II.9), nommé In :

$$In = \frac{N_2}{N_1 + N_2}$$

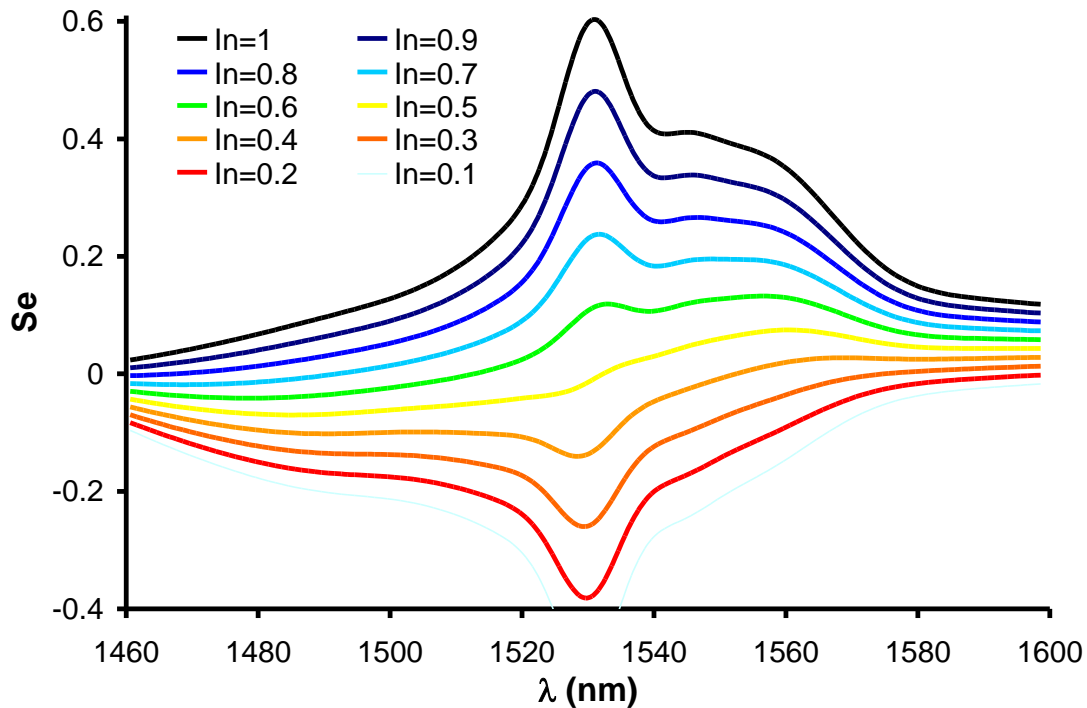


Figure II.9 : Evolution de la statistique d'émission pour la fibre Er01 en fonction de la longueur d'onde et de l'inversion de population.

Sur la Figure II.9, on observe bien que le gain à 1530 nm sera favorisé tant que l'inversion de population sera supérieure à 50%. En revanche, lorsque l'inversion de population devient inférieure à 50% la longueur d'onde maximale de gain se déplace vers les grandes longueurs d'onde alors que la fibre devient absorbante à 1530 nm.

En conclusion de cette partie, on peut affirmer que le comportement des lasers à fibre dopée aux ions de terre rare a été modélisé avec succès dans le cadre d'une émission transversalement monomode en prenant en compte la totalité des paramètres mis en jeux. (Résolution spectrale sur toute la bande d'émission de la terre rare, prise en compte des pertes linéiques et intracavité)

III Les oscillateurs laser optiques transversalement multimodes

Une partie du travail de cette thèse reposait sur la conception d'une fibre LHDC (Large and Highly Doped Core) fonctionnant par filtrage des modes d'ordre élevé Dans ce type de fibre, plusieurs modes transverses sont autorisés à se propager dans le cœur dopé Yb^{3+} . L'émission du

mode fondamental uniquement peut être obtenue par la délocalisation d'une partie de l'énergie des modes d'ordre élevé dans la gaine passive de la fibre optique. De cette manière leur interaction avec le milieu à gain est réduite. En terme de modélisation, cela se traduit par une diminution du facteur de recouvrement caractérisant les modes d'ordre élevé. Une compétition modale s'établit alors et aboutit, lorsque la fibre est correctement conçue, à l'émission laser du mode fondamental uniquement. Cependant, il n'existait pas alors d'outils capable de modéliser d'une telle compétition modale. La modélisation numérique des lasers à fibre dopée terre rare monomode transversalement monomode a donc été adapté pour décrire ce phénomène.

III.1 Modélisation des transitions entre les niveaux d'énergie des terres rares

Lorsqu'une fibre optique est multimode, plusieurs modes LP transverses sont susceptibles de se propager. Chacun de ces modes possède deux composantes : l'une paire et l'autre impaire. Chacune de ces composantes possède une distribution transverse d'intensité propre et constante suivant l'axe de propagation. Lorsque la fibre est dopée terre rare, plus l'intensité lumineuse d'un mode LP sera élevée aux coordonnées transverses (x,y) correspondantes, plus ce mode sera susceptible d'être amplifié par émission stimulée et de consommer l'inversion de population locale. Finalement, le niveau d'inversion de population ne sera pas constant transversalement, mais dépendant de la distribution d'intensité transverse des différents modes se propageant à l'intérieur de la fibre. En un point de coordonnées transverses données (x,y) , ce sera toujours le mode dont l'intensité lumineuse locale est la plus forte qui sera préférentiellement amplifié. La distribution transverse d'intensité, sur la zone dopée, de chacun des modes se propageant dans la fibre peut être évaluée en calculant la distribution transverse du facteur de recouvrement du mode $LP_{mn,p}$ (mn décrit l'ordre du mode LP et p décrit si le mode est pair (P) ou impair (I)) considéré et en la multipliant par la puissance globale de ce mode :

$$I^{mn,p}(x,y) = \Gamma^{mn,p}(x,y) \cdot P^{mn,p}$$

Par ailleurs, la somme de l'ensemble des distributions transverses d'intensité de tous les modes doit être considérée pour évaluer la distribution transverse d'inversion de population. Les équations utilisées pour la modélisation d'un oscillateur laser monomode deviennent alors :

$$R_{13}(x, y) = \sigma_a(\lambda_p) \Gamma_p(x, y) \cdot \frac{(P_p^+ + P_p^-) \cdot \lambda_p}{h.c.dS}$$

$$R_{21}(x, y) = \sigma_a(\lambda_p) \Gamma_p(x, y) \cdot \frac{(P_p^+ + P_p^-) \cdot \lambda_p}{h.c.dS}$$

$$W_{12}(x, y) = \sum_{mn,p} \int_{\lambda} \sigma_a(\lambda) \Gamma_{ASE}^{mn,p}(x, y, \lambda) \cdot \frac{(P_{ASE}^{+,mn,p}(\lambda) + P_{ASE}^{-,mn,p}(\lambda)) \lambda}{h.c.dS} \cdot \partial\lambda$$

$$W_{21}(x, y) = \sum_{mn,p} \int_{\lambda} \sigma_e(\lambda) \Gamma_{ASE}^{mn,p}(x, y, \lambda) \cdot \frac{(P_{ASE}^{+,mn,p}(\lambda) + P_{ASE}^{-,mn,p}(\lambda)) \lambda}{h.c.dS} \cdot \partial\lambda$$

$$\frac{dP_p^+(z)}{dz} = \iint_{A_d} (\sigma_e(\lambda_p) N_2(x, y, z) - \sigma_a(\lambda_p) N_1(x, y, z)) dx dy \Gamma_p(x, y) \cdot P_p(t, z) - \alpha \cdot P_p(t, z)$$

$$\frac{dP_p^-(z)}{dz} = \iint_{A_d} (\sigma_e(\lambda_p) N_2(x, y, z) + \sigma_a(\lambda_p) N_1(x, y, z)) dx dy \Gamma_p(x, y) \cdot P_p(t, z) - \alpha \cdot P_p(t, z)$$

$$\frac{dP_{ASE}^{+,mn,p}(z, \lambda)}{dz} = \left(\iint_{A_d} \frac{2 \cdot h.c. \sigma_e(\lambda) \cdot \Gamma_{ASE}^{mn,p}(x, y, \lambda) \cdot N_2(x, y, z)}{\lambda} \cdot dx dy + \iint_{A_d} (\sigma_e(\lambda) N_2(x, y, z) - \sigma_a(\lambda) N_1(x, y, z)) \Gamma_{ASE}^{mn,p}(x, y, \lambda) \cdot dx dy \cdot P_{ASE}^{+,mn,p}(z, \lambda) - \alpha \cdot P_{ASE}^{+,mn,p}(z) \right)$$

$$\frac{dP_{ASE}^{-,mn,p}(z, \lambda)}{dz} = \left(- \iint_{A_d} \frac{2 \cdot h.c. \sigma_e(\lambda) \cdot \Gamma_{ASE}^{mn,p}(x, y, \lambda) \cdot N_2(x, y, z)}{\lambda} \cdot dx dy - \iint_{A_d} (\sigma_e(\lambda) N_2(x, y, z) - \sigma_a(\lambda) N_1(x, y, z)) \Gamma_{ASE}^{mn,p}(x, y, \lambda) \cdot dx dy \cdot P_{ASE}^{-,mn,p}(z, \lambda) - \alpha \cdot P_{ASE}^{-,mn,p}(z) \right)$$

$$N_2(x, y, z) = \rho(x, y) \cdot \frac{R_{13}(x, y, z) + W_{12}(x, y, z)}{R_{13}(x, y, z) + R_{21}(x, y, z) + W_{12}(x, y, z) + W_{21}(x, y, z) + \frac{1}{\tau}}$$

$$N_1(x, y, z) = \rho(x, y) - N_2(x, y, z)$$

III.2 Modélisation numérique

Pour la modélisation numérique d'un oscillateur laser incluant une compétition modale, il est donc nécessaire de discrétiser transversalement la zone dopée en cellules élémentaires qui seront par la suite nommées pixels. Une surface ΔS de discrétisation est établie, correspondant à une

discrétisation des coordonnées (x,y) . Chaque pixel de surface ΔS est alors repéré par ses coordonnées (X,Y) .

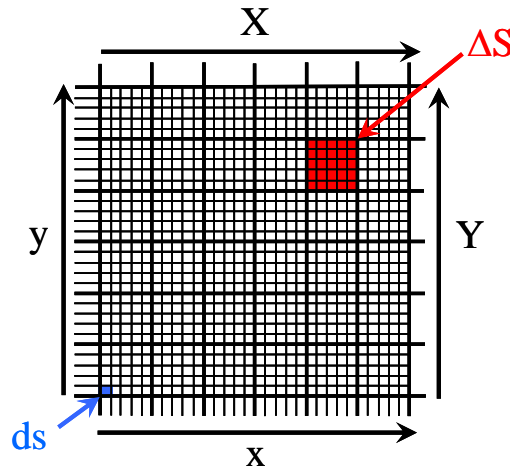


Figure II.10 : Représentation schématique du processus de discrétisation transverse. x et y représente les coordonnées des surfaces élémentaires infinitésimales ds . X, Y représentent les coordonnées des surface ΔS ou pixel.

La concentration en ion terre rare $\rho(x,y)$ est supposée constante sur la surface ΔS de chaque pixel et devient $\rho(X,Y)$. Il est alors possible de modéliser le comportement d'une fibre dont le profil de dopage varie, dans la mesure où la discrimination transverse est suffisamment précise pour décrire cette variation. Les concentrations en ions terre rare à l'état excité, $N_2(X,Y)$, et à l'état stable, $N_1(X,Y)$, sont indépendantes pour chaque pixel. Par ailleurs, pour chaque mode $LP_{mn,p}$, il est nécessaire de calculer la distribution transverse de son facteur de recouvrement, c'est-à-dire le facteur de recouvrement pour chaque pixel. La résolution des équations de Maxwell par méthode des éléments finis est utilisée pour déterminer la distribution transverse du champ électrique de chaque mode électromagnétique (TE, TM, HE) susceptible de se propager dans la fibre modélisée. A partir de ces modes électromagnétiques, la distribution transverse d'intensité de chaque mode $LP_{mn,p}$ est calculée. Il est possible, pour chaque mode $LP_{mn,p}$, de calculer la valeur du facteur de recouvrement $\Gamma^{mn,p}(X,Y)$ pour le pixel de coordonnées X,Y .

$$\Gamma^{mn,p}(X,Y) = \frac{\iint_{\Delta S} E^2(x,y)}{\iint_{\infty} E^2.ds}$$

Tous les modes $LP_{mn,p}$ sont symétriques vis-à-vis du diamètre de la fibre optique. En outre, la zone dopée dans cette modélisation n'est pas excentrée vis à vis du centre de la fibre. En conséquence, il est suffisant de calculer la distribution transverse du facteur de recouvrement $\Gamma^{mn,p}(X,Y)$ sur la

moitié de la surface transverse de la zone dopée. Dans ce cas le profil de dopage aux ions terre rare devra nécessairement être également symétrique. Deux exemples, $\Gamma^{01,P}(X,Y)$ et $\Gamma^{11,P}(X,Y)$ pour des modes LP pairs dans le cas d'une fibre à saut d'indice sont respectivement représentés sur les Figures II.11.a et II.11.b pour une longueur d'onde de 1055 nm. L'intervalle de discrétisation en x comme en y est ici de 1 μm , conduisant à $\Delta S=1 \mu\text{m}^2$. Le choix de ce paramètre est un compromis entre temps de calcul et précision dans la description des facteurs de recouvrement et du profil de dopant.

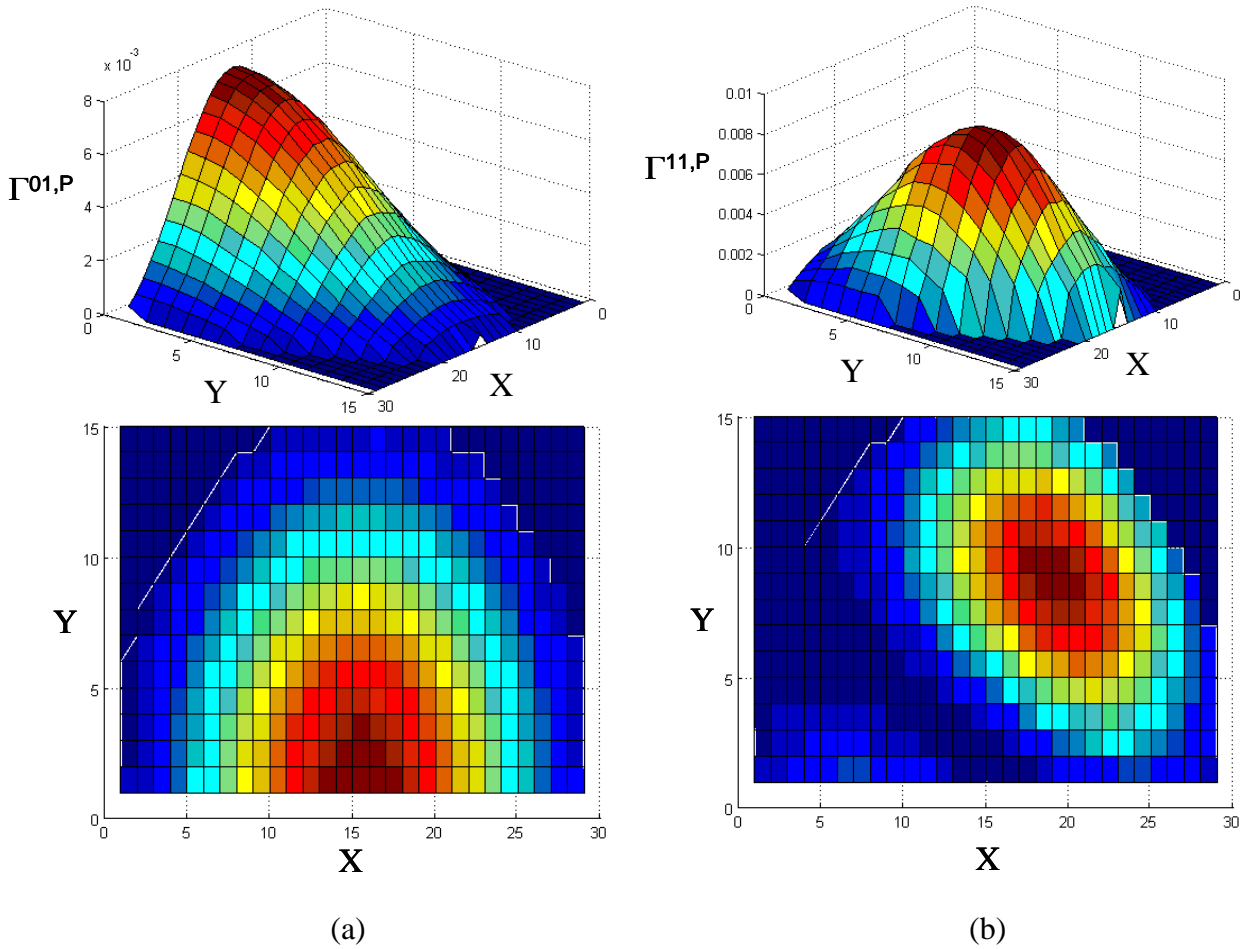


Figure II.11 : Distributions transverses des facteurs de recouvrement discrétisés du mode $LP_{01,P}$ (a) et $LP_{11,P}$ (b) représentés en 3D puis en 2D pour une fibre à saut d'indice à $\lambda=1050 \text{ nm}$. L'intervalle de discrétisation est égal à 1 μm , et $\Delta S=1 \mu\text{m}^2$

De même, les concentrations en ions inversés $N_2(X,Y,z)$ et à l'état stable $N_1(X,Y,z)$ sont calculées de façon indépendante pour chaque pixel de coordonnées X,Y.

Finalement, les équations utilisées pour la résolution numérique sont les suivantes :

$$P_p^+(z + \Delta z) = RK \left(\sum_{Ad} (\sigma_e(\lambda_p) \Gamma_p(X, Y) \cdot N_2(X, Z, z) - \sigma_a(\lambda_p) \Gamma_p(X, Y) \cdot N_1(X, Z, z)) P_p^+(z) - \alpha \cdot P_p^+(z), P_p^+(z) \right)$$

$$P_p^-(z - \Delta z) = RK \left(\sum_{Ad} (\sigma_e(\lambda_p) \Gamma_p(X, Y) \cdot N_2(X, Z, z) - \sigma_a(\lambda_p) \Gamma_p(X, Y) \cdot N_1(X, Z, z)) P_p^-(z) - \alpha \cdot P_p^-(z), P_p^-(z) \right)$$

$$P_{ASE}^{+,mn,p}(z + \Delta z, \lambda) = RK \left(\sum_{Ad} \frac{2 \cdot h \cdot c \cdot \sigma_e(\lambda) \cdot \Gamma_{ASE}^{mn,p}(X, Y, \lambda) \cdot N_2(X, Y, z)}{\lambda} \cdot \frac{c}{\lambda^2} \cdot \Delta \lambda \right. \\ \left. + \sum_{Ad} (\sigma_e(\lambda) \cdot N_2(X, Y, z) - \sigma_a(\lambda) \cdot N_1(X, Y, z)) \Gamma_{ASE}^{mn,p}(X, Y, \lambda) \cdot P_{ASE}^{+,mn,p}(z, \lambda) - \alpha \cdot P_{ASE}^{+,mn,p}(z, \lambda), P_{ASE}^{+,mn,p}(z, \lambda) \right)$$

$$P_{ASE}^{-,mn,p}(z - \Delta z, \lambda) = RK \left(\sum_{Ad} \frac{2 \cdot h \cdot c \cdot \sigma_e(\lambda) \cdot \Gamma_{ASE}^{mn,p}(X, Y, \lambda) \cdot N_2(X, Y, z)}{\lambda} \right. \\ \left. + \sum_{Ad} (\sigma_e(\lambda) \cdot N_2(X, Y, z) - \sigma_a(\lambda) \cdot N_1(X, Y, z)) \Gamma_{ASE}^{mn,p}(X, Y, \lambda) \cdot P_{ASE}^{-,mn,p}(z, \lambda) - \alpha \cdot P_{ASE}^{-,mn,p}(z, \lambda), P_{ASE}^{-,mn,p}(z, \lambda) \right)$$

$$R_{13}(X, Y, z) = \sum_{mn,p} \sigma_a(\lambda_p) \Gamma_p(X, Y) \cdot \frac{(P_p^{+,mn,p}(z) + P_p^{-,mn,p}(z)) \lambda_p}{h \cdot c \cdot \Delta S}$$

$$R_{31}(X, Y, z) = \sum_{mn,p} \sigma_e(\lambda_p) \Gamma_p(X, Y) \cdot \frac{(P_p^{+,mn,p}(z) + P_p^{-,mn,p}(z)) \lambda_p}{h \cdot c \cdot \Delta S}$$

$$W_{12}(X, Y, z) = \sum_{mn,p} \sum_{\lambda} \sigma_a(\lambda_{ASE}) \Gamma_{ASE}^{mn,p}(X, Y, \lambda) \cdot \frac{(P_{ASE}^{+,mn,p}(\lambda) + P_{ASE}^{-,mn,p}(\lambda)) \lambda}{h \cdot c \cdot \Delta S}$$

$$W_{21}(X, Y, z) = \sum_{mn,p} \sum_{\lambda} \sigma_e(\lambda_{ASE}) \Gamma_{ASE}^{mn,p}(X, Y, \lambda) \cdot \frac{(P_{ASE}^{+,mn,p}(\lambda) + P_{ASE}^{-,mn,p}(\lambda)) \lambda}{h \cdot c \cdot \Delta S}$$

$$N_2(X, Y, z) = \rho(X, Y) \cdot \frac{R_{13}(X, Y, z) + W_{12}(X, Y, z)}{R_{13}(X, Y, z) + W_{12}(X, Y, z) + W_{21}(X, Y, z) + \frac{1}{\tau}}$$

$$N_1(X, Y, z) = \rho(X, Y) - N_2(X, Y, z)$$

III.3 Validation du modèle

La validation du modèle s'appuie sur la modélisation d'un oscillateur utilisant une fibre de type Rod Type pour émettre un signal laser à 980 nm d'une puissance maximale de 94W. [LIM08].

La fibre possède les paramètres suivants :

- Diamètre du cœur 80 μm
- Diamètre de la zone dopée : 60 μm
- Concentration en ytterbium : $3,2 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$
- Longueur de fibre : 1,2 m
- Les paramètres de la structure composant la gaine sont : un réseau de trou d'air agencés en mailles triangulaires, $d/\Lambda=0,19$

Cette publication a été utilisée car elle montre l'évolution du M^2 en fonction de la puissance émise. Or le M^2 , qui caractérise le caractère gaussien du faisceau, est directement relié au caractère monomode transversal de l'oscillateur. Un oscillateur à fibre transversalement monomode aura un M^2 proche de l'unité. Plus l'oscillateur sera multimode, plus le M^2 augmentera. Par ailleurs, cette publication montre des images de l'évolution de la distribution d'intensité du faisceau de sortie en champ proche en fonction de la puissance de sortie. On peut ainsi observer qu'à faible puissance, le mode LP_{01} est largement dominant alors que lorsque la puissance augmente, le LP_{11} devient de plus en plus présent jusqu'à devenir dominant. L'évolution du M^2 confirme ce phénomène : le M^2 , proche de 1,2 à faible puissance, s'accroît à mesure que la puissance augmente, jusqu'à se stabiliser autour d'une valeur de 2,2. (Voir Figure II.12 a et b).

Les modes se propageant dans la fibre ont été modélisés par la méthode des éléments finis afin de déterminer les distributions transverses des facteurs de recouvrement de chacun de modes. Le profil d'indice bidimensionnel utilisé pour la modélisation est représenté sur la Figure II.13.

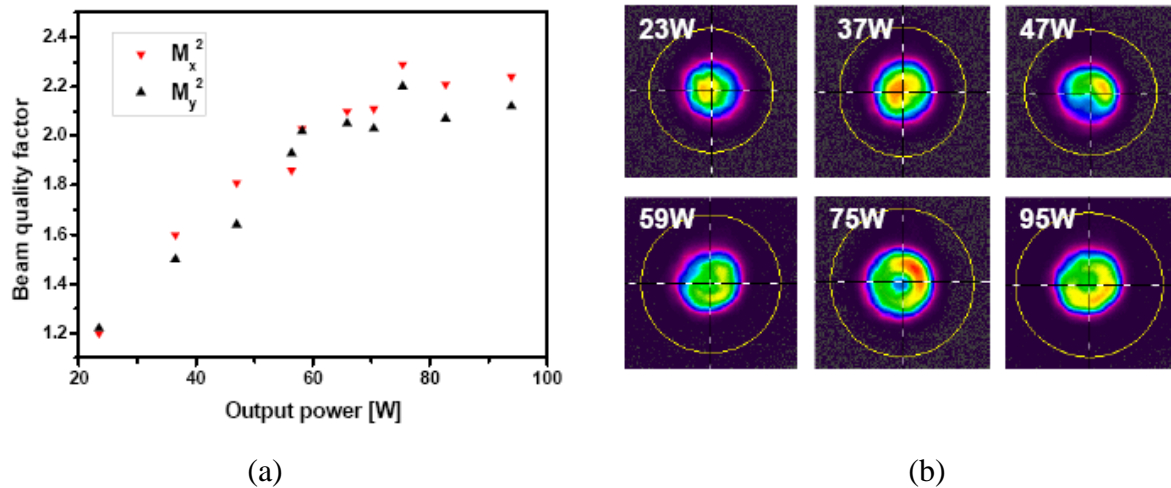


Figure II.12. (a) Evolution du M^2 en fonction de la puissance de sortie de l'oscillateur. (b) Evolution de la distribution d'intensité en champ proche du faisceau de sortie en fonction de la puissance de sortie de l'oscillateur [LIM08].

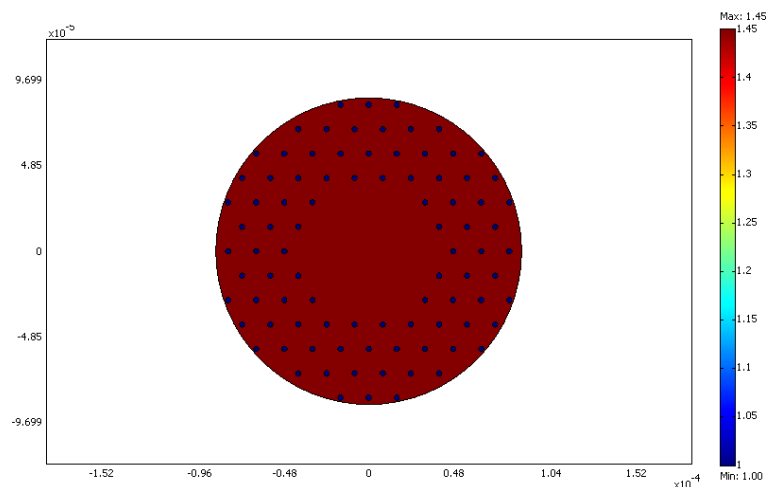
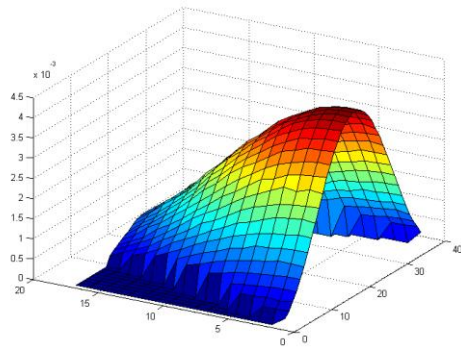
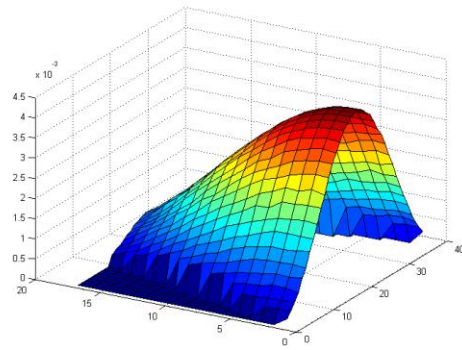


Figure II.13 : Profil d'indice bidimensionnel de la fibre modélisée.

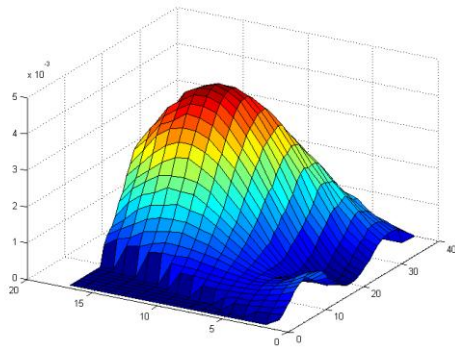
Chacun des modes LP_{mn} se décompose en deux composantes qui permettent chacune de calculer une distribution transverse de son facteur de recouvrement avec la zone dopée : la composante pair $\Gamma^{mn,P}$ et la composante impaire $\Gamma^{mn,I}$. Dans le cas présent, on obtient 8 facteurs de recouvrements distincts : $\Gamma^{01,P}$, $\Gamma^{01,I}$, $\Gamma^{11,P}$, $\Gamma^{11,I}$, $\Gamma^{21,P}$, $\Gamma^{21,I}$, $\Gamma^{02,P}$ et $\Gamma^{02,I}$. Leurs distributions transverses discrétisées sont représentées sur la Figure II.14 de a) à h) pour une longueur d'onde de 980 nm. Ces facteurs de recouvrement ont été calculés par pas de 1 nm pour chaque longueur d'onde situé entre 950 et 1100 nm.



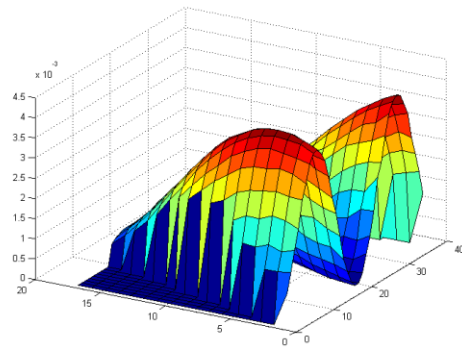
a)



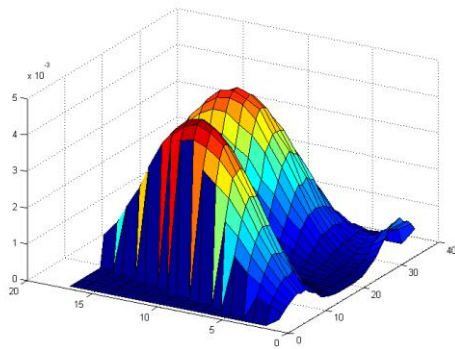
b)



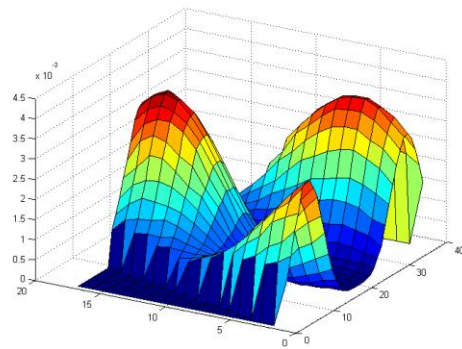
c)



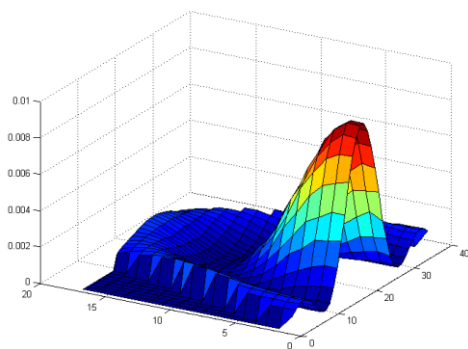
d)



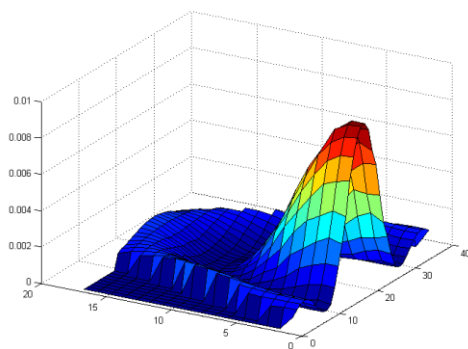
e)



f)



g)



h)

Figure II.14 : Distribution transverse discrétisée des facteurs de recouvrement : a) $\Gamma^{01,P}$, b) $\Gamma^{01,I}$, c) $\Gamma^{11,P}$, d) $\Gamma^{11,I}$, e) $\Gamma^{21,P}$, f) $\Gamma^{21,I}$, g) $\Gamma^{02,P}$ et h) $\Gamma^{02,I}$

La cavité laser modélisée (voir Figure II.15 (a)) correspond à celle réalisée dans [LIM08] :

- A l'extrémité opposée à celle où la puissance de pompage est injectée, un miroir dichroïque M_2 dont le coefficient de réflexion $R_2(\lambda)$ est maximal à la longueur d'onde de 980 nm et inférieur à 10^{-3} au-delà de 1000 nm est modélisé. L'évolution de $R_2(\lambda)$ en fonction de λ est représentée sur la figure II.15 (b).
- A l'extrémité où la pompe est injectée, un coefficient de réflexion résiduel $R_1 = 1.10^{-5}$ est modélisé pour rendre compte des réflexions de Fresnel résiduelle. Dans [LIM08], aucune réflexion n'est considérée à cette extrémité. Néanmoins, dans la réalité une annulation totale des réflexions de Fresnel si elle est théoriquement possible est pratiquement improbable. Un coefficient de réflexion extrêmement faible a donc été utilisé pour la modélisation.

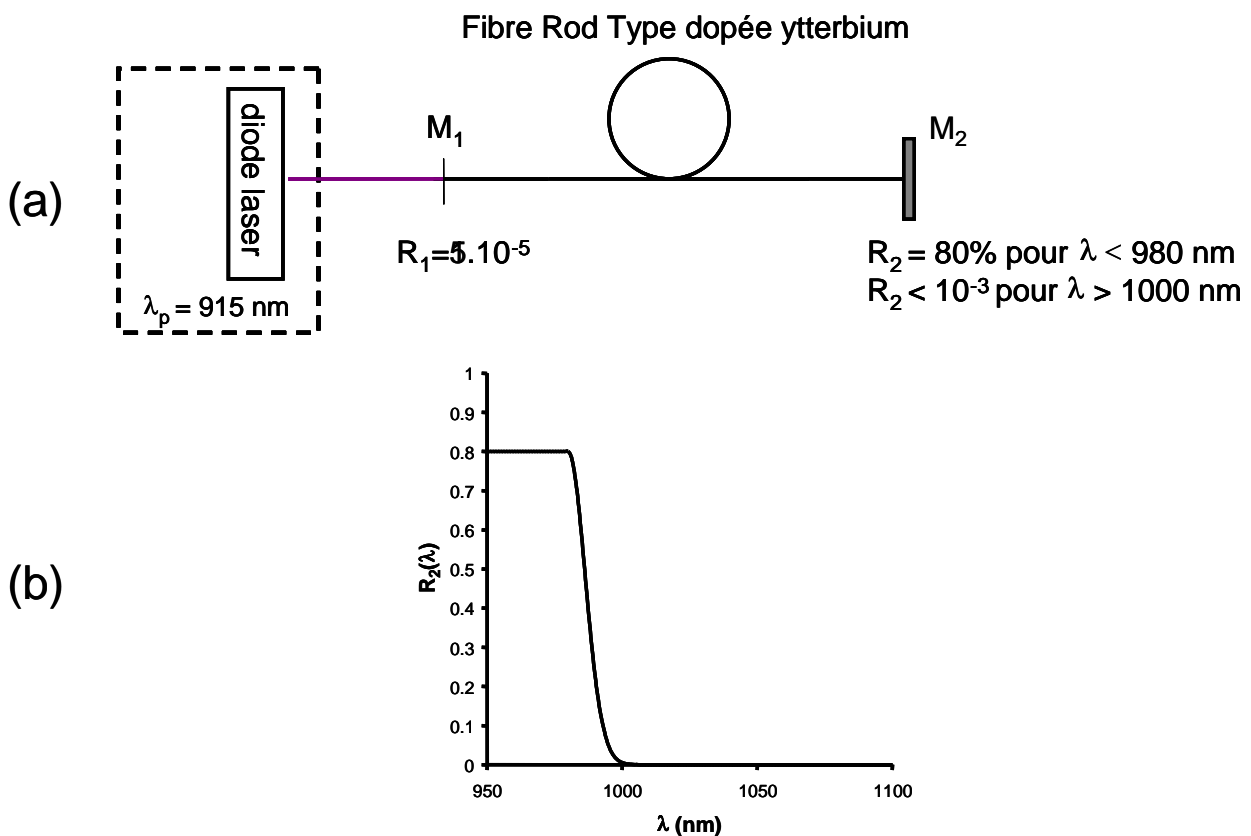


Figure II.15 : (a) Représentation schématique de la cavité modélisée. (b) Evolution du coefficient de réflexion R_2 en fonction de λ .

A puissance maximale (170 W) le spectre de sortie obtenu est représenté sur la figure II.16 a), tandis que le résultat expérimental obtenu dans la même configuration est représenté sur la

Figure II.16 b). On observe une bonne concordance entre la modélisation et le résultat expérimental. L'émission préférentielle à 978 nm et la dynamique de 40 dB entre la puissance à 978 et à environ 1040 nm sont présentes à la fois sur les résultats expérimentaux et sur la modélisation. Les quelques divergences entre les deux spectres s'expliquent par le fait que le modèle ne prend pas en compte l'existence des modes longitudinaux et la compétition qui s'établit entre eux. De surcroît, les sections efficaces utilisées lors de la modélisation sont des sections efficaces « standard » de la silice dopée à l'ytterbium codopée à l'aluminium. Les sections efficaces du matériau effectivement utilisé dans la fibre Rod Type n'ont pas été mesurées, et peuvent légèrement différer de celles utilisées pour la modélisation.

Le spectre expérimental, notamment sur l'encart de la Figure II.6, fait apparaître une multitude de raies laser, qui témoigne de la présence d'une multitude de modes longitudinaux. Cela confirme l'hypothèse, qu'une partie infime de la puissance lumineuse est réfléchi par réflexion de Fresnel donnant ainsi naissance à une cavité qui elle-même impose l'existence de modes longitudinaux.

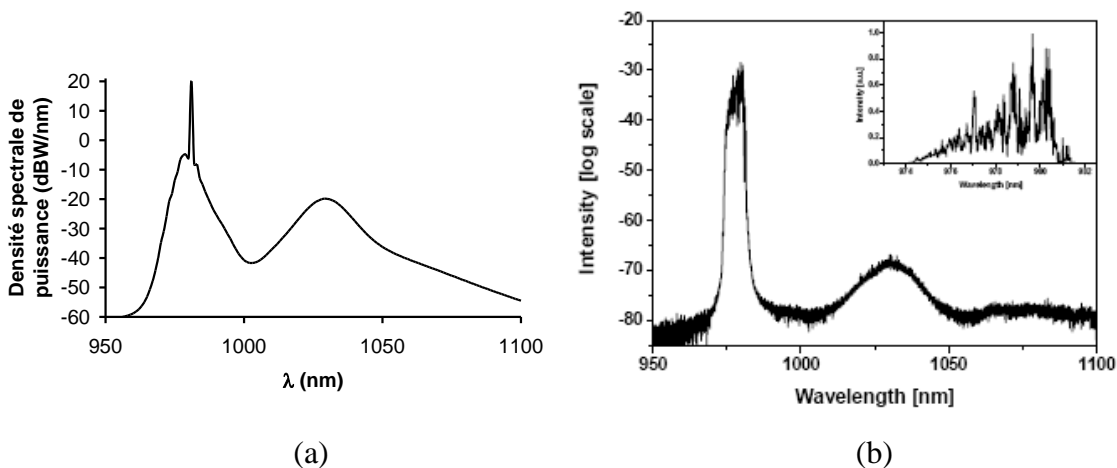
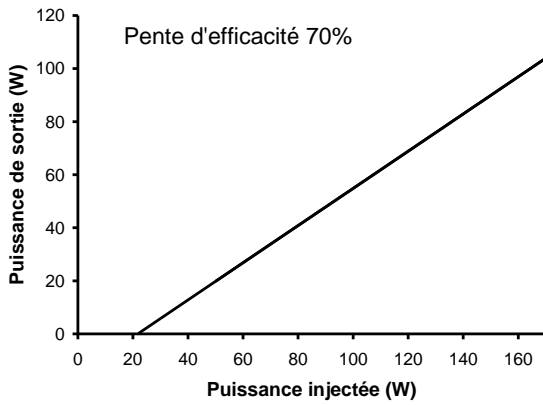
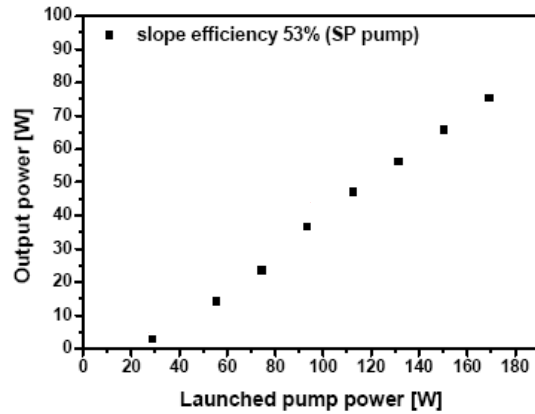


Figure II.16 : Densité spectrale de puissance de sortie à puissance de pompe maximale obtenu par modélisation numérique (a) et expérimentalement (b)

Pour ce qui est de l'évolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe, les résultats de la modélisation sont représentés sur la Figure II.17 a) tandis que les résultats expérimentaux sont représentés sur la Figure II.17 b). On observe une pente plus prononcée sur la modélisation et donc une puissance de sortie supérieure. Cela s'explique par le fait que les pertes linéiques n'ont pas été prises en compte dans la modélisation car elles n'ont pas été évaluées dans la référence [LIM08]. Le seuil d'émission laser (20 W) est correctement modélisé et correspond aux observations expérimentales.



(a)



(b)

Figure II.17 : Evolution de la puissance de sortie de l'oscillateur laser en fonction de la puissance de pompe injectée obtenue (a) par modélisation numérique et (b) expérimentalement.

Enfin, sur la Figure II.18 sont représentées les évolutions des parts de la puissance de sortie que représente chaque mode LP_{mn} en fonction de la puissance sortie totale en sortie l'oscillateur. Ici les puissances respectives des deux composantes paire et impaire de chaque mode LP_{mn} sont sommées pour déterminer la puissance globale portée par le mode LP_{mn} considéré.

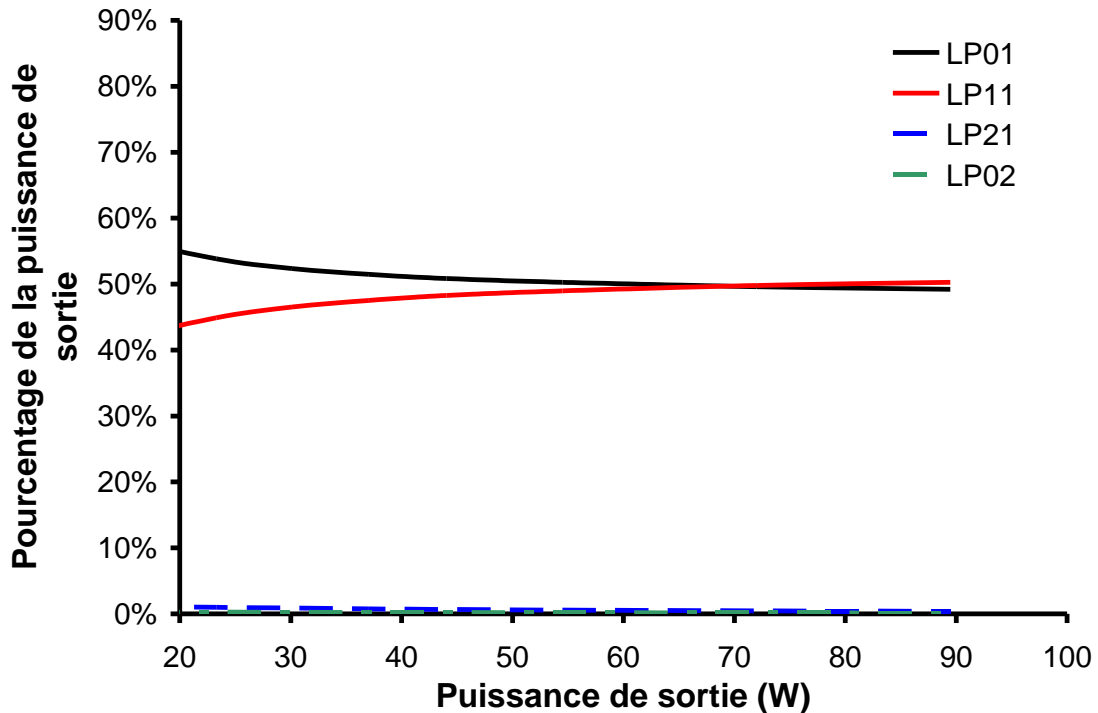


Figure II.18 : Evolution de la répartition de la puissance de sortie portée par chacun des modes LP_{mn} en fonction de la puissance de sortie totale de l'oscillateur.

Ce graphique est à comparer avec la Figure II.12. La modélisation rend bien compte qu'à faible puissance le LP_{01} est dominant (56 % de la puissance totale) et que lorsque la puissance augmente, la part de puissance portée par le LP_{01} se réduit alors que la part de puissance portée par le LP_{11} s'accroît. Finalement, au-delà d'une puissance de sortie de 65 W, le LP_{11} devient dominant. A plus forte puissance les parts respectives de puissance portées par le LP_{01} et le LP_{11} tendent à s'équilibrer et se stabiliser autour des valeurs de 49% et 51%. Ce comportement correspond bien aux résultats expérimentaux où le M^2 , partant d'une valeur de 1,2, s'accroît progressivement, avant de tendre vers une valeur de 2,2. De même, alors qu'à faible puissance, la distribution d'intensité du faisceau de sortie montre que le LP_{01} est prépondérant, on observe progressivement une modification de la distribution d'intensité où le LP_{11} est de plus en plus présent jusqu'à devenir dominant. La distribution d'énergie semble alors se stabiliser.

Bien que le modèle impose de réaliser quelques approximations, on peut noter que la modélisation de la compétition modale s'accorde de manière très satisfaisante avec les résultats expérimentaux.

CONCLUSION

Une modélisation assez complète des oscillateurs laser à fibre dopée terre rare a été réalisée.

Cette modélisation :

- prend en compte le comportement spectral de l'oscillateur et le modélise fidèlement sans toutefois permettre la résolution des modes longitudinaux ;
- peut être adapté pour tout type de cavité (Fabry-Perot, laser fibré en boucle) ;
- prend en compte la réponse spectrale des miroirs dichroïques dont les coefficients de réflexion varient en fonction de la longueur d'onde;
- peut décrire la compétition modale transverse dans le cadre de fibres multimodes ;
- est adaptée pour tout type de fibre optique, car le profil d'indice utilisé est bidimensionnel.

De plus, bien que ces aspects n'aient pas été exploités dans le cadre de cette thèse, la modélisation :

- permet de refléter le comportement de l'oscillateur laser lorsque la fibre est soumise à une courbure. Il suffit pour cela de calculer les distributions transverses des facteurs de recouvrement pour un profil d'indice équivalent à celui de la fibre courbée en prenant garde cependant à ce que l'axe de la courbure soit parallèle à l'axe de symétrie défini pour la modélisation [MAR76][MAR76b].
- est adaptée pour toute distribution de dopant aux ions terres rares, et peut donc modéliser la sélection modale transverse par le profil de dopage aux ions terre rares. Le profil de dopage peut être bidimensionnel à condition qu'il présente la même symétrie que celle utilisée lors de la modélisation.

A notre connaissance, le modèle développé ici constitue la modélisation des oscillateurs à fibre dopée terre rare continu actuellement la plus aboutie.

CHAPITRE 3 : CONCEPTION D'UNE FIBRE A LARGE CŒUR FORTEMENT DOPEE ET MONOMODE PAR FILTRAGE DES MODES D'ORDRE ELEVES

Introduction

La plupart des recherches actuelles destinées à accroître la puissance que peuvent délivrer les oscillateurs laser à fibre se concentrent sur l'accroissement de la taille du cœur tout en conservant une émission transversalement monomode au détriment du contraste d'indice et provoquant une extrême sensibilité aux courbures.

L'exploration d'une voie alternative recherchant à la fois l'accroissement de la concentration en ions de terres rares et l'accroissement de la taille du cœur constitue un axe de recherche intéressant. Une des voies qui est explorée au laboratoire Xlim est l'utilisation d'une gaine structurée pour réaliser un « filtrage de mode ». Le guidage de la fibre repose essentiellement sur un cœur dont la taille et l'indice de réfraction en ferait un guide très multimode s'il était entouré de silice pure uniquement. Une gaine structurée, composée de guides secondaires est placée autour de ce cœur. Les guides secondaires supportent la propagation de plusieurs modes transverses. Les guides secondaires sont conçus de telle manière que leurs modes de propagation se couplent avec les modes d'ordre élevé se propageant dans le cœur sans se coupler avec le mode fondamental se propageant dans le cœur. Par conséquent, la distribution transverse d'intensité des modes d'ordre élevé est modifiée par la présence des guides secondaires. Une partie de l'énergie de modes d'ordre élevé se propageant dans le cœur est délocalisée dans les guides secondaires, réduisant ainsi le facteur de recouvrement entre l'intensité lumineuse de ces modes et la zone dopée aux ions de terre rare (le cœur). Lors du processus de compétition modale transverse, les modes d'ordre élevé aux facteurs de recouvrement réduits sont défavorisés et une émission transversalement monomode peut être obtenue.

Ce chapitre décrit la conception d'une fibre fonctionnant sur ce principe et présentant une symétrie de révolution. La faisabilité de la fibre conçue sera ensuite discutée avant d'ouvrir des

perspectives en prenant en compte les contraintes technologiques pour permettre la réalisation effective et reproductible d'une telle fibre.

I Le filtrage de mode

Le filtrage de mode fut observé dans des fibres conçues pour obtenir de faibles pertes par courbure. En 2005, John Fini [FIN05], se basant sur les mécanismes mis en jeu dans les fibres très dispersives [GER04], explique ceux qui sont responsables de ce phénomène. Il montre ainsi que des fibres utilisant des réseaux de trous pour renforcer le guidage du mode fondamental, permettent le confinement du mode LP_{11} dans le cœur. Il met également en lumière qu'il existe des conditions particulières pour le réseau de trous qui conduisent à l'apparition d'un guide périphérique annulaire. Lorsque les paramètres optogéométriques de ce guide périphérique sont corrects, l'un des modes de propagation de ce guide secondaire présente un accord de phase avec le mode de propagation LP_{11} du cœur. Par conséquent, ces deux modes vont se coupler. Par ailleurs, comme le guide périphérique annulaire présente des pertes de confinement élevées, ce couplage va induire des pertes accrues sur le mode de propagation LP_{11} . La combinaison de ces deux facteurs (couplage et pertes) est source du filtrage modal observé. En 2006, il propose pour des fibres à cœur d'air de remplacer le guide périphérique annulaire par des guides périphériques d'air cylindriques [FIN06b]. Solution qui sera reprise et améliorée par Kunimasa Saitoh la même année [SAI06]. En 2006, Laure Lavoute [LAV06] propose un design pour une fibre LHDC (Large and Highly Doped Core) basée sur un principe similaire : ici le guide périphérique n'est plus un guide annulaire unique mais un réseau en maille triangulaire d'inclusions haut indice cylindriques dans une matrice de silice. Considérons ici l'une des inclusions haut indice prise isolément entourée de silice pure. Cette inclusion supporte une multitude de modes de propagation. Considérons également uniquement le mode fondamental transverse LP_{01} supporté par cette inclusion (Figure III.1 (a)). Si un second guide identique en tout point au premier est inclus dans la silice entourant le guide et à proximité de ce dernier, alors les deux modes fondamentaux des deux guides vont être en accord de phase et se coupler, donnant ainsi naissance à deux supermodes distincts, l'un dont l'indice effectif sera légèrement supérieur à l'indice effectif du LP_{01} original, l'autre dont l'indice effectif sera légèrement inférieur à l'indice effectif du LP_{01} original (Figure III.1 (b)). Si, à proximité de ces deux guides, un troisième guide identique est inclus, alors il existera trois supermodes distincts (Figure III.1 (c)). Enfin, s'il s'agit d'un réseau infini de guides arrangés en maille triangulaire, alors il existera une infinité de supermodes, générant un continuum, que l'on nomme bande autorisée (Figure III.1 (d)). Par ce mécanisme, le réseau d'inclusions entourant le cœur dans [LAV06] va donner naissance, pour chaque mode de propagation d'une inclusion prise isolément, à une bande

autorisée. Ces bandes autorisées caractérisent les modes de propagation du réseau de guides entourant le cœur. Lorsqu'il existe un accord de phase entre les modes se propageant dans le cœur et ces bandes autorisées, il y a couplage. Par conséquent, la distribution d'intensité des modes de propagation du cœur subissant un couplage avec les bandes autorisées sera modifiée et une partie de l'énergie sera délocalisée du cœur vers les inclusions. Il en résulte que les facteurs de recouvrement entre les modes de propagation du cœur subissant ces couplages et la zone dopée (le cœur) sont sensiblement réduits. Par suite, ces modes auront un gain réduit dans le processus d'oscillation laser, puis par compétition modale transverse, ces modes se retrouveront exclus de l'oscillation laser. Finalement, il est possible par cette méthode, d'obtenir une émission strictement monomode si des couplages sont assurés pour l'ensemble des modes de propagation du cœur à l'exception du LP₀₁ [ROY08].

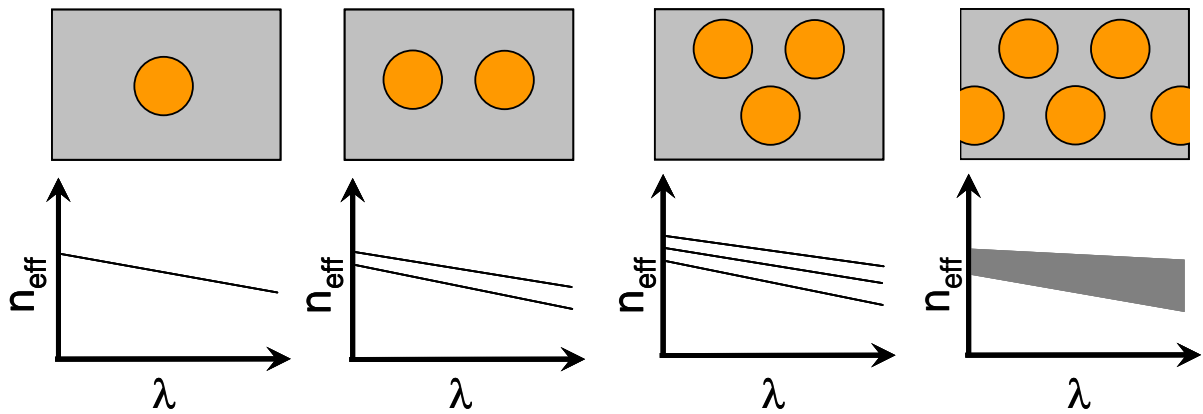


Figure III.1 : Représentation schématique de différents réseaux de guide et de l'évolution des indices effectifs des modes de propagation qu'ils supportent. (a) Un guide unique (orange) entouré de silice (gris). (b) Deux guides identiques. (c) Trois guides identiques. (d) Une infinité de guides identiques.

II Conception d'une fibre à haut indice et large cœur à symétrie de révolution (LHDC1D)

Au cours de sa thèse au laboratoire Xlim et de l'année qui a suivi, Laure Lavoute a conçu et réalisé une fibre LHDC permettant d'obtenir une émission laser monomode par filtrage des modes d'ordre élevé. Cependant, la complexité de l'architecture de la fibre : un réseau d'inclusions haut indice arrangées en maille triangulaire entourant un cœur fortement dopé haut indice, nécessite beaucoup d'étapes de fabrication. Une nouvelle fibre a donc été conçue de façon à ce qu'elle puisse être réalisée en une seule étape par la méthode MCVD (modified chemical vapor deposition). Cette fibre doit donc présenter une symétrie de révolution. Elle sera nommée LHDC1D pour Large and Higly Doped Core à une dimension.

II.1 Caractéristiques du cœur de la fibre

Afin de remplir le double objectif d'accroître la surface du cœur et la concentration en ytterbium, les paramètres optogéométriques du cœur sont les suivants :

- $\Delta n = 5.10^{-3}$
- $r_c = 15 \mu\text{m}$

Le rayon de $15 \mu\text{m}$ permet d'obtenir une surface du cœur de $700 \mu\text{m}^2$ ce qui est 4 fois plus élevé que la surface de cœur d'une fibre LMA à saut d'indice usuelle. Le contraste d'indice, permet d'envisager un dopage en ytterbium codopé à l'aluminium offrant une concentration en ytterbium de 15000 ppm-poids. Cette concentration pourrait être encore plus élevée en utilisant une matrice de silice contenant du phosphore et du fluor, il s'agit donc d'une concentration minimum. L'accroissement simultané de la taille du cœur et de la concentration en ytterbium permet de réduire simultanément la densité surfacique de puissance et la longueur de fibre nécessaire à l'absorption de la pompe, repoussant ainsi le seuil d'apparition des effets non linéaire.

Lorsque ce cœur est entouré de silice pure, à 1040 nm, la longueur d'opération supposée de l'oscillateur laser final, on obtient une fréquence spatiale normalisée $V=10,92$: 17 modes sont donc susceptibles de se propager dans un tel cœur s'il est entouré de silice pure. L'évolution des indices effectifs de ces 17 modes en fonction de la longueur d'onde est représentée sur la Figure III.2.

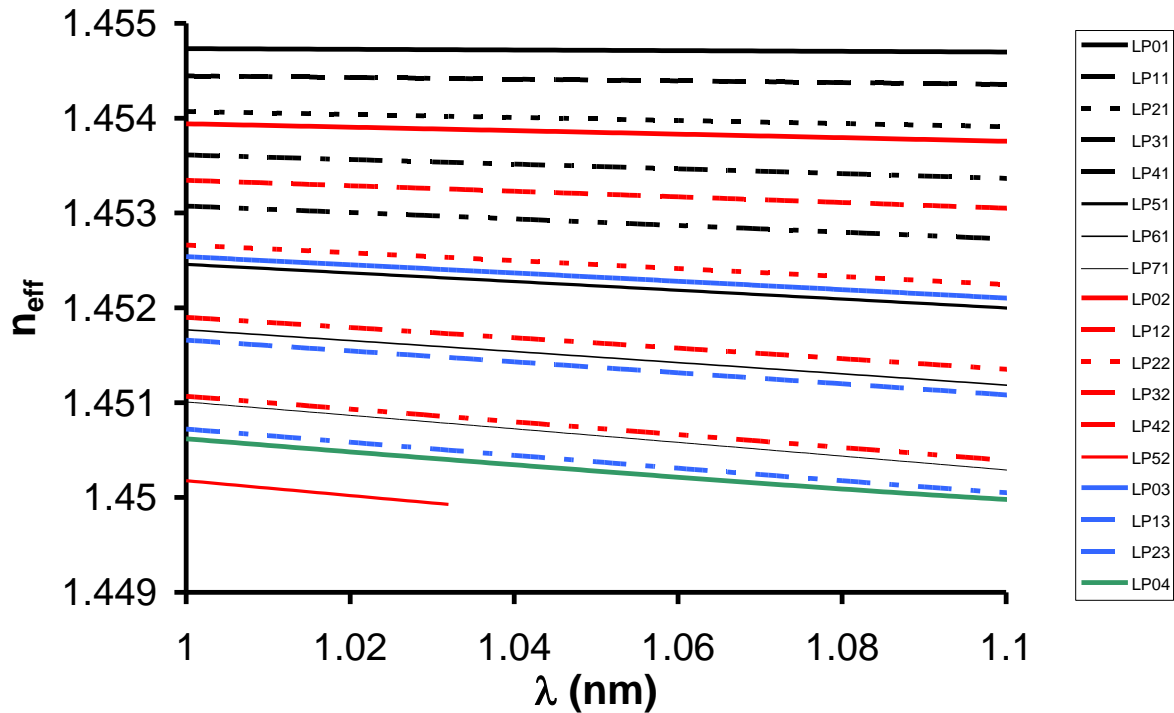


Figure III.2 Evolution des indices effectifs des modes transverse du cœur lorsqu'il est entouré de silice pure.

II.2 Caractéristiques de la gaine de la fibre

Afin d'évacuer les modes d'ordre élevé, la gaine de la fibre doit inclure des guides secondaires. Pour conserver une symétrie de révolution, ces guides doivent être annulaires. L'évacuation des modes d'ordre élevé fonctionne par couplage entre les modes d'ordre élevé se propageant dans le cœur et les modes se propageant dans les guides annulaires périphériques situés dans la gaine. Or la théorie des modes couplés nous enseigne que le couplage entre deux modes M_1 (caractérisé par β_1 , n_{e1} , et $E_1(x,y)$) et M_2 (caractérisé par β_2 , n_{e2} , et $E_2(x,y)$) se propageant dans deux guides distincts est proportionnel à :

- l'accord de phase entre les deux modes, en d'autres termes, la proximité de leurs constante de propagation β_1 et β_2 , (i.e. leur indices effectifs n_{e1} et n_{e2});
- l'intégrale de recouvrement des champs électriques $E_1(x,y)$ et $E_2(x,y)$.

Afin de maximiser les intégrales de recouvrement, les guides périphériques ont été placés le plus près possible du cœur. Une séparation de 1 μm est estimée technologiquement réalisable par

MCVD. Le premier guide annulaire est donc séparé du cœur par une couronne de silice de $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur.

De plus nous souhaitons réaliser une structure qui fonctionne sur toute la bande spectrale d'émission de l'ytterbium (1030 – 1090 nm). Pour obtenir un accord de phase entre les modes se propageant dans le cœur et dans les guides périphériques sur une large bande spectrale, il faut que ces modes présentent des courbes de dispersion similaires. Par conséquent, les guides périphériques doivent présenter un indice de réfraction proche de celui du cœur sur une large bande spectrale.

En considérant les intégrales de recouvrement des champs électriques, il apparaît que les modes LP_{0y} se propageant dans le cœur possèdent des conditions de couplages plus restrictives que les autres modes. Les modes LP_{0y} se propageant dans le cœur ne sont susceptibles de se coupler qu'avec, et uniquement avec des modes LP_{0z} se propageant dans l'un des guides annulaires. Tout autre mode se propageant dans les guides annulaires présente une intégrale de recouvrement nulle avec les LP_{0y} se propageant dans le cœur. Par conséquent, la conception des guides annulaires doit prioritairement être destinée à évacuer ces modes. Les guides annulaires doivent donc être conçus spécifiquement pour présenter des accords de phase entre leurs LP_{0z} et les LP_{0y} se propageant dans le cœur. Sur la Figure III.2, les courbes $n_e(\lambda)$ de quatre LP_{0y} propagés dans le cœur sont représentées : les LP_{01} , LP_{02} , LP_{03} et LP_{04} . Le LP_{01} est le mode qui doit être conservé, donc trois modes LP_{0y} : les LP_{02} , LP_{03} et LP_{04} doivent se coupler avec les LP_{0z} confinés dans les guides annulaires.

En terme d'indice effectif, le premier mode confiné dans le cœur qui doit présenter un couplage avec un mode se propageant dans les guides annulaires est le LP_{11} . D'une part, les dimensions du guide annulaire A_2 vont donc être imposées par la nécessité de permettre un couplage entre l'un de ses modes de propagation transverse et le mode LP_{11} confiné dans le cœur. En terme d'indice effectif, le premier mode de propagation transverse du guide A_2 susceptible de se coupler avec le mode LP_{11} confiné dans le cœur est le LP_{11} . En effet, le mode LP_{01} se propageant dans le guide A_2 présente une intégrale de recouvrement nulle avec le mode LP_{11} se propageant dans le cœur. D'autre part, le mode de propagation transverse LP_{01} du guide A_2 ne doit pas se coupler avec le LP_{01} se propageant dans le cœur. Les dimensions du guide A_2 sont donc déterminées par ces deux conditions.

En terme d'indice effectif, le second mode confiné dans le cœur qui présente des conditions de couplage très restrictives en terme d'intégrale de recouvrement est le mode LP_{02} . Ce mode ne peut pas se coupler avec les modes confinés dans le guide A_2 . Par conséquent, un second guide (A_1) est conçu pour permettre le couplage entre son mode LP_{01} et le mode LP_{02} se propageant dans le cœur.

Comme nous le verrons plus tard, ces deux guides suffisent pour assurer un couplage efficace entre les modes qu'ils supportent et chaque mode d'ordre élevé se propageant dans le cœur. Les profils d'indice de réfraction à 1040 nm des guides A_1 et A_2 lorsqu'ils sont isolés dans une matrice de silice sont représentés en encart respectivement sur les Figure III.3 et III.4. A_1 , qui présente l'épaisseur la plus faible est placé directement autour du cœur de façon à ce que A_2 soit plus près du cœur. Ainsi un couplage plus efficace est assuré entre les modes se propageant dans le cœur et les modes confinés dans le guide annulaire externe.

Les évolutions des indices effectifs des modes se propageant dans A_1 et A_2 lorsqu'ils sont entourés de silice pure en fonction de la longueur d'onde sont représentées respectivement sur les figures III.3 et III.4.

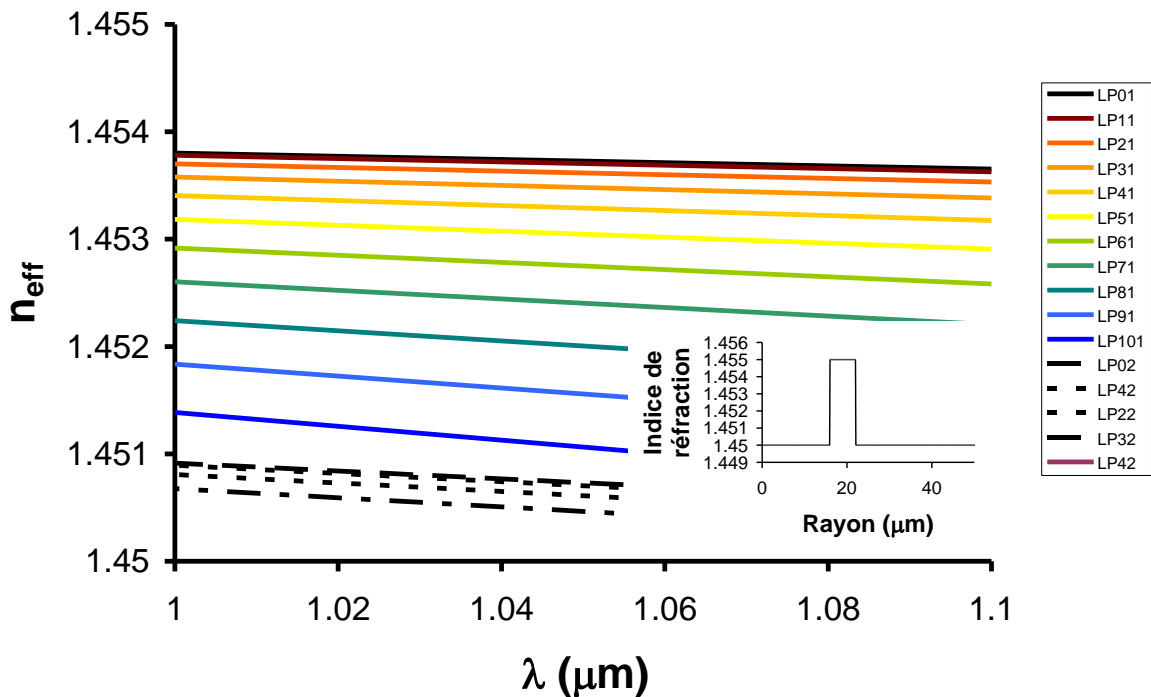


Figure III.3 : Evolution des indices effectifs des modes se propageant dans le guide annulaire A_1 en fonction de la longueur d'onde. Encart : profil radial d'indice de réfraction du guide A_1 lorsqu'il est entouré de silice pure à 1.050 μm .

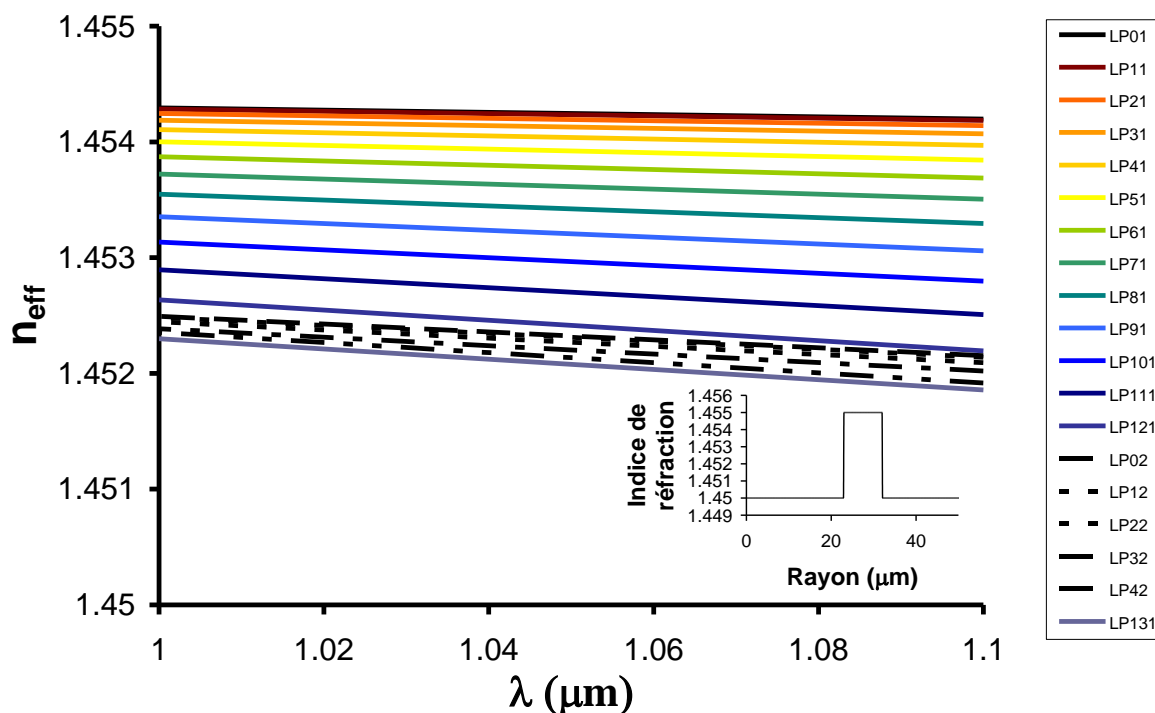


Figure III.4 : Evolution des indices effectifs des modes se propageant dans le guide annulaire A_2 en fonction de la longueur d'onde. Encart : profil radial d'indice de réfraction du guide A_2 lorsqu'il est entouré de silice pure à $1.050 \mu m$.

Les indices effectifs des modes se propageant dans le cœur, dans A_1 et dans A_2 sont comparés sur la Figure III.5. Les premiers modes se propageant dans A_2 ont des indices effectifs très proches mais légèrement inférieurs à celui du LP_{11} confiné dans le cœur. Il faut dans ce cas éviter un accord de phase entre le LP_{01} se propageant dans A_2 et le LP_{01} confiné dans le cœur pour éviter tout couplage entre ces deux modes, l'accord de phase n'est donc pas parfaitement réalisé. De plus, le LP_{02} se propageant dans A_2 est en accord de phase avec le LP_{03} se propageant dans le cœur, ce qui permet un couplage entre les deux modes. Le LP_{02} se propageant dans le cœur présente un accord de phase avec le LP_{01} se propageant dans A_1 , ce qui permet l'évacuation de ce mode. En outre le LP_{04} confiné dans le cœur est en quasi accord de phase avec le LP_{02} se propageant dans A_1 . Ainsi, les modes LP_{02} , LP_{03} , LP_{04} du cœur peuvent être couplés par l'utilisation de deux guides annulaires uniquement. Les autres modes d'ordre élevé se propageant dans le cœur ne nécessitent pas les mêmes conditions de recouvrement que les LP_{0y} , ils peuvent se coupler de manière moins restrictive avec le réseau très dense de modes se propageant dans les deux guides annulaires. Enfin, on peut observer, conformément aux attentes que les pentes de dispersion des modes se propageant

dans le cœur et les guides annulaires périphériques sont similaires, ce qui permet des couplages couvrant l'ensemble de la bande spectrale d'émission de l'ytterbium.

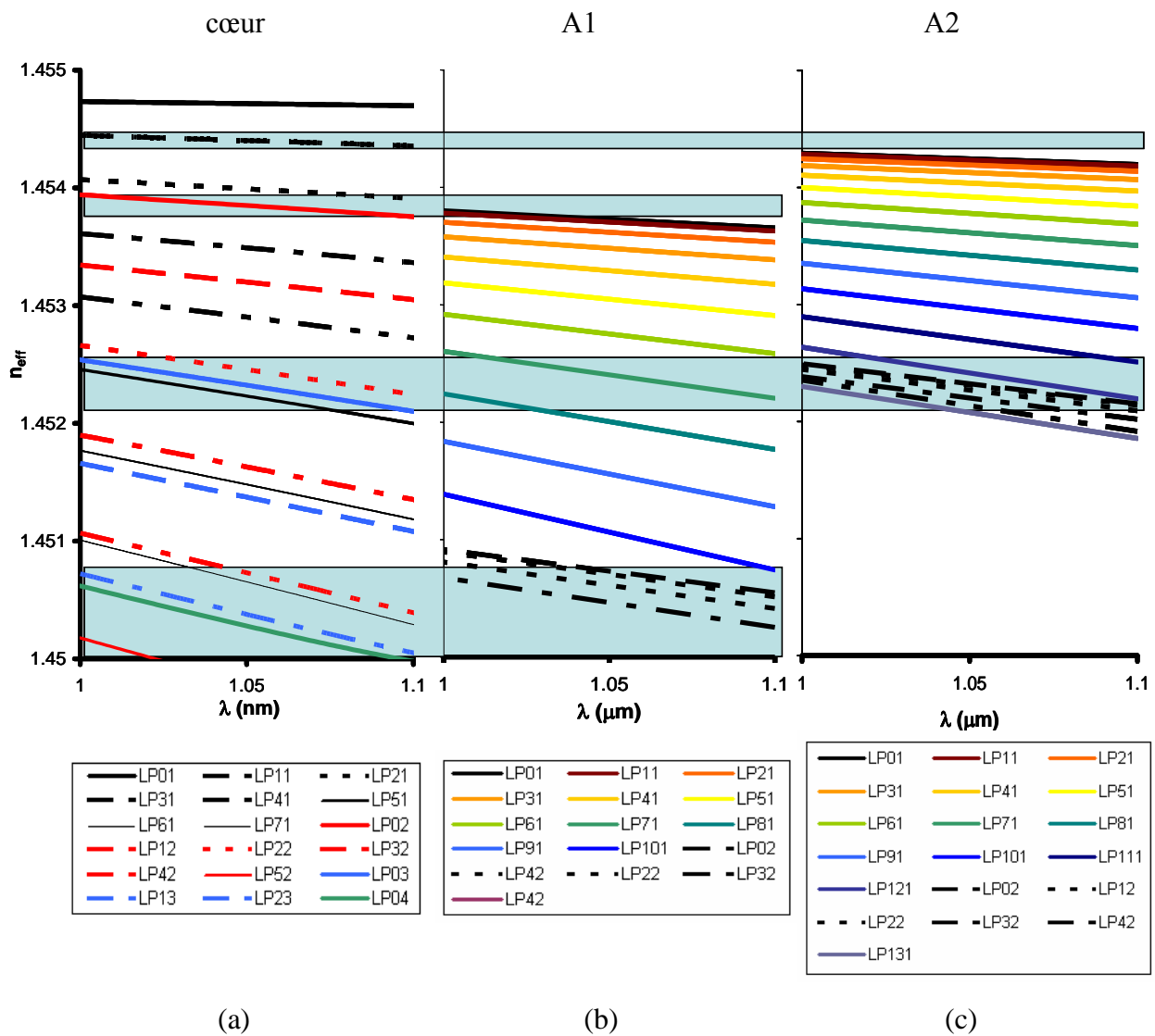


Figure III.5 : Evolution des indices effectifs des modes se propageant dans le cœur (a), dans A₁ (b) et dans A₂ (c) en fonction de la longueur d'onde.

II.3 Modélisation de la structure complète

complète

Les profils d'indice 2D et 1D de l'architecture complète sont représentés sur les Figure III.6 (a) et (b).

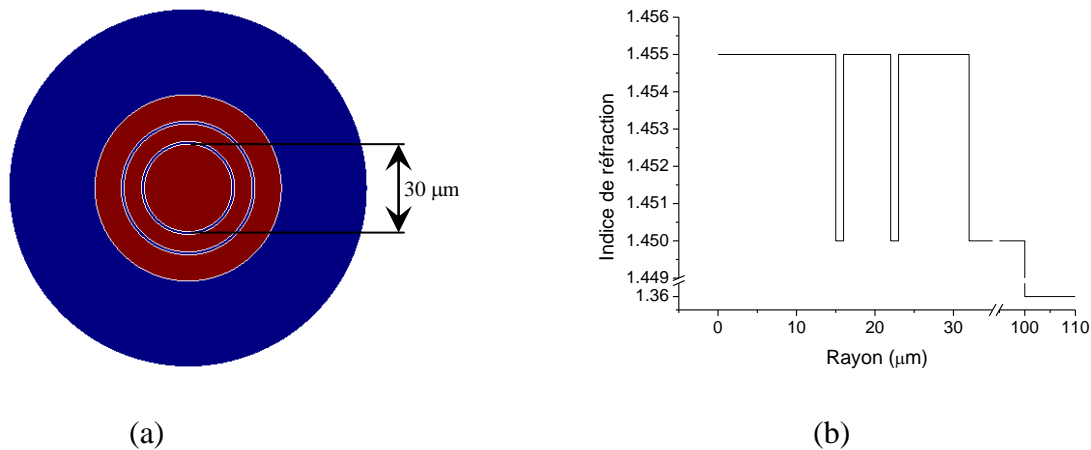


Figure III.6. (a) Profil d'indice de réfraction bidimensionnel (b) Profil d'indice de réfraction radial.

La structure de la fibre est composée :

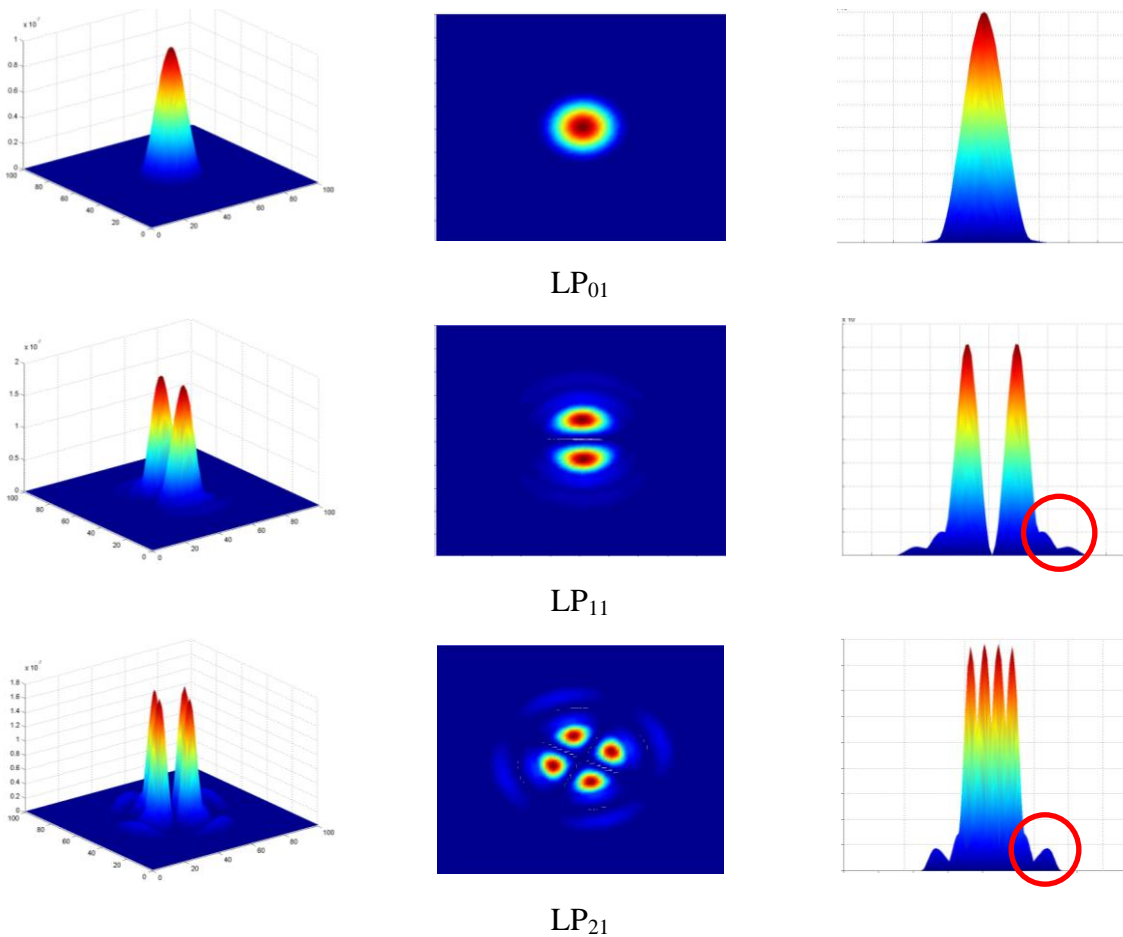
- du cœur ($r_c=15 \mu\text{m}$, $\Delta n=0.005$)
- du guide annulaire A_1 ($r_i=16 \mu\text{m}$, $r_e=22 \mu\text{m}$, $\Delta n=0.005$)
- du guide annulaire A_2 ($r_i=23 \mu\text{m}$, $r_e=32 \mu\text{m}$, $\Delta n=0.005$) (1)

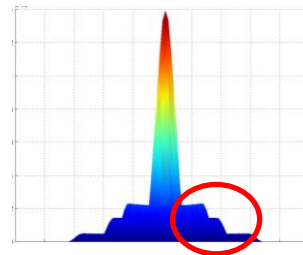
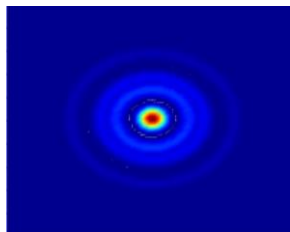
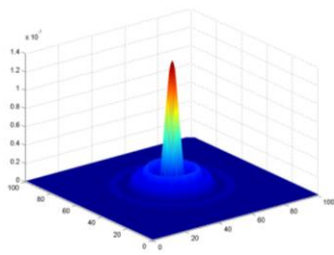
où r_c désigne le rayon du cœur, r_i et r_e désignent les rayons intérieurs et extérieurs des guides annulaires

Le comportement de la structure a été simulé à l'aide du logiciel commercial COMSOL résolvant les équations de Maxwell par la méthode des éléments finis. Ce logiciel permet de déterminer les indices effectifs ainsi que la distribution transverse des champs électriques et magnétiques de chaque mode électromagnétique transverse (TE, TM, HE) susceptible d'exister dans le guide. Les modes possédant une part non négligeable de leur énergie dans le cœur, c'est-à-dire les modes basés sur un des modes représenté sur la Figure III.2, couplé où non avec les modes représentés sur les Figure III.3 et III.4, sont prioritairement l'intérêt de cette simulation. Ces modes sont composés de modes HE, TE et TM, qui peuvent être dégénérés lorsqu'ils présentent le même indice effectif. Les champs électriques des modes dégénérés ont été sommés deux par deux de façon

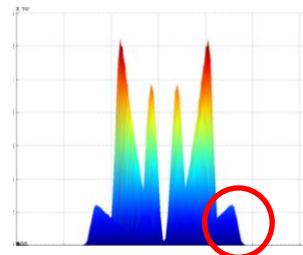
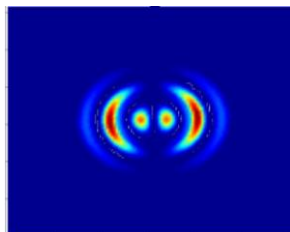
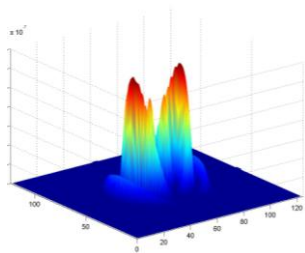
à obtenir les composantes paires et impaires du mode $LP_{mn,p}$ correspondant. On peut noter que chaque mode $LP_{mn,p}$ existe lui-même sous la forme de deux supermodes. Dans le cadre de cette étude, seul le supermode possédant la plus grande part d'énergie dans le cœur est considéré. A partir du champ électrique, la distribution transverse d'intensité de ces modes a été calculée.

Ces distributions d'intensité, pour les composantes paires des 11 premiers modes $LP_{mn,p}$ sont représentées sur la Figure III.7, d'abord en 3D puis en 2D et enfin en projection transverse afin de mettre en évidence la délocalisation de l'énergie. Le mode LP_{01} concentre son énergie dans le cœur de la fibre, aucun signe de couplage efficace n'apparaît. En revanche, à partir du mode LP_{11} et pour tous les modes d'ordre élevé suivants, une partie de l'intensité se localise dans les guides annulaires périphériques, ce qui met en évidence le couplage entre les modes d'ordre élevé du cœur et les modes se propageant dans les guides annulaires.

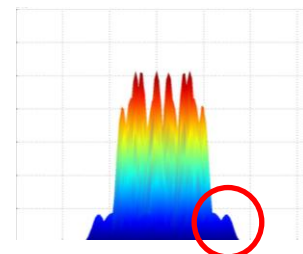
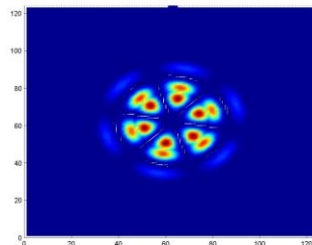
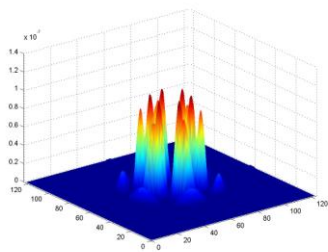




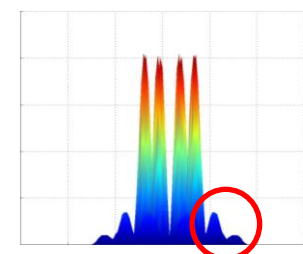
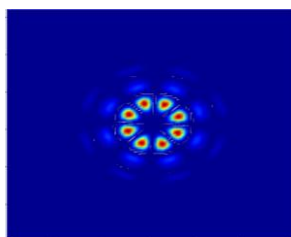
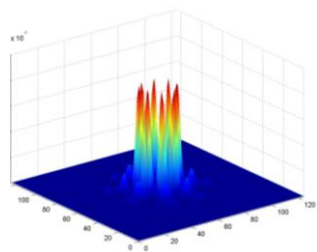
LP₀₂



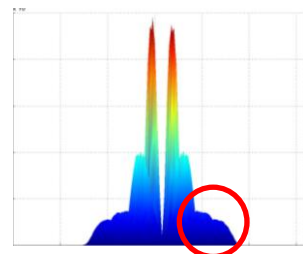
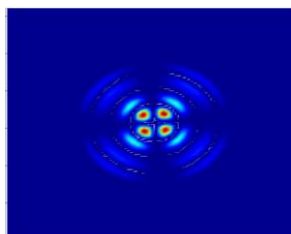
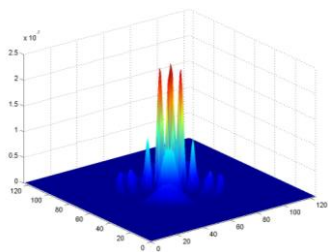
LP₁₂



LP₃₁



LP₄₁



LP₂₂

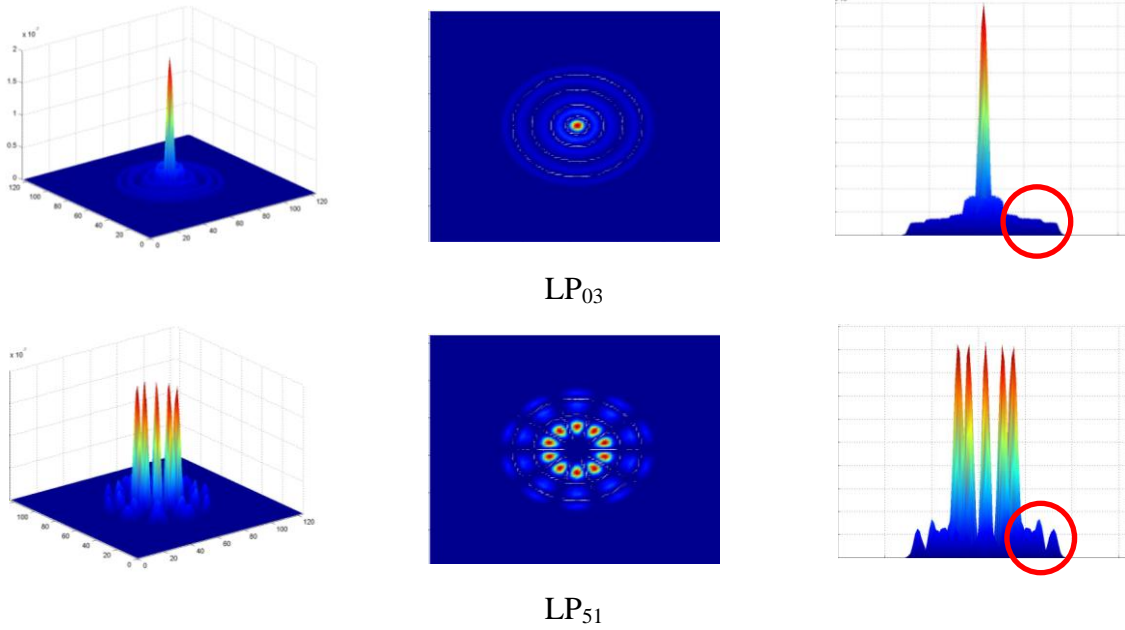


Figure III.7 : Distributions d'intensité, pour les composantes paires des 11 premiers modes $LP_{mn,p}$ représentées de gauche à droite en 3D puis en 2D et enfin en projection transverse.

Afin d'évaluer l'effet des guides annulaires et de quantifier la part de puissance délocalisée dans les guides annulaires, le facteur de recouvrement $\Gamma_{mn,p}$ entre la distribution d'intensité de chaque mode et le cœur de la fibre, a été calculé par pas de 1nm pour la bande spectrale d'émission de l'ytterbium.

$$\Gamma_{mn,p} = \frac{\int_{A_c} I_{mn,p}(x, y) \cdot \partial x \cdot \partial y}{\int_{A_g} I_{mn,p}(x, y) \cdot \partial x \cdot \partial y} \quad (\text{III.1})$$

où $I_{mn,p}$ représente l'intensité lumineuse aux coordonnées transverses x, y .

A_c est l'aire du cœur supposé entièrement dopé.

A_g est l'aire totale de la fibre incluant la gaine.

Seuls les facteurs de recouvrement des composantes paires des modes $LP_{mn,p}$ sont affichés sur la Figure III.8 car les facteurs de recouvrement des composantes impaires sont sensiblement égaux à ceux des composantes impaires.

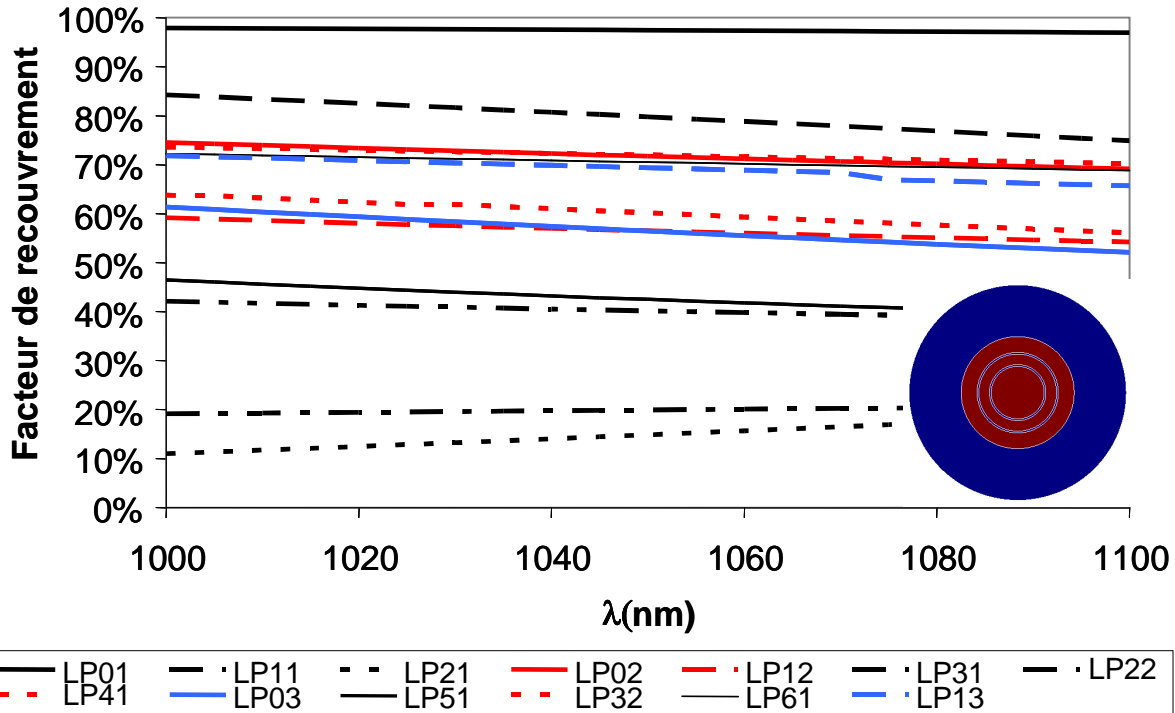


Figure III.8 : Evolution des facteurs de recouvrement $\Gamma_{mn,p}$ des modes $LP_{mn,p}$ en fonction de la longueur d'onde. Encart : profil d'indice du guide.

Les mêmes facteurs de recouvrements ont été calculés pour le cœur lorsqu'il est entouré de silice pure uniquement, les résultats sont représentés sur la Figure III.9. La comparaison entre les Figures III.8 et III.9 fait apparaître que l'énergie des modes d'ordre élevé est fortement délocalisée dans les guides annulaires périphériques, conformément aux attentes, alors que l'énergie du mode fondamental reste fortement confinée dans le cœur. On observe que $\Gamma_{01,p}$ n'est quasiment pas affecté par la présence de la gaine structurée, sa valeur reste constamment supérieure à 96%. En revanche, les facteurs de recouvrement des modes d'ordre élevé, qui sur la Figure III.9 sont supérieurs à 90% et, pour la plupart d'entre eux à 96%, sont réduits par la présence de la gaine structurée à des valeurs inférieures à 85%. Enfin, on observe bien que l'évacuation des modes d'ordre élevé est générée sur toute la bande spectrale d'émission de l'ytterbium.

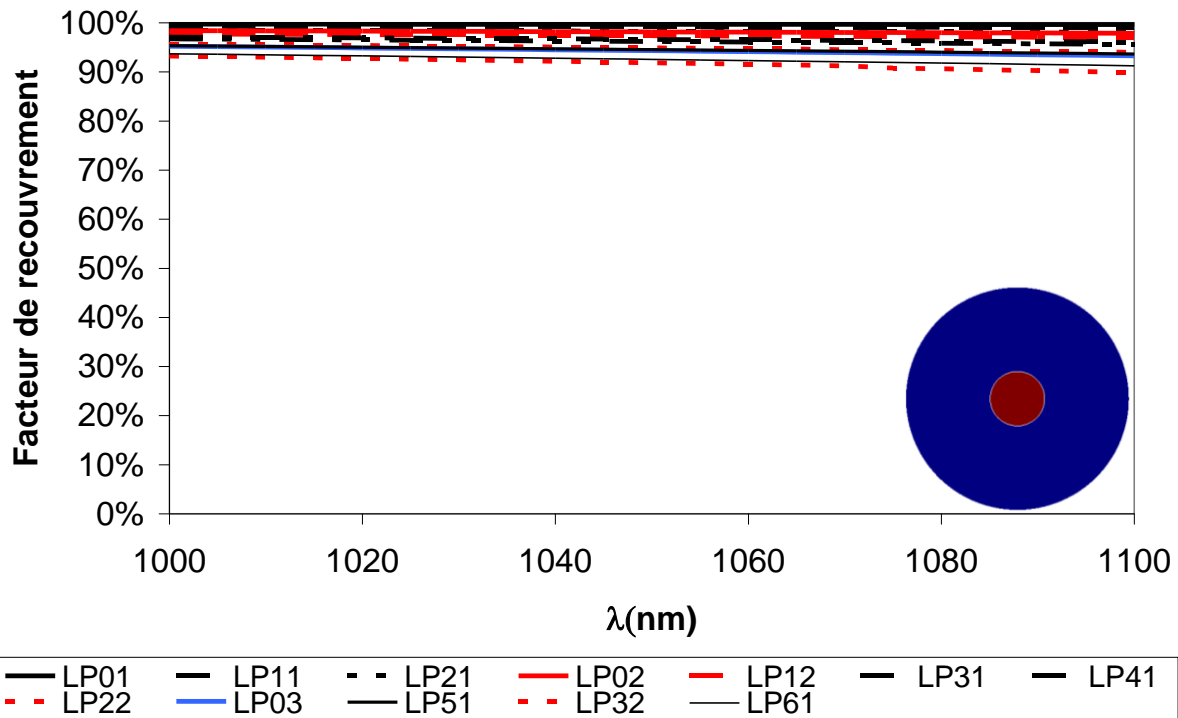


Figure III.9 : Evolution des facteurs de recouvrement $\Gamma_{mn,p}$ des modes $LP_{mn,p}$ en fonction de la longueur d'onde pour un guide similaire au cœur de la fibre entouré de silice pure. Encart : profil d'indice du guide.

La réduction des facteurs de recouvrement des modes d'ordre élevés à des valeurs inférieures à 85 % témoigne de l'efficacité des couplages. Cependant, cette donnée ne permet pas en elle-même de s'assurer que la sélection modale transverse lors du processus d'oscillation laser aboutira à une émission unimodale. Il est donc utile de modéliser le comportement d'un oscillateur laser utilisant cette fibre LHDC1D comme milieu à gain.

La structure présentée ici est optimisée, pour les paramètres de cœur retenus, à l'émission du mode fondamental uniquement. Le domaine d'application d'une telle structure est pourtant beaucoup plus large. Il est possible, par exemple, d'optimiser une structure similaire de façon à obtenir la délocalisation de l'ensemble des modes se propageant dans le cœur, y compris le LP_{01} mais assurant également le confinement dans le cœur d'un des modes de type LP_{0y} . Cette méthode pourrait être exploitée pour la réalisation de sources monomodes mais émettant un mode d'ordre élevé.

II.4 Simulation du comportement laser

Le comportement de la fibre LHDC1D lorsqu'elle est utilisée comme milieu à gain d'un oscillateur laser a été modélisé grâce au modèle décrit au chapitre II. Pour cela les distributions transverses des facteurs de recouvrement de chacun des modes $LP_{m,p}$ ont été calculées par la méthode des éléments finis à l'aide du logiciel commercial COMSOL. La configuration de l'oscillateur, représentée sur la Figure III.10 est la suivante :

- concentration en terre rare : $1,2 \cdot 10^{26}$ atomes.m⁻³ ;
- longueur de fibre : 0.5 m ;
- $R_1 = 4\%$ (réflexion de Fresnel sur la face clivée de la fibre), $R_2 = 99\%$.

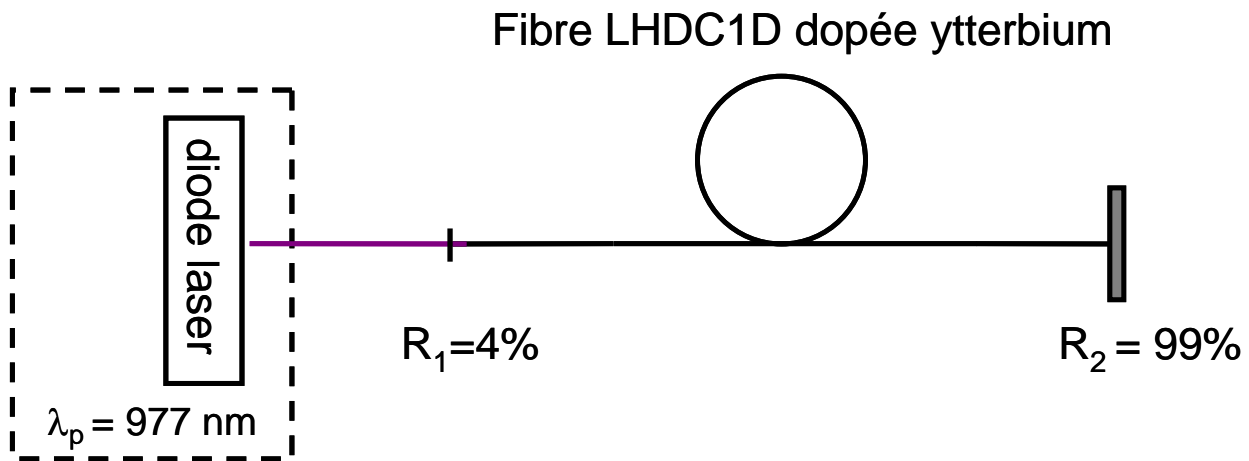
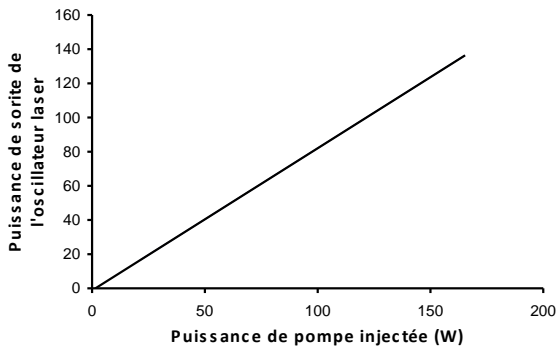
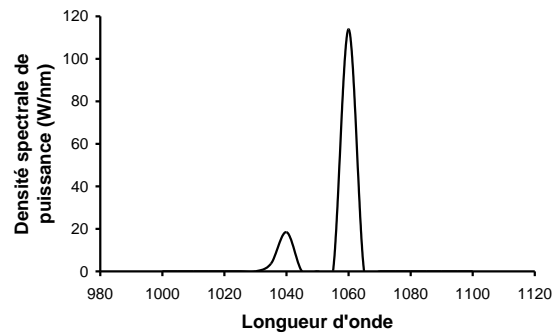


Figure III.10 : Représentation schématique de la configuration de l'oscillateur laser modélisé.

Les simulations permettent de déterminer la pente d'efficacité du laser (Figure III.11 (a)), le spectre du faisceau émis (Figure III.11 (b)) ainsi que la part de puissance portée par chacun des modes en fonction de la puissance de pompe (Figure III.12). Les modélisations anticipent, sans prendre en compte les pertes linéiques, un seuil d'oscillation laser de 2W, une pente d'efficacité de 83%, et une émission à une longueur d'onde voisine de 1060 nm.



(a)



(b)

Figure III.11 : (a) Evolution de la puissance de sortie de l'oscillateur laser en fonction de la longueur d'onde. (b) Spectre caractéristique du faisceau de sortie (ici pour une puissance de pompe de 180 W).

En outre, le résultat de la compétition modale s'avère quasiment conforme à nos attentes : 83% de la puissance de sortie provient du mode fondamental, le mode LP_{41} contribue également à la puissance de sortie à hauteur de 12%, tous les autres modes représentent une part infime de la puissance de sortie. Le filtrage de la quasi-totalité des modes d'ordre élevé est donc anticipé. Seul le mode LP_{41} n'est pas filtré efficacement. De façon globale, ce mode possède pourtant un facteur de recouvrement avec la zone dopée tel que défini par l'équation (III.1) d'environ 70% bien plus faible que celui du LP_{01} dont la valeur reste supérieure à 96%. C'est donc la distribution transverse d'intensité particulière de ce mode qui est source de sa conversion au cours du processus de compétition modale. Il est utile ici de préciser que sur le spectre représenté sur la Figure III.11 (b), la puissance émise à 1060 nm correspond à la puissance portée par le mode fondamental tandis que la puissance émise à 1040 nm correspond à la puissance portée par le mode LP_{41} .

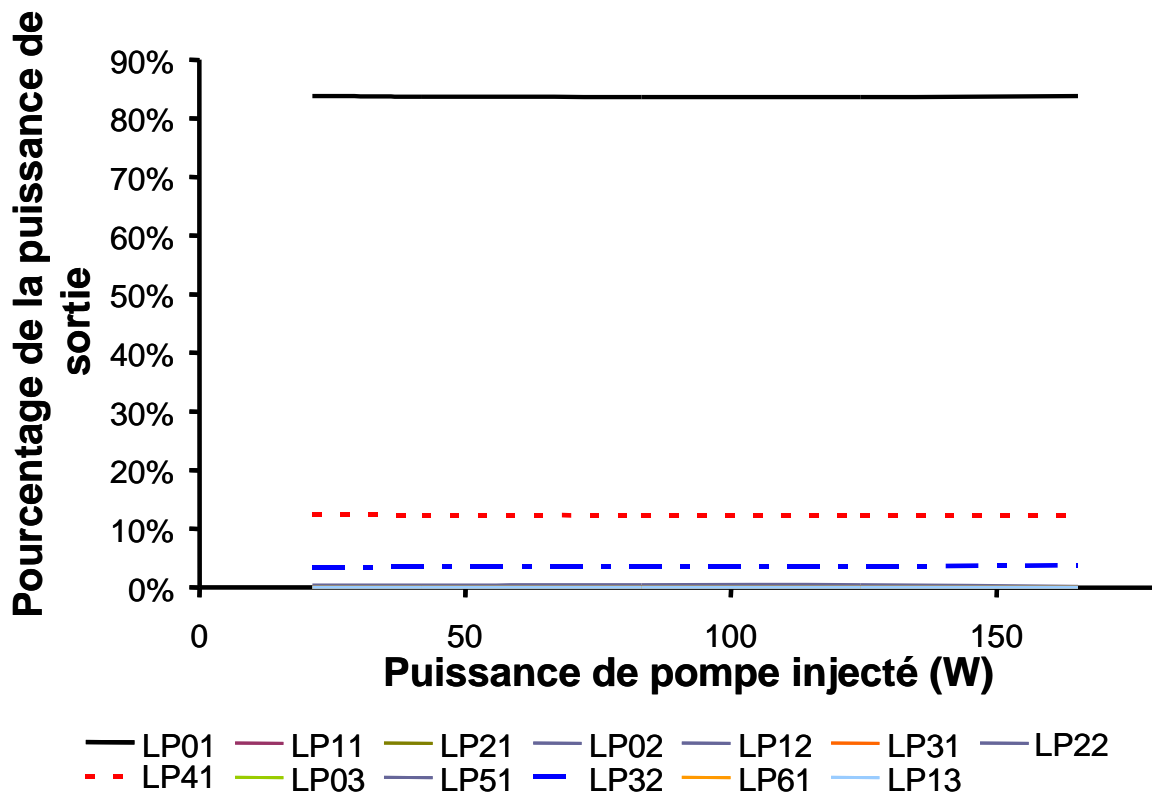
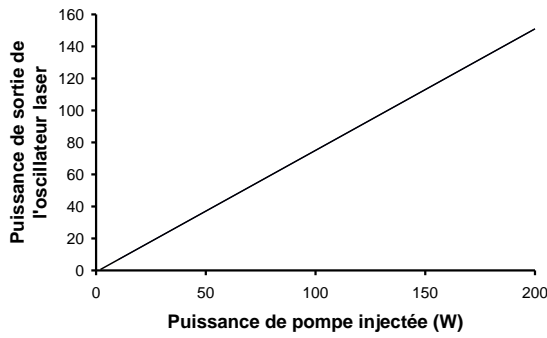
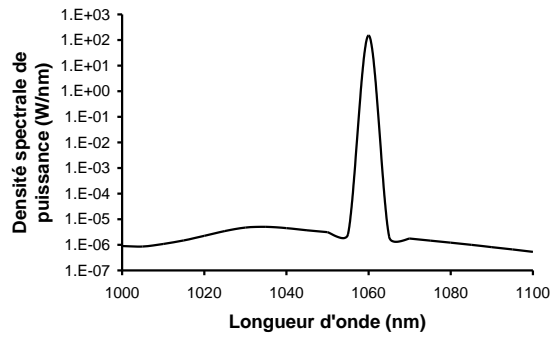


Figure II.12 : Evolution de la répartition de la puissance de sortie sur chacun des modes LP_{mn} en fonction de la puissance de sortie de l'oscillateur.

Afin de supprimer la part de puissance émise par ce mode, la zone dopée a été réduite à 75% de la surface centrale, en ne dopant de façon uniforme que la partie centrale du cœur jusqu'à un rayon r_d de 13 μm . Le comportement d'un oscillateur laser similaire à celui de la Figure III.10 utilisant cette nouvelle fibre comme milieu à gain a été modélisé. Tous les paramètres, à l'exception du rayon de la zone dopée ont été conservés. Les distributions transverses des facteurs de recouvrement, ont, dans ces conditions été recalculées. Les résultats obtenus à l'issue de cette modélisation, c'est à dire la pente d'efficacité du laser, le spectre du faisceau émis et la part de puissance portée par chacun des modes en fonction de la puissance de pompe sont respectivement représentés sur les Figure III.13(a), III.13(b) et III.14. On observe que la pente d'efficacité (76%) comme le seuil d'émission laser (2W) ne sont quasiment pas affectés par la réduction de la zone dopée. En revanche la part de puissance portée par le mode LP_{41} est rendue négligeable, ce qui explique que toute la puissance soit désormais portée par le LP_{01} et émise à 1060 nm.



(a)



(b)

Figure III.13 : (a) Evolution de la puissance de sortie de l'oscillateur laser en fonction de la longueur d'onde. (b) Spectre caractéristique du faisceau de sortie (ici pour une puissance de pompe de 180 W)

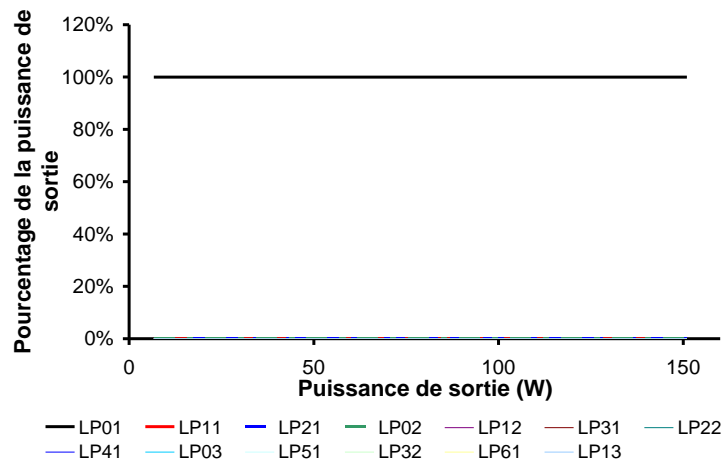


Figure II.14 : Evolution de la répartition de la puissance de sortie sur chacun des modes LP_{mn} en fonction de la puissance de sortie de l'oscillateur.

Finalement, il est montré ici de façon théorique, que la structure conçue peut offrir une émission unimodale en utilisant pourtant un cœur très fortement dopé et de dimension 4 fois plus importante que les cœurs des fibre LMA à saut d'indice fabriquées par MCVD.

II.5 Discussion sur la faisabilité d'une fibre LHDC1D

Le laboratoire Xlim ne disposant pas de capacité à fabriquer des fibres optiques par MCVD, des collaborations ont été recherchées pour la réalisation d'une fibre LHDC1D. Au cours des contacts établis avec le FORC en Russie, l'entreprise Liekky, ou encore l'IPHT, il apparaît que l'indice de réfraction est contrôlé avec une précision de 5%. La fibre conçue exige des contrastes d'indice de 5.10^{-3} . Une réalisation de cette fibre impose donc de concevoir un profil d'indice qui puisse tolérer une variation de l'indice de réfraction de $\pm 2,5.10^{-4}$. Or, le profil d'indice a été conçu pour permettre un couplage efficace entre le mode LP_{11} se propageant dans le cœur et le mode LP_{11} se propageant dans le second guide annulaire en évitant simultanément tout couplage entre le LP_{01} se propageant dans le cœur et le LP_{01} se propageant dans le second guide annulaire. En outre, il se trouve que la différence entre les indices effectifs des modes LP_{01} et LP_{11} se propageant dans le cœur se situe autour de $2,5.10^{-4}$. Ce qui correspond précisément à la tolérance de fabrication par le procédé MCVD. Par conséquent, la fabrication cette fibre par MCVD sera soumise à des probabilités de réussite réduites.

II.6 Perspective : adaptation de la structure aux contraintes du procédé de fabrication

Il est technologiquement délicat de fabriquer par MCVD la fibre LHDC1D telle qu'elle a été conçue. Deux approches sont alors possibles.

D'une part, s'orienter vers la fabrication de cette fibre par de nouveaux procédés de fabrication comme la fabrication par vitrification directe de poudre de silice (Chapitre IV.I), par assemblage/étirage multiples (Chapitre IV.II) ou encore par OVD.

D'autre part, adapter la structure aux contraintes actuelles du procédé de fabrication par MCVD. Dans ce cas précis, il semble que certains objectifs que cette fibre devait remplir doivent être modifiés pour pouvoir la fabriquer. Une solution pourrait être de ne plus chercher à obtenir des couplages constants sur toute la bande d'émission de l'ytterbium. En effet, relâcher cette contrainte à des couplages très localisés spectralement permettrait d'utiliser des guides secondaires présentant

des indices de réfraction bien plus élevés que celui du cœur. Les modes se propageant dans ces guides présenteraient alors une dérivée de leur courbe de dispersion bien plus grande que celle des modes se propageant dans le cœur. Une représentation schématique de ce principe est illustrée sur la Figure III.15. Il apparaît sur cette figure que les couplages seraient très localisés spectralement, réduisant ainsi la bande spectrale sur laquelle la fibre peut être utilisée comme oscillateur laser transversalement monomode. Cette figure fait également apparaître qu'une variation de l'indice de réfraction d'environ $5 \cdot 10^{-4}$ aurait pour seule conséquence de déplacer la bande spectrale sur laquelle les couplages sont efficaces tout en maintenant cette bande spectrale dans la bande spectrale d'émission de l'ytterbium. Par conséquent, une telle fibre pourrait être réalisée par MCVD. Après mesure du profil d'indice et calcul de la longueur d'onde à laquelle les couplages sont efficaces, des réseaux de Bragg pourraient être photoinscrits dans le cœur de la fibre, à l'une de ses extrémités pour imposer une oscillation laser à la longueur d'onde où les couplages sont efficaces.

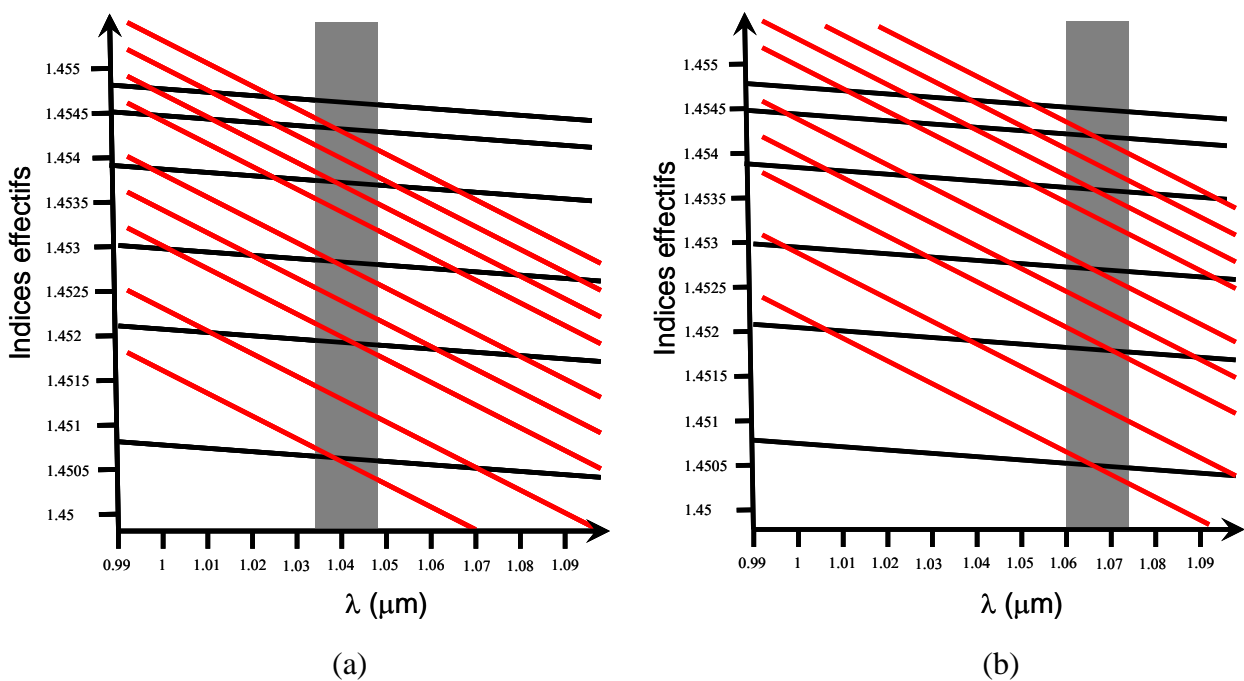


Figure III.15 : Représentation schématique des évolutions des indices effectifs des modes se propageant dans une fibre LHDC1D modifiée. En rouge : les modes se propageant préférentiellement dans le cœur. En noir : les modes se propageant préférentiellement dans les guides périphériques. Gris : zone où les couplages filtrent efficacement les modes d'ordre élevé. (a) Fibre conforme au design. (b) Fibre dont l'indice de réfraction des guides périphériques est supérieur de $5 \cdot 10^{-4}$ à la valeur désirée.

Cependant, une étude détaillée d'une telle structure est nécessaire. En effet, pour la fibre actuelle, les modes LP_{0z} se propageant dans les guides annulaire sont en accord de phase avec les modes LP_{0y} se propageant dans le cœur. Il est quasiment certain que cette situation exceptionnelle ne pourra pas se reproduire pour des guides annulaires d'indice de réfraction supérieur. Par conséquent, il est probable que la fibre envisagée nécessitera plus de deux guides annulaires pour filtrer l'ensemble des modes d'ordre élevés.

CONCLUSION

Un nouveau *design* de fibre LHDC fonctionnant par filtrage des modes d'ordre élevé a été développé. Les objectifs de ce design étaient multiples et ambitieux. La précédente fibre fonctionnant sur ce principe possédait un diamètre de cœur de 20 μm et un contraste d'indice entre l'indice de réfraction du cœur et la silice de $4 \cdot 10^{-3}$. De plus, les guides périphériques étaient arrangés en mailles triangulaires, ce qui nécessitait un procédé de fabrication complexe. Les objectifs que devait remplir le design de la nouvelle fibre étaient triples :

- accroître simultanément la taille du cœur à 30 μm et le contraste d'indice à $5 \cdot 10^{-3}$ pour accroître la concentration en ytterbium.
- rendre les couplages efficaces sur toute la bande d'émission de l'ytterbium pour assurer une émission monomode quelle que soit la longueur d'onde d'oscillation laser.
- permettre la fabrication de cette fibre par le procédé MCVD pour que cette fibre soit une solution économiquement et industriellement viable et fiable.

Un *design* fonctionnant en théorie a été développé, cependant, il s'est avéré que ce design ne pouvait pas supporter les tolérances de fabrication actuelles du procédé MCVD.

Une solution pour contourner cette limitation est envisagée, cette solution impose de réduire la contrainte sur l'un des objectifs initiaux qui était de permettre une oscillation laser monomode sur toute la bande spectrale d'émission de l'ytterbium. Une structure réaliste, potentiellement réalisable par MCVD a finalement été proposée.

CHAPITRE 4 : DEVELOPPEMENT DE PROCEDES DE FABRICATION ALTERNATIFS

Introduction

Le développement de nouvelles fibres LHDC a été envisagé par la conception d'architecture de fibre originale. Mais le développement de procédés de fabrication alternatifs pour ce genre de fibre peut également permettre de repousser les limites des procédés de fabrication existants.

Le développement de deux procédés de fabrication de fibre dopée aux ions de terre rare novateur sera exposé dans ce chapitre.

Dans un premier temps un nouveau procédé de fabrication développé en collaboration avec l'entreprise Silitec Fibers S.A. sera abordé. Ce procédé de fabrication, présente l'avantage d'être extrêmement simple, de permettre potentiellement de produire des volumes de matériau dopés 10 à 100 fois supérieurs à ceux produits par MCVD il devrait donc être peu coûteux. Ce procédé de fabrication sera décrit en détail puis deux exemples spécifiques de réalisations seront détaillés. Enfin les perspectives qu'offre ce procédé de fabrication seront évoquées.

Dans un second temps l'utilisation étendue du procédé de fabrication par assemblage-étirage sera explorée avec pour objectif un meilleur contrôle de l'indice de réfraction du matériau produit permettant de repousser les limites des tailles de cœur et de concentration en terre rare réalisables pour des structures guidant par saut d'indice. Le procédé de fabrication sera décrit en détail. Puis chaque étape de la fabrication d'une fibre active LHDC par ce procédé de fabrication sera détaillée avant de caractériser la fibre obtenue.

I Procédé de fabrication par vitrification de poudre

L'une des limitations liée au procédé de fabrication par MCVD provient du fait que la préforme est réalisée par dépôts de couches successifs allant de l'extérieur vers l'intérieur. Or, entre le dépôt de deux couches successives, le matériau peut s'altérer. Pour le dopage par vaporisation, qui permet une bonne maîtrise de l'indice de réfraction, certains éléments utilisés comme dopant tel le germanium peuvent partiellement s'évaporer. D'autre part, la porosité du matériau ne peut pas être maîtrisée parfaitement le long du rayon de la préforme. Lorsque le dopage s'effectue par voie liquide comme pour le dopage à l'ytterbium et à l'aluminium, cela engendre une irrégularité radiale du dopage car l'incorporation des dopants est d'autant plus efficace que le matériau est poreux. En d'autre terme, la porosité varie radialement et engendre une variation radiale de la concentration et donc du profil d'indice de réfraction. En conséquence, à chaque couche déposée par MCVD, un rebond sera observé sur le profil d'indice de réfraction radial de la préforme. L'amplitude du rebond dépend des dopants inclus dans la matrice de silice ainsi que de leur concentration. Finalement, il est impossible, actuellement, de maîtriser un profil d'indice de réfraction pour fibre LMA fortement dopée (>2000 ppm) ytterbium codopée aluminium au-delà d'une précision de 1.10^{-3} [LIM06], ce qui limite l'accroissement des tailles de cœur réalisable par MCVD pour obtenir des fibres transversalement monomodes guidant par réflexion interne totale à 15 μm de diamètre [LIM06]. Au cours de cette thèse, une collaboration a été initiée avec l'entreprise Silitec Fiber S.A. et l'Université de Berne afin de développer un procédé de fabrication alternatif simple et peu coûteux dans le but de réaliser, à terme, des fibres LMA à très grande aire de cœur fortement dopée ytterbium guidant par réflexion interne totale.

I.1 Description du procédé

Le procédé de fabrication fonctionne par vitrification directe de poudre de silice. La modulation de l'indice de réfraction étant réalisée par adjonction, sous forme de poudre ou liquide, d'éléments chimiques additionnels. Les attraits d'une telle méthode de fabrication sont :

- la simplicité du procédé qui engendre un coût de fabrication réduit ;
- l'affranchissement des fluctuations radiales conservées longitudinalement de l'indice de réfraction observées sur les autres procédés de fabrication ;
- la possibilité de réaliser des cœurs et des préformes de diamètres 10 à 25 fois plus élevés que par MCVD ;
- la probable possibilité de maîtriser l'indice de réfraction de façon homogène.

Une représentation schématique du procédé de fabrication est représentée sur la Figure IV.1. Pour réaliser une fibre optique guidant par réflexion interne totale, il est nécessaire de réaliser deux zones possédant des caractéristiques optiques différentes, et donc deux zones composées de matériaux distincts : le cœur et la gaine. La première partie du procédé de fabrication consiste donc à réaliser le cœur. Pour cela de la poudre de silice pure dopée à l'aide d'autres éléments chimiques (P_c pour Poudre_{cœur}) est introduite dans un tube de silice pure que l'on nommera « tube interne » (Figure IV.1 (a)). Ce tube est ensuite placé au centre d'un tube plus large, en silice pure également. L'espace intermédiaire, se situant entre le deux tubes, va devenir la gaine de la fibre. Une seconde poudre de silice pure qui peut être ou non dopée (P_g pour Poudre_{gaine}) est introduite dans l'espace intermédiaire (Figure IV.1 (b)). Le tube interne est ensuite retiré par un mouvement de traction/rotation (Figure IV.1 (c)). La structure suivante est obtenue : un tube de silice pure, entourant une zone annulaire, la gaine, constitué par P_g entourant elle-même une zone cylindrique, le cœur, constituée par P_c . Cette structure est alors placée verticalement sur un tour à mors synchronisés. Un four résistif placé autour de la structure peut être translaté tout le long de celle-ci. Chaque fois que le four sera utilisé, un mouvement de rotation sera imprimé à la structure simultanément à un mouvement de translation du four, ainsi la structure est chauffée de manière homogène. Dans un premier temps, le four chauffe la structure en dessous de la température de fusion et un traitement gazeux à l'oxygène est réalisé afin de nettoyer la structure par calcination. Dans un second temps, de l'hélium est injecté pour améliorer les échanges thermiques. Puis le four chauffe la structure jusqu'à 1950°C, atteignant ainsi la température de fusion. Simultanément une dépression est appliquée de façon à évacuer le gaz présent entre les grains et éviter ainsi la formation de bulles. Les poudres sont alors vitrifiées et on obtient une structure entièrement solide

sous la forme d'une préforme (Figure IV.1 (d)). Cette préforme peut ensuite être étirée comme n'importe quelle préforme pour donner une fibre optique.

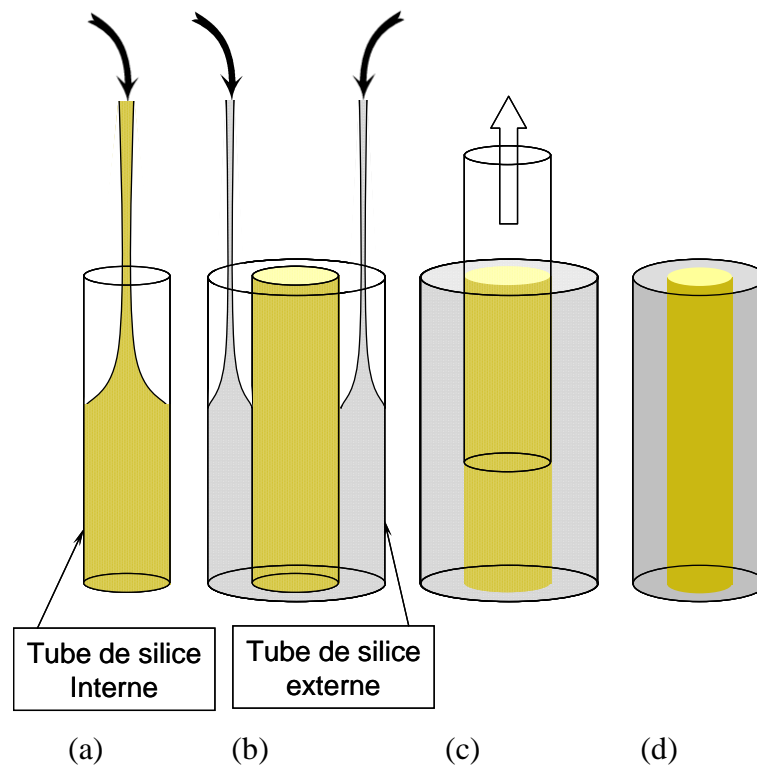


Figure IV.1 : Procédé de fabrication par vitrification de poudre.

L'intérêt principal de cette méthode réside dans sa supposée capacité à obtenir une plus grande homogénéité de l'indice de réfraction du cœur que le procédé MCVD ne le permet. Les inhomogénéités de l'indice de réfraction d'un matériau vitrifié à partir de poudres proviendront soit de la persistance d'un aspect granulaire du matériau malgré le processus de fusion engendrant une distinction des grains de silice initiaux en terme d'indice de réfraction, soit de la localisation des dopants dans les espaces interstitiels entre le grains engendrant une variation locale de l'indice de réfraction. Dans les deux cas, si la taille des grains est suffisamment réduite, après étirage en fibre, elle sera suffisamment faible pour que le matériau global soit similaire à un matériau homogène pour une onde lumineuse. Par ailleurs, la répartition aléatoire des grains de silice les uns par rapport aux autres et une faible dispersion de taille évite d'obtenir des inhomogénéités d'indice longitudinales (ce qui n'est pas le cas en MCVD à cause du dépôt par couches). Par conséquent, lorsque la taille des grains est suffisamment faible, les inhomogénéités ne peuvent avoir comme conséquences que l'accroissement de la diffusion et des pertes de fond mais ne peuvent pas

modifier le comportement du guide. La taille des grains de silice est donc un paramètre clé. Plus les grains seront fins, plus la probabilité d'obtenir un matériau homogène sera grande. Les grains constituant le cœur seront donc aussi petits que possible, c'est-à-dire $0,125 \mu\text{m}^3$. Pour obtenir un guide idéal, le matériau constituant la gaine devrait présenter la même homogénéité que le matériau constituant le cœur. Cependant, comme une part très réduite du champ du mode guidé dans le cœur sera finalement présente dans la gaine, l'homogénéité du matériau constituant la gaine n'est pas aussi critique que celle du matériau constituant le cœur. Par ailleurs, au cours de la vitrification, le gaz présent entre les grains doit être évacué. Or plus une poudre est fine, plus elle est compacte, et plus il est délicat d'évacuer le gaz. La gaine doit donc être réalisée avec des grains de taille plus élevée que ceux du cœur afin de permettre l'évacuation de l'air et d'éviter la génération de bulles au cours de la vitrification. Un compromis entre l'homogénéité et la facilité à évacuer l'air doit donc être trouvé. Une taille de grains de l'ordre $10^6 \mu\text{m}^3$ a été retenue.

I.2 Fibre dopée à l'ytterbium

L'objectif final est de pouvoir fabriquer des fibres LHDC guidant par saut d'indice. Un diamètre de cœur de $40 \mu\text{m}$ nécessite de pouvoir réaliser un contraste d'indice entre le cœur et la gaine de $5 \cdot 10^{-4}$ pour obtenir un fibre transversalement monomode lorsqu'elle est soumise à un rayon de courbure de 20 cm . Pour pouvoir produire une telle fibre de façon reproductible, il faut que le procédé de fabrication permette de maîtriser les indices de réfraction du cœur et de la gaine avec une précision voisine de 10^{-4} .

Le développement du procédé de fabrication dans le but de réaliser une fibre active à grand cœur, fort niveau de dopage et faible contraste d'indice passe par plusieurs étapes. La première consiste à démontrer la capacité de ce procédé de fabrication à réaliser un matériau de silice fortement dopée à l'ytterbium, offrant une grande homogénéité de l'indice de réfraction, correspondant à des fluctuations de l'indice de réfraction de l'ordre de $\pm 10^{-4}$ et une grande efficacité de conversion opto-optique. Afin de vérifier la validité du procédé de fabrication, une fibre dopée à l'ytterbium codopée à l'aluminium a été réalisée. L'objectif ici n'est pas de réaliser une fibre monomode mais d'obtenir un matériau efficace et homogène. Par conséquent, le cœur dopé à l'ytterbium sera entouré de silice pure et la fibre se révélera multimode.

Au cours de la fabrication, le cœur de la fibre est constitué d'une poudre de silice dopée à l'ytterbium et codopée à l'aluminium. La gaine est elle réalisée à base de poudre de silice pure (Une taille de grains de l'ordre $10^6 \mu\text{m}^3$ pour la gaine).

I.2.1 Dopage de la poudre à l'ytterbium et l'aluminium

Le dopage est réalisé par voie liquide. Une solution de dopage, identique à celle utilisée pour doper des préformes réalisées par MCVD pouvant servir de référence est préparée, elle est constituée des éléments suivants :

- 500 ml d'éthanol ($\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$);
- 22 g de chlorure d'aluminium (AlCl_3);
- 5 g de chlorure d'ytterbium (YbCl_3).

La poudre de silice pure (taille des grains $0.125 \mu\text{m}^3$) est ensuite imprégnée de cette solution. Ce mélange est ensuite mis à sécher. Une fois sec, le mélange est broyé puis tamisé afin d'éviter la présence de particules de grande taille ($>0.125 \mu\text{m}^3$). On obtient alors une poudre de silice dopée à l'ytterbium codopée à l'aluminium.

I.2.2 Réalisation de la fibre

Une préforme a été réalisée par le procédé de fabrication décrit au paragraphe I. Cette préforme a ensuite été séparée en deux parties. Une partie a été usinée de façon à ce qu'elle présente une forme en D pour améliorer l'absorption de la pompe. Les deux parties ont ensuite été étirées sous forme de fibre au même diamètre à l'aide d'une tour de fibrage. Ces fibres seront nommées par la suite P_{yb01C} et P_{yb01D} pour $P_{\text{ytterbium01CIRCULAIRE}}$ et $P_{\text{ytterbium01D}}$. La fibre P_{yb01C} a été enduite de polymère d'indice supérieur à celui de la silice tandis que la fibre P_{yb01D} a été enduite de polymère bas indice offrant une configuration double gaine avec une ouverture numérique de la gaine interne $\text{ON}_G=0.46$.

I.2.3 Caractérisation de la fibre optique

Simultanément une photographie au microscope à balayage électronique de la fibre P_{Yb01C} et une analyse dispersive en énergie de la fibre ont été effectuées (Figure IV.3), ce qui permet d'évaluer la concentration en ytterbium dans le cœur à 3600 ppm-poids.

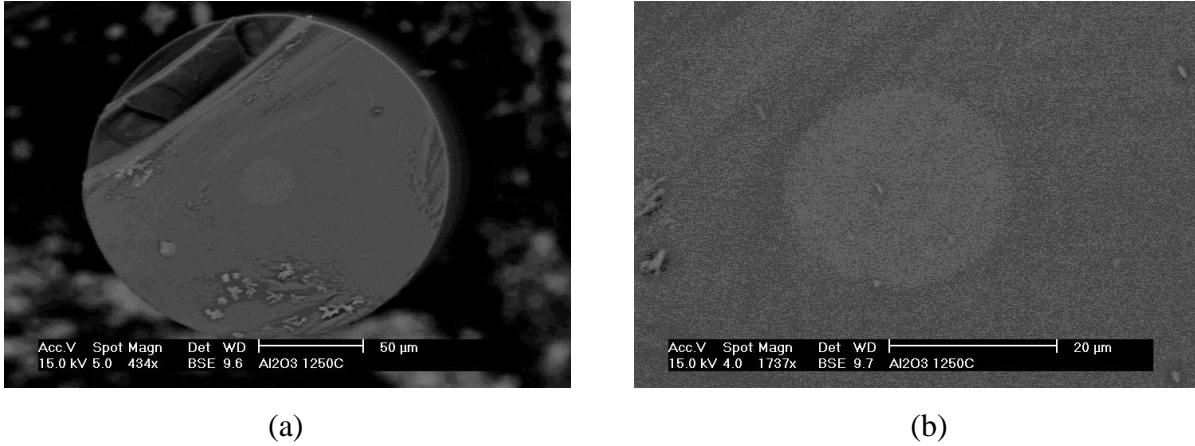


Figure IV.3 : Photographie au microscope électronique à balayage de la fibre P_{Yb01C} . (a) fibre entière (b) cœur de la fibre.

De plus, le profil d'indice de réfraction de la fibre a été déterminé à l'aide de l'analyseur de profil EXFO-NR9200 (voir Figure IV.4). Les caractéristiques suivantes de la fibre en sont déduites :

- diamètre du cœur $D_c = 20 \mu\text{m}$
- contraste d'indice entre le cœur et la gaine $\Delta n = 4.10^{-3}$
- $V = 6,4$, 6 modes LP sont supposés se propager dans le cœur.

Le profil d'indice de la fibre permet de mettre en évidence la « grande » homogénéité du matériau. En effet, on observe que les irrégularités d'indice de réfraction pour le cœur sont inférieures à $2.2.10^{-4}$, ce qui est proche de la résolution de l'analyseur de profil (1.10^{-4}). En outre, conformément aux attentes, les fluctuations d'indice sont aléatoires et d'une période inférieure à la longueur d'onde d'opération de la fibre ($1,04 \mu\text{m}$). Or, lorsque la période de variation de l'indice de réfraction est inférieure à la longueur d'onde, la lumière se propage dans ce matériau comme s'il s'agissait d'un matériau d'indice homogène [LAV06]. Ainsi, il est possible d'envisager de fabriquer des fibres présentant des contrastes d'indice inférieurs à 5.10^{-4} par ce procédé de fabrication.

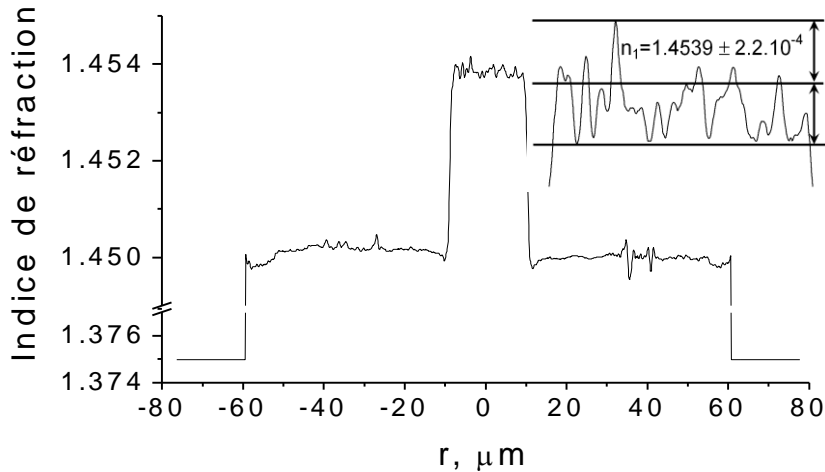


Figure IV.4 : Profil radial d'indice de réfraction de la fibre P_{yb01C} . Encart : zoom sur les fluctuations d'indice du cœur.

La fibre P_{yb01C} a été utilisée pour déterminer les pertes linéiques par la méthode de la fibre coupée à l'aide d'une source halogène. En dehors des bandes spectrales d'émission et d'absorption de l'ytterbium on obtient des pertes de 0.8 dB/m. Ces pertes élevées sont attribuées à la diffusion engendrée par les irrégularités aléatoires de l'indice de réfraction. Cependant, comme la fibre est destinée à être utilisée comme milieu amplificateur d'un oscillateur laser compact, ces pertes élevées ne constituent pas un inconvénient majeur.

La fibre P_{yb01D} a été utilisée pour déterminer, par la méthode de la fibre coupée l'absorption de la pompe à 975 nm. La source, une diode de pompe émettant à 975 nm une puissance maximale de 25W, est injectée par un couple de lentille de focale 8 mm dans la gaine interne. A l'origine, la fibre mesure 1.43 m de long, la puissance de pompe résiduelle est mesurée à l'extrémité de la fibre à l'aide d'un puissance-mètre. La même opération est réalisée en coupant successivement la fibre à des longueurs de 1.16 m, 91 cm, 66 cm, 41 cm et 16 cm. Il est alors possible de déterminer l'absorption, α_f , en dB/m pour l'ensemble de la fibre. Par ailleurs, comme la fibre est en forme de D, la pompe se propage de façon chaotique dans la gaine interne, l'absorption de la pompe est alors régulière : le facteur de recouvrement global entre l'onde de pompe et la zone dopée (le cœur) est constant au cours de la propagation et égal aux rapport des surfaces de la zone dopée et de la gaine interne : $\Gamma_g = A_d/A_g$. Il est alors possible de remonter à l'absorption du cœur : $\alpha_c = \alpha_f/\Gamma_g$. On mesure $\alpha_c = 180$ dB/m

Un oscillateur laser a été réalisé en utilisant la fibre P_{yb01D} comme milieu amplificateur. L'architecture de l'oscillateur est représentée sur la Figure IV.5. Le résonateur est formé par les réflexions de Fresnel de 4% sur la sortie clivée de la fibre et par un miroir dichroïque M2 de

réflectivité maximum à la longueur d'onde du laser accolé à l'autre extrémité de la fibre. La fibre en forme de D est pompée à son extrémité clivée par une diode laser émettant à 975 nm. La puissance de pompe est injectée dans la gaine interne avec un couple de lentilles de focale 8 mm, le rendement d'injection atteint 80 %. La puissance laser et la puissance de pompe résiduelle sont respectivement mesurées par les puissancemètres 1 et 2.

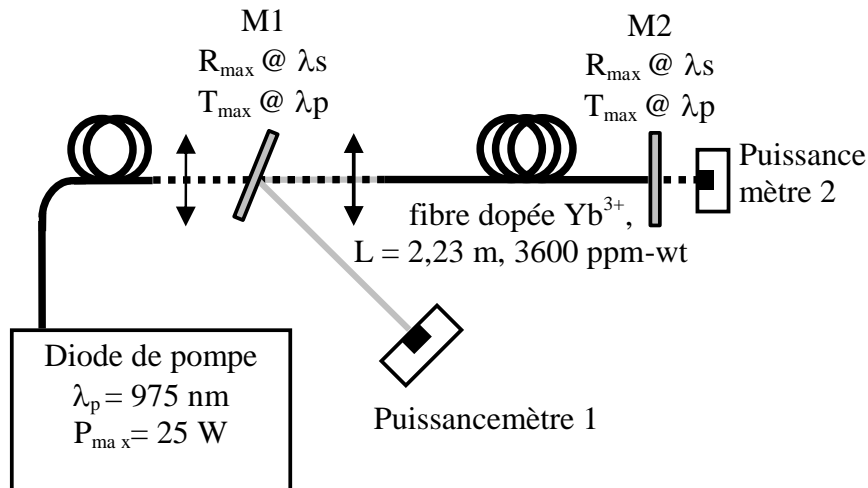


Figure IV.5 : Représentation schématique de la configuration expérimentale de l'oscillateur.

La puissance du laser mesurée en fonction de la puissance de pompe injectée pour une longueur de fibre de 2,23 m et tracée sur la Figure IV.6, présente une pente d'efficacité de 74%. La forme en D, impliquant une distribution transverse homogène de la puissance de pompe dans la gaine interne, permet au tronçon de longueur 2,23 m d'absorber pratiquement la totalité de la puissance de pompe comme en témoigne la puissance maximale résiduelle de 158 mW. La pente d'efficacité, au niveau de l'état de l'art actuel, démontre l'efficacité élevée du matériau dopé en dépit de pertes de fond élevées. Comme prévu par la théorie, la distribution d'intensité en champ proche du faisceau laser représentée en encart sur la Figure IV.6 illustre le comportement multimode du laser

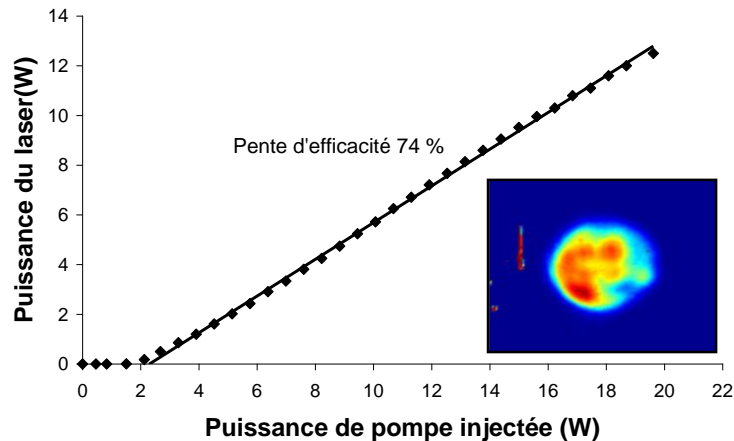


Figure IV.6 : Evolution de la puissance de sortie de l'oscillateur en fonction de la puissance de pompe injectée. Encart : Distribution d'intensité en champ proche caractéristique du faisceau de sortie.

En conclusion, cette démonstration de principe s'est révélée très concluante. Tous les objectifs ont été remplis. Seules les pertes linéiques s'avèrent plus élevées que dans le cas d'une réalisation par MCVD. Cependant, compte tenu du domaine d'application recherché (la réalisation d'oscillateur laser forte puissance compacte), l'incidence de ces pertes sur les performances de la fibre n'est pas déterminante. Il est démontré que la vitrification directe de poudre de silice dopée ytterbium et codopée aluminium par voie liquide permet d'obtenir un matériau actif extrêmement efficace. En outre, le caractère très homogène du matériau obtenu a été mis en évidence et conduit à une maîtrise de l'indice de réfraction plus précise que par MCVD. De surcroît, au stade de la fabrication de la préforme, la taille du cœur n'est virtuellement limitée que par la taille du four. Contrairement au procédé MCVD, qui nécessite le dépôt d'un nombre de couches de plus en plus important à mesure que la taille du cœur augmente, le procédé par vitrification de poudre permet, sans modification du procédé et des performances, d'accroître la taille du cœur jusqu'à la valeur désirée sans conséquence en terme d'homogénéité d'indice.

I.3 Fibre dopée germanium

La finalité était de développer une technique qui permette de contrôler l'indice de réfraction de la gaine afin de réaliser des fibres LHDC guidant par saut d'indice. Dans ce cadre, plusieurs dopants peuvent être employés pour accroître l'indice de réfractons du matériau (voir Chapitre I paragraphe I.1.3). Dans le cas de la fabrication par MCVD, le dopant le plus communément

employé pour accroître l'indice de réfraction est l'oxyde de germanium introduit par vaporisation. L'utilisation de ce même dopant pour la réalisation d'un matériau par vitrification directe de poudre est ici explorée. Cependant, dans le cadre de ce procédé de fabrication, l'utilisation du germanium pourrait s'avérer moins efficace que pour la MCVD car la température de vaporisation du dioxyde de germanium s'avère inférieure à la température de fusion de la silice. Par conséquent, le germanium pourrait être évacué avant que le processus de fusion ne s'initie et le résultat pourrait être un matériau non dopé.

I.3.1 Dopage de la poudre au germanium

Contrairement au dopage à l'ytterbium, la méthode de dopage explorée ici, a été celle du mélange de poudre. Il s'agit de mélanger la poudre de SiO_2 avec une poudre GeO_2 disponible commercialement. L'indice de réfraction d'un matériau de silice dopée germanium est connu et dépend de la concentration en GeO_2 . Sur la Figure IV.7 est représenté l'évolution de l'indice de réfraction d'un tel matériau en fonction de la concentration atomique de GeO_2 à la longueur d'onde de $1.064 \mu\text{m}$.

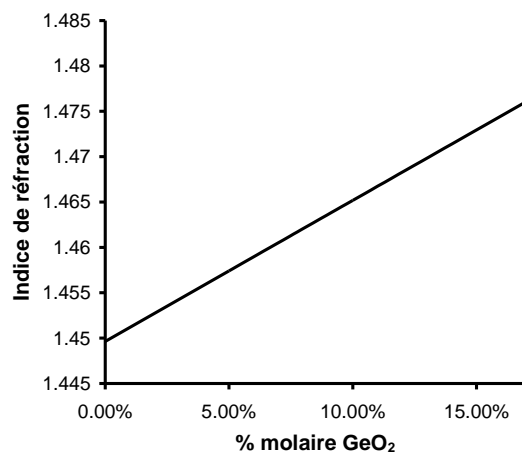


Figure IV.7 : Evolution de l'indice de réfraction de la silice dopée au germanium en fonction de la concentration en GeO_2 .

L'objectif final est ici d'être capable de réaliser une gaine optique présentant un contraste d'indice très faible avec un cœur dopé à l'ytterbium et codopé à l'aluminium. Le cœur de la fibre présenté au paragraphe précédent possède un contraste d'indice de 4.10^{-3} par rapport à la silice pure. Par conséquent, l'objectif ici sera d'obtenir un contraste d'indice de $3.5.10^{-3}$ par rapport à la

silice pure, ce qui correspond à un % molaire de GeO_2 de 2.25 %. De plus, on connaît les masses molaires des différents composés :

$$M_{\text{SiO}_2} = 60,0843 \text{ g/mol}$$

$$M_{\text{GeO}_2} = 104,6088 \text{ g/mol}$$

Le matériau final noté Mat, contient 2.25 % de GeO_2 et 97.75 % de SiO_2 , il est possible de déterminer sa masse molaire.

$$M_{\text{Mat}} = 2.25\% \cdot M_{\text{GeO}_2} + 97.75\% \cdot M_{\text{SiO}_2}$$

$$M_{\text{Mat}} = 2.35 + 58.73 = 61.08 \text{ g/mol.}$$

Par conséquent, pour réaliser 100 g de matériau, il faudra utiliser 3.85 g de GeO_2 et 96.15 g de SiO_2 . Le mélange de poudre a été réalisé en suivant ce dosage.

Ici, une préforme sans cœur a été réalisée en utilisant uniquement de la poudre composée de grains de $10^6 \mu\text{m}^3$ de volume car l'objectif est de pouvoir réaliser une gaine avec ce matériau. Le procédé de fabrication diffère donc de celui présenté sur la Figure IV.1 en cela qu'il n'y a pas de tube interne, le mélange de poudres est directement introduit dans le tube externe puis vitrifié. La préforme obtenue présente un aspect opaque contenant de nombreuses bulles. Ces éléments semblent indiquer une évaporation partielle de l'oxyde de germanium. Des phénomènes similaires ont déjà été observés. Par exemple, lors de la fabrication de cœurs dopés au germanium par MCVD, l'évaporation du dioxyde de germanium lors de la phase de rétreint est un phénomène connu qui conduit à la chute de l'indice de réfraction au centre de la fibre. En outre, lors de la fabrication de fibres microstructurées solide à partir de barreaux dopés au dioxyde de germanium, l'apparition de bulles liées à la vaporisation du germanium au cours de l'étirage peut advenir si des précaution ne sont pas prises.

I.3.2 Réalisation de la fibre

Afin de pouvoir évaluer avec précision le contraste d'indice du matériau obtenu et de le comparer à celui de la silice pure, il est nécessaire d'utiliser ce matériau comme cœur d'une fibre à saut d'indice. La préforme a donc été étirée sous forme de canne, cette canne a ensuite été manchonnée dans un tube de silice pure. La structure obtenue a ensuite été étirée sous forme de fibre en appliquant une dépression afin de retreindre l'ensemble. Cette fibre sera nommée par la suite P_{Ge} pour $P_{\text{Germanium}}$.

I.3.3 Caractérisation de la fibre

Le profil d'indice radial de la fibre P_{Ge} a été mesuré à l'aide de l'analyseur de profil EXFO-NR9200. Le profil d'indice de la fibre (voir Figure IV.8) fait apparaître un matériau très inhomogène. Cette inhomogénéité mesurée provient de la présence de bulles liée à l'évaporation du dioxyde de germanium. En effet la température de vaporisation du dioxyde de germanium est de 1200 °C tandis que la température de fusion de la silice se situe autour de 1650°C. Par conséquent le dioxyde de germanium passe sous forme gazeuse avant que la silice ne fonde, ce qui génère des bulles lors du processus de vitrification et engendre non seulement l'évacuation d'une partie du germanium mais aussi l'inhomogénéité constatée du matériau. Les propriétés de guidage de la fibre ont été déterminées. Une ouverture numérique de 0.0925 correspondant à un contraste d'indice équivalent de $2,9 \cdot 10^{-3}$ a été mesurée. Ce contraste d'indice présente une différence de valeur de 20% par rapport à l'objectif fixé. Des pertes linéiques de 1dB/m ont été mesurées. Cependant, au cours de la mesure des pertes linéiques par la méthode de la fibre coupée, une grande irrégularité des pertes a été observée entre les différents tronçons. Cela démontre que l'inhomogénéité du matériau transverse mesurée par le profil d'indice est également longitudinale.

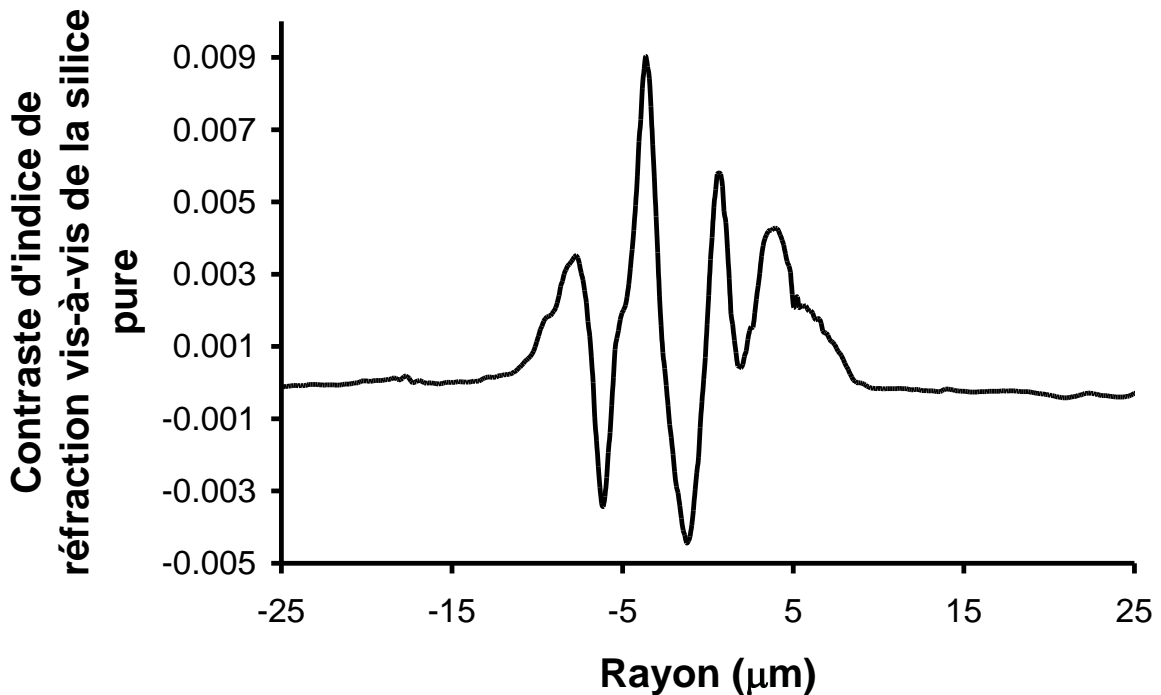


Figure IV.8 : Profil radial d'indice de réfraction de la fibre P_{Ge}

En conclusion la réalisation d'un matériau vitrifié homogène de silice dopée au germanium n'est pas réalisable par vitrification directe d'un mélange de poudre de silice et d'oxyde de germanium sous pression atmosphérique. Une solution pour contourner ce problème serait de réaliser toute l'opération sous haute pression pour que le point de vaporisation du dioxyde de germanium soit supérieur au point de fusion de la silice en terme de température. Cependant, un tel procédé de fabrication nécessite des équipements coûteux dont nous ne disposons pas.

I.4 Conclusion et perspectives

Une nouvelle méthode de fabrication de fibres optiques a été développée en collaboration avec l'entreprise Silitec Fiber SA. Cette méthode de fabrication donne des résultats encourageants pour la fabrication de fibres optiques dopées à l'ytterbium codopées à l'aluminium. Un matériau très homogène de silice dopée à l'ytterbium codopée à l'aluminium a été obtenu. Cette forte homogénéité permet un contrôle précis de l'indice de réfraction du matériau et donc d'envisager la réalisation de fibres optiques guidant par saut d'indice repoussant les limites technologiques des autres procédés de fabrication actuels en terme de contraste d'indice. La maîtrise de l'indice de réfraction du matériau constitué de silice dopée au germanium réalisée par mélange de poudre SiO_2 et GeO_2 s'avère en revanche très délicate en raison de la faible température de vaporisation de l'oxyde de germanium. Le matériau obtenu est alors inhomogène.

Cependant, une collaboration plus vaste a été développée pour explorer les possibilités de ce procédé avec l'institut allemand IPHT basé à Jena, le laboratoire Xlim et l'entreprise Silitec Fiber SA. La réalisation de matériaux tels que de la silice dopée à l'aluminium, au phosphore, ou au germanium par voie liquide sera explorée. La maîtrise de l'indice de réfraction en fonction des concentrations de dopants introduits lors du dopage est un axe majeur de recherche. A terme, la réalisation d'une fibre optique dont le cœur serait dopé à l'ytterbium (au moins 10000 ppm) codopé à l'aluminium et dont la gaine serait dopée à l'aluminium est l'objectif principal. Cette fibre devrait présenter un diamètre de cœur de 40 μm , un contraste d'indice inférieur $5 \cdot 10^{-4}$ entre le cœur et la gaine et serait transversalement monomode lorsqu'elle est soumise à un rayon de courbure de 20 cm. Si le diamètre du cœur d'une telle fibre peut sembler faible, il faut prendre en compte la forte concentration en dopant qui permet d'envisager des longueurs de fibres inférieures au mètre repoussant ainsi les seuils d'apparition des effets non linéaires. Par ailleurs la simplicité de l'architecture de la fibre et du procédé de fabrication permet de défier toute concurrence au niveau du coût de fabrication.

II Procédé de fabrication

« assemblages étirages multiples »

La réalisation de fibres LHDC, a été envisagée successivement par filtrage de modes et par développement d'une méthode de fabrication simple permettant de maîtriser avec précision l'indice de réfraction. L'utilisation du procédé de fabrication existant par assemblage/étirage utilisé de manière étendue pour maîtriser avec précision l'indice de réfraction est explorée ici.

II.1 Principe mis en œuvre et étude théorique

Une onde lumineuse de longueur d'onde λ se propage dans un matériau structuré de période Λ . Il existe une valeur Λ_{\min} pour laquelle, lorsque $\Lambda < \Lambda_{\min}$, l'onde lumineuse se propage dans le matériau structuré comme s'il s'agissait d'un matériau homogène d'indice de réfraction n_{SFM} . Le principe utilisé ici sera donc la réalisation d'une fibre composée de deux matériaux structurés différents dont les périodes seront suffisamment faibles pour que ces matériaux soient équivalents, pour toute onde lumineuse, à la longueur d'onde d'opération de la fibre, à des matériaux homogènes d'indices de réfraction respectifs n_{SFM1} et n_{SFM2} pour $n_{\text{SpaceFillingMode}}$. Le contrôle des paramètres optogéométriques des matériaux structurés doit être suffisamment précis pour permettre le contrôle des indices de réfraction n_{SFM1} et n_{SFM2} résultants à 10^{-4} près.

Afin de vérifier la pertinence de ce principe, le comportement d'un matériau structuré (voir Figure IV.9), supposé infini, constitué d'inclusions cylindriques (de diamètre d) d'un matériau d'indice de réfraction n_1 arrangé en maille triangulaire dans une matrice de silice (n_{Si}) a été étudié. L'étude se concentre ici sur l'évaluation de l'indice effectif du premier mode transversal autorisé à se propager dans le matériau en fonction du rapport Λ/λ où Λ est la période du matériau structuré et λ la longueur d'onde de l'onde lumineuse. Un contraste d'indice $\Delta n = n_1 - n_{\text{Si}} = 10 \cdot 10^{-3}$ et un rapport $d/\Lambda = 0.8$ ont été choisis pour cette étude. Le comportement du matériau structuré a été modélisé par la méthode des éléments finis à l'aide du logiciel commercial COMSOL. Pour cela, seule une cellule élémentaire de la structure est modélisée, L'application de conditions aux limites

particulières (Court Circuit Electrique et Court Circuit Magnétique) permet d'imposer la symétrie propre du matériau structuré aux solutions calculées par le logiciel (voir Figure IV.8).

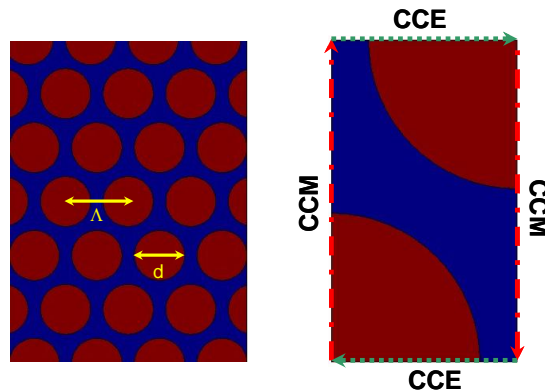


Figure IV.9 : Réseaux d'inclusions cylindriques à maille triangulaire et la cellule élémentaire correspondante avec ses conditions aux limites particulières.

Le logiciel COMSOL permet de calculer les indices effectifs ainsi que les distributions transverses des champs électriques et magnétiques correspondant aux modes de propagation électromagnétiques supportés par la structure. La finalité de cette étude est double : déterminer à partir de quel rapport λ/Λ une onde lumineuse se propage dans le matériau structuré comme s'il s'agissait d'un matériau homogène d'indice de réfraction n_{mat} et déterminer une méthode permettant de calculer directement l'indice n_{mat} à partir du profil transverse d'indice de réfraction du matériau. Il est utile ici de rappeler quelques principes décrivant le fonctionnement des matériaux structurés en mailles triangulaires. Les modes autorisés à se propager dans ces matériaux sont des supermodes, c'est-à-dire des modes résultants du couplage entre les modes autorisés à se propager dans chacune des inclusions haut indice. Le premier mode autorisé à se propager est issu du couplage entre eux des modes LP_{01} se propageant dans les inclusions haut indice : on nomme ce mode le space filling mode. L'évolution de son indice effectif n_{SFM} en fonction du paramètre λ/Λ est comparée sur la Figure IV.10 à celle de l'indice effectif n_{ref} du mode LP_{01} se propageant dans une inclusion prise isolément dans une matrice de silice. Cette évolution peut être séparée en trois phases :

- $\lambda/\Lambda < 0.1$, alors $n_{\text{SFM}} = n_{\text{ref}}$. λ est très petit devant Λ . Les modes LP_{01} se propageant dans les inclusions ne se couplent pas entre eux. Le matériau se comporte comme s'il était la juxtaposition de guides indépendants.
- $0.1 < \lambda/\Lambda < 0.5$. Les modes LP_{01} se couplent entre eux, donnant naissance à un continuum de supermodes dont la valeur maximale en terme d'indice effectif correspond à n_{SFM} et est supérieure à n_{ref} . Plus λ/Λ est élevé, plus les couplages sont forts, plus le continuum de supermodes est large en terme d'indice effectif et plus n_{SFM} s'éloigne de n_{ref} .

- $\lambda/\Lambda > 0.5$. n_{SFM} se stabilise à la valeur n_{stab} . L'onde se propage dans le matériau comme s'il était homogène d'indice n_{stab} . Ici, $n_{\text{stab}} = 1.455804$.

Lorsque $\lambda/\Lambda > 0.5$, l'onde lumineuse se propageant dans le matériau traverse à la fois des zones d'indice n_1 et d'autres d'indice n_{sj} . Sur la surface d'une cellule élémentaire, il est possible de déterminer l'indice n_{equ} équivalent du matériau avec lequel interagit la lumière : il suffit d'intégrer l'indice de réfraction sur la surface de la cellule élémentaire puis de diviser cette valeur par la surface de la cellule élémentaire :

$$n_{\text{equ}} = \frac{\iint_{A_{\text{cell}}} n(x,y) \cdot \partial x \cdot \partial y}{A_{\text{cell}}} \quad (\text{IV.1})$$

où A_{cell} est la surface de la cellule élémentaire et (x,y) sont les coordonnées transverses.

Pour le matériau étudié, $n_{\text{equ}} = n_{\text{stab}} = 1.455804$.

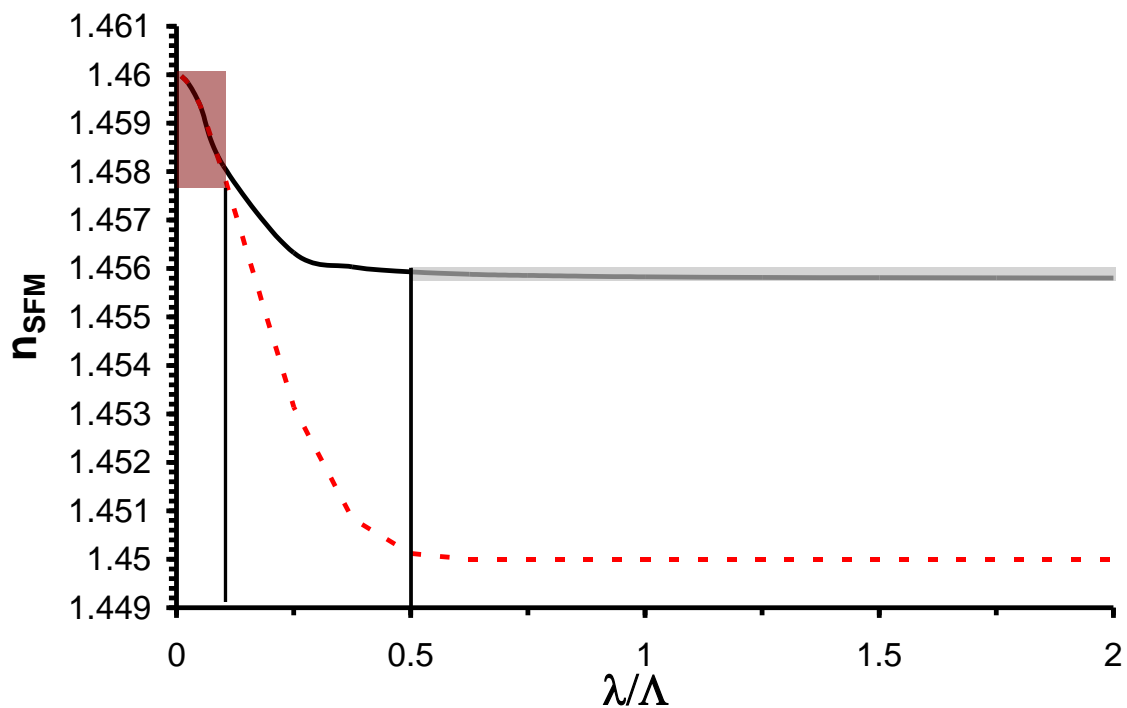


Figure IV.10 : Evolution des indices effectifs n_{SFM} (noir) et n_{ref} (rouge) en fonction de λ/Λ . En grisé est représenté la zone où le matériau peut être assimilé à un matériau homogène. La zone rouge identifie l'intervalle sur lequel les inclusions sont indépendantes.

En conclusion, la validité du principe mis en jeu a été vérifiée, et une loi mathématique simple a été établie pour déterminer analytiquement la valeur de l'indice équivalent à partir du profil transverse d'indice de réfraction.

II.2 Description du procédé

La finalité est la réalisation d'une fibre dopée ytterbium opérant autour de $1.04 \mu\text{m}$. Par conséquent, pour qu'une onde lumineuse, à $\lambda \sim 1 \mu\text{m}$ se propage dans le matériau structuré, comme s'il s'agissait d'un matériau homogène, il faut que la période Λ du matériau soit inférieure à $2 \mu\text{m}$. Les tours de fibrage du laboratoire permettent d'atteindre des rapports d'étirage de 200 entre le diamètre de la préforme et le diamètre de la fibre étirée. Par conséquent, le pas de la structure dans la préforme devra être, au minimum de $400 \mu\text{m}$. Une telle structure n'est pas réalisable par une seule étape d'assemblage-étirage. Par conséquent, au moins deux étapes d'assemblage-étirage sont nécessaires à la réalisation. On parle alors de fabrication par assemblage-étirage multiples étapes.

II.2.1 Description du procédé de fabrication par assemblage-étirage existant

Le procédé d'assemblage-étirage consiste à réaliser une préforme constituée d'un assemblage structuré d'éléments cylindriques aux paramètres optogéométriques contrôlés et inclus dans un tube de silice pure. Généralement, l'assemblage est arrangé suivant une maille triangulaire, et la période de la structure est supérieure au millimètre (voir Figure IV.11).

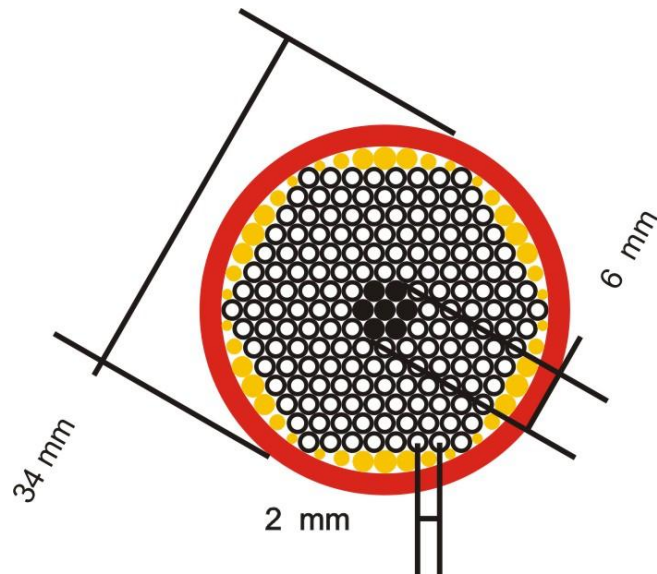


Figure IV.11 : Exemple d'assemblage constitué de capillaires (cercles noirs) arrangés suivant une maille triangulaire. Le cœur est constitué par un défaut dans l'assemblage, c'est-à-dire 6 cannes pleines de silice pure. La structure hexagonale de l'assemblage est maintenue dans le tube circulaire de silice pure (rouge) par des cales, c'est-à-dire des cannes de silice pure (jaune).

Cet assemblage est ensuite étiré sous forme de fibre par un processus de fibrage, la pression à l'intérieur de la préforme peut être contrôlée au cours de l'étirage afin de contrôler la présence, l'absence ou le diamètre d'éventuels trous présents dans la structure. Si l'exemple de préforme de la Figure IV.11 est étiré avec un rapport d'étirage externe de 210, on obtient le résultat représenté sur la Figure IV.12. On peut noter que dans ces exemples les trous interstitiels entre les capillaires ont été refermés. Cela est obtenu en contrôlant une différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur des capillaires. Pour cela, on peut par exemple refermer les extrémités de chaque capillaire avant l'étape d'étirage, l'air emprisonné à l'intérieur des capillaires les empêche de se refermer tandis que les trous interstitiels, laissés ouverts se referment. Cela explique également le rapport de réduction du pas de la structure ainsi légèrement supérieur à 210.

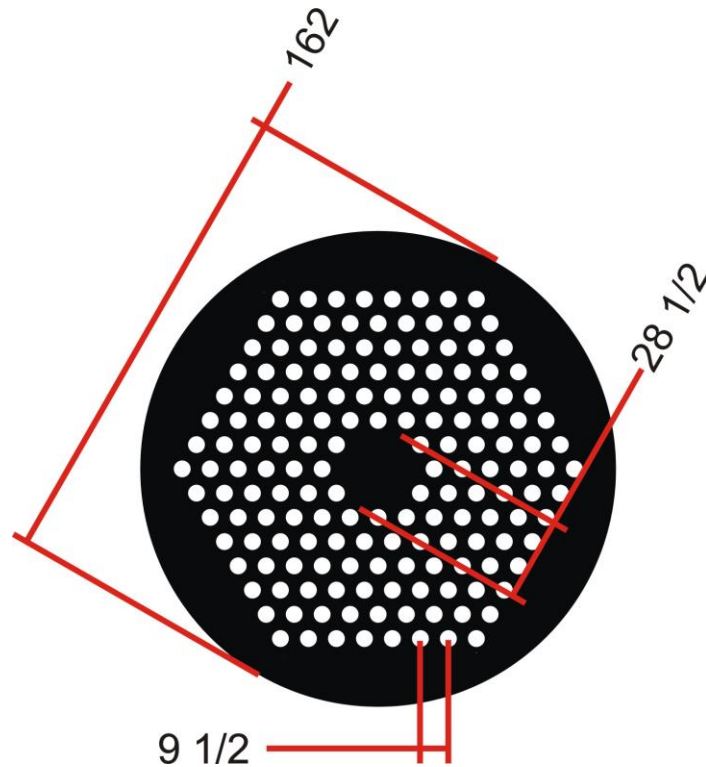


Figure IV.12 : Représentation schématique de la coupe transverse de la fibre obtenue à partir de la préforme de la Figure IV.11 après étirage par un facteur 210. Les côtes sont en micromètre.

II.2.2 Description du procédé de fabrication par assemblage-étirage à multiples étapes

Pour réaliser des matériaux structurés dont le pas de la structure est voisin du micromètre, voir submicrométrique, il est nécessaire de procéder à au moins deux étapes d'assemblage-étirage successives. Ici, est pris comme exemple la réalisation d'un matériau structuré unique, il s'agit d'un réseau d'inclusions haut indice de silice dopée au germanium dans une matrice de silice pure, arrangées suivant une maille triangulaire. L'objectif est d'obtenir une période submicrométrique.

Pour l'exemple présenté ici, nous utiliserons des barreaux de silice dopée au germanium à saut d'indice, dont le contraste d'indice de réfraction entre le matériau dopé et la silice pure vaut $\Delta n = 16 \cdot 10^{-3}$. Ils sont constitués d'une couronne de silice pure entourant un cœur uniformément dopé au germanium. Le diamètre externe est de 15 mm tandis que le diamètre de la zone dopée est de 9 mm. Pour réaliser un assemblage à partir de ces barreaux, il faut les étirer en cannes à l'aide d'une

tour de fibrage. Le procédé d'étirage contrôlé est le suivant : le barreau dopé est placé sur un support en translation verticale à vitesse contrôlée en haut de la tour de fibrage. Le barreau est introduit dans le four à induction de la tour qui permet de contrôler avec précision la température. La température est accrue jusqu'à ce que le barreau commence à fondre. Il se forme alors une « goutte » qui est réceptionnée en bas de la tour de fibrage. La goutte est coupée puis la fibre est placée entre des galets qui contrôlent la vitesse d'étirage qui est appliquée. Les paramètres de translation du support du barreau qui détermine la vitesse avec laquelle il est introduit dans le four, la température du four et la vitesse de traction des galets sont ajustés de manière à obtenir un rapport d'étirage constant et le diamètre des cannes désiré. Dans le cas présent, les cannes sont étirées à un diamètre de 1,47 mm. L'assemblage est alors réalisé. Il s'agit d'un assemblage suivant une maille triangulaire à 7 couches, c'est dire que la canne centrale de la préforme est entourée de 7 couches hexagonales de cannes ce qui donne un nombre totale de cannes de 169 cannes. Afin de maintenir l'assemblage hexagonal dans le tube circulaire de 20 mm de diamètre interne, trois cannes ont été retirées à chaque sommet de l'hexagone et des cales étirées à partir d'un barreau de silice dopée au germanium ont été ajoutées (voir Figure IV.13).

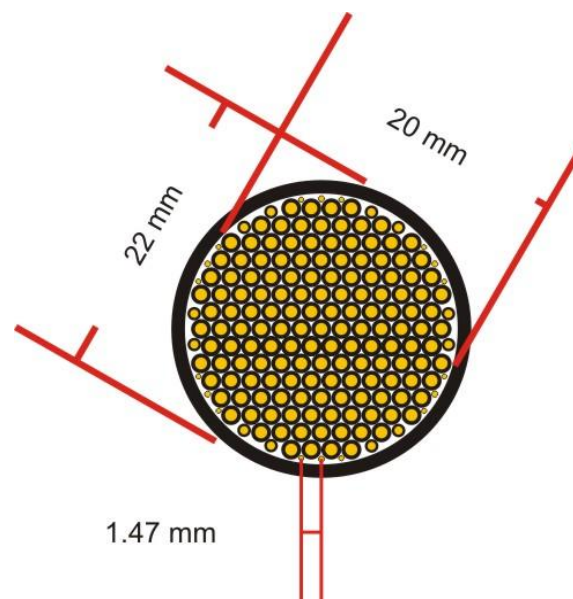


Figure IV.13 : Assemblage de 151 cannes de silice dopée au germanium.

Une étape intermédiaire doit ici être ajoutée avant l'étirage : en effet, si cet assemblage est étiré directement, les cannes obtenues contiendront un anneau externe de silice pure provenant du tube de silice maintenant l'assemblage. Si un nouvel assemblage est réalisé à partir de ces cannes, la structuration optogéométrique du matériau sera modifiée par cette couronne de silice présente autour de chaque canne contenant elle-même un matériau structuré. Au final, après fibrage, une nouvelle structuration du matériau, dont la période sera supérieure au micron apparaîtra et ne

permettra pas à une onde lumineuse de se propager dans le matériau comme s'il s'agissait d'un matériau homogène. Cette couronne de silice doit donc être éliminée avant étirage sous forme de canne. Pour pouvoir retirer cette couronne, il faut que l'assemblage soit dans un premier temps solidifié sans étirage. De cette manière, le tube de silice ne jouera plus de rôle de maintien et pourra être retiré sans risque d'effondrement de l'assemblage. Plusieurs solutions ont été explorées au cours de la thèse pour réaliser cette étape de solidification. Et de nombreux tests ont été réalisés pour déterminer un processus optimal. Le processus retenu utilise une tour de fibrage. La préforme est positionnée sur le système de translation des préformes de la tour. Il faut préciser ici, qu'une dépression est appliquée à l'une des extrémités de la préforme de façon à évacuer l'air présent dans les trous interstitiels situés entre les cannes de manière à les refermer. La préforme est ensuite introduite dans le four de la tour de fibrage. La température du four est progressivement accrue jusqu'à ce qu'un processus de fusion s'initie, rétreignant alors le bas de la préforme. Le système de translation est alors activé et fait passer la préforme dans le four. Simultanément, une dépression est appliquée sur l'extrémité haute de la préforme. Le contrôle simultané de la température du four, de la vitesse de translation de la préforme et de la dépression permet de rendre les matériaux constituant la préforme malléables sans provoquer un écoulement des matériaux. Par conséquent la préforme ne s'étire pas, mais la dépression appliquée suffit à solidifier l'assemblage en supprimant les trous interstitiels. On obtient alors la préforme représentée sur la Figure IV.14.

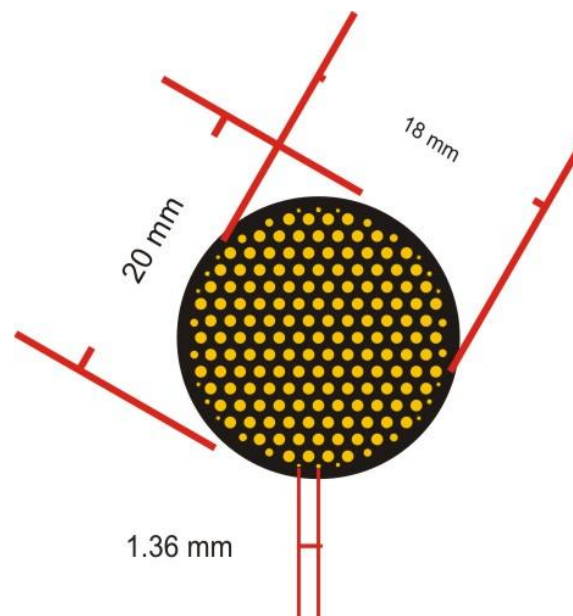


Figure IV.14. Préforme solidifiée.

La préforme obtenue est alors plongée dans un bain d'acide fluorhydrique concentré à 48 % afin de dissoudre la couronne de silice. La concentration de l'acide présent dans la cuve n'est pas constante. L'acide réagit avec la silice suivant la réaction : $\text{SiO}_2(\text{s}) + 6 \text{HF} \rightarrow \text{H}_2[\text{SiF}_6] + 2 \text{H}_2\text{O}$. L'élément résiduel $\text{H}_2[\text{SiF}_6]$ va se concentrer en bas de la cuve par l'effet de la gravité et l'attaque résultante ne sera pas uniforme sur toute la longueur de la préforme. Un système créant un mouvement de circulation utilisant une pompe péristaltique est mis en place afin d'homogénéiser l'attaque acide sur toute la longueur de la préforme. Une fois la couronne de silice attaquée, on obtient idéalement la structure représentée sur la Figure IV.15.

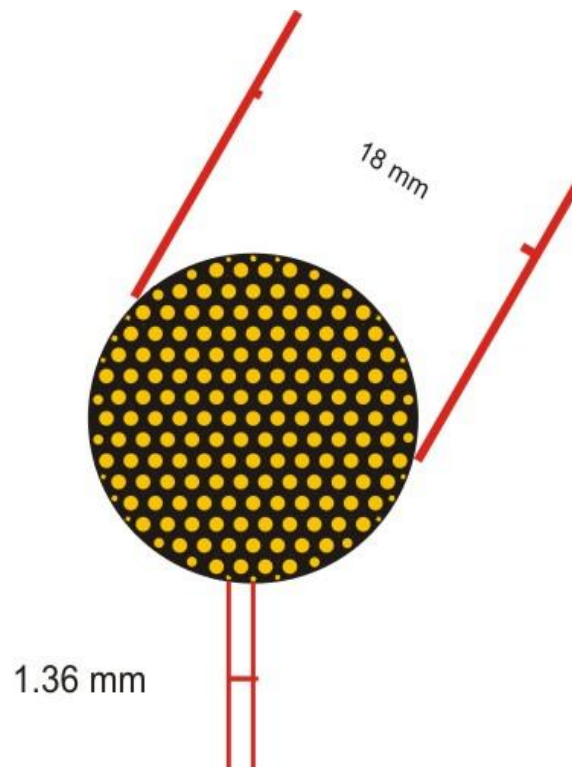


Figure IV.15 : Préforme attaquée à l'acide fluorhydrique.

La préforme ainsi obtenue est étirée sous forme de cannes de diamètre externe égal à 1.47 mm. La structure du matériau n'est pas affectée par l'étirage, ce qui signifie que toutes les dimensions sont réduites de façon homothétique. La période de la structure est alors réduite à 98 μm . Ces cannes sont alors assemblées de la même manière que précédemment, L'assemblage obtenu est représenté sur la Figure IV.16. La structure peut alors être étirée au diamètre que l'on désire. Si elle est étirée à un diamètre de 125 μm , on obtient alors un matériau structuré dont la période est submicrométrique : 0.6125 μm .

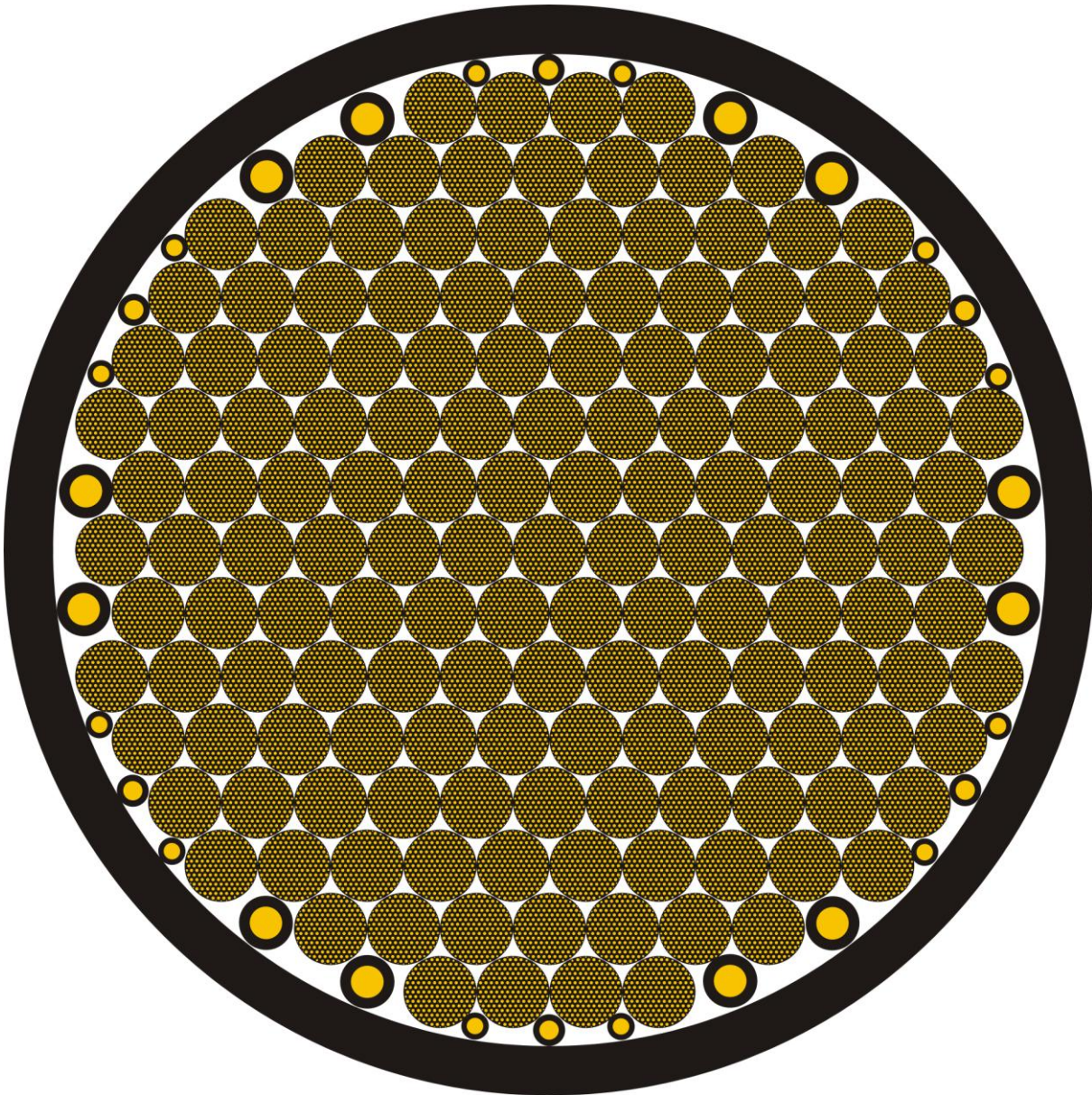


Figure IV.16. Assemblage final contenant une double structuration.

Pour une onde lumineuse de longueur d'onde supérieure au micromètre, ce matériau sera semblable à un matériau d'indice n_{mat} . Il a été démontré précédemment que n_{mat} était régi par l'équation (IV.1). Or comme ici, l'ensemble du matériau est issu du barreau de silice dopé au germanium, il est possible de déterminer n_{mat} directement à partir du profil d'indice des barreaux de silice dopée au germanium. Ainsi, si on applique l'équation (IV.1) aux barreaux de silice dopés au germanium en remplaçant A_{cell} par la surface de la section transverse d'un barreau de silice dopée

au germanium, on obtient directement, l'indice équivalent du matériau structuré final. L'équation (IV.1) devient alors :

$$n_{\text{equ}} = \frac{2 \cdot \pi \cdot \int_{r_B} n(r) \cdot r \cdot dr}{\pi \cdot r_B^2} \quad (\text{IV.2})$$

Où r_B est le rayon du barreau dopé

Ce procédé de fabrication devrait donc permettre de maîtriser avec une grande précision l'indice de réfraction du matériau obtenu. La précision sera dépendante essentiellement de la précision de l'attaque acide en terme de rayon.

II.3 L'architecture de fibre retenue

Ce procédé de fabrication par assemblage-étirage à étapes multiples est utilisé pour la réalisation d'une fibre LHDC guidant par saut d'indice. La fibre finale devra donc contenir deux parties distinctes : une gaine structurée réalisée à partir de barreaux de silice dopée au germanium et un cœur structuré réalisé à partir de barreaux de silice dopée à l'ytterbium et codopée à l'aluminium. Le procédé de fabrication décrit précédemment devra être adapté pour la fabrication de ces deux zones distinctes de façon à être en adéquation avec les moyens dont nous disposons.

Dans le cadre du contrat de recherche ANR-05-BLAN-0080 Focalase, ce travail est réalisé en collaboration avec le Phlam de Lille, et le LPMC de Nice. Le Phlam, réalise 19 préformes dopées à l'Ytterbium avec une concentration supérieure à 10000 ppm-poids de 50 cm de long. Le cœur dopé à l'Ytterbium de chaque préforme doit avoir un diamètre supérieur à 2 mm et le contraste d'indice vis-à-vis de l'indice de réfraction de la silice pure doit être voisin de $10 \cdot 10^{-3}$. Par ailleurs, nous disposons au laboratoire de préformes de silice dopées au germanium à gradient d'indice dont l'indice maximal présente un contraste d'indice vis-à-vis de l'indice de réfraction de la silice pure de $16 \cdot 10^{-3}$. Une structure finale de fibre a été élaborée à partir de ces éléments.

Par ailleurs, pour obtenir un matériau homogène pour une onde lumineuse à la longueur d'onde d'opération du futur oscillateur laser (entre 1030 et 1080 nm), il est nécessaire que la période de chacune des deux parties soit inférieure à 2 μm mais plus la période sera réduite, plus le caractère homogène du matériau sera garanti. Enfin, l'objectif est de réaliser un cœur de 40 μm de diamètre possédant un contraste d'indice par rapport à la gaine de $5 \cdot 10^{-4}$, ce qui permet d'obtenir une fibre transversalement monomode lorsqu'elle est soumise à un rayon de courbure de 20 cm.

Pour la réalisation du cœur et compte tenu du nombre de préforme de silice dopée à l'ytterbium dont nous disposons, un assemblage de 19 cannes de 1.36 mm de diamètre (notée $CM_{\text{cœur}}$), elles-mêmes étirées à partir d'un assemblage de 19 cannes de silices dopées ytterbium codopées à l'aluminium obtenues par attaque à l'acide fluorhydrique des 19 préformes fournies par le Phlam est retenu. De cette manière la période de la structure finale, pour un diamètre de cœur de 40 μm sera de 1.6 μm , ce qui devrait garantir qu'une onde lumineuse d'une longueur d'onde voisine du micromètre se propage dans ce matériau comme s'il était homogène.

Pour procéder à la réalisation de la gaine, il est nécessaire de connaître avec précision l'indice du cœur afin d'adapter l'indice de la gaine à celui-ci. Une des cannes $CM_{\text{cœur}}$ réalisée sera donc manchonnée dans un tube de silice pure puis étirée sous forme de fibre afin de pouvoir mesurer son profil d'indice de réfraction et déterminer ainsi l'indice du cœur.

Pour la réalisation de la gaine, il est possible de se fixer comme objectif une période de la structure plus réduite car les barreaux de silice dopés au germanium dont disposons offre une plus grande latitude pour la fabrication de cannes. Par conséquent les cannes CM_{gaine} qui seront au final assemblées avec les cannes $CM_{\text{cœur}}$ pour réaliser l'assemblage final, contiendront une structuration 7 couches, ce qui correspond à une période final de la structure, après étirage sous forme de fibre de 0,5 μm . De façon plus détaillée, la gaine interne sera réalisée par assemblages étirages multiples de cannes issues des préformes dopées au germanium. Connaissant l'indice équivalent du cœur, l'indice équivalent de la gaine, n_{gaine} , permettant d'obtenir un contraste d'indice de $5 \cdot 10^{-4}$ sera alors déterminé. L'épaisseur de la couronne de silice entourant les cœurs dopés au germanium permettant de réaliser un matériau structuré d'indice n_{gaine} sera alors déterminée. L'épaisseur de silice superflue sera retirée par attaque acide. Les préformes obtenues seront étirées sous forme de cannes d'un diamètre de 1.36 mm. Un assemblage 7 couches de ces cannes sera alors effectué, solidifié puis attaqué. La préforme obtenue sera étirée en cannes d'un diamètre de 1.36 mm. Au moins 151 cannes doivent être obtenues par cette méthode. Ces cannes sont désignées par CM_{gaine} .

L'assemblage final sera alors réalisé : il sera constitué d'un cœur composé d'un assemblage 2 couches de $CM_{\text{cœur}}$ entouré de 5 couches de CM_{gaine} . Cet assemblage sera étiré sous forme de cannes. Ces cannes seront alors placées dans un capillaire microstructuré permettant de réaliser la gaine d'air. L'assemblage sera alors étiré sous forme de fibre d'un diamètre de gaine interne de 200 μm . La gaine microstructurée devrait avoir alors un diamètre de 120 μm , ce qui correspondrait à des périodes de structure de 0.5 μm pour la gaine dopée au germanium et de 1.6 μm pour le cœur, ces

deux périodes étant inférieures à $2 \mu\text{m}$, les deux matériaux devraient être perçus comme homogènes. Le diamètre du cœur serait alors de $37 \mu\text{m}$. Un contraste d'indice entre la gaine et le cœur inférieur à $1.6 \cdot 10^{-4}$ est alors nécessaire pour garantir un guidage monomode lorsque la fibre est tendue. Cependant, le contraste d'indice de $5 \cdot 10^{-4}$ retenu permet d'obtenir un guidage monomode lorsque la fibre est soumise à un rayon de courbure de 20 cm .

II.4 Validation du principe mis en oeuvre et du procédé de fabrication

Afin de valider le principe mis en oeuvre ainsi que le procédé de fabrication, une fibre constituée d'un matériau structuré pour le coeur et de silice pure pour la gaine a été réalisée. Le matériau structuré a été réalisé à partir de préformes de silice dopées au germanium à gradient d'indice. Un contraste d'indice équivalent du matériau structuré final de $9 \cdot 10^{-3}$ est fixé comme objectif. Le profil d'indice de la préforme dopée au germanium utilisé est représenté sur la Figure IV.17. Le calcul de l'indice équivalent de la structure finale en fonction du rayon d'attaque a été effectué à l'aide de l'équation (IV.2). Pour obtenir un indice de réfraction équivalent présentant un contraste de $9 \cdot 10^{-3}$, un rayon après attaque de 8.05 mm est nécessaire. La préforme a donc été attaquée à un rayon variant entre 8 et 8.1 mm du fait des imperfections géométriques de la préforme d'une part, et des fluctuations d'homogénéité de l'attaque acide d'autre part.

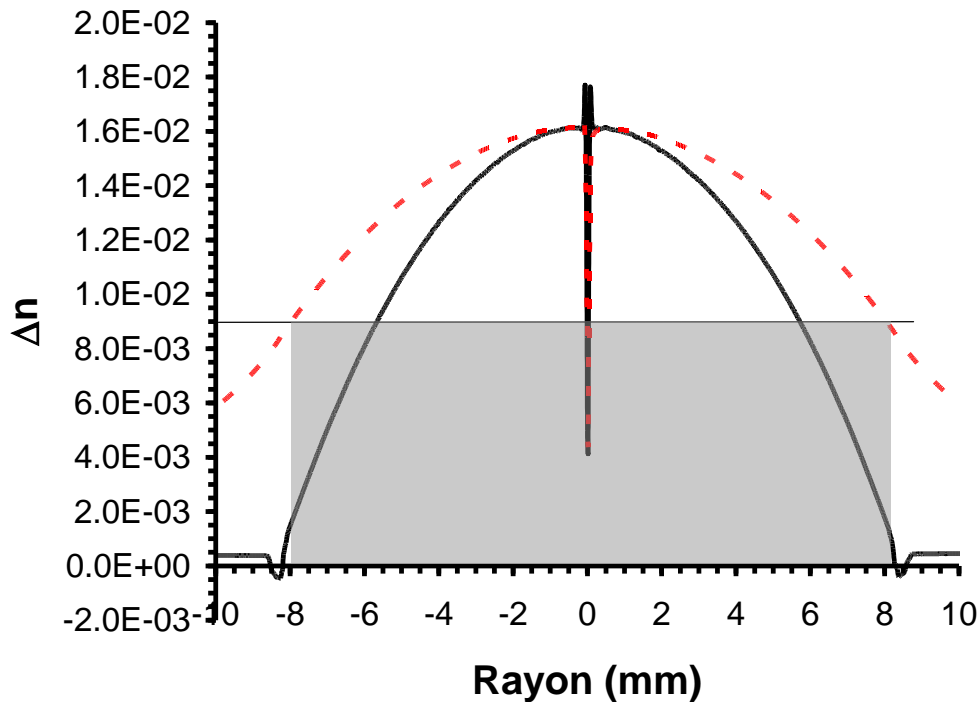


Figure IV.17 : Noir continu : profil d'indice radial de la préforme dopée Ge. Pointillés rouges : indice équivalent du matériau structuré en fonction du rayon d'attaque. Grisé : profondeur d'attaque retenue.

Cette préforme a ensuite été étirée sous forme de cannes de diamètre 1,36 mm. Ces cannes ont été assemblées de la même manière que sur la Figure IV.13. L'assemblage a ensuite été étiré sous forme de cannes. Une de ces cannes a été manchonnée dans un tube de silice pure puis étirée sous forme de fibre, nommée F_{test} , de manière à ce que le cœur de la fibre présente un diamètre de 10 μm , correspondant à une période de la structure de 0.769 μm . Le profil d'indice de la fibre a été mesuré à l'aide de l'analyseur de profil EXFO9200 (Figure IV.18). Il faut préciser ici que l'analyseur de profil EXFO9200 utilise une source hélium-néon émettant à 667,9 nm qui conditionne la résolution spatiale de 0,5 μm . Le profil d'indice fait apparaître un contraste d'indice moyen du cœur vis-à-vis de la silice pure se situant autour de $9 \cdot 10^{-3}$, ce qui est conforme à l'objectif fixé. De plus si l'existence de la structure demeure distinguable par les 12 rebonds observés sur le profil d'indice, ces rebonds ne présentent qu'une variation de $\pm 2,5 \cdot 10^{-4}$. Par conséquent, le matériau n'est plus perçu comme un matériau structuré à 667,9 nm. Pour autant, il n'est pas non plus perçu comme totalement homogène, mais l'amplitude des variations d'indice ($\pm 2,5 \cdot 10^{-4}$) de la structure résiduelle permet d'en négliger l'influence. Enfin la période Λ entre les légers rebonds observés est estimée à 0,875 μm ce qui donne un rapport $\lambda/\Lambda=0,76$. La période de 0,875 μm est

légèrement supérieur à celle de $0,769 \mu\text{m}$. Le comportement homogène du matériau a été confirmé par l'injection d'un supercontinuum s'étendant de $370 \mu\text{m}$ à $2200 \mu\text{m}$ à l'aide d'un objectif $\times 100$ permettant d'exciter l'ensemble des modes de propagation transverses du cœur. L'observation dans le domaine visible du faisceau de sortie imagé en champ proche à l'aide d'une lentille ne permet pas de distinguer les inclusions.

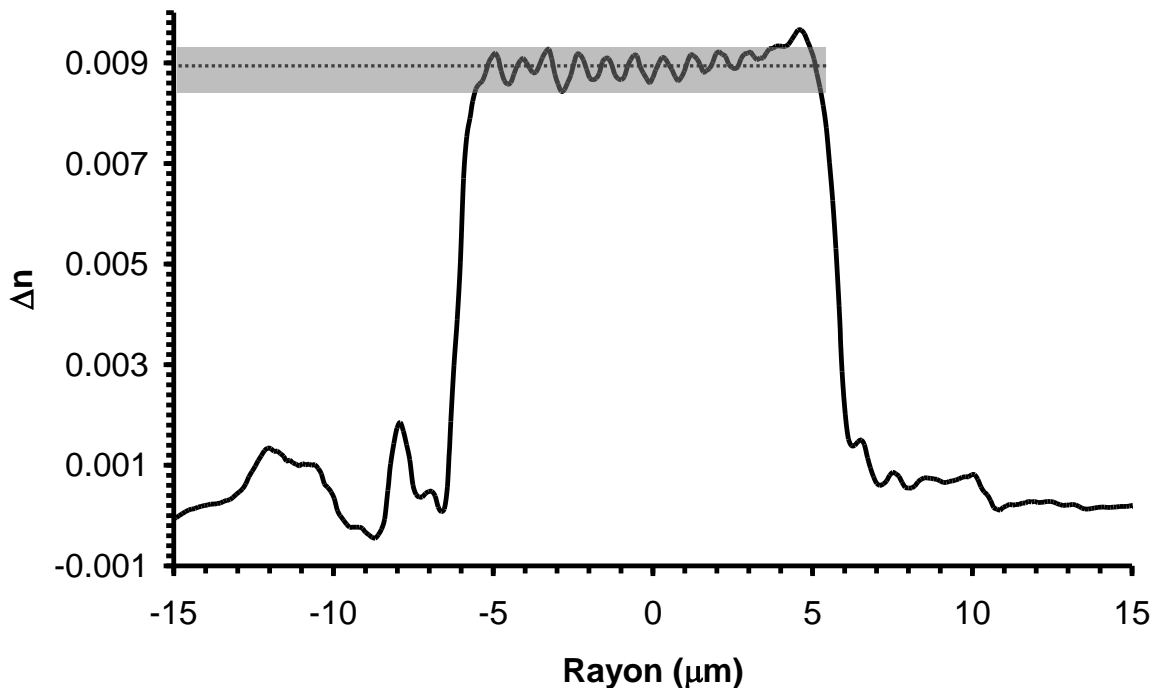


Figure IV.18 : Profil radial d'indice de réfraction de la fibre F_{test} .

La réalisation de cette fibre a permis de confirmer de manière expérimentale la loi établie par l'équation (IV.2) ainsi que le comportement du matériau structuré lorsque $\lambda/\Lambda > 0.5$.

II.5 Réalisation du cœur

Le cœur de la fibre est réalisé à partir de préformes à saut d'indice. Le cœur des préformes est constitué de silice dopée à l'ytterbium codopée à l'aluminium. La concentration en ytterbium a été ajustée pour obtenir un contraste d'indice entre la zone dopée, c'est-à-dire le cœur, et la couronne de silice pure qui l'entoure d'environ $10 \cdot 10^{-3}$. A titre d'exemple, le profil d'indice d'une des préformes est représenté sur la Figure IV.19.

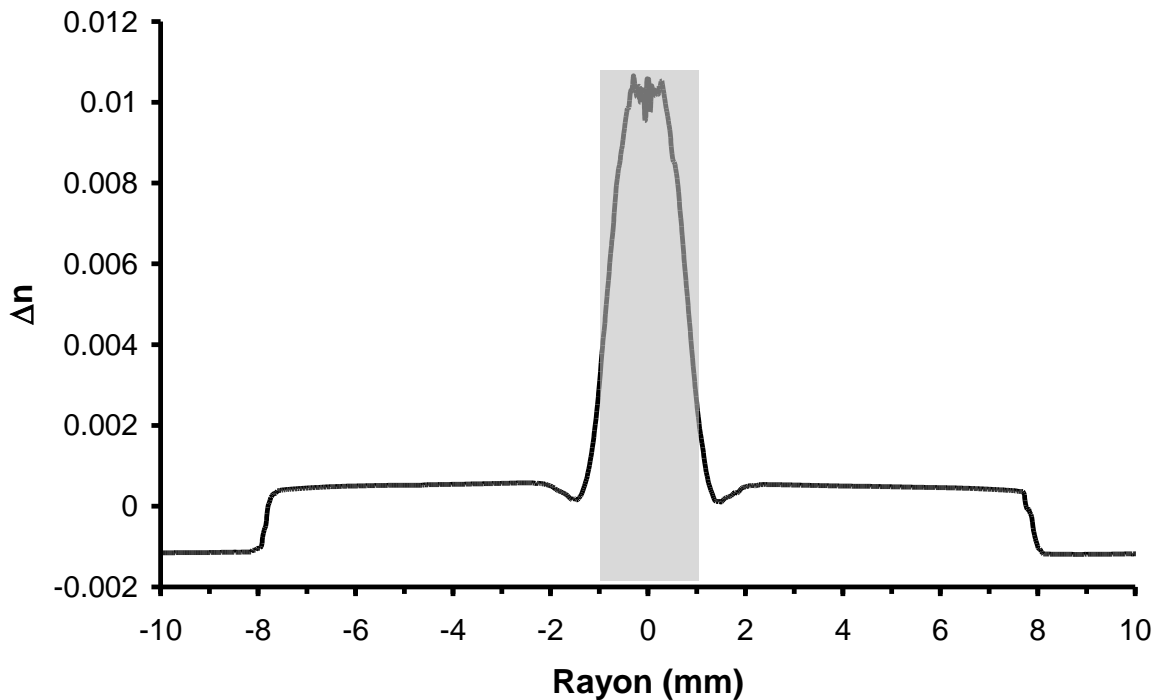


Figure IV.19 Profil radial d'indice de réfraction d'une des préformes dopée Yb^{3+} destinées à la réalisation du cœur. La zone grisée reflète la partie de la préforme qui sera conservée.

Au total, 14 préformes ont été réalisées. Ce qui correspondait alors à 625 cm utiles de préforme et permettait de réaliser un assemblage de 19 cannes de 32 cm de long au maximum. Chacune des préformes a été attaquée à l'acide fluorhydrique afin d'obtenir des cannes de 2 mm de diamètre. L'attaque à l'acide fluorhydrique n'est pas un processus qui peut être contrôlé totalement, lorsqu'il s'agit d'attaque d'objet de grande dimension exigeant pourtant une précision d'attaque submillimétrique. En premier lieu, au fur et à mesure de l'attaque, l'acide se sature en résidus $\text{H}_2[\text{SiF}_6]$, diminuant ainsi la vitesse d'attaque de la préforme. En second lieu, la vitesse d'attaque varie en fonction de la composition du matériau attaqué. Or, le profil d'indice de la Figure IV.19 met en évidence que l'attaque se produira sur des matériaux de composition hétérogène. Par conséquent, il est impossible de déterminer a priori la durée d'attaque. En outre, les préformes ne sont pas parfaitement régulières, ni géométriquement (il peut exister une légère ovalité, conicité, ou fluctuation de diamètre), ni en terme d'homogénéité du matériau. En conséquence, le processus d'attaque acide peut accentuer ces irrégularités. Au final, 19 cannes de longueur de 20 cm ou plus ont été obtenues par attaque acide. Le diamètre des cannes ainsi obtenues varie entre 1.85 et 2.2 mm. Un assemblage de ces 19 cannes suivant une maille triangulaire a été réalisé dans un tube de diamètre interne égal à 10 mm. Les cales utilisées pour maintenir la forme hexagonale de

l'assemblage ont été obtenues par étirage d'une préforme de silice dopée au germanium à profil d'indice dopé au germanium leur conférant $\Delta n = 9.5 \cdot 10^{-3}$. L'étape suivante est la solidification. Pour initier la solidification, il faut entamer un processus de fusion sur le bas de la préforme, cette partie de la préforme est alors déformée et devient inutilisable. Par conséquent, l'assemblage des 19 cannes dopées à l'ytterbium a été placé dans un tube de silice pure de 1m de long, et entouré de part et d'autre par des assemblages similaires de cannes de silice. Après solidification, la préforme a été attaquée à l'acide fluorhydrique. La préforme a ensuite été étirée sous forme de cannes. L'objectif était d'obtenir des cannes d'un diamètre de 1.36 mm. Cependant, les différences de température de fusion entre les zones dopées et les zones non dopées de la préforme ont rendu impossible le contrôle précis des paramètres d'étirage. Il était alors plus urgent de réussir à stabiliser la valeur fluctuante du diamètre des cannes pour obtenir des cannes identiques, que d'obtenir précisément un diamètre de cannes de 1.36 mm. Finalement, il a été possible d'obtenir 19 cannes de 20 cm de long dont le diamètre varie entre 1.05 et 1.25 mm. Cette variation s'explique par le fait que des contraintes mécaniques dans l'assemblage ont engendré une ovalisation des cannes. Ces cannes reçoivent la dénomination C_{MC} pour $CANNE_{MICROSTRUCTUREECOEUR}$. La photographie au microscope optique d'une de ces cannes (Figure IV.20) fait apparaître la structuration hexagonale « 2 couches » incluse dans les cannes, la présence des cales dopées au germanium est également mise en évidence.

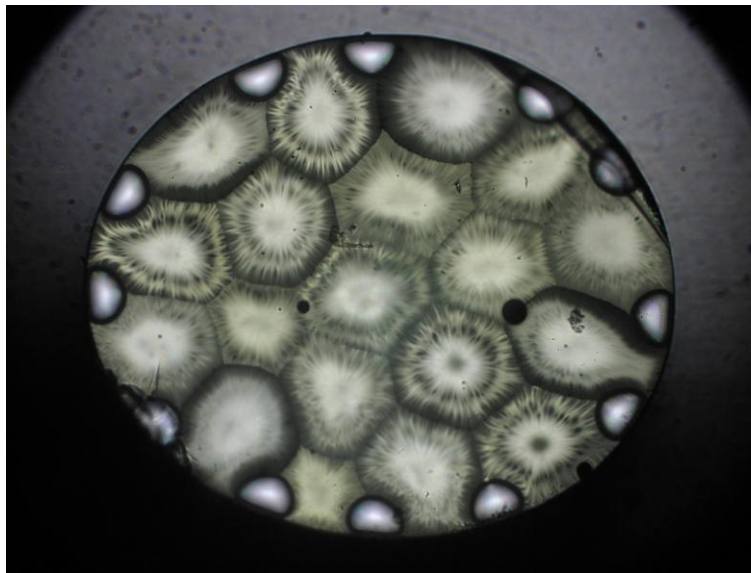


Figure IV.20. Photographie au microscope optique d'une canne microstructurée destinée à la réalisation du cœur de la fibre.

L'une de ces cales a été manchonnée dans un tube de silice pure puis étirée sous forme de fibre ($F_{\text{test}2}$). La fibre a été étirée de façon à ce que la période de la structure soit du même ordre de grandeur que la période envisagée pour la fibre finale. On obtient ici une période de $1,4 \mu\text{m}$. Plusieurs mesures du profil d'indice radiale ont été effectuées à l'aide de l'analyseur de profil EXFO NR-9200, le résultat est représenté sur la Figure IV.21. Contrairement aux attentes, le profil ne présente pas une grande régularité. Le contraste d'indice du cœur vis-à-vis de l'indice de réfraction de la silice pure varie entre $6,5 \cdot 10^{-3}$ et $9,10^{-3}$, ce qui représente une variation d'indice de $2,5 \cdot 10^{-3}$. Or l'objectif final est ici réaliser une fibre possédant une grande régularité d'indice de réfraction, tant pour le cœur que pour la gaine. Le contraste d'indice nécessaire à la réalisation d'une fibre monomode par courbure doit être inférieur à $5 \cdot 10^{-4}$. Il a été impossible de déterminer si le résultat obtenu provenait d'une erreur de mesure (l'analyseur de profil utilisé n'est pas destiné à la mesure de fibres dopées à l'ytterbium) ou de problèmes de diffusion des dopants lors de l'étirage de la fibre. La zone grisée du profil d'indice de réfraction représenté sur la Figure IV.21 a toutefois été utilisée pour déterminer l'indice équivalent que le matériau structuré constituant la gaine devrait posséder. Pour cela, un programme développé au laboratoire par Sébastien Février, dont la méthode de résolution utilise l'algorithme de Runge Kutta, et permettant de calculer les distributions radiales des champs électriques ainsi que les indices effectifs des modes de propagation à partir d'un profil radial d'indice de réfraction a été utilisé. Le profil d'indice radial de réfraction utilisé pour le programme était le suivant : le cœur de la fibre était 5 fois la répétition de la zone grisée de la courbe noire représenté sur la Figure IV.21. La gaine était représentée par un indice de réfraction constant. La valeur de l'indice de réfraction de la gaine pour laquelle le mode LP_{21} atteint sa coupure a été retenue comme critère. Un indice de réfraction présentant un contraste de $7,5 \cdot 10^{-3}$ vis-à-vis de la silice constitue alors l'objectif pour l'indice équivalent du matériau constituant la gaine.

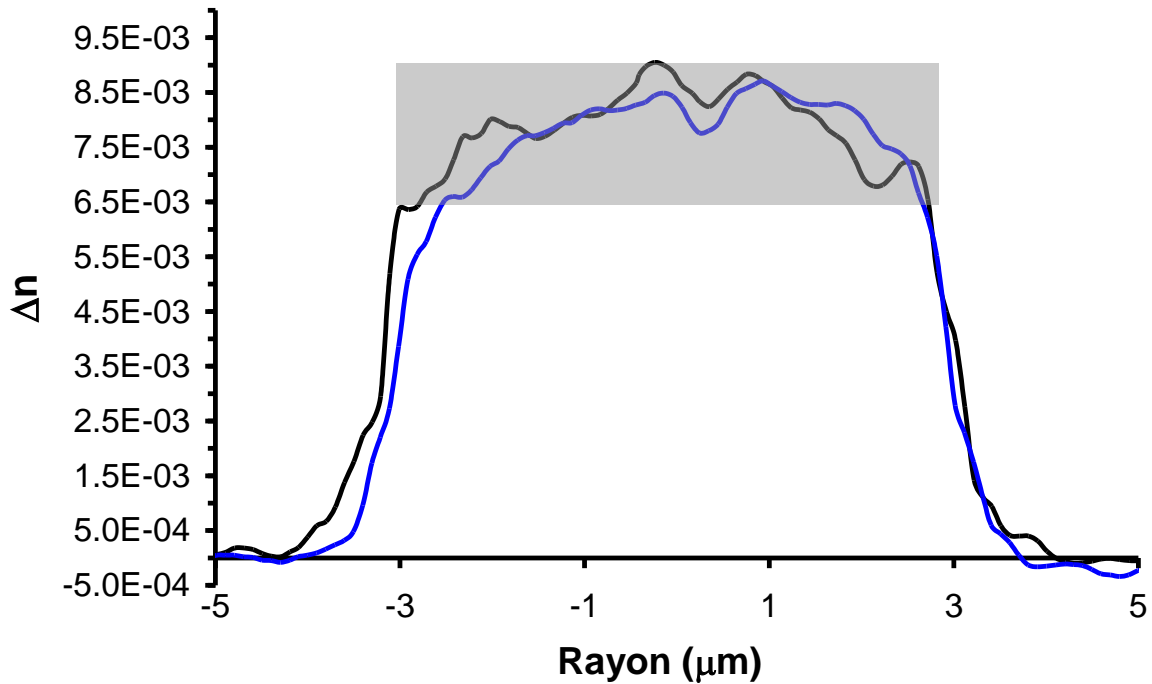


Figure IV.21 : Profil d'indice radial de la fibre $F_{\text{test}2}$ suivant deux axes de mesure.

Une analyse dispersive en énergie faite à l'aide d'un microscope à balayage électronique sur un échantillon de fibre, a permis d'estimer la concentration en ytterbium à 21000 ppm-poids.

II.6 Réalisation de la gaine

La gaine a été réalisée à partir de deux barreaux dopés au germanium à profil d'indice parabolique (Voir Figure IV.22). L'objectif est que l'indice équivalent du matériau structuré présente un contraste d'indice de $7.5 \cdot 10^{-3}$ vis-à-vis de la silice pure. La maîtrise de cet indice est faite par l'attaque du matériau à l'acide fluorhydrique. L'indice équivalent du matériau structuré est calculé par l'équation (IV.2) en fonction du rayon d'attaque. L'indice équivalent du matériau en fonction du rayon d'attaque est comparé sur la Figure IV.22 au profil d'indice radial d'un des barreaux dopés au germanium.

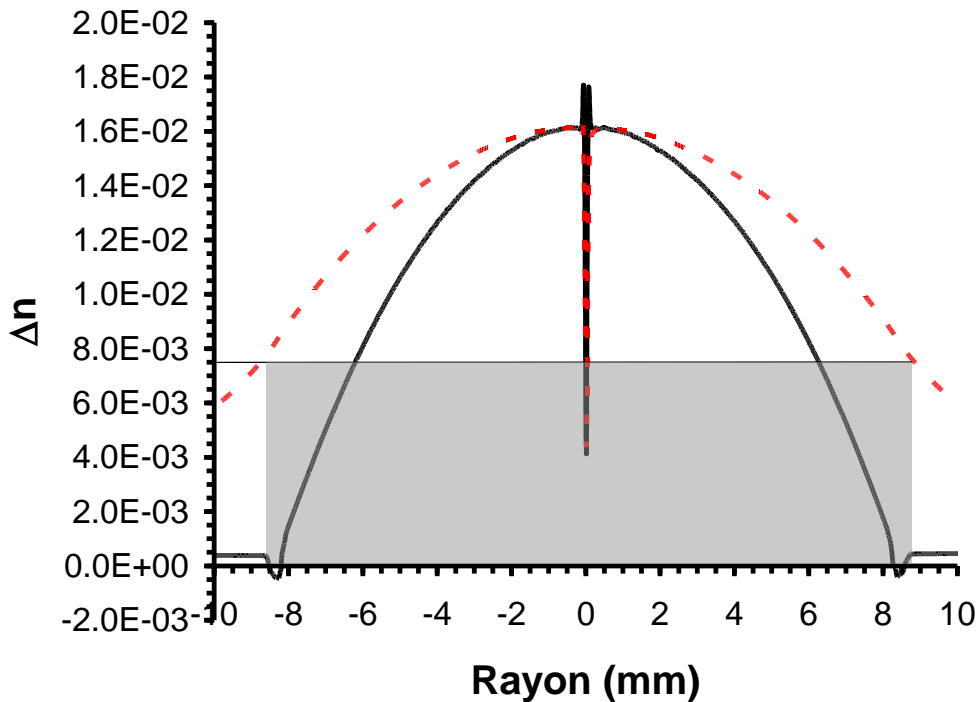


Figure IV.22 : Préforme à profil d'indice parabolique dopée au germanium. Noir continu : profil d'indice radial. Pointillés rouges : indice équivalent du matériau structuré en fonction du rayon d'attaque. Grisé : profondeur d'attaque retenue.

Pour le premier barreau, le rayon d'attaque visé était de 8.92 μm et le rayon d'attaque obtenu varie entre 8.8 et 8.95 mm. L'objectif, pour le second barreau était en rayon d'attaque de 8.9 mm et le rayon obtenu fluctue entre 8.9 mm et 8.95 mm

Une fois attaqués, les barreaux sont étirés sous forme de cannes d'un diamètre de 1.36 mm. Puis un assemblage de 151 cannes, similaire à celui représenté sur la Figure IV.13 est réalisé. Cet assemblage est ensuite solidifié avant que le tube de maintien ne soit retiré par attaque acide. Ce tube de silice ne peut cependant pas être retiré en intégralité car la silice dopée au germanium nécessite d'être contenue dans ampoule de silice pure au cours de l'étirage pour empêcher la formation de bulles. Par ailleurs, pour la même raison, à toutes les étapes où de la silice dopée germanium est chauffée, la température appliquée par le four doit être maintenue au minimum. Ainsi, l'étirage se fait toujours quasiment au seuil de rupture en terme de tension, ce qui rend l'opération délicate.

La préforme obtenue est alors étirée sous forme de cannes d'un diamètre de 1.15 mm. On obtient au moins 151 cannes structurées d'un diamètre de 1.15 mm. Ces cannes reçoivent l'appellation : C_{MG} pour $\text{CANNES}_{\text{MICROSTRUCTUREEGAINÉ}}$.

II.7 Assemblage de la structure complète

L'assemblage de la structure complète a été réalisé (voir Figure IV.23). Il s'agit d'un réseau de cannes assemblées suivant une maille triangulaire. La canne centrale, de type C_{MC} est entourée de deux couches de cannes C_{MC} puis de cinq couches de cannes C_{MG} . Trois cannes C_{MG} sont retirées à chaque sommet de l'assemblage hexagonal.

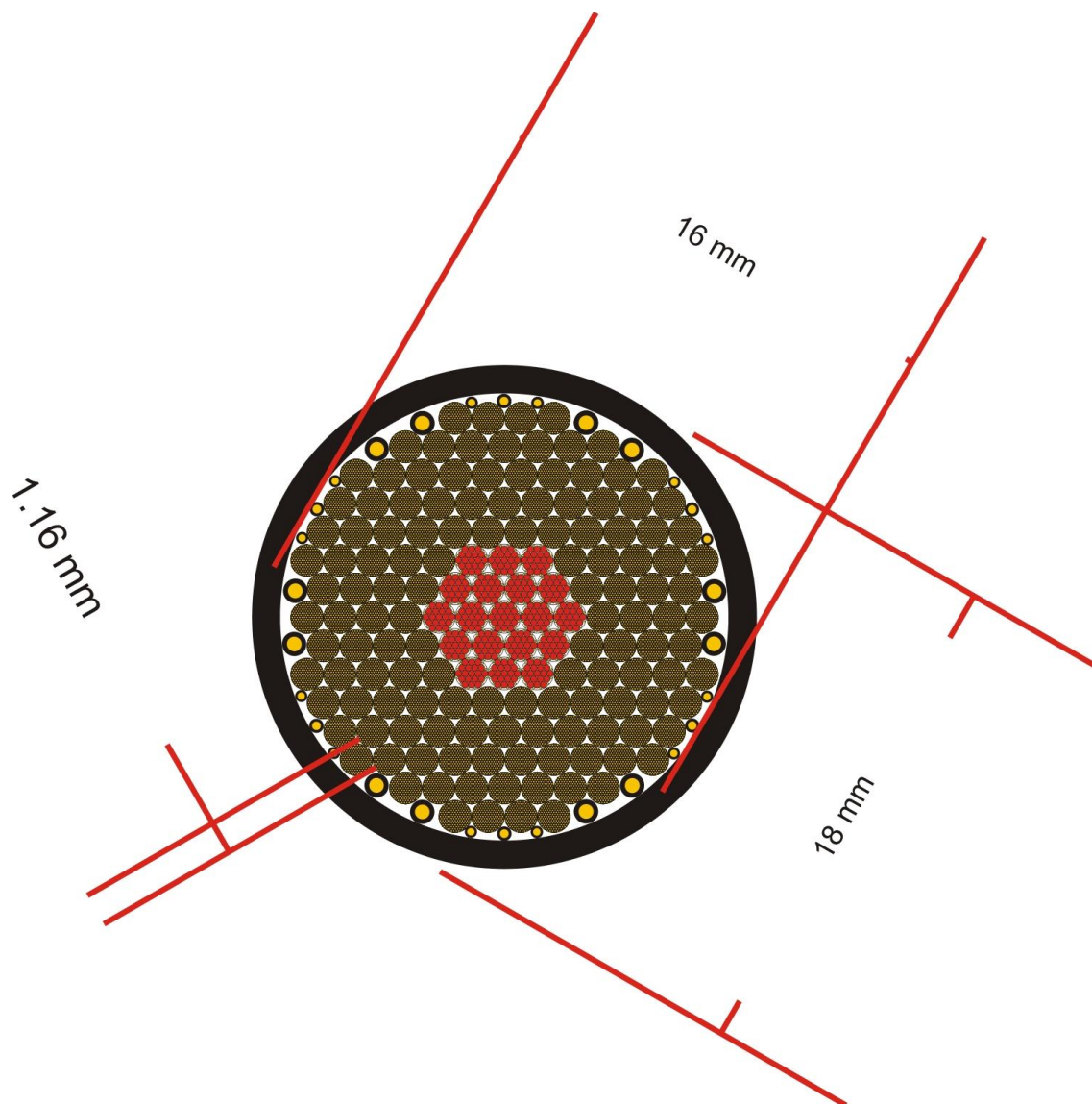


Figure IV.23 Assemblage de la structure gaine interne + cœur.

L'assemblage est ensuite solidifié avant d'être étiré sous forme de cannes notée C_{ME} pour Canne_{MultiEtirage}. Des photographies de ces cannes sont rassemblées sur la Figure IV.24. La structure est géométriquement correcte, à l'exception d'une calle qui s'est déplacée au cours de l'étirage.

Cependant, comme elle se situe à la périphérie de la gaine, le comportement modal de la fibre ne devrait pas en être affecté. Un autre point semble plus problématique : il apparaît que les couronnes de silice entourant les cannes dopées au germanium n'ont pas été totalement supprimées par l'attaque acide. Il était nécessaire de conserver une fine pellicule de silice pour éviter tout dégazage du germanium générant des bulles lors de l'étirage. Cependant, l'épaisseur de cette pellicule apparaît conséquente. Comme la période entre ces pellicules est relativement grande, leur présence risque de modifier le comportement de la fibre en renforçant le guidage.

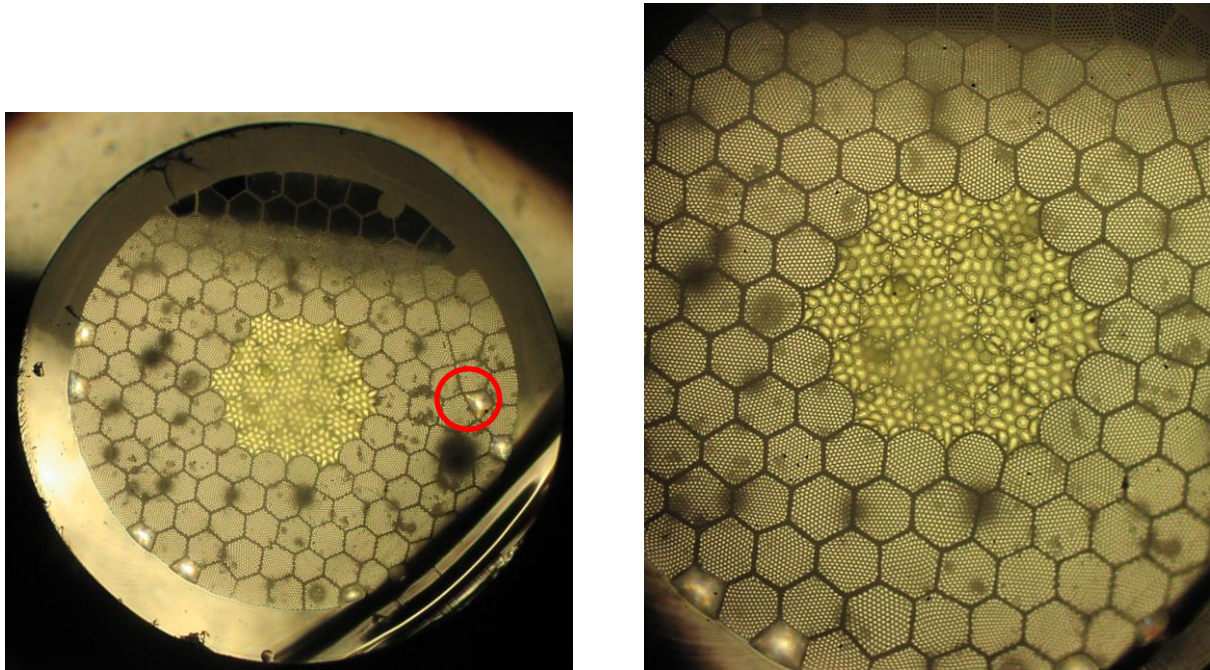


Figure IV.24 : Photographie au microscope optique des cannes C_{ME} . Le cercle rouge identifie un défaut dans la structuration.

II.8 Réalisation de la gaine d'air

Un procédé de fabrication pour les gaines d'air a été développé au laboratoire Xlim par Philippe Roy et Dmitry Gaponov. Le procédé de fabrication consiste à insérer une couronne de capillaires de silice entre deux tubes de silice (voir Figure IV.25). Les capillaires sont ensuite obturés. Cette structure est ensuite étirée sous forme de cannes. Lors de l'étirage, une dépression est appliquée entre les deux tubes de silice. Comme les capillaires sont obturés, cette dépression permet de « collapser » les trous interstitiels sans refermer les capillaires. On obtient alors une canne dotée directement d'une structure de type gaine d'air. Il suffit alors de manchonner une canne de la structure à laquelle on souhaite adjoindre une gaine d'air, de refermer les trous de la gaine d'air à

chaque extrémité et d'étirer l'ensemble directement sous forme de fibre en appliquant une dépression. Cette technique, en utilisant une gaine d'air déjà constituée dans une canne, permet de limiter les risques d'échec lors de l'étirage tout en limitant la taille des alvéoles d'air dans la fibre finale. On obtient de cette façon une gaine d'air offrant un bon compromis en l'épaisseur des ponts de silice et la taille des trous (se reporter au chapitre I). Une fibre a ainsi été obtenue, elle sera nommée : F_{EM} pour FIBRE_{ETIRAGEMULTIPLES}.

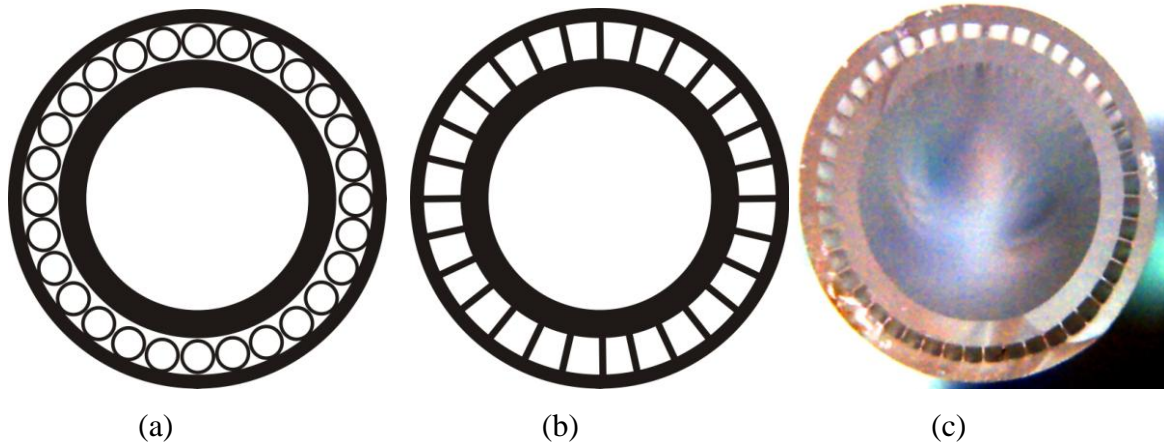


Figure IV.25 : Représentation schématique de l'assemblage « gaine d'air », avant (a) et après (b) étirage. (c) Photographie du résultat obtenu.

II.9 Caractérisation optique de la fibre

F_{EM}

Des photographies réalisées au microscope optique d'une coupe transverse de la fibre F_{EM} sont représentées sur la Figure IV.26.

De ces observations ont été extraites les données suivantes :

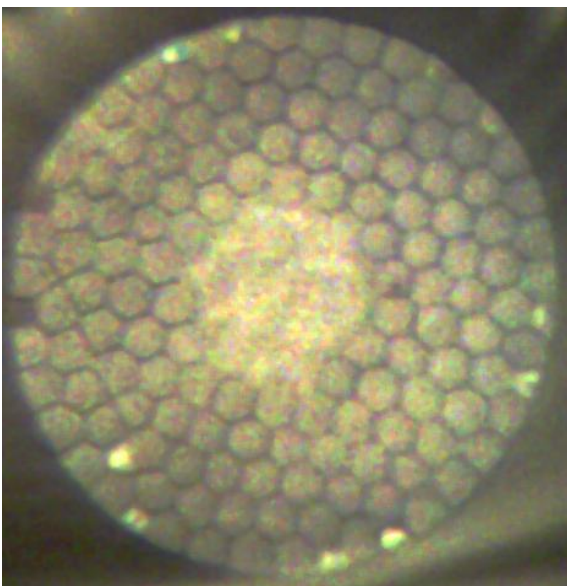
- Diamètres du cœur :
 - sommet à sommet : $41,6 \mu\text{m}$;
 - entre cotés : $38 \mu\text{m}$;
 - période de la structuration du cœur : $1,66 \mu\text{m}$;
- diamètre de la partie structuré à base de cannes dopées au germanium : $119 \mu\text{m}$.
Induisant une période de structure de $0,53 \mu\text{m}$;

- diamètre de la gaine interne : 179 μm ;
- diamètre extérieur de la gaine d'air : 279 μm ;
- diamètre extérieur de la fibre : 397 μm .

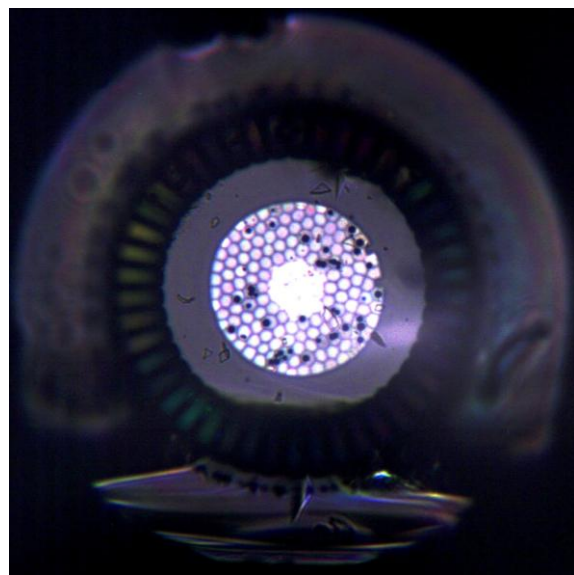
Ces clichés montrent bien que la géométrie de la fibre est conservée, notamment au niveau de la microstructure qui est régulière. Toutefois, apparaissent également deux éléments non désirés :

- des couronnes de silice résiduelles dans la gaine interne susceptibles d'altérer le mécanisme de guidage de la fibre ;
- la présence de bulles dues au dégazage des cannes dopées au germanium malgré les précautions prises au cours de la fabrication (température d'étirage faible et conservation d'une pellicule de silice autour des cannes dopées au germanium).

Ces déformations peuvent altérer le mécanisme de guidage et l'efficacité laser de la fibre F_{EM} . Cette fibre a été caractérisée optiquement pour montrer l'intérêt d'un tel design pour des applications laser.



(a)



(b)

Figure IV.26 : Photographies au microscope optique de la fibre F_{EM} . (a) structure interne (b) structure complète.

Une mesure du profil d'indice de réfraction radial de la fibre F_{EM} a également été réalisée à l'aide d'un appareil de type EXFO NR 9200. Cet appareil présente une résolution spatiale de 0.5 μm et une précision sur la différence d'indice Δn de 1.10^{-4} . La mesure s'effectue par la méthode du champ proche réfracté où la fibre est plongée dans un bain de liquide d'indice. Cette mesure s'avère délicate pour les fibres à gaine d'air car le liquide d'indice pénètre par capillarité dans les trous de la gaine d'air. En outre, cette mesure nécessite que la face de la fibre sur laquelle elle est effectuée soit parfaitement clivée. Or la présence de la gaine d'air empêche d'obtenir une face parfaitement plane, la gaine externe et l'âme centrale de la fibre ne sont jamais clivées dans le même plan. La meilleure méthode pour effectuer cette mesure a consisté à rétreindre la gaine d'air sur une longueur de 5 cm par pas de 1 mm à l'aide d'une soudeuse. Une fois la gaine d'air refermée, il est possible d'obtenir une clive de bonne qualité. Le profil obtenu (Figure IV.27) présente cependant des distorsions de mesure. Ces distorsions sont attribuées la présence de parties résiduelle de la gaine d'air distribuées le long des 5 cm de fibre. Certaines données peuvent toutefois être extraites de la mesure. Ainsi, les zones constituées de silice pure peuvent être identifiées et sont représentées en grisé. Si la mesure était correcte, ces zones ne présenteraient aucune variation radiale. Les zones correspondant la structuration de cannes dopées au germanium peuvent être identifiées et sont représentées en rouge. Il apparaît dans ces zones des retombées rapides de l'indice de réfraction périodiques qui correspondent aux couronnes de silice résiduelles. Enfin, en orange est repérée la zone correspondant au cœur. Compte tenu de la qualité de la mesure, il est impossible de tirer des conclusions quant à la présence, l'absence ou la valeur d'un éventuel saut d'indice entre le cœur et la gaine.

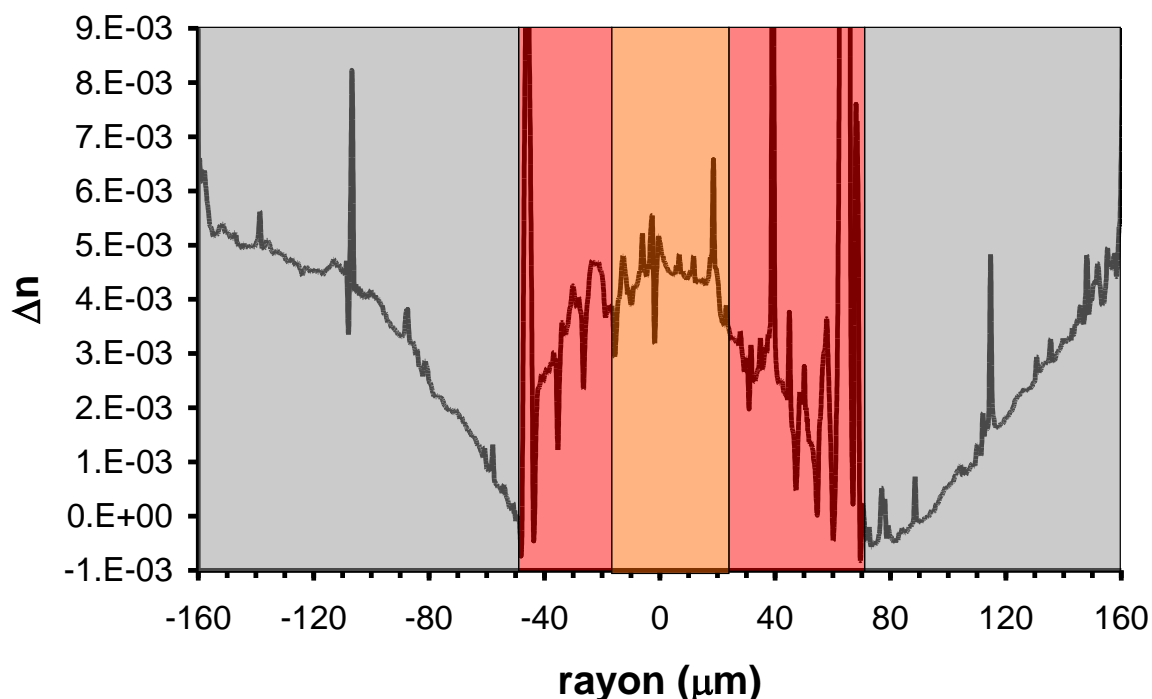


Figure IV.27 : profil d'indice de réfraction radial de la fibre F_{EM} .

Une source lumineuse issue d'un laser hélium-néon, émettant à 632,8 nm a ensuite été injectée dans la fibre F_{EM} à l'aide d'une fibre d'amenée monomode (SMF28). Sur des tronçons inférieurs à 40 cm environ, il est possible d'injecter la lumière dans le cœur et d'observer en sortie et en champ proche une intensité lumineuse nettement supérieure dans le cœur à l'intensité lumineuse dans la gaine interne. Cependant, du fait de la désadaptation entre le cœur de la fibre et celui de la SMF, il est impossible d'injecter la lumière uniquement dans le cœur. Compte tenu de l'ouverture numérique extrêmement faible du cœur de la fibre, une partie résiduelle de la puissance injectée fuira toujours dans la gaine interne. Par conséquent, une partie de la lumière injectée n'est pas guidée par le cœur mais se retrouve confinée dans la gaine interne. En outre, pour des longueurs de fibre supérieures à 40 cm, l'intensité lumineuse en sortie du cœur n'est plus supérieure à l'intensité lumineuse de la gaine interne, et cela, même lorsque la fibre est maintenue rectiligne. Il n'est pas possible ici de formuler de conclusion unique de cette observation. Plusieurs hypothèses restent possibles :

- le contraste d'indice entre le cœur et la gaine est trop faible, une onde lumineuse ne peut pas alors être confinée durablement dans le cœur ;
- la présence de bulles perturbe considérablement le comportement du guide, induit des pertes élevées et rend tout guidage impossible dans le cœur sur des distances

supérieures à quelques dizaines de centimètres. Et cela même s'il existe un contraste d'indice entre le cœur et la gaine susceptible de confiner un ou plusieurs modes ;

- le matériau dopé ytterbium et aluminium présente de fortes pertes à 632,8 nm;

Une mesure d'ouverture numérique a également été effectuée à l'aide de cette même source lumineuse, estimant ainsi l'ON de la gaine interne à 0,6.

La fibre fut ensuite testée comme milieu à gain d'un oscillateur laser dont l'architecture est la même que celle du paragraphe IV.I.2.3. La longueur de la fibre s'élève à 75 cm. Les résultats obtenus sont représentés sur la Figure IV.28. La valeur du rendement d'injection, réduite à 45 %, est attribuée à la présence de bulles dans la gaine interne et à la difficulté à cliver proprement la fibre. La pente d'efficacité de 60 % témoigne d'une efficacité correcte du matériau. Cette valeur, inférieure aux 80% qui sont théoriquement possibles, est probablement due à la présence de pertes linéiques élevées même si la longueur de fibre utilisée est très faible. Le spectre du faisceau de sortie fait apparaître que l'émission laser s'effectue sur les courtes longueurs d'ondes de la bande d'émission de l'ytterbium, en raison de la faible longueur de fibre.

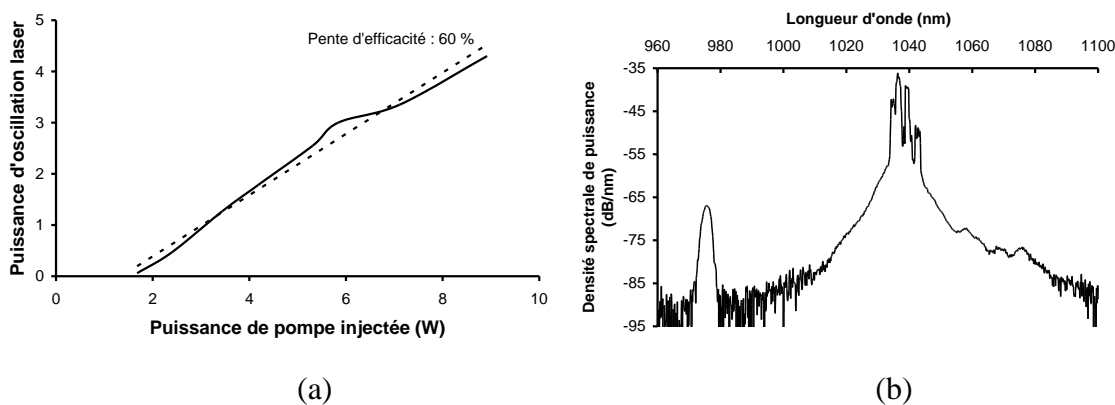


Figure IV.28. (a) Evolution de la puissance de l'oscillation laser en fonction de la puissance de pompe injectée. (b) Spectre caractéristique de l'émission laser.

L'observation de la distribution d'intensité du faisceau en sortie (Figure IV.29) a clairement fait apparaître que l'émission était multimode, quelles que soient les conditions dans lesquelles l'émission est obtenue (la fibre a été maintenue rectiligne puis soumise à différents rayons de courbure allant de 1 m à 5 cm, des longueurs de fibre de 2 m, 1.5 m, 1.1 m, 0.75 m, 0.5 m, 0.3 m ont été utilisées). La répartition aléatoire de l'énergie, et son insensibilité au rayon de courbure auquel est soumise la fibre, est attribuée à un guidage trop fort confinant une multitude de modes dans le cœur. Ces observations permettent néanmoins de confirmer le comportement des matériaux

structurés pour une longueur d'onde de l'ordre du micromètre. En effet, sur les distributions d'intensité observées en champ proche, les structurations ne sont pas distinguables, l'onde lumineuse se propage dans les matériaux structurés comme s'il s'agissait de matériaux homogènes.

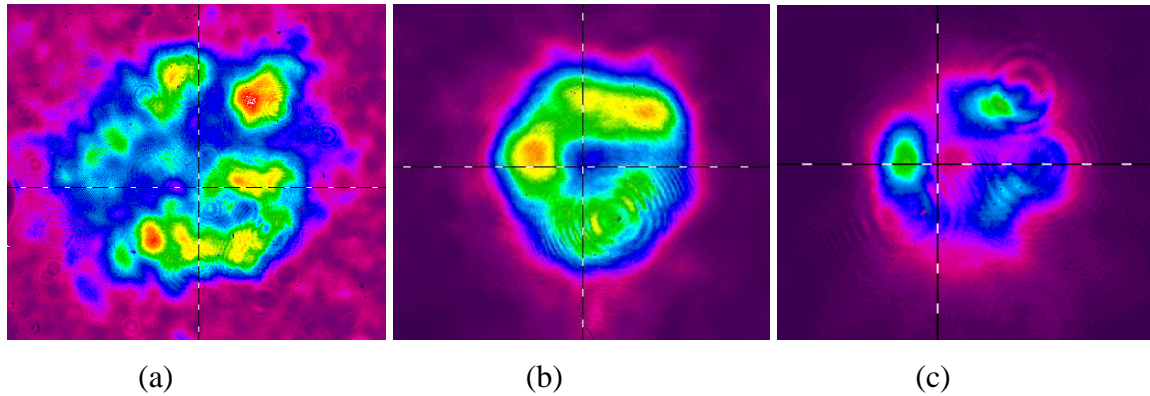


Figure IV.29 : Distribution d'intensité en champ proche caractéristique du faisceau de sortie. (a) fibre rectiligne de 1.1 m de longueur (b) fibre rectiligne de 75 cm de longueur (c) fibre soumise à un rayon de courbure de 10 cm.

L'absorption de la fibre à 977 nm a été mesurée par la méthode du cut-back sur un tronçon de 1.1 m de longueur. Pour cela, avec le même dispositif d'injection que pour l'oscillateur laser mais en l'absence de toute rétroaction, la puissance de pompe résiduelle a été mesurée pour différentes longueurs de fibre (voir Figure IV.30). La puissance de la diode de pompe a été réglée de façon à ce que la puissance résiduelle pour un tronçon de 1.1 m de longueur soit détectable. On observe que la puissance de pompe n'est pas absorbée de manière régulière, cela s'explique car la forme de la gaine interne est circulaire et induit, comme décrit dans le chapitre I une absorption forte pour de faibles longueurs de fibre puis une absorption décroissante à mesure que la longueur de fibre s'accroît. Finalement, sur les 1,1 m de fibre testée l'absorption varie entre 4,7 dB/m et 18,8 dB/m. Ces valeurs sont caractéristiques de l'absorption de la fibre, avec une configuration double gaine, elles ne sont donc pas directement représentatives de l'absorption du matériau actif.

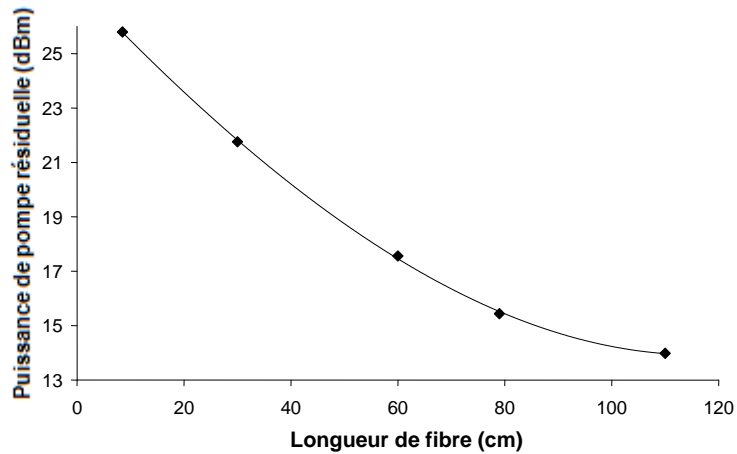


Figure IV.30 : Evolution de la puissance de pompe résiduelle en fonction de la longueur de fibre.

Bien que le contraste d'indice du cœur n'ait pas pu être déterminé de manière effective, les différentes observations expérimentales tendent à étayer l'hypothèse suivante : le cœur possède un contraste d'indice vis-à-vis de la gaine interne suffisant pour permettre un guidage par réflexion totale interne et la présence de couronnes de silice résiduelles dans la gaine interne renforcent le guidage. Finalement la fibre guide une multitude de modes.

Il est délicat de conduire des investigations plus poussées. En effet, la structure en double gaine entourée d'une gaine d'air empêche de déterminer précisément les caractéristiques du cœur telles que l'ouverture numérique, les pertes linéiques ou l'absorption à 980 nm car toute lumière fuyant du cœur vers la gaine sera confinée dans la gaine externe sans possibilité d'évacuation à cause de la gaine d'air et perturbera ainsi toute mesure.

CONCLUSION

Le procédé de fabrication par assemblage-étirage multiple s'avère complexe à mettre en œuvre. La multitude d'étapes nécessaires à la réalisation d'une fibre accroît le risque d'échec. De plus ce procédé de fabrication, s'il est probablement possible de l'améliorer pour obtenir de meilleurs résultats, peut difficilement être transposable dans une production industrielle. Il se révélerait trop risqué et trop coûteux, notamment en terme de temps de fabrication. Cependant, le développement de ce procédé de fabrication a permis de démontrer expérimentalement que les matériaux structurés dont la période est voisine de la longueur d'onde de l'onde lumineuse se comportent effectivement comme des matériaux homogènes. De plus, même si des progrès doivent être fait dans la maîtrise de l'indice de réfraction, ce procédé de fabrication a démontré sa capacité à produire un cœur de grande dimension dopé à l'ytterbium et codopé à l'aluminium avec une concentration d'ytterbium élevée (21000 ppm-poids).

Le procédé de fabrication par vitrification de poudre présente les caractéristiques inverses. C'est un procédé de fabrication simple, et donc peu coûteux. La réalisation d'un matériau très homogène en terme d'indice de réfraction et très efficace de silice dopée à l'ytterbium et codopée à l'aluminium permettant de réaliser des cœurs de diamètre virtuellement limité au diamètre du four (110 mm) a été démontrée. Il a également été démontré qu'il était impossible de réaliser un matériau constitué de silice dopée au germanium à partir d'un mélange de poudre à pression atmosphérique. De plus, aucun obstacle ne s'oppose, a priori, à la poursuite du développement de ce procédé de fabrication pour de multiples applications. Pour la réalisation de fibre LHDC, le dopage de la gaine à l'aluminium ou la réalisation d'une gaine par CVD ou OVD dopée au germanium, utilisées ensuite pour entourer un cœur réalisé par vitrification de poudre sont des solutions attractives en cours d'investigation.

CONCLUSION GENERALE

Cette thèse s'inscrit dans le cadre de l'accroissement des puissances que peuvent émettre les lasers à fibre dopée aux ions ytterbium. Dans un premier temps, les notions théoriques nécessaires à l'approche de cette problématique ont été introduites. Le premier chapitre a décrit les mécanismes physiques intervenant dans les lasers à fibre dopée aux ions de terre rare. Un rappel de l'historique a été introduit avant de détailler les limitations, et leurs origines physiques, auxquelles est confronté aujourd'hui le développement de ces lasers dans le cadre de la génération de forte de puissance. Enfin, avant d'aborder le travail spécifiquement effectué au cours de cette thèse, un état de l'art des recherches portant sur le même sujet a été exposé. Afin de prévoir de façon précise et fidèle le comportement des lasers à fibre, une modélisation numérique de ces oscillateurs a été réalisée. Le second chapitre a exposé le fonctionnement du modèle numérique ainsi que sa validation expérimentale. Ce modèle permet aujourd'hui de décrire le fonctionnement d'un oscillateur laser continu à fibre dopée terre rare quelconque, quelle que soit la fibre utilisée comme milieu à gain, et quelle que soit l'architecture de l'oscillateur. Ce modèle décrit le comportement spectral mais aussi le comportement modal transverse de l'oscillateur. Dans la continuité du travail de thèse de L. Lavoute, une fibre à large cœur et fort niveau de dopage utilisant une gaine résonnante pour obtenir une émission transversalement unimodale d'un oscillateur laser a été conçue dans le chapitre III. Le modèle développé au chapitre II, appliqué à cette structure permet d'anticiper une émission strictement monomode. Cette fibre optique n'a pu être fabriquée car au cours de la recherche de collaboration pour la réalisation il s'est avéré que les tolérances du procédé de fabrication par MCVD n'étaient pas suffisantes pour garantir la fabrication d'une fibre conforme à celle conçue. Un design alternatif de cette fibre a été proposé pour permettre cette réalisation. Ce travail de thèse a contribué au développement de deux procédés de fabrication de fibre dopée aux ions de terre rare alternatifs au procédé MCVD décrit dans le quatrième chapitre. Il est démontré que le procédé de fabrication par vitrification directe de poudre permet d'obtenir un matériau constitué de silice dopée à l'ytterbium extrêmement homogène et offrant une efficacité de conversion opto-optique proche du rendement quantique de l'ytterbium. Des fluctuations aléatoires de l'indice de réfraction de ce matériau inférieures à $2.2 \cdot 10^{-4}$ ont été mises en évidence et permettent d'envisager la fabrication de fibres dotées d'un $\Delta n < 5 \cdot 10^{-4}$, accroissant ainsi la taille de cœur réalisable pour une fibre LMA guidant par saut d'indice. En outre, ce procédé de fabrication, souple, simple et peu coûteux, s'il ne permet pas de contrôler l'indice de réfraction d'un matériau réalisé à partir d'un mélange de poudre de silice et de dioxyde de germanium à cause de la faible température de vaporisation de cet élément, doit permettre ce contrôle pour un matériau réalisé à partir de poudre de silice dopée par voie liquide à l'aluminium. Le procédé de fabrication par assemblage étirage-multiple n'a pas permis d'obtenir une fibre combinant large cœur, fort niveau de dopage et guidage monomode. La

complexité du procédé de fabrication et la multitude d'étapes qui le compose, induisent des risques d'échec à chaque étape de la fabrication. Par ailleurs, ce procédé de fabrication se révèle extrêmement lent et une fibre n'a pu être obtenue qu'à la fin de cette thèse. Il n'a donc pas été possible de conduire toutes les investigations possibles sur la fibre obtenue. Néanmoins, une loi analytique simple a été introduite pour calculer, à priori, l'indice de réfraction d'un matériau structuré équivalent à une longueur d'onde proche de la période du matériau. Cette loi a été vérifiée expérimentalement.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [BHU02] Tajamal Bhutta, Jacob I. Mackenzie, David P. Shepherd, and Raymond J. Beach, "*Spatial dopant profiles for transverse-mode selection in multimode waveguides*," J. Opt. Soc. Am. B 19, 1539-1543 (2002)
- [BOU09] Conversation privée avec Johan Boulet. (2009)
- [DES94] DESURVIRE E. *Erbium-doped fiber amplifiers-principles and applications*. Wiley-Interscience, USA, 1994.
- [DON06] Liang Dong, Jun Li, and Xiang Peng, "*Bend-resistant fundamental mode operation in ytterbium-doped leakage channel fibers with effective areas up to 3160 μm^2* ," Opt. Express 14, 11512-11519 (2006)
- [DON08] Tsai-wei Wu, Liang Dong, and Herbert Winful, "*Bend performance of leakage channel fibers*," Opt. Express 16, 4278-4285 (2008)
- [DON09] L. Dong, T. W. Wu, H. A. McKay, L. Fu, J. Li, and H. G. Winful, "*All-Glass Large-Core Leakage Channel Fibers*," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 15(1), 47–53 (2009).
- [ENG07] M. Engholm, L. Norin, and D. Åberg, "*Strong UV absorption and visible luminescence in ytterbium-doped aluminosilicate glass under UV excitation*," Opt. Lett. 32, 3352–3354 (2007).
- [CHA07] A. D. Guzman Chávez, A. V. Kir'yanov, Yu. O. Barmenkov, and N. N. Il'ichev, "*Reversible photo-darkening and resonant photobleaching of Ytterbium-doped silica fiber at in-core 977-nm and 543-nm irradiation*," Laser Phys. Lett. 4, 734–739 (2007). [GLE02] L. B. Glebov, "*Linear and nonlinear photoionization of silicate glasses*," Glass Sci. Technol. 75 (C2), 1–6 (2002).
- [EIN17] A. Einstein, "*On the Quantum Theory of Radiation*", Phys. Z., 121 (1917).
- [FIN05] John Fini, "*Design of solid and microstructure fibers for suppression of higher-order modes*," Opt. Express 13, 3477-3490 (2005)
- [FIN06] J. M. Fini, "*Bend-resistant design of conventional and microstructure fibers with very large mode area*", Optics Express, vol.14, n°1, p.69, 2006
- [GOR54] Gordon, J. P.; Zeiger, H. J.; and Townes, C. H. "*Molecular Microwave Oscillator and New Hyperfine Structure in the Microwave Spectrum of NH₃*" Phys. Rev. **95**, 282, 1954.
- [GUZ07] A. D. Guzman Chávez, A. V. Kir'yanov, Yu. O. Barmenkov, and N. N. Il'ichev, "*Reversible photo-darkening and resonant photobleaching of Ytterbium-doped silica fiber at in-core 977-nm and 543-nm irradiation*," Laser Phys. Lett. 4, 734–739 (2007).
- [GAL08] A. Galvanauskas, M. C. Swan, and C. Liu, "*Effectively Single-Mode Large Core Passive and Active Fibers with Chirally Coupled-Core Structures*," in Conference on Lasers and Electro-

Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2008), paper CMB1

[GER04] F. Gérôme, J.-L. Auguste, and J.-M. Blondy, "Design of dispersion-compensating fibers based on a dual-concentric-core photonic crystal fiber," *Opt. Lett.* **29**, 2725-2727 (2004)

[GON07] Mali Gong, Yanyang Yuan, Chen Li, Ping Yan, Haitao Zhang, and Suying Liao, "Numerical modeling of transverse mode competition in strongly pumped multimode fiber lasers and amplifiers," *Opt. Express* **15**, 3236-3246 (2007)

[HEI85] M. Heiblum et al, "Correction to "Analysis of Curved Optical Waveguides by Conformal Transformation", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-11, No. 2, pp. 313, (1975)

[JAS06] J. Jasapara, M. Andrejco, D. DiGiovanni, and R. Windeler, "Effect of heat and H₂ gas on the photo-darkening of Yb³⁺ fibers," in Proceedings of Conference of Lasers and Electro-Optics, CLEO Technical Digest (OSA, 2006), paper CTuQ5.

[JIA6] Z. Jiang and J. R. Marciante, "Mode-area scaling of helical-core, dual-clad fiber lasers and amplifiers using an improved bend-loss model," *J. Opt. Soc. Am. B* **23**, 2051-2058 (2006)

[JIA08] Z. Jiang and J. R. Marciante, "Impact of transverse spatial-hole burning on beam quality in large-mode-area Yb-doped fibers," *J. Opt. Soc. Am. B* **25**, 247-254 (2008)

[KEN02] A. J. Kenyon, « Recent developments in rare-earth doped materials for optoelectronics », *Prog. Quant. Elec.* **26**, p. 225 (2002).

[KIT06] T. Kitabayashi, M. Ikeda, M. Nakai, T. Sakai, K. Himeno, and K. Ohashi, "Population inversion factor dependence of photodarkening of Yb-doped fibers and its suppression by highly aluminum doping," in Proceedings of Conference of Lasers and Electro-Optics, CLEO Technical Digest (OSA, 2006), paper OThC5.

[KNI96] J. C. Knight et al., "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding," *Optics Letters* **21**, p. 1547-1549, 1996.

[KOP00] Jeffrey P. Koplow, Dahv A. V. Kliner, and Lew Goldberg, "Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier," *Opt. Lett.* **25**, 442-444 (2000)

[KOP05] J. J. Koponen, M. J. Söderlund, S. K. Tammela, and H. Po, "Photodarkening in ytterbium-doped silica fibers," *Proc. SPIE* **5990**, 599008 (2005). [KOP06] J. J. Koponen, M. J. Söderlund, H. J. Hoffman, and S. K. T. Tammela, "Measuring photodarkening from single-mode ytterbiumdoped silica fibers," *Opt. Express* **14**, 11539-11544(2006).

[KOP07] J. Koponen, M. Söderlund, H. J. Hoffman, D. A. V. Kliner, and J. P. Koplow, "Photodarkening measurements in large mode area fibers," *Proc. SPIE* **6453**, 64531E (2007).

- [KOP08] J. Koponen, M. Söderlund, H. J. Hoffman, D. Kliner, J. Koplow, and M. Hotoleanu, "*Photodarkening Rate in Yb-doped Silica Fibers*," *Appl. Opt.* 47, 1247-1256 (2008)
- [LAP07] P. Laperle et al., "*Yb-Doped LMA Triple-Clad Fiber for Power Amplifiers*", Proceedings of Photonics West, SPIE 6453-08, San Jose (Etats-Unis), 2007
- [LAV06] L. Lavoute, P. Roy, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermène, and S. Février, "*Design of microstructured single-mode fiber combining large mode area and high rare earth ion concentration*," *Opt. Express* 14, 2994-2999 (2006)
- [LAV08] L. Lavoute, P. Roy, S. Février, R. Jamier, K. Schüster, J. Kobelke, and S. Grimm, "*Single-Mode Laser Emission from a Multimode Core Surrounded by a Tailored Cladding*," in Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2008), paper CMB3.
- [LEP01] P. Leproux, "*Conception et optimisation d'amplificateurs optiques de puissance à fibres double gaine dopée erbium*", Thèse de doctorat, Université de Limoges, n° d'ordre 66-2001 (2001)
- [LIM03] J. Limpert et al., "*Thermo-optical properties of air-clad photonic crystal fiber lasers in high power operation*", *Optics Express*, Vol. 11, n°7, p.818 (2003)
- [LIM03b] Jens Limpert, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, T. Tunnermann, R. Iliew, F. Lederer, J. Broeng, G. Vienne, A. Petersson, and C. Jakobsen, "*High-power air-clad large-mode-area photonic crystal fiber laser*," *Opt. Express* 11, 818-823 (2003)
- [LIM06] J. Limpert, O. Schmidt, J. Rothhardt, F. Röser, T. Schreiber, A. Tünnermann, S. Ermeneux, P. Yvernault, and F. Salin, "*Extended single-mode photonic crystal fiber lasers*," *Opt. Express* 14, 2715-2720 (2006)
- [LIM08] Fabian Roeser, Cesar Jauregui, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann, "*94 W 980 nm high brightness Yb-doped fiber laser*," *Opt. Express* 16, 17310-17318 (2008)
- [MAR09] J. R. Marcianite and R. G. Roides, "Mode Control in Large-Mode-Area Fiber Lasers via Gain Filtering," in *Conference on Lasers and Electro-Optics/International Quantum Electronics Conference*, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2009), paper CWD2.
- [MAG93] 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).
- [MAI60] T. H. Maiman et al., "*Stimulated optical radiation in ruby*", *Nature*, vol.187, p.493, 1960

- [MAN07] I. Manek-Hönninger, J. Bouillet, T. Cardinal, F. Guillen, S. Ermeneux, M. Podgorski, R. Bello Doua, and F. Salin, "*Photodarkening and photobleaching of an ytterbium-doped silica double-clad LMA fiber*," Opt. Express 15, 1606–1611 (2007).
- [MAR76a] Dietrich Marcuse, "*Curvature loss formula for optical fibers*," J. Opt. Soc. Am. 66, 216-220 (1976)
- [MAR76b] Dietrich Marcuse, "*Field deformation and loss caused by curvature of optical fibers*," J. Opt. Soc. Am. 66, 311-320 (1976)
- [MAR82] D. Marcuse, "*Influence of curvature on the losses of doubly clad fibers*," Appl. Opt. 21, 4208-4213 (1982)
- [MCC64] D. E. McCumber, "Einstein relations connecting broadband emission and absorption spectra", Phys. Rev. 136 (4A), A954 (1964)
- [MOR07] B. Morasse, S. Chatigny, E. Gagnon, C. Hovington, J-P. Martin, and J-P. de Sandro, "*Low photodarkening single cladding ytterbium fibre amplifier*," Proc. SPIE 6453, 64530H(2007).
- [NIC00] J. W. Nicholson, J. M. Fini, A. D. Yablon, P. S. Westbrook, K. Feder, and C. Headley, "*Demonstration of bend-induced nonlinearities in large-mode-area fibers*," Opt. Lett. 32, 2562-2564 (2007)
- [PAP09] D. Papadopoulos, M. Hanna, F. Druon, and P. Georges, "*Compensation of gain narrowing by self-phase modulation in high-energy ultrafast chirped-pulse amplifiers*," J. Sel. Top. Quantum Electron 15, 182-186 (2009).
- [PAY85] Poole S.B., Payne D.N., Fermann M.E., «*Fabrication of low-loss optical fibers containing rare-earth ions*», Electronics Letters, vol. 21, n°17, p737-738, 1985.
- [PAY86] Mears R.J., Reekie L., Poole S.B., Payne D.N., «*Low-threshold tunable cw and Q-switched fibre laser operating at 1.55 μm* », Electronics Letters, vol. 22, n°3, p159-160, 1986.
- [RAM06] S. Ramachandran, J. W. Nicholson, S. Ghalmi, M. F. Yan, P. Wisk, E. Monberg, and F. V. Dimarcello, "*Light propagation with ultralarge modal areas in optical fibers*," Opt. Lett. 31, 1797-1799 (2006)
- [RAM09] Quimby, R S., Morse, T F., Shubochkin, R L., Ramachandran, S. "*Yb³⁺ Ring Doping in High-Order-Mode Fiber for High-Power 977-nm Lasers and Amplifiers*", IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 15(1), 12-19, 2009
- [RIC97] Richardson, D. J., Britton, P. and Taverner, D. (1997) "*Diode pumped, high energy, single transverse mode Q-switch fibre laser*". Electron. Lett., 33 (23). pp. 1955-1956.

- [ROY08] P. ROY *et al*, "Active fibers: new design and alternative method of fabrication", International Conference on fiber Optics and Photonics, Photonics 2008 Invited paper.
- [SAI06] Kunimasa Saitoh, Nikolaos J. Florous, Tadashi Murao, and Masanori Koshiba, "Design of photonic band gap fibers with suppressed higher-order modes: Towards the development of effectively single mode large hollow-core fiber platforms," *Opt. Express* **14**, 7342-7352 (2006)
- [SHU07] A.V. Shubin, M.V. Yashkov, M.A. Melkumov, S. A. Smirnov, I. A. Bufetov, and E. M. Dianov, "Photodarkening of aluminosilicate and phosphosilicate Yb-doped fibers," in Proceedings of Conference of Lasers and Electro-Optics/Europe, CLEO/Europe Technical Digest (OSA, 2007), paper CJ3-1-THU.
- [SNI61] E. Snitzer, "Optical Maser Action of Nd³⁺ in a Barium Crown Glass", *Physical Review*, vol.7, p.444, 1961
- [SNI64] Charles J. Koester and Elias Snitzer, "Amplification in a Fiber Laser," *Appl. Opt.* **3**, 1182-1186 (1964)
- [SNI88] E. Snitzer *et al.*, "Double-clad offset core Nd fiber laser", Proceedings of Optical Fiber Sensors '88, PD5, 1988
- [STO73] J. M. Stone *et al.*, "Neodymium-doped silica lasers in end-pumped fiber geometry", *Applied Physics Letters*, vol.23, p.388, 1973
- [TAY84] H. F. Taylor, "Bending effects in optical fibers," *J. Lightwave Technol.* **LT-2**, 617-628 (1984)
- [VAS85] C. Vassallo "Théorie des guides d'ondes électromagnétiques," TOME 1 et 2, Eyrolles (1985)
- [WAN06] P. Wang, L. J. Cooper, J. K. Sahu, and W. A. Clarkson, "Efficient single-mode operation of a cladding-pumped ytterbium-doped helical-core fiber laser," *Opt. Lett.* **31**, 226-228 (2006)
- [YOO07] S. Yoo, C. Basu, A. J. Boyland, C. Sones, J. Nilsson, J. K. Sahu, and D. Payne, "Photodarkening in Yb-doped aluminosilicate fibers induced by 488nm irradiation," *Opt. Lett.* **32**, 1626-1628 (2007).

Liste des publications

Publications dans des revues internationales à comité de lecture

Mathieu Devautour, Philippe Roy, Sébastien Février, Carlos Pedrido, Frédéric Sandoz, Valerio Romano, "A non Chemical-Vapor-Deposition process for fabrication of highly efficient Yb-doped large core fibers, ", Soumis et accepté à Applied Optics (2009)

Communications à des congrès internationaux à comité de lecture

M. Devautour, P. Roy, and S. Février, "3-D Modeling of Modal Competition in Fiber Laser: Application to HOM Suppression in Multi-Layered Fiber," in Conference on Lasers and Electro-Optics/International Quantum Electronics Conference, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2009), paper JWA54.

P. Roy, L. Lavoute, S. Février, J. Auguste, J. Blondy, D. Gaponov, M. Devautour, A. Roy, P. Leproux, L. Bigot, G. Bouwmans, and V. Pureur, "Microstructured fibres and applications," in CLEO/Europe and IQEC 2007 Conference Digest, (Optical Society of America, 2007), paper CJ5_3.

P. ROY *et al*, "Active fibers: new design and alternative method of fabrication", International Conference on fiber Optics and Photonics, Photonics 2008 Invited paper.

Communications à des congrès nationaux à comité de lecture

Devautour M., Roy P., Février S., Pedrido C., Sandoz F., Romano V., Feurer T., "*Laser à fibre à grande aire modale dopée ytterbium fabriquée par vitrication de poudre de silice,*" Journées Nationales d'Optique Guidée - JNOG 2008, France (2008) [hal-00340345 – version 1]

Brevet international

C. Pedrido, P. Roy, M. Devautour, "*Method for fabricating a preform, an optical fiber and an amplifier*", patent PCT/EP2007/063519, 310544 (2007)

Résumé : Les lasers à fibre dopée aux ions de terre rare atteignent aujourd'hui des puissances comparables à celles des lasers massifs. Ces lasers possèdent de nombreux avantages, tels une excellente dissipation thermique, une bonne qualité spatiale de faisceau, une compacité élevée et une très grande robustesse. La montée en puissance de ce type de laser est limitée aujourd'hui, par l'apparition d'effets non linéaires, aux niveaux de puissances actuels, qui perturbent le fonctionnement du laser et dégradent les qualités spatiales et spectrales des faisceaux émis. La plupart des recherches actuelles destinées à repousser ces limitations se concentrent sur l'accroissement de la taille du cœur de la fibre utilisée comme milieu à gain. Cette approche conduit généralement à limiter la concentration en dopant du milieu actif. Une voie alternative est explorée qui consiste à accroître simultanément la surface du cœur de la fibre et la concentration en terre rare du milieu actif. Dans un premier temps, une modélisation numérique complète des oscillateurs lasers continus à fibre dopée aux ions de terre rare est développée et validée expérimentalement. Dans un second temps une fibre combinant large cœur et fort niveau de dopage et offrant une émission unimodale par filtrage des modes d'ordre élevé à l'aide d'une gaine structurée est conçue. Ensuite, deux procédés de fabrication de fibre dopée aux ions de terre rare alternatifs au procédé MCVD sont développés. Le premier, consistant en une vitrification directe de poudre de silice, a permis d'obtenir un matériau de silice dopée à l'ytterbium extrêmement efficace et très homogène en terme d'indice de réfraction. Ce résultat permet d'envisager la fabrication de fibre à large cœur et fort niveau de dopage par ce procédé simple et peu coûteux. Le second, fonctionnant par assemblage étirage multiple, s'est révélé complexe et long à mettre en œuvre. Il n'a pas permis la fabrication d'une fibre offrant une émission unimodale. Cependant, le comportement homogène des matériaux structurés à une période voisine de la longueur d'onde de l'onde lumineuse a pu être vérifié expérimentalement.

Mots-clés : laser à fibre, fibre à grand coeur, procédé de fabrication pour fibre active.

Abstract : Rare earth doped fiber lasers have reached today output power similar to those obtained with others solid state laser. There are numerous assets to use this kind of laser like high efficiency, compactness, high spatial beam quality and excellent thermal properties. Increasing output power encounters today limitation related to the apparition of non linear effects, disturbing the laser behaviour and reducing spatial and spectral beam quality. Most of the researches on this matter focus on finding a way to increase core area of the fiber used as gain medium, leading to limitation on the concentration of rare earth in the active medium. An alternative way trying to increase simultaneously core area and rare earth concentration is explored here. First, full numerical modelisation of fiber laser is conducted and the modelisation is experimentally validated. Then active fiber combining large core and high rare earth concentration for singlemode laser emission working by high order modes filtering with layered cladding has been designed. Then two alternative fabrication process of active fiber alternative to MCVD are developed. The first one, which is direct vitrification of silica powder has produced ytterbium doped silica medium highly homogeneous for refractive index and exhibiting high efficiency. This first result allows to consider the fabrication of large and highly doped core fiber with this fabrication process. The second, multi drawing process, has turn up to be long and complex process. It didn't allow to obtained singlemode fiber. Nevertheless, homogeneous behaviour of structured medium for pitch close to the wavelength has been experimentally verified.

Keywords : Fiber laser, Large mode area fiber, fabrication process for active fibre.