

Évaluation du potentiel des fibres apériodiques à très large aire modale pour la réalisation de sources laser impulsionnelles

Marie-Alicia Malleville

▶ **To cite this version:**

Marie-Alicia Malleville. Évaluation du potentiel des fibres apériodiques à très large aire modale pour la réalisation de sources laser impulsionnelles. Optique / photonique. Université de Limoges, 2020. Français. NNT : 2020LIMO0009 . tel-02520991

HAL Id: tel-02520991
https://theses.hal.science/tel-02520991

Submitted on 27 Mar 2020

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Thèse de doctorat

Université de Limoges

Université de Limoges

ED 610 - Sciences et Ingénierie des Systèmes, Mathématiques, Informatique (SISMI)

XLIM CNRS UMR-7252 Axe Photonique

Thèse pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Limoges

Électronique des Hautes fréquences, Photonique et Systèmes

Présentée et soutenue par

Marie-Alicia Malleville

Le 16 janvier 2020

Évaluation du potentiel des fibres apériodiques à très large aire modale pour la réalisation de sources laser impulsionnelles

Thèse dirigée par Philippe Roy et Raphaël Jamier

JURY :

Président du jury
Mme. Christelle Aupetit-Berthelemot, Professeure, Xlim, Université de Limoges

Rapporteurs
M. Mathieu Laroche, Maître de conférences, HDR, CIMAP, ENSICAEN
M. Pascal Besnard, Professeur, ENSSAT Lannion

Examinateurs
M. Thibaut Sylvestre, Directeur de Recherche CNRS, HDR, FEMTO-ST
M. Ammar Hideur, Professeur, Université de Rouen, CORIA
M. Julien Didierjean, Responsable R&D Laser, Société EOLITE Systems
M. Raphaël Jamier, Maître de conférences, Xlim, Université de Limoges
M. Philippe Roy, Directeur de Recherche CNRS, HDR, Xlim, Université de Limoges

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Remerciements

« *L'important dans la recherche, c'est l'imprévisible.* » Au début de ma thèse, je n'aurais pas pu prévoir à quel point le contexte dans lequel j'évoluerais serait agréable et épanouissant. En dressant un bilan de ces trois années si rapidement écoulées, je vais maintenant essayer d'exprimer ma gratitude aux personnes qui m'ont accompagnée durant cette aventure.

J'adresserai, tout d'abord, mes sincères remerciements à mes directeurs et encadrants de thèse : Philippe Roy, Raphaël Jamier et William Renard, pour leur confiance, leur accueil, leur bienveillance, leur disponibilité, leur expertise, leur joie de vivre, leur sens de l'humour… Les mots me manquent, mais profondément : MERCI à vous. Un grand merci également à Julien Didierjean pour son encadrement sur la seconde partie de la thèse, son sérieux, sa bienveillance et sa disponibilité, ainsi que pour m'avoir permis de réaliser des tests de pré-industrialisation, en complémentarité de mes travaux académiques.

Je tiens également à adresser tous mes remerciements à Mathieu Laroche et Pascal Besnard, d'avoir accepté de rapporter ces travaux de thèse. Un grand merci à Christelle Aupetit-Berthelemot, présidente du jury de thèse, ainsi qu'à Thibaut Sylvestre et Ammar Hideur d'avoir accepté d'examiner ces travaux de thèse et d'avoir fait le déplacement pour le jour de ma soutenance.

Un grand merci à la team fêtarde d'EOLITE : Sylvaine, Stéphane, Arnaud, Antoine, Gene, Anthony, Cédric, Damien, Aurélien pour leur convivialité et leur bonne humeur. J'ai réellement apprécié tous les moments (et toutes les soirées ☺) partagés avec vous !

Merci à Philippe Métivier, fondateur et Directeur Général d'EOLITE SYSTEMS, de m'avoir accueillie au sein de cette société pour y réaliser mon stage de fin d'étude, puis ma thèse. Merci également à Julien Saby, pour ses nombreux prêts de matériel en dépannage, à Sarah, Aurélie, Sylvie, Pierre-Jean et David, pour leur accueil, à Germain, collègue de bureau EOLITE.

Je remercie également Georges, Jean-Louis et Sébastien de l'équipe Photonique Fibre du laboratoire Xlim pour leur prêt de matériel et pour leur aide.

Un merci tout particulier à Romain pour ses nombreuses explications scientifiques et sa bonne humeur quotidienne, à Rémi pour son sens de l'humour et à Dia. Merci à Colman, Geoffroy, Hugo, Etienne, Maxime, Flavien, Gabin, Céline, Schuwen pour les très agréables moments partagés à l'OB, au Cril, et pour les dégustations raffinées du Barberousse ! Merci à Raph' une fois. Une pensée également pour ma stagiaire Zeineb. Merci pour ton oreille toujours attentive et ta grande motivation. Et bon courage à tous ceux qui ne se sont pas encore lancés dans les joyeusetés de la rédaction !

Je remercie également Jean-Paul Yehouessi pour la semaine de manip' passée ensemble.

Finalement, une attention toute particulière à ma famille, à mes parents et à mes sœurs pour leur soutien sans faille tout au long de mes études. Je souhaite que l'avenir soit rempli d'escape games et de jeux de société ☺.

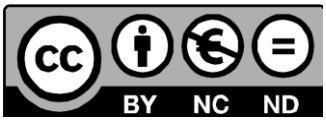
Licence CC BY-NC-ND 3.0

J’achèverai mes remerciements, en exprimant ma gratitude la plus sincère et émue à ma moitié. Baptiste, 1000 mercis pour tout. Sans toi, la thèse n’aurait pas été aussi joyeuse. Et que l’avenir nous réserve encore plein de belles aventures.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Droits d'auteurs

Cette création est mise à disposition selon le Contrat : « **Attribution-Pas d'Utilisation Commerciale-Pas de modification 3.0 France** » disponible en ligne : *http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/fr/*



Licence CC BY-NC-ND 3.0

Table des matières

Introduction générale 9

Chapitre I. Panorama des sources laser impulsionnelles de puissance autour de 1000 nm 13

I.1. Les différents types de sources laser 13

I.1.1. Quelques rappels théoriques 13

I.1.1.1. Systèmes laser et amplificateur 13

I.1.1.2. Facteur de qualité M^2 14

I.1.2. Diodes laser à semi-conducteurs 14

I.1.3. Laser à milieu à gain massif (« bulk laser ») 18

I.2. Évolution des sources laser à fibre optique de puissance (configuration MOPA) .. 21

I.2.1. Intérêt des sources laser à fibre 21

I.2.2. Fibres double-gaine pour la montée en puissance 23

I.2.3. Limitations liées aux effets non-linéaires 28

I.2.3.1. L'effet Brillouin stimulé (SBS) 29

I.2.3.2. L'effet Raman stimulé (SRS) 30

I.2.3.3. L'effet Kerr 32

I.2.3.4. L'auto-focalisation par effet Kerr 33

Conclusion du chapitre 34

Chapitre II. Différents designs de fibres optiques pour la montée en puissance 37

II.1. Fibres optiques à très large aire modale (LMA) 37

II.1.1. Fibres à saut d'indice à faible Δn 37

II.1.2. Fibres à cristaux photoniques (PCF) 38

II.1.3. Fibres à large pitch (LPF) 44

II.1.4. Fibres à bande interdite photonique (BIP) 46

II.1.4.1. Fibres de Bragg 48

II.1.4.2. Fibres à filtrage modal distribué (DMF) 49

II.2. Limitations liées aux problèmes thermiques 50

II.2.1. Lentille thermique 50

II.2.2. Seuils de dommage de la silice en surface 51

II.2.3. Instabilités modales transverses 53

II.2.3.1. Comparaison du seuil des instabilités modales selon la structure de la fibre amplificatrice 54

II.2.3.1.1. Observation du phénomène avec les LPFs 54

II.2.3.1.2. Observation du phénomène avec les DMFs 55

II.2.3.2. Influence de la longueur d'onde d'émission sur le seuil des instabilités modales 56

II.2.3.3. Influence du diamètre du cœur sur le seuil des instabilités modales 58

II.2.3.4. Solutions pour repousser le seuil d'apparition des instabilités modales .. 59

II.2.4. Photo-noircissement 59

II.3. Fibres LPFs apériodiques 60

II.3.1. Propriétés générales des fibres à microstructures apériodiques 60

II.3.1.1. Méthode de fabrication 61

Licence CC BY-NC-ND 3.0

II.3.1.2. Contenu modal de ces fibres « à froid » 62
II.3.1.3. Prise en compte des effets thermiques dans le modèle de simulation 65
II.3.2. Validation du concept 67
II.3.2.1. Propagation monomode dans une fibre LMA passive à structure apériodique 67
II.3.2.2. Premières fabrications de fibres actives et démonstrations expérimentales 68
Conclusion du chapitre 69
Chapitre III. Étude expérimentale des instabilités modales transverses en oscillateur continu 71
III.1. Étude expérimentale du seuil d'apparition des instabilités modales transverses 71
III.1.1. Influence du diamètre du cœur de la fibre sur le seuil des instabilités modales 74
III.1.2. Influence du Δn sur le seuil des instabilités modales 82
III.1.2.1. Fibre multimode de paramètre V élevé « à froid » 83
III.1.2.2. Fibres quasi-monomodes « à froid » 85
III.1.3. Influence de la longueur d'onde d'émission sur le seuil des instabilités modales 87
Conclusion du chapitre 90
Chapitre IV. Étude expérimentale des instabilités modales transverses en régime d'amplification impulsionnel 92
IV.1. Comparaison du seuil des instabilités modales selon la structure de la fibre amplificatrice 92
IV.1.1. Cas de la LPF 94
IV.1.2. Cas de la DMF 96
IV.1.3. Cas de la FA-LPF 97
IV.2. Étude du seuil des instabilités modales transverses en régime d'amplification impulsionnel et comparaison avec l'oscillateur continu 99
IV.2.1. Régime d'amplification nanoseconde 99
IV.2.2. Régime d'amplification picoseconde 100
IV.3. Intégration d'une FA-LPF dans un amplificateur prototype de l'entreprise 102
IV.3.1. Performances actuellement obtenues avec une DMF dans l'étage principal d'amplification 103
IV.3.2. Performances délivrées par la FA-LPF en régime picoseconde infrarouge 105
IV.3.3. Compression des impulsions amplifiées par la FA-LPF et conversion non-linéaire de fréquence 107
IV.3.3.1. Compression temporelle des impulsions après amplification dans la FA-LPF 107
IV.3.3.2. Conversion non-linéaire de fréquence dans un cristal de LBO 108
IV.3.4. Étude du vieillissement de la FA-LPF 110
Conclusion du chapitre 112
Chapitre V. Les évolutions en cours pour les FA-LPFs 115
V.1. Raccourcissement de la fibre amplificatrice 115

Licence CC BY-NC-ND 3.0

V.1.1. Augmentation de la concentration en ions ytterbium dans le cœur.....115
V.1.1.1. Estimation du contenu modal à « froid »..... 116
V.1.1.2. Caractérisations menées en régime laser continu..... 117
V.1.1.3. Caractérisations menées en régime d'amplification nanoseconde..... 118
V.1.2. Augmentation du ratio cœur/gaine.....119
V.2. Vers l'augmentation des diamètres de champ de mode des FA-LPFs pour la montée en puissance moyenne 120
V.2.1. Anti-guides.....120
V.2.2. Caractérisations menées en régime d'amplification nanoseconde 122
Conclusion du chapitre 124
Conclusion et perspectives 127
Références bibliographiques..... 133

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Introduction générale

De nos jours, la technologie laser est employée dans un nombre pléthorique d'applications telles que les télécommunications via des réseaux de fibres optiques, la métrologie, le micro-usinage industriel (découpe, soudure, perçage, ablation, traitement de surface, marquage, gravure), ou encore dans le domaine du médical avec la chirurgie ophtalmique, ou la dermatologie, etc… Dans ces travaux de thèse, nous nous concentrerons sur les sources laser dédiées au micro-usinage. La cohérence spatiale et la cohérence temporelle du rayonnement laser lui confèrent des propriétés optiques particulièrement intéressantes. En effet, la première est relative à la directivité de l'émission laser, autrement dit, la capacité du faisceau à se propager sur de longues distances et à être focalisé en un petit point de l'espace. La seconde fait allusion au caractère quasi-monochromatique de l'onde lumineuse ; ainsi, la bande spectrale étroite d'émission laser peut être judicieusement choisie de manière à coïncider avec la bande spectrale d'absorption des matériaux à traiter pour une efficacité accrue du micro-usinage.

Les caractéristiques des sources laser aujourd'hui développées et commercialisées dépendent de la nature de l'émission (continue ou impulsionnelle), de l'intensité et de la bande spectrale d'émission du rayonnement (domaines de l'ultra-violet, du visible et de l'infrarouge).

Les sources laser impulsionnelles sont particulièrement intéressantes car une lumière intense peut modifier la matière. Par exemple, si l'intensité au point focal d'un faisceau laser focalisé sur un matériau dépasse le seuil d'endommagement de ce dernier, alors une opération de gravure, perçage ou de découpe pourra être réalisée. Afin d'augmenter la puissance crête en sortie d'un laser impulsionnel, il est possible de réduire la durée d'impulsions. Selon l'application visée, la durée d'impulsions varie, allant typiquement du régime nanoseconde au régime femtoseconde.

Les sources laser femtosecondes sont utilisées pour des applications d'usinage nécessitant une très grande précision avec des bords de découpe nets sans diffusion thermique autour de la zone irradiée (chirurgie réfractive en ophtalmologie notamment) mais également pour marquer des matériaux diélectriques normalement transparents au rayonnement laser en raison de leur très faible densité de porteurs libres. Étant donné que l'endommagement du matériau provient de l'absorption du faisceau laser par les électrons situés dans le matériau, il est intéressant de permettre l'ionisation des matériaux diélectriques par les processus d'ionisation multiphotonique grâce aux fortes intensités atteintes avec des impulsions femtosecondes focalisées. C'est alors cette création de porteurs qui rend possible l'absorption du rayonnement jusqu'à endommager le matériau. Dans ce cadre, les sources laser femtosecondes développées par l'entreprise EOLITE Systems délivrent un signal impulsionnel dans le vert (à une longueur d'onde de 515 nm obtenue par doublage de fréquence) de durée d'impulsions proche de 700 fs, d'une trentaine de watts de puissance moyenne à une cadence de 2 MHz avec une qualité spatiale du faisceau émis inférieure à 1,3. Ces sources laser sont notamment employées pour réaliser de la gravure sur des wafers silicium (processeurs et photovoltaïque), découper du verre, etc…

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Les impulsions nanosecondes permettent quant à elles une ablation d'origine thermique, c'est-à-dire que l'énergie absorbée par les électrons est transmise à la matière par couplage électron-phonon, ce qui échauffe la matière, la fusionne et donne lieu à son évaporation. Plus la durée de l'impulsion est longue, plus la zone impactée par l'échauffement autour de la cible sera étendue. Ce type de laser est, par exemple, utilisé pour la découpe (excellente devant les méthodes mécaniques classiques), le marquage, la soudure mais également pour des applications médicales qui nécessitent un important dépôt de chaleur (pour favoriser la cautérisation) comme la chirurgie de la rétine. Cependant, en micro-électronique, la zone fusionnée peut générer des courts-circuits préjudiciables. Les sources laser nanosecondes développées par l'entreprise EOLITE Systems délivrent un signal impulsionnel dans l'UV (à une longueur d'onde de 343 nm obtenue par triplage de fréquence) de durée d'impulsions proche de 12 ns, de 21 W de puissance moyenne à une cadence de 175 kHz avec une qualité spatiale du faisceau émis inférieure à 1,3. Ces sources laser sont notamment employées pour réaliser du perçage sur des circuits imprimés flexibles.

Les impulsions d'une dizaine de picosecondes sont à la transition entre un régime d'ablation par absorption multiphoton et avalanche électronique et un régime d'ablation d'origine thermique.

Ce travail de thèse s'inscrit dans la continuité des travaux collaboratifs entre l'équipe « Photonique fibre » de l'axe « Photonique fibre et sources cohérentes » du laboratoire Xlim et l'entreprise EOLITE Systems sur la thématique des fibres micro-structurées dopées Ytterbium à large aire modale pour la montée en puissance crête et énergie. L'objectif visé serait que ces fibres spéciales soient capables de délivrer un niveau de puissance moyenne d'au moins 200 W avec une excellente qualité spatiale du faisceau émis afin d'être certain du bon fonctionnement de ce type de fibre dans une architecture laser capable de délivrer une puissance crête de l'ordre de 1 MW en régime picoseconde. Ce travail s'insère également dans le cadre du projet industriel/région Nouvelle-Aquitaine « EATLase », qui regroupe plusieurs partenaires industriels (EOLITE Systems, Amplitude Systèmes, Thalès, Leukos et Heraeus) et académiques (Leibniz-Institüt für Photonische Technologien « IPHT » localisé à Iéna en Allemagne et Xlim). La finalité de ce projet est de pérenniser, fiabiliser et rendre reproductible la fabrication de la technologie des fibres micro-structurées dites « Fully Aperiodic Large-Pitch Fibers » (FA-LPFs) développées initialement dans le cadre de la thèse de Romain Dauliat.

Dans le chapitre I du manuscrit, un état de l'art dressera l'évolution des sources laser impulsionnelles de puissance à une logueur d'onde autour de 1000 nm. Les différents types de sources laser de puissance existant à ce jour seront alors succinctement présentés. Puis, nous verrons les avantages des technologies laser à base de fibre optique en comparaison des systèmes laser à base de semi-conducteur ou de cristaux. Ensuite, les limitations liées à la montée en puissance crête seront exposées.

Dans le cadre du chapitre II, nous donnerons les différents designs de fibres optiques développés en vue d'augmenter les diamètres de cœur pour faciliter la montée en puissance crête. Nous parlerons alors des limitations thermiques qui découlent de la

Licence CC BY-NC-ND 3.0

montée en puissance moyenne (phénomène des instabilités modales transverses) associée à l'augmentation de la puissance crête une fois que les durées d'impulsions et la cadence de travail sont fixées. Enfin, nous présenterons les fibres à large aire modale développées au laboratoire Xlim dans le but de repousser le seuil d'apparition de ce phénomène délétère d'origine thermique. Les premiers résultats expérimentaux obtenus avec ce type de fibre, préalablement à ces travaux de thèse, seront également exposés.

Dans le chapitre III, nous introduirons le protocole expérimental mis en place dans le cadre de ces travaux de thèse pour comparer les générations de FA-LPFs fabriquées à Xlim, ainsi que les résultats expérimentaux obtenus, en termes d'efficacité laser, de qualité spatiale du faisceau émis, de seuil d'apparition d'une émission multimode. A cet effet, une comparaison du seuil des instabilités modales sera menée :

- A décalage indiciel entre le cœur et la gaine environnante (Δn) fixe, pour différents diamètres de champ de mode ;

- Puis, à diamètre de champ de mode constant, pour différents Δn.

Nous étudierons également l'influence de la longueur d'onde d'émission sur l'apparition de ce phénomène.

Dans le chapitre IV, nous comparerons le seuil des instabilités modales selon la structure de la fibre amplificatrice en veillant à conserver les mêmes paramètres de configuration, de longueur de fibre et de diamètre de champ modal. Ensuite, nous étudierons l'influence de l'architecture de la source laser (oscillateur ou régime d'amplification) sur le seuil d'apparition du phénomène. Finalement, nous présenterons les résultats liés à l'intégration d'une FA-LPF dans un prototype industriel de l'entreprise EOLITE Systems délivrant des niveaux d'énergie par impulsion d'environ 25 µJ pour des durées d'impulsions de 700 fs environ avec une excellente qualité spatiale du faisceau émis à une longueur d'onde de 1030 nm. Ce laser est également décliné dans le vert grâce à une fonction de doublage de fréquence et délivre alors des niveaux d'énergie par impulsion de l'ordre de 15 µJ à une longueur d'onde de 515 nm.

Finalement, le dernier chapitre abordera une étude de la faisabilité de raccourcissement de la longueur des fibres rigides intégrées dans les sources laser d'EOLITE Systems. Une fibre spécifique pour répondre à cette problématique a été fabriquée avec une concentration en ions Ytterbium supérieures à celle habituellement utilisée pour la fabrication des FA-LPFs. Nous donnerons également quelques perspectives qui découlent de ces premiers résultats avec des FA-LPFs courtes ainsi que sur la possibilité de travailler sur un nouveau design de fibre anti-guide pour aller vers des niveaux de puissance moyenne encore supérieurs et/ou vers des tailles de cœurs extrêmes.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Chapitre I. Panorama des sources laser impulsionnelles de puissance autour de 1000 nm

Dans ce chapitre, nous allons dresser un éventail des performances délivrées par différentes technologies laser afin de définir l'architecture laser la plus pertinente pour permettre l'obtention d'une puissance moyenne d'au moins 200 W et d'une puissance crête de l'ordre de 1 MW en régime picoseconde avec une excellente qualité spatiale du faisceau émis à une longueur d'onde de 1030 nm.

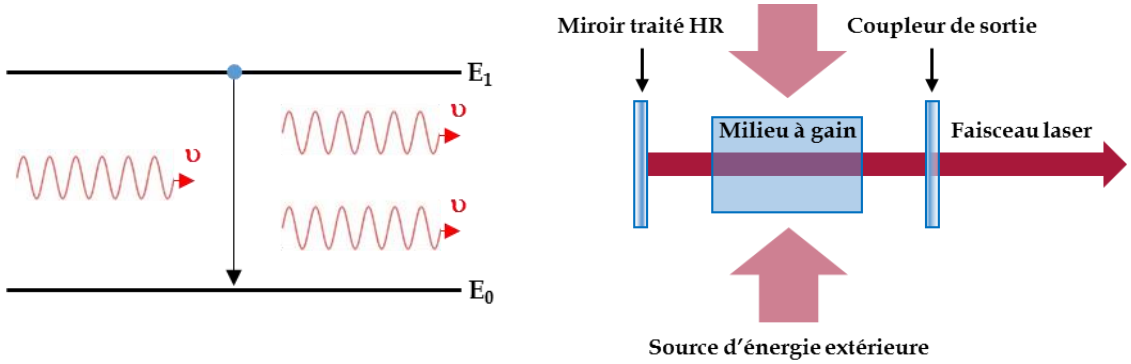
I.1. Les différents types de sources laser

I.1.1. Quelques rappels théoriques

I.1.1.1. Systèmes laser et amplificateur

Tout système laser ou amplificateur repose sur le phénomène d'émission stimulée. Il s'agit du processus de désexcitation d'un ion vers un état de moindre énergie, induit par un photon dont l'énergie correspond à l'énergie de transition entre les deux états impliqués (dont une illustration est donnée en Figure I-1 (a)). Cette désexcitation s'accompagne de l'émission d'un photon de caractéristiques identiques au photon incident. On obtient alors deux photons de même direction, fréquence, longueur d'onde, phase et polarisation.

Certaines conditions sont nécessaires à l'obtention de ce phénomène d'émission stimulée. Tout d'abord, la condition d'inversion de population doit être réalisée. Celle-ci est assurée par un pompage électrique ou optique du milieu amplificateur. Ensuite, il est primordial que les pertes dues à l'absorption ou autres processus soient inférieures au gain produit par émission stimulée. Enfin, le milieu à gain doit être intégré dans une cavité résonante qui détermine en grande partie les propriétés spectrales et spatiales du faisceau. La cavité est typiquement délimitée par un miroir traité haute réflectivité pour une certaine gamme de longueurs d'onde d'un côté et par un miroir traité antireflet pour une certaine gamme de longueurs d'onde de l'autre. Pour illustrer ces propos, le schéma de principe d'un système laser à solide pompé optiquement est donné en Figure I-1 (b).



(a) (b)

Figure I-1 – (a) Illustration du phénomène d'émission stimulée et (b) schéma de principe d'un système laser à solide pompé optiquement. La cavité est délimitée par un miroir traité haute réflectivité pour une certaine gamme de longueurs d'onde, noté HR d'un côté et par un miroir traité antireflet pour une certaine gamme de longueurs d'onde de l'autre, noté AR.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

I.1.1.2. Facteur de qualité M²

La qualité spatiale d'un faisceau laser peut être quantifiée par la mesure du facteur M². Il est défini comme le rapport entre la divergence du faisceau étudié et la divergence d'un faisceau gaussien idéal, de même diamètre au point de focalisation que le faisceau étudié (« waist » en anglais). La demi-divergence θ d'un faisceau gaussien idéal est telle que :

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi\omega_0} \tag{I-1}$$

Le facteur M² donne donc le degré de déviation du faisceau par rapport à un faisceau gaussien idéal. Lorsque ce facteur vaut 1, le faisceau étudié est un faisceau gaussien parfait en limite de diffraction, mais s'il devient supérieur à cette valeur, l'émission laser ne pourra pas être qualifiée de monomode transverse. Le facteur M² du mode LP_{01} en sortie d'une fibre optique est proche de 1, il est quasi-gaussien. En pratique, c'est l'évolution du rayon du faisceau au cours de sa propagation autour du point de focalisation, qui est estimée. Pour cela, une lentille est positionnée devant la caméra, qui est placée sur un banc motorisé et translatée dans la direction de propagation du faisceau.

Le rayon du faisceau ω(z) en fonction de la distance z se définit comme suit :

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \tag{I-2}$$

Avec ω_0 le rayon du faisceau au point de focalisation et z_R la distance de Rayleigh telle que :

$$z_R = \frac{\pi\omega_0^2}{M^2\lambda} \tag{I-3}$$

I.1.2. Diodes laser à semi-conducteurs

La première démonstration expérimentale d'une émission cohérente dans l'infrarouge au sein de jonctions p-n GaAs (arséniure de gallium) fut effective en 1962 [HALL 62] et est à l'origine de l'essor des sources laser à semi-conducteurs. Le principe de fonctionnement des diodes laser à semi-conducteurs, comme tout laser, repose sur le phénomène d'émission stimulée. Dans le cas des diodes laser à semi-conducteurs, la condition d'inversion de population est rendue possible lorsque la diode est polarisée en direct (pompage électrique illustré en Figure I-2). La cavité résonante est quant à elle, délimitée par les extrémités du matériau semi-conducteur, qui sont clivées de manière à ce que les faces du semi-conducteur jouent le rôle de miroirs semi-réfléchissants (coefficient de réflexion de Fresnel en intensité d'environ 35 % au niveau du dioptre entre le semi-conducteur et l'air). Ce coefficient peut être diminué en appliquant un revêtement anti-réfléchissant afin d'obtenir une puissance de sortie plus importante.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

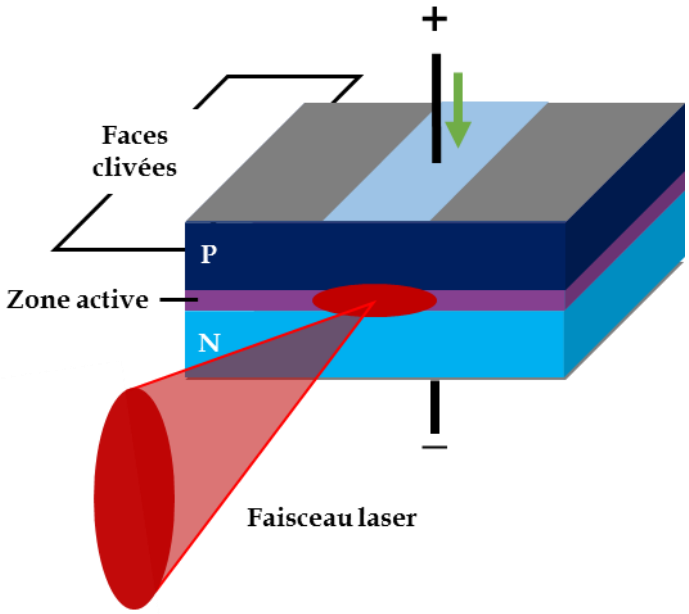


Figure I-2 – Schéma de principe d'une diode laser à semi-conducteur.

Les diodes laser peuvent atteindre des efficacités électro-optique de l'ordre de 50 %, voire même supérieures à 70 % autour de 970 nm [KANSKAR 05]. De plus, les diodes laser peuvent avoir des durées de vie de plusieurs milliers d'heures, mais les faire fonctionner à trop hautes températures ou avec un refroidissement insuffisant, des variations brutales de courant ou de tension (décharges électrostatiques), peuvent accélérer leur dégradation. D'autre part, toute élévation de la température du semi-conducteur aura une influence sur le gain ou encore sur la longueur d'onde d'émission. En effet, comme la température joue un rôle sur la répartition de la population dans les bandes de valence et de conduction, le gain dépend directement de la température. En outre, la longueur d'onde centrale d'émission des diodes laser à semi-conducteurs dépend fortement de la température du semi-conducteur et du courant d'injection. La longueur d'onde d'émission a tendance à augmenter avec la température du semi-conducteur, typiquement d'une valeur de 0,3 nm par °C, en adéquation avec la tendance d'élévation de l'indice de réfraction du matériau en présence d'effets thermiques. Dans le cas où l'on souhaite pomper optiquement un milieu amplificateur (fibre ou cristal) par diode laser, ce phénomène est important à prendre en compte. En effet, la bande d'absorption du milieu amplificateur est en général étroite (quelques nanomètres) et la température de la diode doit être stabilisée et contrôlée pour maximiser la puissance absorbée et de ce fait, la puissance en sortie. Il est toutefois possible d'accorder en longueur d'onde ces sources ou encore de réaliser des sources mono-fréquence lorsque le résonateur se définit par une structure périodique autorisant la réflexion de Bragg dans la gamme de longueurs d'onde du laser à rétroaction répartie (DFB pour l'acronyme anglais « Distributed Feedback Laser ») ou en intégrant un réseau de Bragg directement dans la zone dopée de la fibre pour les diodes fibrées DFB. La dérive en longueur d'onde avec l'évolution de la température est alors fortement réduite.

Par ailleurs, les diodes laser à semi-conducteurs qui émettent des niveaux de puissance relativement hauts (supérieurs au watt), présentent une faible qualité spatiale de faisceau se traduisant par de très grandes divergence, astigmatisme et asymétrie du diamètre du

Licence CC BY-NC-ND 3.0

faisceau selon deux axes orthogonaux en raison de la forme rectangulaire de la zone active. Une lentille cylindrique peut cependant aider à corriger la forme du faisceau.

Il existe différents types de diodes laser selon l'application visée. Les diodes laser résultant de l'empilement (« stack ») de barrettes (« bars ») de source laser à semi-conducteur (cf Figure I-3) permettent l'accès à de très hauts niveaux de puissance extraite allant de plusieurs centaines de watts à plusieurs kilowatts puisque chaque semi-conducteur pris individuellement peut générer des dizaines de watts au détriment de la brillance. Pour quantifier la brillance d'un laser, on utilise le terme de radiance (B en $\mathrm{W.cm^{-2}sr^{-1}}$), qui se traduit par le rapport de la puissance totale émise (P) sur le produit de la surface émissive (A) et de l'angle solide du cône d'émission en champ lointain (Ω).

$$B = \frac{P}{A\,\Omega} \tag{I-4}$$



Figure I-3 – Photographie d'empilements de semi-conducteurs DILAS allant d'une seule diode à semi-conducteur à gauche jusqu'à 10 à droite.

Les diodes de haute puissance et de faible brillance peuvent répondre à des applications de traitement des matériaux ne nécessitant pas une haute qualité de faisceau, telles que la soudure sur des matériaux de type métallique, photovoltaïque ou plastique. Les diodes laser peuvent également servir de source de pompage optique pour réaliser des sources laser à base de cristaux ou de fibres optiques dopés aux ions terres rares. Par ailleurs, en combinant plusieurs modules de pompe, il est possible d'obtenir un seul faisceau comportant plus de puissance avec une qualité de faisceau plus ou moins préservée et de ce fait, une brillance plus élevée. Cette technique est particulièrement utilisée pour les barrettes de diodes laser [CHEN 84, LEGER 92], où le couplage est obtenu en espaçant les guides d'onde d'une distance suffisamment faible. C'est notamment le cas des modules de pompe refroidis à eau proposés par les fournisseurs DILAS et IPG Photonics, qui, à l'aide de modules « multi-bars », c'est-à-dire comprenant plusieurs barrettes de source laser à semi-conducteur, peuvent émettre des niveaux de puissance de l'ordre du kilowatt.

C'est d'ailleurs une diode laser à semi-conducteur DILAS, émettant jusqu'à 400 W de puissance que j'ai employée comme source de pompage pour les architectures laser mises en place durant ma thèse. A cet effet, le faisceau sortant d'une fibre de 400 µm de diamètre (d'ouverture numérique de 0,22) sera couplé dans la fibre amplificatrice en espace libre.

Les diodes laser émettant un faisceau proche de la limite de diffraction sont limitées en puissance à quelques centaines de milliwatts. La puissance maximale de ces diodes est limitée par la taille de la zone active et de ce fait par le seuil de dommage du matériau

Licence CC BY-NC-ND 3.0

semi-conducteur. Malgré cette limitation, ces diodes sont très intéressantes car elles peuvent être utilisées comme source de signal à amplifier dite « laser maître », en amont de la chaîne d'amplification en configuration « Master Oscillator Power Amplifier » (MOPA), afin de générer un signal continu haute puissance ou des impulsions énergétiques. En ajoutant ensuite une ou deux chaînes d'amplification (pré-amplificateur et/ou chaîne d'amplification principale) le signal provenant de la diode laser pourra alors être amplifié et donner lieu à des niveaux d'énergie par impulsion plus élevés. Par exemple, des impulsions à 1060 nm générées par une diode déclenchée par le gain (« gain-switched » en anglais) ont été, dans un premier temps, comprimées par un réseau de Bragg fibré et « chirpé », puis amplifiées via plusieurs étages d'amplification à fibres dopées Ytterbium jusqu'à obtenir une puissance moyenne de 321 W avec une durée d'impulsions de 20 ps à une cadence de 1 GHz [DUPRIEZ 06].

Les diodes laser fonctionnent principalement en régime continu, mais il est possible de générer des impulsions en modulant le courant de la pompe ou en utilisant la méthode de déclenchement par le gain. La technique de la modulation du courant de la pompe est utilisée dans la gamme de sources laser nanosecondes d'EOLITE Systems, notamment pour réaliser un laser maître pré-amplifié capable de délivrer un signal impulsionnel de 5 W de puissance moyenne à une cadence comprise entre 175 et 250 kHz avec une durée d'impulsions de 12 ns. Le signal émis par ce laser maître est ensuite amplifié dans un étage d'amplification forte puissance.

Une seconde technique pour obtenir un fonctionnement des diodes laser en régime impulsionnel, dite de déclenchement par le gain, repose sur le fait que les diodes laser à semi-conducteurs ont une durée de vie de la population sur l'état d'énergie supérieur plus long que le temps de stabilisation de la cavité, c'est-à-dire du régime transitoire. Dans ce cas, toute variation rapide sur un temps bref du courant de pompe (lorsqu'on éteint la pompe par exemple) induit des oscillations de relaxation à une fréquence de l'ordre du gigahertz (régime transitoire) avant l'établissement du régime permanent. En modulant de manière adéquate le courant de la pompe au cours du temps, il est possible de ne faire osciller le laser que sur le premier pic des oscillations de relaxation. Une durée d'impulsions d'environ 20 ps à partir d'une diode laser à semi-conducteurs GaAlAs (Arséniure de gallium-aluminium) a, par exemple, été obtenue, lors de la première démonstration expérimentale de la méthode de déclenchement par le gain, en modulant le courant de pompe avec une période correspondant au temps d'aller-retour des photons dans la cavité [HO 78].

En résumé, dans ces travaux de thèse, les diodes laser à semi-conducteurs ont été employées pour :

- Assurer le pompage des fibres amplificatrices dans l'étage de pré-amplification et/ou d'amplification principale ;
- Délivrer un signal impulsionnel dans le régime temporel nanoseconde destiné à être pré-amplifié dans un premier temps, puis amplifié dans un second temps dans les fibres amplificatrices développées et fabriquées à Xlim.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

I.1.3. Laser à milieu à gain massif (« bulk laser »)

Le terme « bulk laser » fait référence aux sources laser à solide pour lequelles le milieu actif est un cristal ou un verre dopé aux ions terres rares et se différencie des sources laser dont le milieu actif est un guide d'onde (principalement des fibres optiques). En effet, en l'absence de guide d'onde dans la structure, le faisceau se propage en espace libre entre les miroirs de la cavité autorisant d'importantes tailles de faisceau et donnant accès à de hauts niveaux de puissance. En contrepartie, le faisceau diverge très rapidement faute de guide d'onde, ce qui limite la longueur du milieu à gain. Les ions de terres rares vont permettre l'amplification de la lumière dans une certaine gamme de longueurs d'onde, donnée par la section efficace d'émission de l'ion dopant dans l'environnement du cristal via le processus d'émission stimulée. Pour une émission laser autour de 1064 nm, les cristaux les plus utilisés dans le monde industriel sont le Nd : YAG et le Nd : YVO_4. Le schéma de principe d'un laser à solide, pompé longitudinalement par une diode laser, est reporté en Figure I-4.

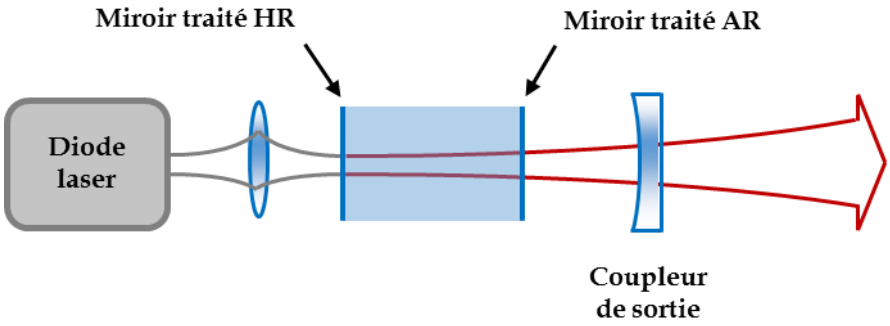


Figure I-4 – Schéma de principe d'un laser à solide, pompé longitudinalement par une diode laser, convertissant la radiation de pompe en radiation laser. La cavité est délimitée par une face traitée haute réflectivité pour une certaine gamme de longueurs d'onde, notée HR d'un côté et par une face traitée antireflet pour une certaine gamme de longueurs d'onde de l'autre, notée AR.

Quelques systèmes laser à solide à l'état de l'art industriel peuvent être cités. Par exemple, le laser EVO IV de la gamme laser SpitLight DPSS EVO de la société InnoLas Laser est une source laser haute énergie basse cadence qui délivre un signal impulsionnel allant jusqu'à 90 W de puissance moyenne avec une énergie par impulsion proche de 1 J, une durée d'impulsions de 5 – 8 ns et un taux de répétition de 100 Hz. La valeur du M^2 du faisceau émis est supérieure à 2 à 1064 nm.

La société Coherent propose une source laser à solide pompé par diode (DPSSL pour « Diode Pumped solid-state laser ») d'environ 40 ns de durée d'impulsions, qui délivre un signal impulsionnel de 10 W de puissance moyenne à 30 kHz de cadence (330 µJ d'énergie par impulsion environ). La valeur du M^2 du faisceau émis est de 1 à 1064 nm (mode TEM_{00}). Ces performances peuvent être obtenues avec des technologies laser déclenchées par les pertes (« Q-switched » en anglais). En effet, en plaçant le milieu à gain dans un oscillateur, et en occultant temporairement le passage de la lumière entre les deux miroirs tout en continuant à pomper, l'énergie peut être stockée dans le milieu à gain, augmentant de ce fait la population en ions sur le niveau excité. Ensuite, quand la circulation de la lumière dans la cavité est de nouveau autorisée, les photons peuvent circuler en libérant

Licence CC BY-NC-ND 3.0

la grande quantité d'énergie précédemment stockée dans le milieu à gain et former une impulsion géante.

La gamme de sources laser picosecondes Lumera de la société Coherent constitue l'état de l'art actuel en ce qui concerne les systèmes laser à solide pompés par diode industriels. Ces sources laser sont capables de délivrer 100 W de puissance moyenne avec une durée d'impulsions inférieure à 15 ps à une cadence comprise entre 400 kHz et 1 MHz (de puissance crête comprise entre 7 et 17 MW). La valeur du M^2 du faisceau émis est de 1 à 1064 nm (mode TEM_{00}).

Nous pouvons également citer la gamme de laser DPSS Pharos ultra-courts, qui émettent un signal impulsionnel de 20 W de puissance moyenne avec une durée d'impulsions allant de 190 fs à 20 ps, une énergie par impulsion de 2 mJ et une cadence allant de 1 kHz à 1 MHz. La valeur du M^2 du faisceau émis est inférieure à 1,3 à 1030 nm.

Par ailleurs, des sources laser à solide quasi-monolithiques, très compacts, dites « microchip » dont les faces traitées constituent les coupleurs de la cavité, peuvent être utilisées comme source laser maître dans un système MOPA. En effet, ces systèmes laser pompés par diode laser à semi-conducteur, peuvent typiquement délivrer quelques centaines de milliwatts de puissance moyenne en régime nanoseconde et picoseconde lorsqu'un cristal non-linéaire est inséré dans la cavité et joue le rôle d'un modulateur électro-optique. La technologie laser microchip permettant une émission à 1064 nm est principalement basée sur l'utilisation de cristaux Nd : YAG. Par exemple, la société LEUKOS/Horus, propose des sources laser microchip quasi-monomodes ($M^2 < 1,2$) (sortie fibrée ou espace libre) capables de délivrer jusqu'à 500 mW de puissance moyenne à une cadence pouvant aller jusqu'à 70 kHz avec une durée d'impulsions comprise entre 450 ps et 2 ns. De nombreux travaux de recherche sont actuellement menés pour développer des sources laser microchip à base de cristaux Yb : YAG, une émission autour de 1030 nm étant très avantageuse en vue d'une amplification dans des fibres dopées Ytterbium.

Au cours de la montée en puissance, les sources laser à solide sont toutefois fortement sujettes aux effets thermiques liés au défaut quantique (différence d'énergie entre les photons de pompe et de signal). En effet, la puissance de pompe est absorbée dans un volume très faible, typiquement de quelques millimètres cubes. La charge thermique dans le cristal peut alors être très élevée et un gradient thermique dans la cavité résonante peut être généré en raison de la répartition inhomogène de la chaleur liée au profil spatial du rayonnement de la pompe. La présence d'un gradient thermique induit un effet de lentille thermique qui peut fortement dégrader la qualité spatiale du faisceau émis et entraîne également des contraintes mécaniques pouvant aller jusqu'à la fracture du milieu à gain.

Plusieurs solutions ont été proposées pour pallier à ces problèmes d'origine thermique, et visent à répartir ou évacuer l'échauffement du milieu à gain exposé à de fortes puissances de pompage. Par exemple, les sources laser à solide comportant une géométrie de cristal particulière (section transverse rectangulaire dite « slab ») avec une épaisseur faible de l'ordre du millimètre et aussi larges et longs que les cristaux classiques (plusieurs millimètres), visent à réduire l'effet de lentille thermique afin de poursuivre la montée en

Licence CC BY-NC-ND 3.0

puissance des sources laser à solide. Leur faible épaisseur favorise la proximité du cœur du cristal avec le système de refroidissement. Le confinement du rayonnement de la pompe et du signal laser dans ces milieux à gain en forme de « plaques » se fait par réflexions successives sur les faces polies du cristal. L'émission laser est en général monomode transverse selon l'axe de petite dimension du cristal et multimode dans l'autre direction. Le faisceau issu d'un cristal « slab » est, par ailleurs, fortement elliptique. Une représentation schématique d'un tel laser est donnée en Figure I-5. La société AMPHOS commercialise des sources laser basées sur la technologie InnoSlab Yb : YAG capables de délivrer un signal impulsionnel de 1 kW de puissance moyenne avec une durée d'impulsions de 1,5 ps à une cadence de 50 kHz. L'énergie par impulsion est de 20 mJ et la valeur du M^2 du faisceau émis est inférieure à 1,5 à 1030 nm.

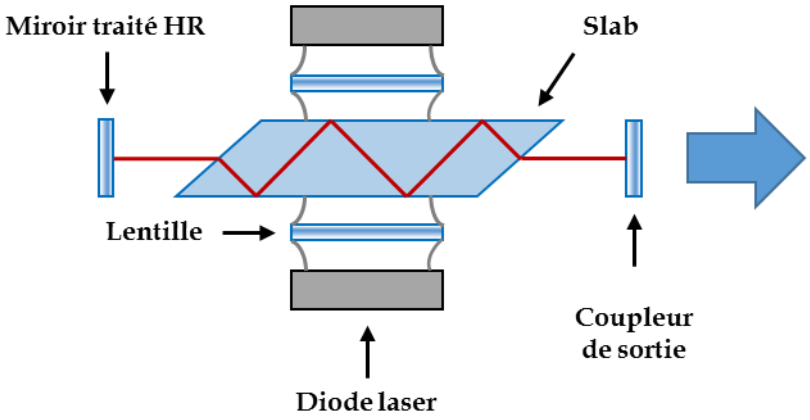


Figure I-5 – Schéma de principe d'un laser "slab" en pompage transverse.

Un autre exemple de technologie laser à solide développée dans le but de limiter les problèmes thermiques repose sur un design dit à disque mince (« thin-disk ») de quelques centaines de micromètres d'épaisseur pour une surface de quelques millimètres carrés et dont la face arrière est traitée haute réflectivité pour une certaine gamme de longueurs d'onde (cf représentation schématique en Figure I-6). Dans un tel laser, il est plus facile de gérer les effets thermiques et d'empêcher l'effet de lentille thermique en évacuant le flux de chaleur unidimensionnel par l'arrière du disque. Cependant, le gain est très limité en raison de la faible épaisseur du cristal traversée par le signal. De nombreux passages dans le cristal doivent donc être prévus, ce qui complexifie le système.

En 2014, il a été démontré qu'un oscillateur à verrouillage de modes basé sur la technologie laser à disque mince Yb : YAG était capable de délivrer un signal impulsionnel de 242 W de puissance moyenne avec une durée d'impulsions proche de 1 ps, une énergie par impulsion et une puissance crête associées, respectivement supérieures à 80 µJ et 66 MW. La valeur du M^2 du faisceau émis est proche à 1 à 1030 nm [SARACENO 14].

Licence CC BY-NC-ND 3.0

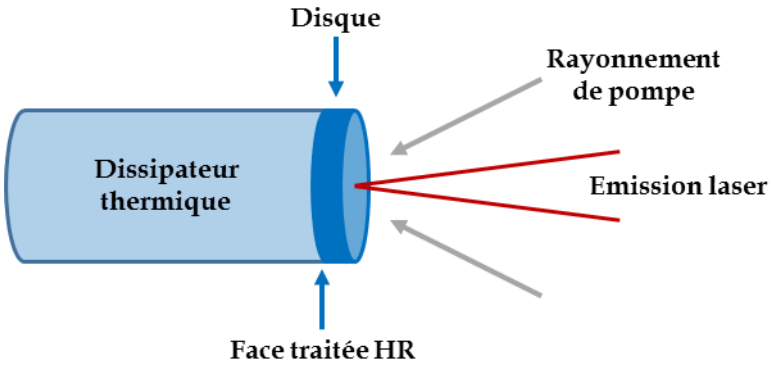


Figure I-6 – Schéma de principe d'un laser à disque mince.

En règle générale, les performances des sources laser à solide sont limitées en termes de puissance moyenne à quelques dizaines de watts par les effets thermiques et il n'est pas possible d'atteindre des niveaux de puissance de l'ordre du kilowatt avec une émission monomode transverse sans complexifier grandement le système. En régime impulsionnel, des puissances crêtes de l'ordre du mégawatt peuvent être atteintes, typiquement pour des régimes temporels nanoseconde, picoseconde ou sub-picoseconde. Dans les travaux de thèse présentés dans ce manuscrit, nous avons choisi de nous concentrer plutôt sur les milieux amplificateurs fibrés qui présentent une bien meilleure gestion de la charge thermique et un fort potentiel pour la montée en puissance moyenne.

I.2. Évolution des sources laser à fibre optique de puissance (configuration MOPA)

I.2.1. Intérêt des sources laser à fibre

Les fibres optiques, initialement largement utilisées dans le domaine des télécommunications, se sont, par la suite, révélées être des candidates parfaites pour la montée en puissance moyenne [SNITZER 61, KOESTER 64]. Les sources laser à fibre présentent en effet une excellente qualité de faisceau en raison du contrôle continu de la distribution spatiale du signal, le long du guide d'onde. La qualité de faisceau dépend principalement du design de la fibre optique, mais en jouant sur les conditions d'injection de la lumière, une sélection modale peut être assurée. A la différence des sources laser à solide, l'alignement optique des sources laser monolithiques est inexistant (cavité en boucle ou miroir de Bragg photo-inscrit). Il en résulte donc une importante stabilité de la cavité, et les perturbations externes liées à l'environnement sont réduites [TÜNNERMANN 10, ZERVAS 14]. Les architectures laser qui ont été utilisées dans le cadre de ces travaux de thèse sont des systèmes « hybrides » regroupant à la fois des composants fibrés et des composants en espace libre.

Contrairement aux systèmes laser à solide pour lesquels le milieu à gain est large et de faible longueur, dans le cas des fibres optiques, le milieu à gain est long (jusqu'à plusieurs dizaines de mètres) et de section transverse étroite (< mm²), ce qui améliore drastiquement leurs propriétés thermo-optiques. La dissipation thermique est excellente du fait de l'important ratio surface sur volume de la fibre. Ainsi, la charge thermique se distribue sur une longueur très importante et est plus facilement extraite par convection avec l'air

Licence CC BY-NC-ND 3.0

environnant. Grâce à la présence du guide optique, l'émission est rarement perturbée par la création d'une lentille thermique.

Initialement, les premières fabrications de fibres dopées Néodyme avec de faibles pertes dans la bande spectrale d'émission de l'ion Néodyme [POOLE 85] ont ensuite mené aux premiers systèmes laser à fibre dopée Néodyme [MEARS 85]. De nos jours, les sources laser à fibre peuvent intégrer des fibres optiques comportant une longueur de plusieurs dizaines de mètres grâce aux nombreux travaux réalisés pour minimiser les pertes de fond des fibres dopées aux ions terres rares, qui sont typiquement inférieures à 10 $dB.km^{-1}$. Le gain petit signal des sources laser à fibre est nettement supérieur à celui des sources laser à solide conduisant à des sources laser très efficaces, avec un gain très important et de faibles valeurs de seuil laser. C'est particulièrement le cas des sources laser à fibre dopée Ytterbium pompées à 976 nm et émettant autour de 1030 nm, qui ont un défaut quantique inférieur à 10 % et peuvent permettre d'atteindre des efficacités optique-optique supérieures à 80 %. Ces chiffres rendent l'ion ytterbium extrêmement intéressant pour la montée en puissance moyenne [PASCHOTTA 97]. En outre, cette faible valeur de défaut quantique, couplée à des diodes de pompage toujours plus efficaces, a donné lieu à des « rendements à la prise » records, qui peuvent dans le meilleur des cas atteindre 50 % (laser à fibre dopée Ytterbium YLS-10000-ECO IPG Photonics).

Concernant les propriétés spectrales, les sources laser à fibre présentent l'avantage d'être largement accordables en longueur d'onde en raison de la nature amorphe de la matrice silice, constituant le matériau de cœur de la fibre. Ceci est à l'origine d'un élargissement inhomogène des spectres d'absorption et d'émission des ions terres rares par rapport aux sections efficaces des ions dopants dans une matrice cristalline [SNITZER 66, DeLoach 93]. Un autre avantage de l'élargissement des sections efficaces d'absorption de l'ion dans une matrice silice est que tout décalage de la longueur d'onde centrale d'émission de la diode de pompe aura une influence moins importante sur la puissance absorbée que pour les sysèmes laser à solide. Les sources laser à fibre peuvent également émettre sur une bande spectrale étroite à condition d'éviter les effets non-linéaires. Il est, en effet, possible d'inscrire un réseau d'indice directement dans le cœur de la fibre (FBG pour « Fibre Bragg Grating ») afin de réfléchir une certaine longueur d'onde et de transmettre les autres. Ce réseau d'indice joue le rôle de miroir de cavité et rend, par ailleurs, l'alignement de la cavité d'autant plus simple que la cavité est naturellement formée [ERDOGAN 97].

Les fibres conventionnelles, avec une seule gaine optique, pour lesquelles la lumière ne peut être confinée que dans le cœur dopé aux ions terres rares, nécessitent d'être pompées avec des sources de forte brillance pour qu'une émission monomode soit assurée. Or, comme nous l'avons vu en section I.1.2, la puissance extraite d'une diode à semi-conducteurs avec une émission monomode transverse est plafonnée à quelques centaines de milliwatts, ce qui limite, en conséquence, la puissance en sortie d'un laser en pompage cœur. Par exemple, en 1987, une émission laser autour de 1036 nm à partir d'une fibre monomode dopée aux ions ytterbium à une puissance moyenne de 15,7 mW en régime continu a été obtenue avec une efficacité d'environ 77 % en tenant compte de la pompe absorbée [HANNA 87]. Les difficultés de couplage de la lumière de la pompe provenant des diodes laser de forte puissance et de faible brillance, dans le cœur des fibres

Licence CC BY-NC-ND 3.0

monomodes, ont pu être contournées grâce au concept de fibre double-gaine [MAURER 74, SNITZER 88].

I.2.2. Fibres double-gaine pour la montée en puissance

C'est en 1988 que les systèmes laser à fibre de puissance ont vu le jour, après la démonstration du concept de fibre double-gaine (cf Figure I-7) [SNITZER 88], dont l'idée avait été soumise quelques années auparavant, en 1974 [MAURER 74]. Le guidage du rayonnement de la pompe est assuré par la gaine externe, qui peut être constituée par un polymère, de la silice (pure ou dopée fluor par exemple) ou encore de l'air, et dont l'indice de réfraction est bien inférieur à celui de la gaine optique interne, qui comporte elle-même un indice inférieur à celui du cœur. En effet, la gaine interne présente typiquement un diamètre de l'ordre de plusieurs centaines de micromètres ainsi qu'un décalage d'indice relativement important avec la gaine externe menant donc à une forte ouverture numérique (pouvant varier entre 0,2 et 0,9 selon le choix du matériau pour la gaine externe). Le couplage de la lumière de pompe de faible qualité spatiale (de plusieurs watts jusqu'à plusieurs kilowatts aujourd'hui) dans la fibre est alors facilement assuré par la gaine interne en raison de ses importantes dimensions et angle d'acceptance. La première limitation de la technologie laser à fibre fut donc contournée grâce au développement des fibres double-gaine autorisant un couplage efficace de la lumière issue des diodes de pompe haute puissance dans les fibres actives.

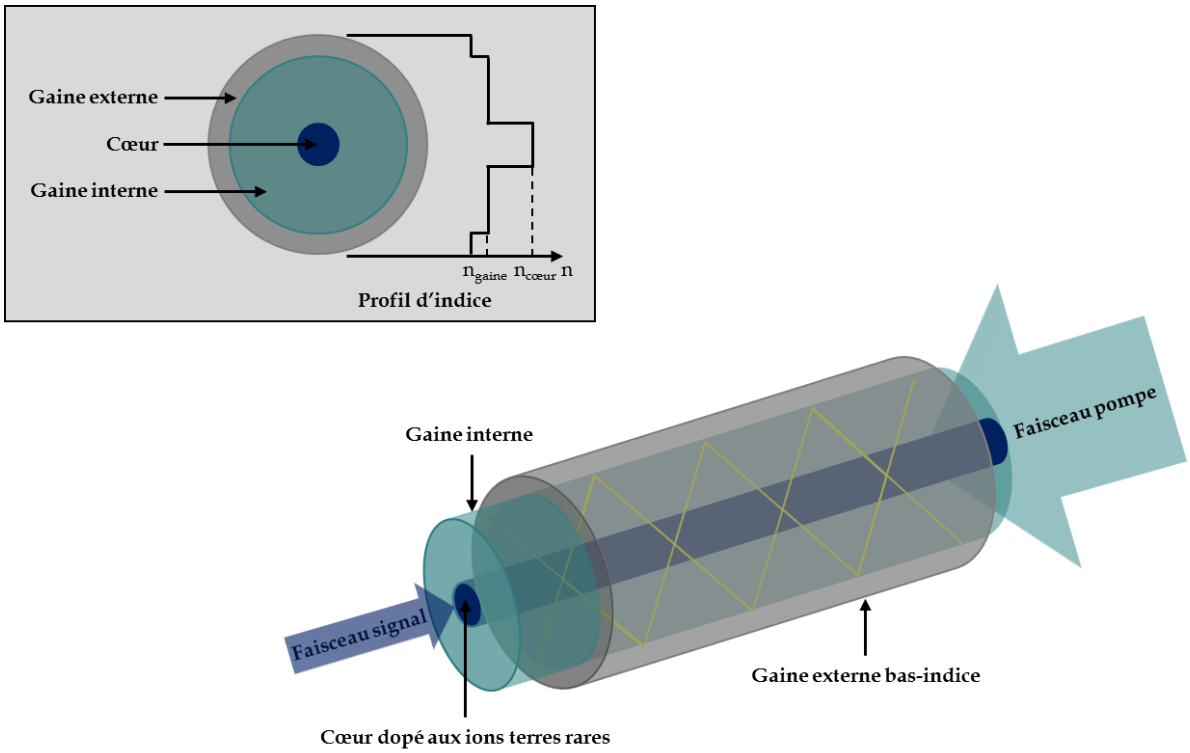


Figure I-7 – Représentation schématique d'une fibre double-gaine en pompage contra-propagatif avec n_{gaine} et $n_{cœur}$ les indices de réfraction de la gaine interne et du cœur. Les segments jaunes symbolisent la propagation de l'onde de pompe dans la gaine interne.

Par ailleurs, la différence d'indice entre le cœur et la gaine interne est en général relativement faible, afin de conserver une émission monomode transverse du signal laser.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

En effet, dans le cas des fibres optiques à saut d'indice, la présence d'un mode linéairement polarisé $LP_{l,m}$ est déterminée par la fréquence spatiale normalisée V (à l'exception du mode LP_{01}), qui peut être définie de la manière suivante :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a\ ON = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_{cœur}^2 - n_{gaine}^2} = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{2\ n_{cœur}\ \Delta n} \qquad (I\text{-}5)$$

Avec a le rayon du cœur, $n_{cœur}$ l'indice de réfraction du cœur, n_{gaine} l'indice de réfraction de la gaine interne, Δn la différence d'indice entre le cœur et la gaine interne. La valeur de V pour laquelle V = 2,405 correspond à la fréquence de coupure du premier mode d'ordre élevé (LP_{11}). Ainsi, lorsque la fréquence spatiale normalisée est inférieure à cette valeur, le mode LP_{11} ne peut pas exister et la fibre est donc monomode.

Un mode pourra rester confiné dans le cœur, par réflexion totale interne, et ne pas se propager dans la gaine de la fibre si la condition suivante est respectée : $n_{gaine} \leq n_{eff} \leq n_{cœur}$; avec n_{eff} l'indice effectif du mode. La radiation de pompe peut alors recouvrir spatialement le cœur et être progressivement absorbée par le matériau actif au fur et à mesure de sa propagation tandis que le signal injecté dans le cœur de la fibre est amplifié. De plus, comme l'ion Ytterbium peut être incorporé avec une concentration jusqu'à quelques pourcents, l'absorption de la puissance de pompe sur de courtes longueurs de fibre en est facilitée. Par exemple, la fibre commerciale double-gaine dopée en ions Ytterbium PLMA-YDF-10/125-HI-8 de Nufern de 11,5 ± 1,0 µm de diamètre de cœur, de 125 ± 1 µm de diamètre de gaine, absorbe jusqu'à 6 $dB.m^{-1}$ à 976 nm dans la gaine et la valeur de l'absorption petit signal à 976 nm dans le cœur de la fibre sera au maximum égale à 700 $dB.m^{-1}$.

On définit le coefficient d'absorption de la pompe dans la gaine α_g de la manière suivante :

$$\alpha_g = \alpha_c \frac{A_c}{A_g} \eta_S \qquad (I\text{-}6)$$

avec A_c l'aire de la zone dopée aux ions terres rares dans le cœur, A_g l'aire de la gaine de la pompe, α_c le coefficient d'absorption petit signal de la pompe dans le cœur et η_S un coefficient traduisant l'efficacité de l'absorption du rayonnement de pompe par le milieu à gain selon les techniques employées pour effectuer un brouillage des modes de gaine. Ce coefficient varie entre 0 et 1. Lorsqu'il vaut 1, cela signifie qu'au moment de l'injection du rayonnement de pompe dans la gaine interne, tous les modes de la gaine interne excités le sont dans les mêmes proportions et ont un recouvrement, également dans les mêmes proportions, avec la zone de gain, garantissant une absorption uniforme du rayonnement de pompe tout au long de la propagation. Des géométries de fibre particulières existent d'ailleurs pour briser la symétrie cylindrique de la gaine interne et supprimer l'existence de certains modes hélicoïdaux de gaine ne se recouvrant pas avec le cœur actif. Par exemple, des géométries de gaine en forme de D, rectangulaire ou hexagonale [LIU 96, LIU 97, LEPROUX 01] ont été développées pour assurer un mixage continu des rayons de la pompe avec le cœur de manière à éviter que certains modes de pompe ne se propagent sans interagir avec le cœur de la fibre [MORTENSEN 07]. Dans le cas d'une fibre maintenue

Licence CC BY-NC-ND 3.0

droite et constituée d'un cœur en son centre, la majorité des modes linéairement polarisés $LP_{l,m}$ ($l \neq 0$) se propageront sans recouvrement avec le cœur de la fibre contrairement aux modes $LP_{0,m}$.

La gaine externe des fibres double-gaine classiques est typiquement composée d'un polymère fluoré induisant une ouverture numérique de la pompe d'environ 0,46. En cas de fort pompage, la fibre nécessite alors d'être refroidie par conduction pour éviter une surchauffe du polymère. Il est également possible de déposer un verre bas-indice dopé fluor sur la gaine servant à confiner les rayons de pompe pour empêcher leur fuite, mais la valeur d'ouverture numérique résultant de cette interface verre-verre est d'environ 0,22 - 0,26, réduisant alors la quantité de puissance de pompe pouvant être injectée dans la fibre. Il est également possible d'améliorer l'absorption de la pompe dans des structures de fibre géométriques au moyen de techniques particulières de courbure de la fibre, mais il est nécessaire de prendre garde à ne pas imposer un rayon de courbure trop faible à la fibre afin d'éviter une fuite des rayons de pompe pouvant provoquer une surchauffe du polymère.

Des gaines d'air dites « jacketed-air clad » (JAC) ont alors été développées pour surpasser ces problèmes et consistent en une couronne de tubes de silice creux formant un cylindre qui donneront lieu après fibrage à des trous d'air arrangés autour de la microstructure de la fibre. L'ouverture numérique résultant de cette interface silice-air peut atteindre des valeurs supérieures à 0,8 [WADSWORTH 04]. La dimension de ce type de gaine peut être adaptée judicieusement pour permettre une absorption efficace de la pompe tout en limitant l'échauffement thermique le long de la fibre. Cependant, le choix de la forme de la gaine d'air doit être réalisé en optimisant l'interaction des modes avec la zone active tout en évitant les pertes par propagation [ASLUND 06]. Par exemple, il a été démontré pour une gaine d'air rectangulaire, que l'ouverture numérique résultante était inférieure à celle de forme circulaire, ce qui signifie que les pertes par propagation de la lumière de la pompe à travers une gaine d'air rectangulaire sont supérieures au cas d'une gaine d'air circulaire [LIU 96]. Les gaines d'air hexagonales se sont révélées être parmi les meilleures solutions en termes d'efficacité de mixage des modes [LEPROUX 01]. Il est nécessaire, en plus de briser la symétrie de révolution de la gaine, d'assurer un mixage continu le long de la fibre en la courbant [TÜNNERMANN 10] ou en la « taperisant », c'est-à-dire en diminuant la dimension transverse de la fibre sur sa longueur [FILIPPOV 08]. La principale difficulté résultant de l'utilisation d'une fibre « taper » réside dans le fait de ne pas introduire des pertes trop importantes sur le signal dans la zone effilée.

En résumé, la lumière provenant de la diode de pompe multimode de puissance, de faible brillance est convertie en une radiation laser monomode de hautes puissance, brillance et qualité spatiale de faisceau. En quelques mots, le concept de fibre dopée aux ions terres rares double-gaine peut être décrit comme un procédé très efficace d'amélioration de la brillance d'un faisceau laser, ce dernier subissant un changement de longueur d'onde dans le même temps.

Dès lors, les niveaux de puissance moyenne des sources laser à fibre fonctionnant en régime continu, avec une émission en limite de diffraction, ont été accrus de manière

Licence CC BY-NC-ND 3.0

exponentielle au cours des deux dernières décennies (cf Figure I-8). En raison des forts niveaux de gain atteignables avec les sources laser à fibre, la configuration MOPA comprenant plusieurs chaînes d'amplification en cascade, semble être l'architecture laser la plus pertinente pour la montée en puissance moyenne.

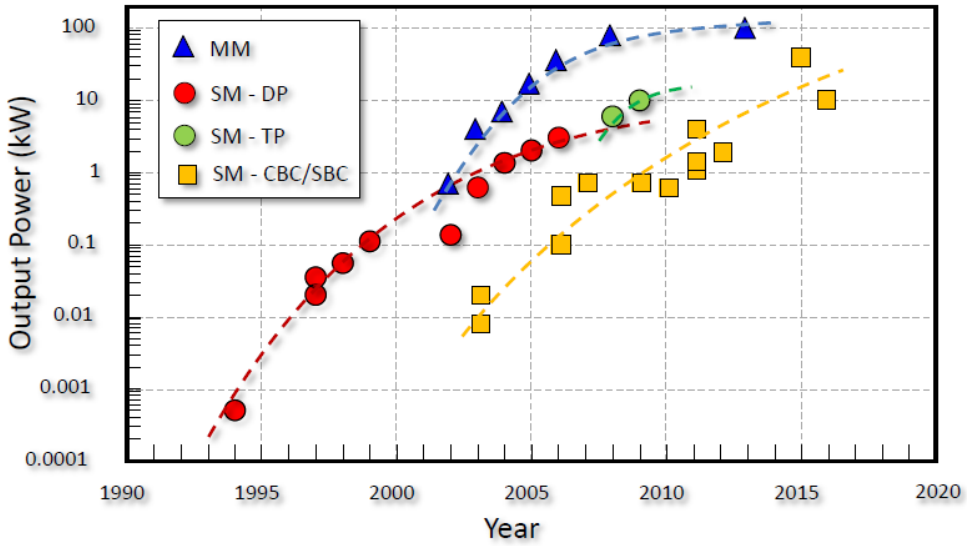


Figure I-8 – Évolution de la puissance moyenne des sources laser à fibres à double-gaine dopées aux ions ytterbium continues du début des années 1990 à 2016 [ZERVAS 18] avec une émission multimode (MM) [FOMIN 14] ; émission monomode basée sur l'utilisation d'une seule fibre et pompage par diode (SM – DP) [PASK 94, DOMINIC 99, JEONG 04] ; émission monomode pompage « tandem » (SM – TP) [ZHOU 17] et émission monomode par combinaison cohérente ou spectrale de faisceaux (SM – CBC/SBC) [YU 11, REDMOND 12, HONEA 16].

En effet, peu après la mise au point des fibres double-gaine, un laser intégrant cette technologie de fibre dopée ytterbium a été réalisé en injectant le faisceau de pompe à 975 nm dans la gaine de la fibre et a permis l'accès à des niveaux de puissance de l'ordre de 500 mW à 1042 nm avec une efficacité optique-optique de l'ordre de 80 % [PASK 94]. Quelques années plus tard, en 1999, plus de 110 W de puissance moyenne avec une efficacité optique-optique de 58 % ont été extraits d'un laser à fibre double-gaine dopée ytterbium [DOMINIC 99]. Ensuite, en 2004, près de 1,36 kW de puissance en régime continu à 1,1 µm a pu être extraite d'une fibre double-gaine de 40 µm de diamètre de cœur pompée des deux côtés de la fibre avec une efficacité optique-optique de 83 % et avec un M^2 de 1,4 [JEONG 04]. En 2009, la société IPG Photonics a développé une source laser à fibre émettant jusqu'à 10 kW à 1070 nm avec une émission en limite de diffraction en faisant aujourd'hui, l'un de ses produits phares (laser YLS-SM 10 kW). Les sources laser à fibre permettant d'atteindre les plus hauts niveaux de puissance moyenne, c'est-à-dire supérieurs à 3 kW, sont basés sur la technique de pompage dite « tandem pumping », pour laquelle l'amplificateur à fibre est pompé par un autre laser à fibre, et au plus près de la longueur d'onde d'émission visée, ce qui permet de réduire le défaut quantique [MINELLY 92, ZHOU 17]. Il est également possible de combiner de manière cohérente ou incohérente plusieurs faisceaux laser pour atteindre des niveaux de puissance supérieurs respectivement, allant jusqu'à 30 kW pour une émission avec un M^2 supérieur à 1,5 [YU 11, REDMOND 12, HONEA 16] et jusqu'à 100 kW pour une émission multimode [FOMIN 14].

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Bien que l'application de la méthode de combinaison cohérente était initialement limitée au cas du régime continu, des travaux récents ont été menés pour l'étendre aux signaux femtosecondes [DANIAULT 11].

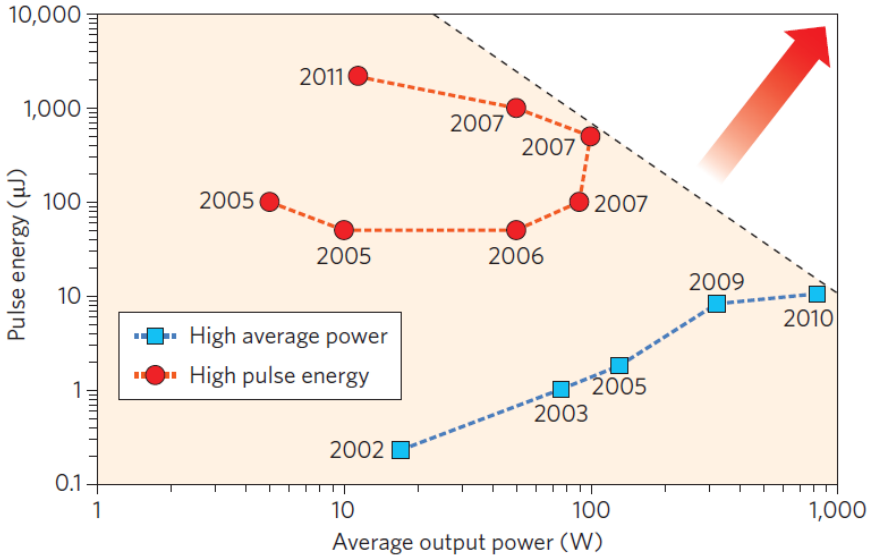


Figure I-9 – Évolution de l'énergie par impulsion en fonction de la puissance moyenne en sortie d'une seule fibre amplificatrice en régime laser femtoseconde [JAUREGUI 13].

De la même manière, les sources laser à fibre impulsionnelles se sont rapidement développées. L'évolution des meilleures performances obtenues expérimentalement pour une souce laser composée d'une seule fibre émettrice en régime femtoseconde est donnée en Figure I-9 et démontre un compromis entre une extraction de forts niveaux de puissance moyenne et d'énergie par impulsion. Deux types de systèmes peuvent donc être différenciés : ceux fournissant de hauts niveaux de puissance moyenne au détriment de l'énergie par impulsion (ligne en pointillés bleue) et ceux délivrant de hauts niveaux d'énergie par impulsion avec de faibles puissances moyennes (ligne en pointillés rouge). Par exemple, une puissance moyenne de 131 W avec une durée d'impulsions de 220 fs et un taux de répétition de 73 MHz avec une émission en limite de diffraction à 1040 nm, a pu être extraite d'un laser à fibre basé sur une technique d'amplification par dérive de fréquence (d'acronyme CPA pour « Chirped pulse amplification »). L'énergie par impulsion et la puissance crête correspondantes sont, respectivement de 1,8 µJ et de 8,2 MW [RÖSER 05]. Il est important de noter que, grâce à l'invention de la technique d'amplification par dérive de fréquence par Gérard Mourou et Donna Strickland (Prix Nobel de Physique en 2018) [STRICKLAND 85], des impulsions peuvent être amplifiées à de très fortes intensités tout en évitant leur distorsion non-linéaire ou d'atteindre le seuil de dommage du matériau. Pour cela, les impulsions sont temporellement étirées, à l'aide d'un élément fortement dispersif (une paire de réseaux de diffraction, une fibre optique longue, un réseau de Bragg chirpé…), avant d'être amplifiées, de manière à réduire la valeur de la puissance crête en dessous des valeurs critiques des effets néfastes mentionnés ci-dessus. Une fois amplifiées, un élément de dispersion de signe opposé (typiquement une paire de réseaux de diffraction) va temporellement recomprimer les impulsions à une durée similaire à celle en entrée du système. Dans les années 2007, les sources laser à fibre

Licence CC BY-NC-ND 3.0

ont démontré leur capacité à émettre des hauts niveaux d'énergie par impulsion et de puissance moyenne avec une augmentation perpétuelle de leurs performances grâce à la technique d'amplification par dérive de fréquence. Quelques années plus tard, en 2010, respectivement 830 W et 12 MW, de puissances moyenne et crête ont été extraites d'un système d'amplification par dérive de fréquence avec des impulsions de 640 fs de durée à un taux de répétition de 78 MHz [EIDAM 10].

Un plafonnement (ligne en pointillés noire) des valeurs de puissance moyenne et d'énergie en sortie d'une source laser à fibre peut également être observé et provient d'une limitation physique d'origine thermique : les instabilités modales transverses (IMT) [EIDAM 11-1]. Cet effet entraîne une dégradation de la qualité spatiale du faisceau émis et apparaît lorsqu'une certaine valeur de puissance moyenne seuil est atteinte. Ce phénomène sera davantage explicité dans la suite du manuscrit.

La montée en puissance des amplificateurs à fibre optique à saut d'indice à symétrie de révolution avec une émission en limite de diffraction, est également limitée par la brillance de la pompe, la concentration maximale en ions dopants, l'endommagement des éléments optiques, le seuil de claquage de la silice et l'effet de lentille thermique. Bien que les fibres optiques soient relativement peu sensibles à ce dernier effet, dans le cas d'une charge thermique par mètre de fibre très importante et d'une fibre à très large aire modale, l'effet de lentille thermique peut significativement modifier l'aire effective du mode et un régime multimode peut même être observé [HANSEN 11].

Bien que la présence du guide d'onde au niveau de la structure des fibres optiques lui confère bon nombre d'avantages, elle est également la cause de sa principale limitation. En effet, la propagation du signal via un confinement étroit de la lumière sur des longueurs d'interaction considérables entraîne des effets à seuil, dits non-linéaires.

I.2.3. Limitations liées aux effets non-linéaires

Comme la molécule de silice (SiO_2) est symétrique, la contribution de la susceptibilité d'ordre 2 $\chi^{(2)}$, responsable de la génération de second harmonique et de la somme de fréquences, est nulle pour les fibres en silice. Les non-linéarités d'ordre 3 $\chi^{(3)}$, telles que la génération de troisième harmonique, les diffusions inélastiques Raman, Brillouin, le mélange à quatre ondes ou l'effet Kerr, sont donc prédominantes et traduisent la dépendance de l'indice de réfraction à l'intensité du champ électrique. Les effets non-linéaires sont particulièrement présents dans les sources laser à fibre optique du fait du confinement important de la lumière dans le cœur et de la grande longueur de fibre utilisée. Ils se manifestent lorsque de hauts niveaux de puissances crête et moyenne sont atteints, respectivement en régimes impulsionnel et continu kilowatt.

Les effets non-linéaires qui limitent, le plus fréquemment, les performances des sources laser à fibre sont les effets Brillouin et Raman stimulés [AGRAWAL 07]. Nous présenterons également l'effet de l'auto-modulation par effet Kerr, qui est particulièrement limitant dans le cas des signaux impulsionnels à forte puissance crête. Finalement, l'auto-focalisation due à l'effet Kerr sera mentionnée au paragraphe I.2.3.4. Dans la suite du

Licence CC BY-NC-ND 3.0

chapitre, seuls les effets non-linéaires seront traités, les effets thermiques seront explicités dans le chapitre II.

I.2.3.1. L'effet Brillouin stimulé (SBS)

La diffusion Brillouin [KOBYAKOV 10, AGRAWAL 07] provient de l'interaction d'une radiation incidente, dite pompe, avec des phonons acoustiques. Ce processus résulte de l'annihilation d'un photon de pompe donnant lieu à un photon de moindre énergie, se propageant dans la direction opposée au signal incident, et à un phonon acoustique simultanément. L'onde de pompe génère donc une onde acoustique qui module l'indice de réfraction du cœur et génère un réseau de diffraction. Une partie du signal sera donc réfléchie. Ce transfert d'énergie de la radiation incidente vers l'onde dite « Stokes » se traduit par un décalage en fréquence ν_B entre 10 et 20 GHz pour les fibres en silice. La largeur spectrale du gain Brillouin $\Delta\nu_B$ est typiquement comprise entre 50 et 100 MHz. ν_B est inversement proportionnelle à la longueur d'onde pompe λ_p et $\Delta\nu_B$ a une dépendance en λ_p^{-2}. Le maximum du gain Brillouin est alors indépendant de la longueur d'onde et a une valeur d'environ 5.10^{-11} m.W^{-1}.

Deux problèmes majeurs peuvent en résulter : la puissance (moyenne ou crête) transmise à travers la fibre optique est plafonnée et la diffusion contra-propagative du signal peut facilement endommager la fibre amplificatrice dans laquelle se manifeste l'effet ou encore l'amplificateur ou l'oscillateur en amont (dans le cas d'un étage de pré-amplification) en raison de la création d'impulsions géantes.

La puissance critique en entrée de fibre est approximée par la formule suivante dans le cas où le signal de pompe a une largeur à mi-hauteur très inférieure à la largeur de bande du gain Brillouin [SMITH 72] :

$$P_{seuil}^{SBS} \approx 21 \frac{A_{eff}}{g_{Bmax} L_{eff}} \tag{I-7}$$

avec A_{eff} l'aire effective du mode guidé dans le cœur de la fibre, L_{eff} la longueur effective définie de la manière suivante :

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha_p L}}{\alpha_p} \tag{I-8}$$

avec α_p le coefficient d'atténuation linéique de la fibre (en m^{-1}) à la longueur d'onde de pompe et L la longueur réelle de fibre.

La puissance du seuil de la diffusion Brillouin stimulée augmente considérablement si le signal a une largeur spectrale importante et donc qu'une bonne partie de la puissance est en dehors de la largeur du gain Brillouin :

$$P_{seuil}^{SBS} \approx 21 \frac{A_{eff}}{g_{Bmax} L_{eff}} \left(1 + \frac{\Delta\nu_s}{\Delta\nu_B}\right) \tag{I-9}$$

avec $\Delta\nu_s$ et $\Delta\nu_B$ les largeurs spectrales, respectivement, de la source et du gain Brillouin.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Nous en déduisons la valeur de la puissance critique associée aux cas de figures dans lesquels nous réalisons nos expérimentations. Considérons une fibre optique de diamètre de champ de mode 65 µm, d'aire effective environ égale à 3318 µm² à 1030 nm et de L_{eff} environ égale à 75 cm. La largeur spectrale à mi-hauteur de la radiation laser $\Delta\lambda_s$ en régime d'amplification nanoseconde est de 0,2 nm et donc la valeur de $\Delta\nu_s$ s'élève à environ 57 GHz. Nous obtenons une puissance seuil pour l'effet Brillouin stimulé d'environ : $P_{seuil}^{SBS} \approx 1{,}1$ MW. La diffusion Brillouin stimulée n'aura donc pas lieu dans nos configurations expérimentales car les niveaux de puissance crête sont au maximum de l'ordre de 80 kW en régime nanoseconde. De la même manière, la largeur spectrale à mi-hauteur de la radiation laser $\Delta\lambda_s$ en régime d'amplification picoseconde est de 2,5 - 3 nm et donc la valeur de $\Delta\nu_s$ s'élève à environ 710 - 850 GHz. Nous obtenons une puissance seuil pour l'effet Brillouin stimulé d'environ : $P_{seuil}^{SBS} \approx 13{,}1 - 15{,}8$ MW. La diffusion Brillouin stimulée n'aura donc pas lieu dans nos configurations expérimentales car les niveaux de puissance crête sont au maximum de l'ordre de 1,7 MW en régime picoseconde.

I.2.3.2. L'effet Raman stimulé (SRS)

La diffusion Raman stimulée (SRS) [AGRAWAL 07] est un processus non-linéaire pour lequel la lumière diffusée n'a pas la même fréquence spectrale que la lumière incidente. Cet effet est dit inélastique, tout comme l'effet Brillouin, c'est-à-dire que l'onde perd une partie de son énergie au profit du milieu. La lumière incidente agit comme une onde de pompe et génère une radiation décalée en fréquence, dite onde Stokes. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'il y ait un échange d'énergie entre le photon incident et une molécule du milieu résultant en la création ou l'annihilation d'un phonon optique. De ce fait, tous les matériaux ont un spectre Raman caractéristique selon leur composition. Le milieu non-linéaire subit une transition de l'état vibrationnel *i* vers l'état vibrationnel *f* en suivant la loi de conservation de l'énergie :

$$h\left(\nu_s - \nu_p\right) = E_f - E_i \qquad \text{(I-10)}$$

E_i et E_f correspondent respectivement à l'énergie de l'état vibrationnel initial et l'énergie de l'état vibrationnel final.

Nous distinguons deux cas (schématisés en Figure I-10) :

- Diffusion Raman de type Stokes, où la fréquence ν_s est inférieure à ν_p avec la création d'un phonon (la longueur d'onde λ_s est donc supérieure à λ_p et l'énergie E_s plus petite que l'énergie E_p : perte d'énergie) ;
- Diffusion Raman de type anti-Stokes, où la fréquence ν_{as} est supérieure à ν_p avec l'absorption d'un phonon (la longueur d'onde λ_s est inférieure à λ_p et l'énergie E_s plus grande que l'énergie E_p : gain d'énergie).

Licence CC BY-NC-ND 3.0

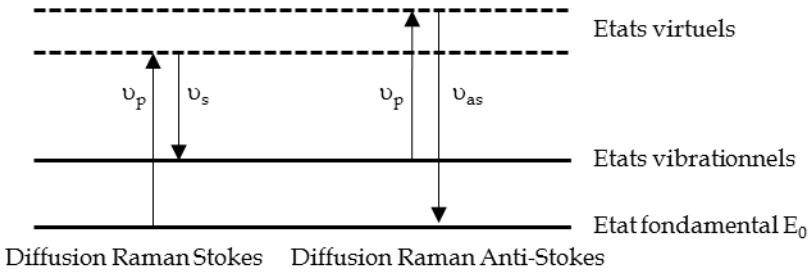


Figure I-10 – Représentation schématique du mécanisme de génération de la première onde Stokes et de la première onde anti-Stokes.

A partir de la loi de conservation de la diffusion Raman (I-10), le décalage en fréquence ν_R entre les lumières incidente (onde pompe) et émise (onde Stokes) peut être déduit :

$$\nu_R = \nu_p - \nu_s \tag{I-11}$$

Dans la silice, la lumière émise est décalée en fréquence d'environ 13 THz par rapport à celle de la lumière incidente.

Le coefficient du gain Raman $g_R(\nu_R)$ dépend de la composition du cœur de la fibre. Le gain Raman dans les fibres silice s'étend sur une large gamme de fréquences (40 THz) avec un large pic localisé à environ 13 THz et la valeur maximale du coefficient du gain Raman est d'environ 1.10^{-13} m.W^{-1}.

Finalement, contrairement au phénomène de diffusion Brillouin stimulée, l'effet Raman stimulé agit sur les signaux à large bande spectrale et la lumière diffuse peut se propager en direction co ou contra-propagative par rapport au signal et limite de ce fait, les performances des systèmes comprenant plusieurs étages d'amplification en transférant de l'énergie d'un étage aux étages voisins. La dégradation spectrale qui résulte de cet effet peut de plus avoir un effet négatif sur les applications du laser. Quand la puissance de pompe dépasse une certaine valeur seuil, la diffusion Raman stimulée mène à la génération d'ondes Stokes. Par exemple, à 1030 nm, le décalage en longueur d'onde s'élève à 47 nm, le premier ordre Stokes sera donc situé autour de 1077 nm.

La puissance de pompe critique en entrée de fibre est approximée par la formule suivante [SMITH 72] :

$$P_{seuil}^{SRS} \approx 16 \frac{A_{eff}}{g_R L_{eff}} \tag{I-12}$$

Nous en déduisons la valeur de puissance critique associée aux cas de figures dans lesquels nous réalisons nos expérimentations. En effet, en considérant une fibre optique de diamètre de champ de mode 65 µm, d'aire effective environ égale à 3318 µm² à λ_p = 1030 nm et de L_{eff} environ 75 cm, nous obtenons une puissance seuil pour l'effet Raman d'environ : $P_{seuil}^{SRS} \approx 708$ kW. La diffusion Raman stimulée n'aura donc pas lieu dans nos configurations expérimentales car nous n'injectons pas de tel niveau de puissance en entrée de la fibre amplificatrice. Les puissances crêtes signal en entrée de

Licence CC BY-NC-ND 3.0

l'amplificateur principal s'élèvent au maximum à environ 220 kW et 17 kW, respectivement, pour les régimes picoseconde et nanoseconde.

I.2.3.3. L'effet Kerr

Quand un champ électrique de forte intensité se propage dans le cœur d'une fibre optique, une dépendance non-linéaire de l'indice de réfraction du matériau à l'intensité du champ survient, comme l'indique la formule suivante : $n = n_{lin} + n_2 \left(\frac{P}{A_{eff}}\right)$; avec n_2 l'indice de réfraction non-linéaire, n_{lin} est l'indice de réfraction du milieu. Cette modification d'indice est produite par l'effet Kerr, qui fait varier la phase de l'onde lumineuse par la fluctuation non-linéaire du chemin optique [AGRAWAL 07] ($\Delta\phi = \frac{2\pi\delta}{\lambda}$) avec $\Delta\phi$ la différence de phase entre les deux ondes et δ la différence de chemin optique. La différence de phase de l'onde n'a pas d'influence en régime continu parce qu'elle est constante au cours du temps. En revanche, lorsque l'effet Kerr intervient lors de la propagation d'impulsions optiques à travers une fibre optique, il cause un décalage de la phase avec une dépendance temporelle selon la variation de l'intensité de l'impulsion au cours du temps. Cette manifestation de l'effet Kerr dans le domaine temporel est connue sous le nom d'auto-modulation de phase (SPM pour « self-phase modulation ») [STOLEN 78].

De cette manière, une impulsion initiale non chirpée acquiert un chirp, c'est-à-dire que sa fréquence instantanée varie temporellement, comme le démontre la formule suivante :

$$\delta\omega(t) = -\frac{\partial\, \phi_{SPM}(t)}{\partial t} = -\gamma\, L_{eff} \frac{\partial P(t)}{\partial t} \qquad \text{(I-13)}$$

avec ϕ_{SPM} la phase temporelle non-linéaire de valeur maximale $\phi_{SPM}(L) = \gamma L_{eff} P_c$, avec P_c la puissance crête et γ le coefficient non-linéaire (en $m^2.W^{-1}$). Ce dernier terme se définit comme suit et est directement proportionnel à l'indice non-linéaire n_2, et inversement proportionnel à A_{eff} :

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{n_2}{A_{eff}}\right) \qquad \text{(I-14)}$$

Ainsi, l'impact des effets non-linéaires dans la fibre est d'autant plus important que l'indice de réfraction non-linéaire n_2 est élevé et que l'aire effective du mode qui se propage dans la fibre est faible.

Cet effet mène à un élargissement spectral des impulsions alors que la durée d'impulsions reste approximativement constante, dans le cas d'impulsions initialement non-chirpées. De nouvelles composantes spectrales sont générées de manière continue au fur et à mesure de la propagation de l'impulsion, comme en témoigne la Figure I-11.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

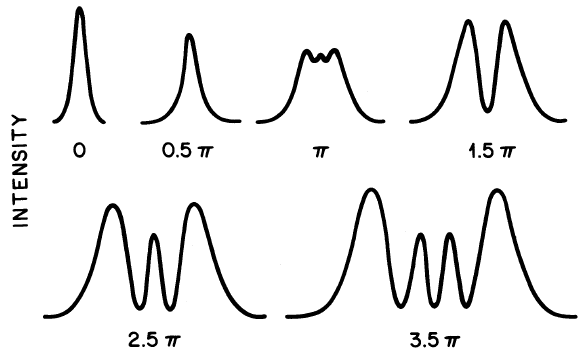


Figure I-11 – Élargissement spectral dû à l'auto-modulation de phase d'une impulsion gaussienne non-chirpée pour différentes valeurs de ϕ_{SPM} [AGRAWAL 07].

Cet effet limite donc la montée en énergie dans le cas d'impulsions courtes ainsi que l'efficacité de re-compression des systèmes CPA.

I.2.3.4. L'auto-focalisation par effet Kerr

Comme mentionné au préalable, sous l'influence de l'effet Kerr, une augmentation de l'indice de réfraction du matériau proportionnelle à l'intensité du champ peut survenir lorsqu'un champ de forte intensité se propage dans le cœur d'une fibre optique. Dans le domaine temporel, cela se traduit par un élargissement spectral des impulsions. Dans le domaine spatial, l'indice au centre du faisceau, qui contient le maximum de puissance, est donc plus important que sur les bords du faisceau (en dehors de la zone définie par $1/e^2$). Ceci induit la formation d'une lentille de focalisation non-linéaire dans le cœur de la fibre. A partir d'une certaine valeur, dite seuil, de la puissance crête, la lentille créée entraîne la focalisation du faisceau sur lui-même, c'est-à-dire qu'il va s'effondrer en un point de la fibre, concentrant toute l'énergie sur une section de petit diamètre, et endommager de manière irréversible le matériau (claquage diélectrique) [FARROW 06].

La puissance crête à partir de laquelle le faisceau sera auto-focalisé est donnée par la formule suivante [DIELS 06] :

$$P_{seuil}^{AF} = 0{,}142\frac{\lambda^2}{n_0 n_2} \qquad \text{(I-15)}$$

avec n_0 l'indice de la silice tel que $n_0 = 1{,}45$ et l'indice de réfraction non-linéaire tel que $n_2 = 3.10^{-16}\ cm^2.W^{-1}$ dans la silice.

A $\lambda = 1030$ nm, la puissance crête critique est égale à 3,5 MW. Une valeur de 3,7 MW a été mesurée expérimentalement dans le cas de la silice dopée Ytterbium [CHENG 05].

Les énergies associées à cette puissance critique s'élèvent respectivement à 42 mJ et à 175 µJ pour des durées d'impulsions de 12 ns et 50 ps.

Il existe, par ailleurs, une grandeur appelée distance d'auto-focalisation, qui sert à quantifier la distance à partir de laquelle le faisceau atteint le point focal de la lentille générée par effet Kerr [DIELS 06] :

Licence CC BY-NC-ND 3.0

$$z_{AF} \approx \frac{0{,}183\, z_R}{\sqrt{\left(\sqrt{P_c/P_{seuil}^{AF}} - 0{,}852\right)^2 - 0{,}0219}} \quad \text{(I-16)}$$

Avec P_c la puissance crête et z_R la longueur de Rayleigh définie par $z_R = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda}$ et ω_0 le rayon au waist.

La distance d'auto-focalisation associée aux cas de figures dans lesquels nous réalisons nos expérimentations, c'est-à-dire en considérant une fibre optique de diamètre de champ de mode 65 µm, s'élève donc à : $z_{AF} \approx 30\ cm$.

En pratique, la valeur de la puissance critique crête d'auto-focalisation ne devra pas être dépassée en sortie de fibre, bien que le point focal se trouve plusieurs centimètres plus loin. Cette condition sera facilement respectée étant donné que les valeurs de puissance crête les plus élevées ont été obtenues en régime d'amplification picoseconde et qu'elles restent inférieures à 2 MW.

Une stratégie pour repousser la limite de cet effet dans les fibres optiques en régime impulsionnel concerne l'étirement temporel de l'impulsion, via un système CPA, afin de réduire l'énergie par impulsion et de ce fait, la puissance crête dans le cœur de la fibre.

Pour limiter les effets non-linéaires précédemment décrits, il faut réduire la densité surfacique de puissance de la lumière guidée dans le cœur en augmentant le diamètre du cœur, comme le montre l'expression du coefficient non-linéaire définie par la formule (I-14).

Pour réduire ces mêmes effets non-linéaires, il faut aussi réduire la longueur de la fibre utilisée (cf équations (I-7), (I-9), (I-12) et (I-13)).

Conclusion du chapitre

Pour répondre à l'objectif visé en termes de système laser capable de délivrer un niveau de puissance moyenne d'au moins 200 W et une puissance crête de l'ordre de 1 MW en régime picoseconde avec une excellente qualité spatiale du faisceau émis à une longueur d'onde de 1030 nm, l'architecture laser la plus pertinente semble être basée sur la technologie des fibres optiques.

Nous avons vu que les diodes laser à semi-conducteurs pouvaient être employées pour :

- Assurer le pompage des fibres amplificatrices dans l'étage de pré-amplification et/ou d'amplification principale ;
- Délivrer un signal impulsionnel dans le régime temporel nanoseconde destiné à être pré-amplifié dans un premier temps, puis amplifié dans un second temps dans les fibres amplificatrices développées et fabriquées à Xlim.

Nous avons également mis de côté la technologie laser à solide car les performances de ce type de laser sont limitées par les effets thermiques au cours de la montée en puissance moyenne.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Finalement, la technologie de fibre double-gaine peut être décrite comme un procédé très efficace d'amélioration de la brillance d'un faisceau laser, ce dernier subissant un changement de longueur d'onde dans le même temps. Elle se révèle donc être une excellente candidate pour la montée en puissance crête et énergie tout en conservant une excellente qualité spatiale du faisceau émis.

Cependant, les dimensions typiques de ces fibres sont légèrement supérieures à la dizaine de micromètres à une longueur d'onde de 1000 nm si l'on souhaite conserver une émission monomode transverse. Ces faibles dimensions de cœur favorisent l'apparition des effets non-linéaires au cours de la montée en puissance crête. Afin de s'affranchir des conséquences liées aux effets non-linéaires telles que la dégradation du spectre du signal, la limitation de la montée en puissance crête ou encore toute déformation de la distribution d'intensité du faisceau, la communauté scientifique a mené de nombreux travaux de recherches concernant l'augmentation des diamètres de cœur des fibres optiques.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Chapitre II. Différents designs de fibres optiques pour la montée en puissance

Dans ce chapitre, nous présenterons différentes structures de fibres optiques à grands cœurs dont l'intérêt est de limiter l'apparition des effets non-linéaires, et ainsi permettre la montée en puissance crête et énergie. Nous aborderons également leurs limitations, notamment lorsqu'elles sont exposées à de forts niveaux de charge thermique. Nous introduirons alors l'axe de recherche privilégié au laboratoire Xlim pour repousser le seuil d'apparition de ces nouvelles limitations. Le concept de fibre à très large aire modale développé à Xlim sera alors détaillé. Finalement, nous exposerons quelques résultats expérimentaux obtenus avec ce type de fibre.

II.1. Fibres optiques à très large aire modale (LMA)

II.1.1. Fibres à saut d'indice à faible Δn

Comme mentionné précédemment (Formule (I-14)), pour limiter les effets non-linéaires, une des possibilités est l'augmentation du diamètre de champ de mode. En outre, à diamètre de gaine fixe, ceci pourrait conduire à une amélioration de l'absorption de la pompe liée à une augmentation du rapport cœur/gaine (cf Formule (I-6)) donnant alors la possibilité de réduire la longueur de fibre. Cependant, augmenter le diamètre de cœur peut résulter en une émission multimode transverse de la fibre qui réduit considérablement la qualité spatiale du faisceau émis. Il est alors nécessaire de réduire la différence d'indice entre le cœur et la gaine (Δn) et donc l'ouverture numérique du cœur pour préserver une propagation monomode dans ces fibres dites à large aire modale (LMA pour « large mode area »). Néanmoins, en minimisant la valeur de l'ouverture numérique, l'angle d'acceptance du cœur décroît progressivement et le guidage dans le cœur devient moins robuste et plus sensible à la courbure. Ainsi, la lumière, initialement fortement confinée dans le cœur, est de moins en moins bien guidée et aura tendance à fuir dans la gaine. Ceci limite la valeur de l'ouverture numérique à environ 0,04 - 0,05 en pratique et donc le diamètre de cœur à 16 µm (en considérant une ouverture numérique de 0,05) afin de conserver une émission monomode à 1064 nm [LI 09, RICHARDSON 10]. Pour une longueur d'onde de 1030 nm, le diamètre de cœur tolérable pour une émission monomode est légèrement inférieur à 16 µm. Par ailleurs, le contrôle de l'indice de réfraction est généralement compris entre 5.10^{-4} et 1.10^{-3} pour les méthodes de fabrication conventionnelles (« Modified Chemical Vapor Deposition » (MCVD), « Furnace Chemical Vapor Deposition » (FCVD), « Plasma Chemical Vapor Deposition » (PCVD), « Outside Vapor Deposition » (OVD)), ce qui limite l'ouverture numérique à une valeur minimale de 0,04 - 0,05. Finalement, la valeur maximale de diamètre de cœur atteignable tout en conservant une émission monomode à 1030 nm en utilisant la méthode MCVD est inférieure à 20 µm. Une fibre à saut d'indice avec une dimension de cœur supérieure à cette valeur présentera donc un comportement multimode. En 2016, une équipe de la société Coherent a démontré la possibilité de fabriquer des fibres optiques avec une ouverture numérique de l'ordre de 0,025 par une méthode MCVD améliorée, permettant alors de doubler le diamètre de cœur tout en restant monomode à 1000 nm [PETIT 16].

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Cette performance constitue un record mais elle ne peut être considérée comme une valeur répétable car aucune fibre commerciale n'a pu être produite. Néanmoins, cela fixe une nouvelle limite autour de 30 µm à 1000 nm pour le diamètre de champ de mode des fibres monomodes à saut d'indice.

Une solution particulièrement intéressante pour répondre à la problématique d'augmentation du diamètre de cœur tout en conservant une émission monomode concerne la délocalisation des modes d'ordre supérieur (HOMs pour l'acronyme « Higher Order Modes » en anglais) hors de la zone de gain. En effet, même dans une fibre multimode, on peut obtenir une émission du seul mode LP_{01} par excitation sélective de ce mode ou en agissant sur le rayon de courbure appliqué à la fibre [MARCUSE 82, FERMANN 98, KOPLOW 00].

Un autre moyen pour augmenter la taille du cœur tout en conservant une émission monomode concerne la réduction du facteur de recouvrement des modes d'ordre supérieur avec la zone de gain de manière à ce que la majorité de leur énergie soit délocalisée hors de la région dopée pour ne pas les amplifier efficacement. A cet effet, la zone dopée peut, par exemple, être localisée dans le centre du cœur afin de réaliser la fonction de filtrage par le gain des modes d'ordre supérieur puisqu'en réduisant le diamètre de la zone de gain en comparaison de celui du guide d'onde, un différentiel de gain apparaît entre le mode fondamental, qui consommera la plus grosse partie du gain, et les autres modes guidés dans le cœur de la fibre [BHUTTA 02, MARCIANTE 09, EIDAM 11-2].

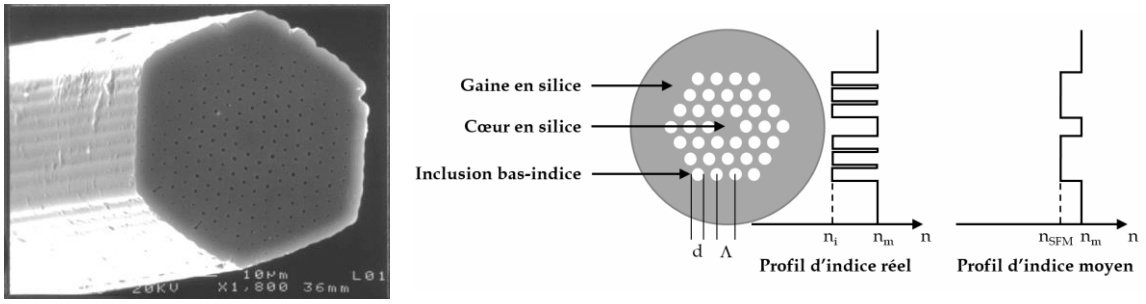
Il existe d'autres techniques pour obtenir une émission monomode à partir de fibres LMA comme l'utilisation de fibres « taper » pour filtrer les modes d'ordre supérieur [ĐONLAGIC 06] ou de fibres présentant un cœur avec un indice de réfraction inférieur à celui de la gaine environnante. Dans ce dernier cas, la modification parabolique du profil d'indice avec l'échauffement thermique du cœur de la fibre favorise le confinement du LP_{01} dans le cœur de la fibre [SIEGMAN 07]. Cette approche sera discutée dans le chapitre V.

Il est également possible d'exacerber la délocalisation des modes d'ordre supérieur hors du cœur grâce à des designs de fibre spécifiques, qui visent à réduire l'excitation et le facteur d'amplification des modes d'ordre supérieur lors de l'injection du signal à amplifier dans le cœur de la fibre [RUSSELL 03, LIU 07, LIMPERT 12].

II.1.2. Fibres à cristaux photoniques (PCF)

C'est en 1996 que la première fibre à cristal photonique fut réalisée [KNIGHT 96]. La microstructure de ce type de fibres provient d'un arrangement régulier (à l'échelle de la longueur d'onde) de trous d'air dans une matrice silice, selon une maille triangulaire. Le cœur de cette première PCF à symétrie hexagonale résulte de l'absence d'un trou d'air en son centre (cf Figure II-1 (a)). En ajustant la taille des trous ainsi que leur espacement, le cœur peut alors présenter une très faible valeur d'ouverture numérique.

Licence CC BY-NC-ND 3.0



(a) (b)

Figure II-1 – (a) Image prise au microscope électronique à balayage (MEB) d'une des premières fibres PCF, dont les dimensions relatives à deux côtés opposés de l'hexagone, au pas entre les trous d'air Λ, et au cœur sont respectivement d'environ 38 µm, 2,3 µm et 4,6 µm [KNIGHT 96] ; (b) section transverse et profils d'indice réel et moyen d'une fibre PCF passive typique avec n_m l'indice de réfraction du matériau constituant le cœur, n_i l'indice de réfraction des inclusions bas-indice et n_{SFM} l'indice effectif du mode fondamental de la gaine micro-structurée supposée infinie si le cœur est absent.

Bien que la conception de fibres monomodes conventionnelles nécessite un contraste d'indice entre les matériaux de cœur et de gaine typiquement de l'ordre de 10^{-2}, les LMAs requièrent un contrôle sur le Δn nettement plus strict. Typiquement la différence d'indice entre les matériaux ne peut excéder 2.10^{-5} pour un diamètre de cœur de 100 µm quels que soient la technologie de fabrication et le concept de fibre. Par ailleurs, doper un matériau aux ions de terres rares modifie son indice, ce qui devient une réelle limitation pour incorporer de forte concentration en ions ytterbium si l'on souhaite utiliser une gaine de PCF classique, c'est-à-dire une gaine faite de silice pure et d'air. En effet, si l'indice de réfraction du cœur est plus élevé que celui de la gaine environnante, la lumière sera guidée comme dans une structure à saut d'indice et ne sera donc pas influencée par la microstructure de la gaine interne. Par conséquent, la capacité à augmenter le diamètre de champ de mode et à discriminer les modes diminuera drastiquement. Comme évoqué précédemment, le faible décalage d'indice entre le cœur et la gaine des fibres conventionnelles est généralement obtenu par des techniques de déposition de vapeurs chimiques (MCVD, FCVD, PCVD, OVD…) ; mais, pour les PCFs, en raison de la plus faible tolérance sur le Δn, la technique du « stack and draw » [KAISER 74, KNIGHT 96] est la plus pertinente. En effet, la fabrication d'une telle fibre passive résulte de l'assemblage (« stack » en anglais) de baguettes et de capillaires en silice pure. Ensuite, la préforme, constituée par le « stack » inséré dans un large tube d'environ 20 mm de diamètre et un mètre de long, peut être étirée sur une tour de fibrage en appliquant une surpression ou en faisant le vide pour ajuster la dimension des trous d'air. Il en résulte des cannes micro-structurées de quelques millimètres de diamètre dont l'une d'entre elles peut elle-même être insérée dans un tube de dimensions adaptées pour former une préforme dite secondaire. Chaque canne micro-structurée introduite dans un tube peut alors donner lieu à une préforme secondaire. C'est le fibrage de cette préforme secondaire qui donne les fibres optiques micro-structurées dont le pas peut-être très petit (de l'ordre du micromètre) grâce à cet étirage en deux étapes.

L'omission de trou d'air dans la région centrale de la fibre induit un indice de réfraction légèrement plus élevé dans cette zone en comparaison de « l'indice moyen » de la

Licence CC BY-NC-ND 3.0

structure composée de trous d'air, qui l'entoure. « L'indice moyen » correspond en fait à l'indice effectif du mode fondamental se propageant dans la gaine micro-structurée considérée comme infinie. On parle alors d'indice n_{SFM} pour « space-filling mode ». Comme représenté sur les profils d'indice réel et moyen de la Figure II-1 (b), on peut considérer que l'indice du cœur haut-indice est égal à l'indice du matériau (souvent la silice) n_m tandis que celui des inclusions bas-indice (trous d'air) n_i est très inférieur à n_m. Un mode à une certaine longueur d'onde, d'indice effectif n_{eff}, sera guidé par réflexion totale interne modifiée dans le cœur, si la condition suivante est respectée : $n_{SFM} \leq n_{eff} \leq n_m$. De ce fait, la fréquence spatiale normalisée peut être exprimée de la même manière que pour les fibres à saut d'indice [BIRKS 97] :

$$V_{eff} = \frac{2\pi\Lambda}{\lambda}\sqrt{{n_m}^2 - {n_{SFM}}^2} \qquad \text{(II-1)}$$

Une PCF monomode avec de très importants diamètres de champ de mode peut facilement être réalisée car contrairement aux fibres conventionnelles, la différence d'indice cœur-gaine peut être ajustée très précisément en contrôlant la taille des trous lors du fibrage. En effet, le nombre de modes dépend fortement du ratio d/Λ avec d le diamètre du trou d'air et Λ, le pas entre deux trous d'air (cf Figure II-2), qui définit la taille relative des trous [BIRKS 97]. La valeur de V pour laquelle V = 2,405 (correspondant à la coupure du premier mode d'ordre élevé) dépend de la taille relative des trous d/Λ et une valeur suffisamment faible permet une propagation monomode à toutes les longueurs d'onde. La fibre ainsi réalisée sera qualifiée d'« endlessly single-mode ». Si les trous ont une taille relative d/Λ trop importante, la fibre présentera une émission multimode. C'est cette capacité à contrôler le contraste d'indice avec précision qui constitue un avantage de cette technologie pour fabriquer des fibres monomodes à grand cœur.

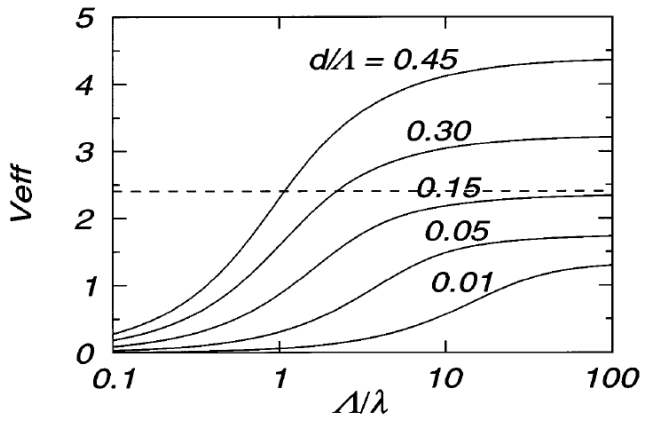


Figure II-2 – Représentation graphique de l'évolution de la fréquence spatiale normalisée V_{eff} en fonction du ratio Λ/λ pour différentes tailles de trous relatives d/Λ. La ligne en pointillés correspond au cas où V_{eff} = 2,405, la fréquence spatiale normalisée de coupure d'une fibre à saut d'indice [BIRKS 97].

Une émission monomode a été démontrée pour une longueur d'onde minimale de 458 nm (ainsi qu'à toutes les longueurs d'onde dans la fenêtre de transmission de la silice) dans une PCF passive de 22,5 µm de diamètre de cœur avec des diamètres de trous d'air tels que d = 1,2 µm et espacés de Λ = 9,7 µm (d/Λ = 0,12) [KNIGHT 98]. Finalement, des

Licence CC BY-NC-ND 3.0

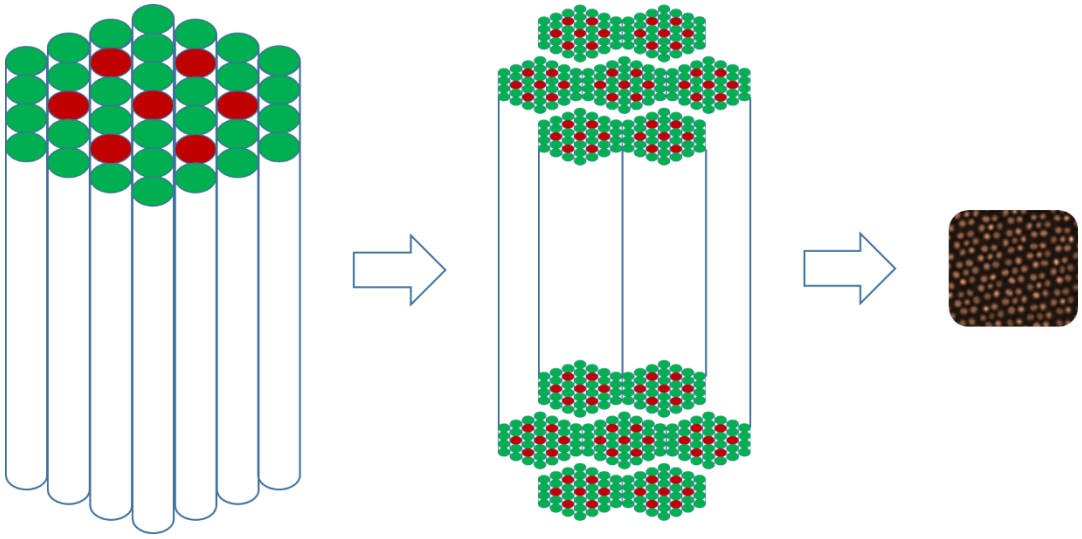
simulations numériques ont permis d'établir la condition sur la taille relative des trous pour laquelle la structure avec un défaut central unique (omission d'un seul trou d'air dans la microstructure) autorise un guidage monomode quelle que soit la longueur d'onde : $d/\Lambda < 0{,}43$ [KUHLMEY 02, RUSSELL 06]. La structure de ces fibres a ensuite été modifiée pour donner lieu à des fibres omettant davantage de trous d'air dans leur cœur avec pour objectif d'augmenter les diamètres de cœur des PCFs. Des fibres à trois, sept ou encore à dix-neuf trous omis dans le cœur ont alors été développées et la condition sur la taille relative des trous assurant un guidage monomode diffère de celle établie pour la structure de fibre avec un seul défaut central. Des études numériques ont alors été réalisées dans le but de définir les valeurs limites de la taille relative des trous pour assurer un fonctionnement infiniment monomode en ce qui concerne les fibres à trois et sept trous d'air omis dans la microstructure [SAITOH 05].

Les performances des PCFs à large diamètre de cœur sont néanmoins limitées par les pertes par courbure car diminuer le Δn (et de ce fait l'ouverture numérique) rend la fibre plus sujette aux pertes par courbure. Le rayon de courbure critique des PCFs, pour lequel les pertes du cœur par courbure deviennent particulièrement élevées, augmente avec la dimension de cœur [LOVE 89]. Pour résoudre le problème de sensibilité des PCFs à très large aire modale aux micro-courbures, la canne micro-structurée est positionnée dans un tube en silice épais avant d'être à nouveau étirée. La fibre finale dite « rod-type » aura un diamètre externe de l'ordre du millimètre, la rendant rigide et sera donc utilisée droite. Un des inconvénients des fibres rod-type est qu'il n'est plus possible de réaliser des systèmes laser monolithiques avec des composants standards du fait de leur dimension et de leur rigidité, il faut alors réaliser l'alignement laser en espace libre. Dans le cas où les sources laser à fibre de haute puissance sont réalisées avec un alignement des optiques en espace libre, une préparation particulière des faces de la fibre est requise afin d'éviter les réflexions parasites ou l'endommagement de la face en sortie en réduisant l'intensité sur la surface [BÖHME 12].

Au fil des années, les pertes par propagation dans ce type de fibre ont rapidement été réduites à 0,37 $dB.km^{-1}$ en améliorant la méthode de fabrication [TAJIMA 04], les rendant pertinentes pour les systèmes laser et amplificateurs à PCF. En effet, les PCFs peuvent être utilisées comme fibres amplificatrices dans des sources laser et amplificateurs en insérant une canne dopée aux ions terres rares comme élément central de la préforme. Cela pose un problème de gestion de l'indice, car les ions terres rares tels que l'ytterbium, l'erbium ou le thulium ainsi que les co-dopants (aluminium, phosphore…) tendent à augmenter l'indice. Cette augmentation d'indice par rapport à la silice pure peut être compensée par un co-dopage au fluor pour les dopages limités, mais devient impossible à rattraper pour des concentrations très élevées en terres rares. Une méthode alternative consiste à mélanger de la silice haut-indice dopée aux ions de terres et de la silice bas-indice (en quantité adaptée). A cet effet, le cœur est fabriqué en plusieurs étapes successives d'assemblage et d'étirage de cannes dopées au fluor avec des cannes actives dopées aux ions de terres rares et est donc partiellement dopé aux ions terres rares (cf Figure II-3). Le cœur final est dit « mixé » [WADSWORTH 01] et présente un profil d'indice moyenné qui tend vers celui de la silice pure. La lumière voit un indice de réfraction moyenné à partir

Licence CC BY-NC-ND 3.0

du moment où la maille du motif composé des cannes bas et haut-indices est sub-longueur d'onde. L'onde se propagera alors comme dans un milieu homogène. Le Δn obtenu est donc très faible mais le processus de fabrication du cœur mixé est très long et coûteux.



(a) (b) (c)

Figure II-3 – Processus de fabrication d'un cœur mixé par multiples « stack and draw ». (a) Assemblage des cannes de silice dopées fluor (en vert) et ytterbium (en rouge) avant étirage ; (b) empilement des cannes étirées ; (c) cœur mixé avec un motif sub-longueur d'onde obtenu après plusieurs étapes d'assemblage-étirage.

En plus de permettre le guidage du signal dans le cœur, la microstructuration peut également être utilisée pour assurer le guidage de la pompe dans la gaine interne grâce à l'ajout d'une gaine d'air ou « air-cladding ». Le confinement des rayons de pompe est alors assuré par cette gaine d'air entourant la gaine interne, dont les ponts de silice sont plus fins que la demi-longueur d'onde de la radiation de pompe afin de bloquer le rayonnement dans la gaine interne (cf Figure II-4). En raison de l'importante valeur de Δn entre les gaines interne et d'air, l'ouverture numérique de la gaine de pompe peut être très importante (allant de 0,4 à 0,9 à 976 nm [WADSWORTH 04]) en comparaison de celles obtenues dans les fibres double-gaine conventionnelles dont la gaine externe est constituée par un polymère bas-indice (ON généralement inférieure ou égale à 0,4). L'utilisation d'une gaine d'air permet de relâcher les contraintes sur la source de pompage en termes de brillance et de qualité spatiale de faisceau et permet une injection efficace de la radiation de pompe dans la fibre. La fibre peut donc posséder de très hauts niveaux d'absorption petit signal de la pompe de l'ordre de 30 $dB.m^{-1}$ à 976 nm permettant l'utilisation de fibres de faibles longueurs (de l'ordre du mètre). Un autre intérêt de cette gaine d'air est sa tenue à la charge thermique et au rayonnement de pompage en comparaison du polymère qui aura tendance à vite se dégrader en régime de forte puissance moyenne.

Au cours des années 2000, le développement des fibres optiques micro-structurées « rod-type PCF » dopées Ytterbium, dont une image est donnée en Figure II-4, a permis l'augmentation de l'aire modale des fibres actives en comparaison des fibres LMA

Licence CC BY-NC-ND 3.0

courbées, tout en maintenant une opération monomode transverse [LIMPERT 05, LIMPERT 06, BROOKS 06].

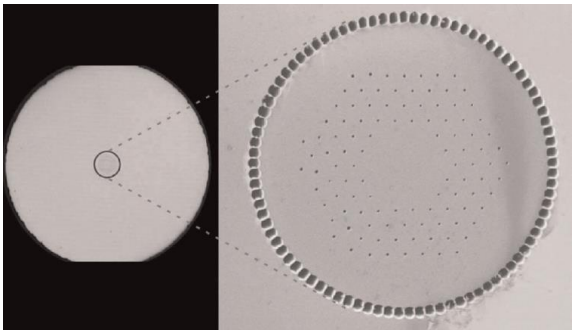


Figure II-4 – Image d'une des premières PCF dopées aux ions ytterbium avec un diamètre de cœur de 60 µm, un diamètre de champ de mode de 50 µm à λ = 1000 nm, une dimension externe de 1,5 mm et une gaine d'air [LIMPERT 06].

Les PCFs dopées aux ions ytterbium ont permis d'atteindre des puissances moyennes et crêtes respectivement, de 42 W et 4,5 MW en régime d'amplification, pour des impulsions de 1 ns de durée et un diamètre de cœur de l'ordre de 100 µm. Le facteur M^2 a été mesuré à 1,3 [BROOKS 06].

De la même manière, d'excellentes performances ont également été acquises avec les fibres « chirally coupled core » [LIU 07] et « leakage channel fibers » [DONG 06]. Par ailleurs, la possibilité de remplacer les trous d'air par des inclusions bas-indice dopées au fluor tout en conservant le caractère monomode des PCFs a été démontrée numériquement et expérimentalement par la fabrication d'une telle PCF passive avec une dimension de cœur de l'ordre de 47 µm [DONG 08].

La société NKT Photonics commercialise des fibres à cristaux photoniques « endlessly single-mode » LMA dopées ytterbium avec une dimension de cœur allant jusqu'à 25 µm ainsi qu'une fibre dite 40-200 PZ (40 µm de diamètre de cœur, 200 µm de gaine interne et à polarisation unique) dopée ytterbium autorisant une émission monomode pour un rayon de courbure appliqué à la fibre compris entre 25 et 40 cm.

Outre le guidage par réflexion totale interne modifiée possible dans ce type de fibre, un guidage de type Bande Interdite Photonique peut également avoir lieu et sera explicité dans la suite du chapitre.

La structure de fibre PCF représentée en Figure II-4 à guidage par réflexion totale interne modifiée, tout comme les fibres à saut d'indice, ont pour inconvénient de présenter un recouvrement significatif des modes d'ordre supérieur avec la zone dopée. En d'autres termes, les modes d'ordre supérieur sont encore trop fortement localisés dans le cœur de la fibre [LIMPERT 12]. De plus, il devient difficile d'ajuster la taille des trous lors du fibrage de PCFs à grand cœur en appliquant une surpression ou en faisant le vide [KNIGHT 98]. Deux autres designs de fibre PCF visant à réduire le contenu modal dans le cœur de la fibre seront présentés dans la suite du chapitre. Dans un premier temps, le design PCF à large pas « Large-Pitch photonic-crystal Fibre » (LPF) sera explicité [STUTZKI 11-1]. Dans un second temps, le design d'une fibre à filtrage modal distribué dite « Distributed Mode Filtering » (DMF) sera présenté [LAURILA 12].

Licence CC BY-NC-ND 3.0

II.1.3. Fibres à large pitch (LPF)

Les « Large-Pitch Fibres » (LPFs) représentent un cas particulier de PCF à guidage par réflexion totale interne modifiée, avec un trou d'air absent au centre de la gaine micro-structurée hexagonale afin de former le cœur. Son design a été initialement pensé par P. Russell en vue d'augmenter les diamètres de champ de mode au-delà de 100 µm [RUSSELL 03]. Les propriétés de guidage de ces fibres spéciales proviennent de l'arrangement des trous d'air qui agissent comme un filtre modal ou une passoire modale (« modal sieve ») en permettant la fuite des modes d'ordre supérieur entre les trous d'air tout en confinant le mode fondamental dans le cœur. En effet, le pas entre les trous d'air Λ est supérieur à la longueur d'onde, généralement de l'ordre de dix fois cette dernière [JANSEN 10] d'une part ; et d'autre part, contrairement aux PCFs évoquées précédemment, la taille des inclusions bas-indice (généralement constituées d'air) est nettement supérieure à la longueur d'onde (typiquement d'un facteur dix ou plus), ce qui facilite le contrôle des dimensions des trous d'air pendant la fabrication. De ce fait, la lumière n'est plus guidée par un effet d'indice moyen du réseau périodique de la gaine – comme dans une PCF – mais bien par des « barrières » d'indice discrètes à chaque inclusion bas-indice. Comme illustré dans la Figure II-5 (a), le mode fondamental, (dont la dimension du lobe est proportionnelle à 2Λ et d) remplit parfaitement l'aire du cœur, ne fuyant que très faiblement entre les trous d'air en raison de la présence de quelques inclusions bas-indice. En revanche, comme montré sur les Figure II-5 (b) et (c), les modes d'ordre supérieur, dont l'étendue spatiale est naturellement plus conséquente que celle du mode fondamental, peuvent fuir entre les trous d'air hors du cœur.

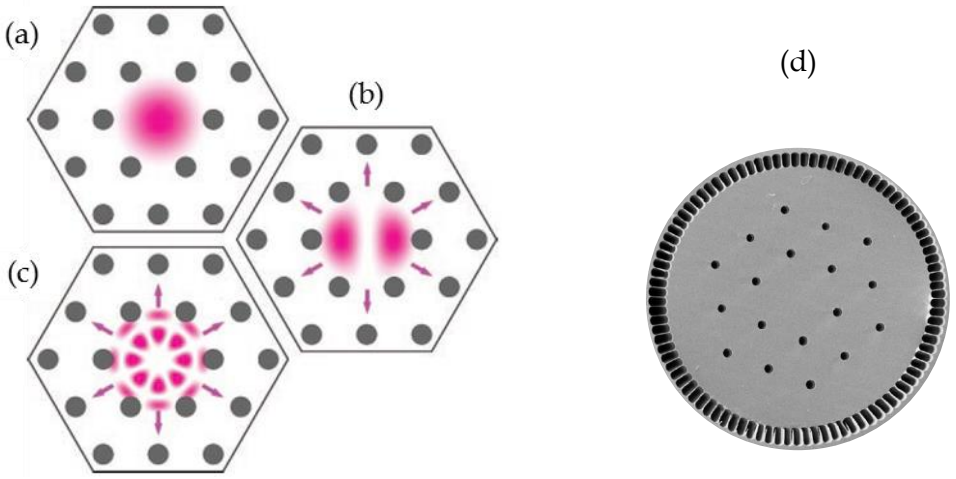


Figure II-5 – (a-c) Représentation schématique du phénomène de passoire modale induite par une maille photonique dont le pas excède 10 fois la longueur d'onde [Russell 03] ; (d) image au microscope d'une LPF active de 135 µm de diamètre de cœur et d'un peu plus de 90 µm de diamètre de champ modal [Stutzki 12].

Comme mentionné précédemment, pour les structures à saut d'indice et les PCFs à guidage par réflexion totale interne modifiée à grands cœurs, les modes d'ordre supérieur présentent un recouvrement important avec le cœur de la fibre. De même, les LPFs ne sont pas rigoureusement monomodes mais multimodes « à froid », c'est-à-dire sans prise en compte du gain et des effets thermiques. La structure LPF induit néanmoins de fortes déformations sur les modes d'ordre supérieur résultant en un faible recouvrement de ces

Licence CC BY-NC-ND 3.0

modes avec la zone dopée (discrimination des modes d'ordre supérieur illustrée en Figure II-5). De ce fait, seul le mode fondamental dont le profil est quasi-gaussien a un fort recouvrement avec le cœur. Les modes d'ordre supérieur sont alors faiblement amplifiés en comparaison du mode fondamental. Une émission laser monomode peut alors être obtenue grâce à une excitation sélective du mode fondamental via l'injection d'un mode quasi-gaussien dans le cœur de la fibre, dont le recouvrement avec la zone dopée hexagonale est très important. Ensuite, au fur et à mesure de la montée en puissance, le comportement monomode de la fibre sera d'autant plus robuste que le mode fondamental consommera la majeure partie du gain au détriment de l'amplification des modes d'ordre supérieur. On parle alors de filtrage modal par le gain.

La Figure II-6 donne les profils d'intensité des modes propagés (lorsque la charge thermique vaut 0 $W.m^{-1}$) puis amplifiés (lorsque la charge thermique augmente) et quantifie le facteur de recouvrement de ces modes avec la zone active.

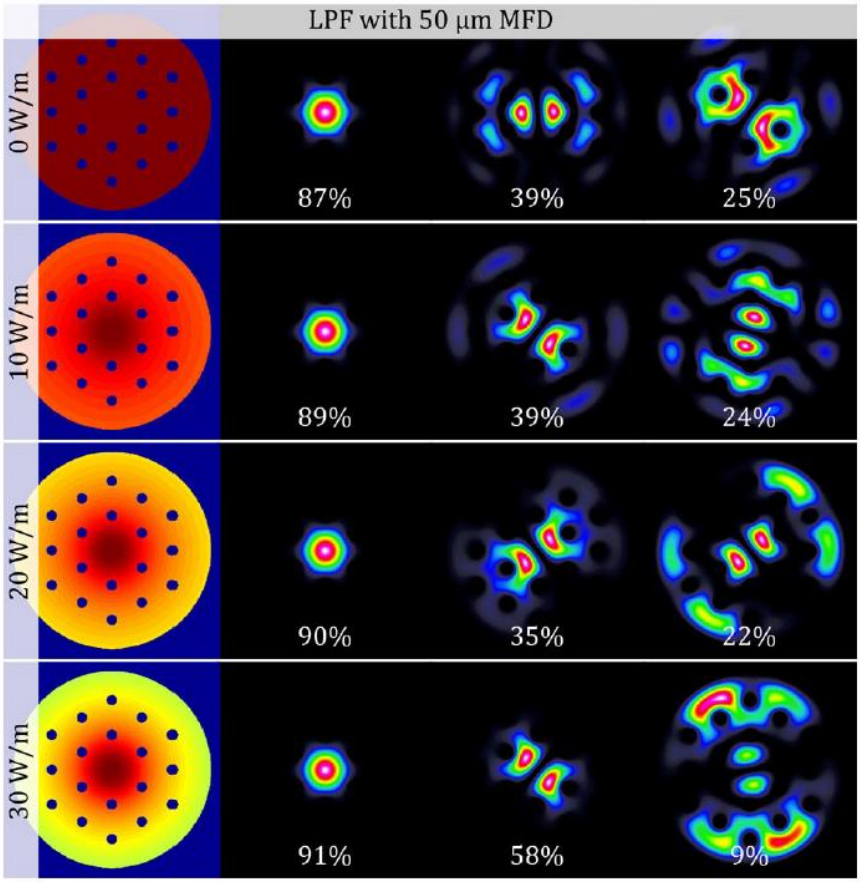


Figure II-6 – Représentation schématique de la structure LPF et modes calculés pour une LPF de 50 µm de diamètre de champ modal à 1030 nm lorsque la charge thermique (exprimée en $W.m^{-1}$) augmente. Le mode fondamental et les deux modes d'ordre supérieur les plus confinés sont étudiés. Pour chaque mode, un pourcentage est calculé correspondant au facteur de recouvrement du mode avec la zone de gain [STUTZKI 14].

Il apparaît que le facteur de recouvrement des modes LP_{01} et LP_{11} augmente avec la charge thermique diminuant ainsi la discrimination modale entre le mode fondamental et le mode d'ordre supérieur le plus confiné. De plus, le facteur de recouvrement du mode LP_{12} décroît avec la charge thermique.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Un des avantages incontestables de ce type de fibre repose sur la possibilité de fabriquer des fibres de différentes dimensions de cœur à partir d'une même canne micro-structurée, avec un comportement monomode assuré. Les propriétés de confinement de ce design homothétique restent quasiment inchangées lorsque la taille du motif est graduellement accrue. En effet, des fibres dont les dimensions de cœur vont de 50 µm [BAUMGARTL 11] à 135 µm (cf Figure II-5 (d)) [STUTZKI 12] ont été fabriquées à partir de la même préforme.

Les LPFs ont permis d'atteindre des diamètres de champ de mode records pour lesquels une émission en limite de diffraction est maintenue, que ce soit aux niveaux des fibres passives (205 µm [STEINKOPFF 19]) ou actives (90 µm cf Figure II-5 (d) [STUTZKI 12]). Cependant, en raison du design hexagonal de la gaine et du faible guidage du mode fondamental (Δn faible), on observe des modes de sortie non gaussiens et des valeurs de M^2 légèrement supérieures à 1 [MAFI 05]. Elles ont également permis d'accéder à des performances record en termes de puissances moyenne et crête avec des fibres de faibles longueurs (de l'ordre du mètre). Plus précisément, une puissance moyenne de 294 W a pu être extraite d'une LPF de 62 µm de diamètre de champ de mode avec un $M^2 < 1,4$ [STUTZKI 11-1]. Une puissance crête de 3,8 GW (durée d'impulsions, puissance moyenne et énergie, respectivement égales à 500 fs, 11 W et 2,2 mJ) a été extraite d'un système CPA avec une seule LPF de 105 µm de diamètre de champ modal. Cependant, le paramètre M^2 mesuré était de 1,5 - 1,8 en raison d'un couplage du mode fondamental avec un mode de gaine (phénomène « d'avoided crossing » détaillé dans la suite du chapitre) [EIDAM 11-3, JANSEN 11]. En intégrant plusieurs LPFs au sein d'un système MOPA (trois LPFs intégrées dans trois étages d'amplification dont une de 100 µm de diamètre de champ de mode au niveau de l'étage principal), une puissance moyenne de 130W, une énergie par impulsion de 26 mJ et un $M^2 < 1,3$ ont été obtenus. Par ailleurs, des puissances moyenne, crête et une énergie, respectivement de 230 W, 22 GW et 5,7 mJ ont été extraites d'un système CPA basé sur la combinaison cohérente comportant quatre LPFs amplificatrices [KLENKE 15]. Cependant, dans des configurations de forte puissance, les LPFs ont démontré une réduction du diamètre de champ modal (« mode shrinking ») allant de 100 µm à 20 mJ d'énergie par impulsion à 90 µm à 26 mJ [STUTZKI 12], ou encore allant de 130 µm pour un diamètre de champ de mode à « froid » à 100 µm à 100 W de puissance moyenne extraite [JANSEN 12]. Cette diminution de plusieurs dizaines de micromètres du diamètre de champ de mode (pour des diamètres de champ de mode supérieurs à 50 µm) peut s'expliquer par la modification significative du profil d'indice du guide d'onde qui devient parabolique sous des conditions de fort échauffement thermique du cœur.

II.1.4. Fibres à bande interdite photonique (BIP)

Contrairement aux fibres à guidage par réflexion totale interne et réflexion totale interne modifiée, l'indice de réfraction du cœur est inférieur à l'indice moyen de la gaine n_{moy} pour les fibres à bande interdite photonique (BIP). Il s'en suit donc que le mécanisme de guidage par l'indice ne s'appliquera pas dans les fibres BIP. Le cœur de ces fibres peut être creux ou solide s'il est, respectivement constitué d'air ou d'une inclusion bas-indice. Comme visible sur la Figure II-7, la gaine environnante bas-indice et les inclusions haut-indice ont, respectivement des indices notés n_m et n_i avec $n_i > n_m$.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

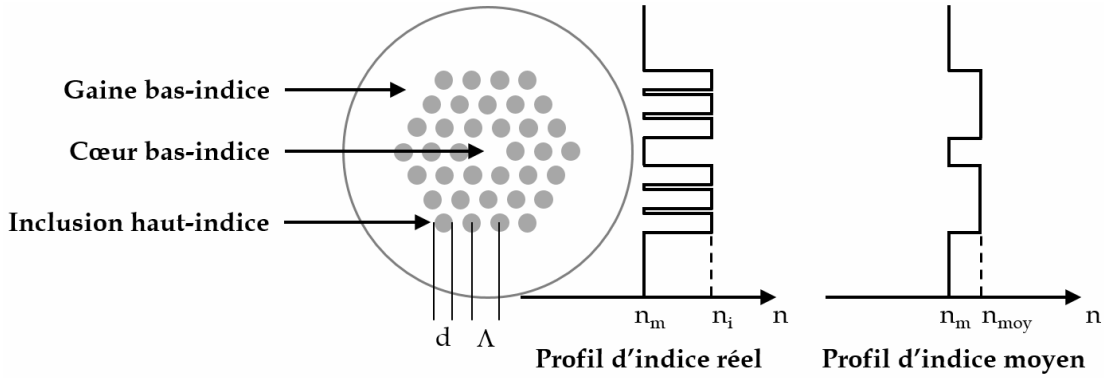


Figure II-7 – Section transverse et profils d'indice réel et moyen d'une fibre PCF à bande interdite photonique, avec n_m l'indice de réfraction du milieu, n_i l'indice de réfraction des inclusions et n_{moy} l'indice moyen de la gaine.

Les modes de cœur ont des indices effectifs inférieurs à l'indice moyen de la gaine et inférieurs à l'indice du cœur. Cependant, comme la gaine est micro-structurée (réseau périodique), pour certaines longueurs d'onde, des gammes d'indices effectifs ne peuvent pas se propager dans la gaine (notion de bande interdite) [BIRKS 95, RUSSELL 06]. Il en résulte donc que pour certaines longueurs d'onde, des modes de cœur pour lesquels les indices effectifs sont situés dans ces bandes interdites du réseau de gaine, demeureront confinés dans le cœur. Pour qu'il y ait propagation de la lumière dans le cœur de la fibre, des conditions d'anti-résonance entre les modes de cœur et les modes de plot haut-indice sont nécessaires, c'est-à-dire que l'indice effectif du mode de cœur doit être différent de ceux des modes de plot. Si les modes de cœur et les modes de plot entrent en résonance, c'est-à-dire si les indices effectifs du mode de cœur et des modes de plots sont égaux, des transferts d'énergie entre ces modes seront possibles et la lumière va être délocalisée dans la gaine. Le guidage dans les fibres BIP aura lieu entre les bandes de fréquences de coupure des modes de plot haut-indice. Les zones de transmission correspondent aux bandes interdites bornées par deux fréquences de coupure de modes de plots comme visible sur la Figure II-8.

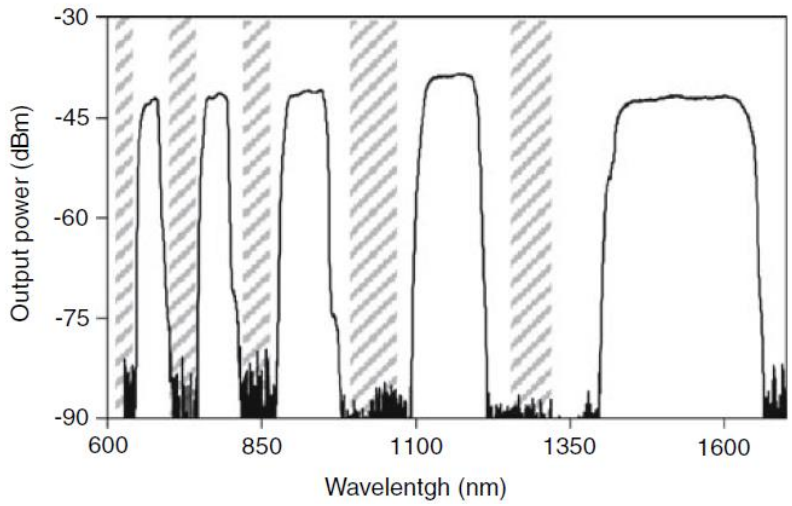


Figure II-8 – Spectre de transmission d'une fibre BIP. Les zones hachurées représentent les gammes de longueurs d'onde pour lesquelles de nouveaux modes apparaissent dans les inclusions haut-indice [BOUWMANS 07].

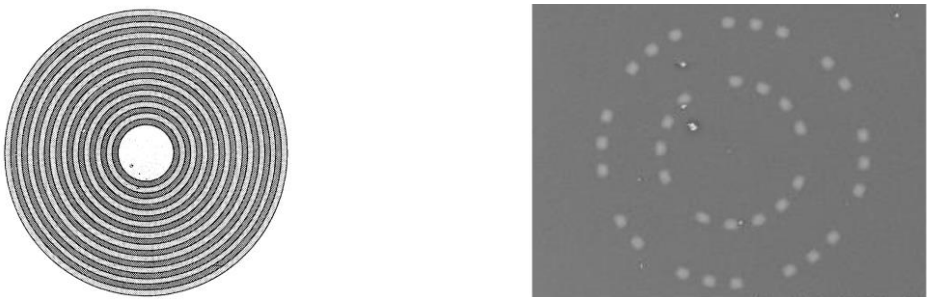
Licence CC BY-NC-ND 3.0

Finalement, un filtrage spectral peut être effectué dans les fibres BIP de par leur mécanisme de guidage. Certaines gammes de longueurs d'onde pourront ou non se propager dans le cas d'une fibre passive. De la même manière, pour les fibres actives, certaines longueurs d'onde seront préférentiellement amplifiées.

II.1.4.1. Fibres de Bragg

La première réalisation de fibres de Bragg (cf Figure II-9 (a)), est basée sur une gaine interne constituée d'anneaux concentriques d'indice de réfraction haut et bas qui varient périodiquement et un cœur bas-indice [YEH 78]. Les fibres de Bragg fonctionnent selon le principe d'un miroir de Bragg. Comme le cœur présente un indice de réfraction inférieur à celui de la gaine, tout rayonnement se propageant dans le cœur pourrait être également guidé dans la gaine. Cependant, la gaine d'une fibre de Bragg est passante pour les longueurs d'onde se trouvant dans la bande de transmission autorisée et réfléchissante (miroir de Bragg dont le coefficient de réflexion est légèrement inférieur à 1 lié aux pertes par confinement des modes) pour les longueurs d'onde appartenant à la bande interdite photonique du réseau de la gaine, qui pourront alors être guidées dans le cœur. Une telle fibre peut permettre le filtrage des modes transverses, plus précisément des modes d'ordre supérieur, en ajustant précisément l'épaisseur des anneaux.

En 2010, une émission monomode à partir d'une fibre de Bragg toute solide de 40 µm de diamètre de cœur enroulée sur un rayon de courbure de 7,5 cm a permis l'obtention d'une efficacité de l'ordre de 80 % et d'un M^2 de 1,1 en régime laser continu [GAPONOV 10-1]. Finalement, une puissance moyenne de 100 W pour une gamme de longueurs d'onde allant de 1030 à 1090 nm a pu être extraite d'une telle fibre de 27 µm de diamètre de champ de mode à 1060 nm avec une pente d'efficacité de 81 % [GAPONOV 10-2].



(a) (b)

Figure II-9 – (a) Image de la première fibre de Bragg [YEH 78] ; (b) image d'une fibre de Bragg pixélisée de 60 µm de diamètre de champ de mode [YEHOUESSI 16].

Par la suite, des travaux menés à l'Université de Lille ont donné lieu à la création d'un design de fibre de Bragg basé sur une gaine interne composée de deux anneaux concentriques haut-indice (inclusions dopées au germanium) pixellisés et hétérostructurés (cf Figure II-9 (b)). En effet, la principale limitation des fibres de Bragg classiques (cf Figure II-9 (a)) provient de l'existence des modes $LP_{l,m}$ ($l \neq 0$) de gaine localisés dans les anneaux haut-indice et dont les courbes d'indices effectifs se trouvent dans la bande de transmission des modes de cœur de la fibre de Bragg. La pixellisation des fibres de Bragg vise à réduire l'existence de ces modes d'anneaux et par conséquent, les possibilités de

Licence CC BY-NC-ND 3.0

couplages parasites entre ces modes et les modes de cœur. Il existe donc une large région spectrale où seuls les modes de cœur peuvent exister [BAZ 12]. L'hétérostructuration asymétrique des couronnes haut-indice consiste à remplacer certains plots haut-indice par des plots de silice non dopée afin de favoriser la fuite des modes d'ordre supérieur. Dans un premier temps, une fibre passive de 40 µm de champ de mode à 1050 nm pouvant supporter de faibles rayons de courbure de l'ordre de 10 cm avait présenté un caractère monomode pour une plage de longueurs d'onde allant de 900 à 1600 nm. Dans un second temps, des fibres passives avec des diamètres de champ de mode entre 47 µm et 69 µm à 1050 nm pouvant être courbées sur un rayon de 21 cm ont été fabriquées et ont démontré la propagation d'un mode quasi-gaussien [YEHOUESSI 16].

II.1.4.2. Fibres à filtrage modal distribué (DMF)

Une autre approche pour réaliser des fibres « rod-type » LMA monomodes, issue d'une collaboration entre la société NKT Photonics et l'Université DTU Fotonik au Danemark, est basée sur un design PCF [ALKESKJOLD 11]. Il s'agit de la structure « Distributed Mode Filtering » (DMF) qui combine à la fois le guidage par réflexion totale interne modifiée et par bande interdite photonique. A cet effet, les trous d'air sont à l'origine du guidage par réflexion totale interne modifiée tandis que certains capillaires résultant de l'ajout d'un anneau haut-indice, dopé au germanium, autour du trou d'air favorisent le guidage par bande interdite photonique (cf Figure II-10 (a)). Les modes d'anneaux haut-indice vont se coupler avec les modes d'ordre supérieur de cœur pour certaines longueurs d'onde, favorisant ainsi la propagation unique du mode fondamental dans le cœur de la fibre. Un filtrage des modes d'ordre supérieur peut donc être réalisé en ajustant les dimensions des anneaux haut-indice. L'ajustement de la taille des trous d'air au cours du fibrage permet, en plus de modifier l'indice de la gaine micro-structurée, de faire varier la dimension des anneaux haut-indice. A titre d'exemple, l'épaisseur des anneaux de germanium varie de 4 µm à 2,8 µm pour des tailles relatives de trous d/Λ de 0,1 et 0,3. La fabrication du cœur repose sur le même principe que pour les cœurs mixés des PCFs actives, où l'indice de réfraction du cœur doit rigoureusement correspondre à celui de la silice. En effet, dans le cas où l'indice de réfraction du cœur est légèrement supérieur à celui de la silice, la taille relative des trous doit être suffisamment faible pour ne pas autoriser la propagation des modes d'ordre supérieur. De la même manière, pour un indice de réfraction du cœur légèrement inférieur à celui de la silice, la taille relative des trous doit être suffisamment importante afin de permettre le confinement du mode fondamental dans le cœur tout en évitant la propagation des modes d'ordre supérieur. La différence d'indice recherchée est telle que $\Delta n < 10^{-5}$ alors que l'indice du cœur peut varier de 10^{-4} dans un même lot. Cet écart rend la fabrication complexe, malgré la présence d'anneaux haut-indice rehaussant l'indice de la gaine. La reproductibilité de fabrication de ce type de fibre est donc limitée. En effet, un ajustement de la taille des trous d'air doit alors être fait durant le fibrage en appliquant une pression dans les capillaires pour ajuster l'indice de réfraction de la gaine micro-structurée et compenser les variations d'indice du cœur.

Il a été démontré expérimentalement qu'une DMF passive de 85 µm de diamètre de cœur transmet sur une bande de longueurs d'onde allant de 900 à 1300 nm et présente une plage

Licence CC BY-NC-ND 3.0

d'opération monomode de 20 nm de large dont la longueur d'onde centrale peut être choisie en adaptant la taille relative des trous. Par exemple, une DMF de 85 µm de diamètre de cœur peut être monomode entre 1020 et 1040 nm si la taille relative des trous est d'environ 0,12. De plus, une DMF active de 59 µm de diamètre de champ de mode à 1064 nm et de 50 cm de long a démontré un comportement monomode en régime d'amplification avec une absorption de la pompe à 976 nm de l'ordre de 27 $dB.m^{-1}$ [ALKESKJOLD 11]. Dans la même équipe, des puissances moyenne et crête respectivement de 314 W et 320 kW ont été obtenues en régime d'amplification picoseconde (durée d'impulsions de 25 ps, taux de répétition de 40 MHz et puissance du signal à amplifier de 16 W), avec une efficacité optique-optique de 69 %, en sortie d'une DMF de 90 µm de diamètre de cœur. La valeur de M^2 est stable jusqu'à cette puissance maximale, à partir de laquelle une dégradation de la qualité spatiale du faisceau émis a été observée en conséquence de l'apparition des instabilités modales transverses [LAURILA 13-1]. Ce phénomène sera explicité dans la section suivante.



(a) (b)

Figure II-10 – (a) Image d'une fibre DMF de 60 µm de diamètre de champ de mode [LAURILA 13-2] ; (b) exemple d'un faisceau obtenu avec la structure DMF en champ proche à 1032 nm extrait de la documentation technique de la DMF85 NKT Photonics.

II.2. Limitations liées aux problèmes thermiques

II.2.1. Lentille thermique

Cet effet thermique a lieu en régime de forte puissance et se traduit par la création d'une lentille induite par des gradients de température. Un gradient de température peut être induit dans un milieu passif, du fait de la simple interaction lumière-matière. Dans un milieu à gain, le défaut quantique induit un dégagement de chaleur appelé charge thermique. Cet effet survient majoritairement dans le cas des sources laser à cristaux ; toutefois, lorsque la charge thermique par mètre est très importante, cet effet peut survenir dans les fibres optiques, quel que soit le diamètre de champ de mode, et réduire significativement l'aire modale effective. En considérant que la distribution de la charge thermique est uniforme à travers le cœur actif d'une fibre, le profil d'indice de ce cœur est modifié par l'adjonction d'une différence d'indice supplémentaire. Le profil d'indice lié à l'augmentation de température est quasi-parabolique (cf Figure II-11). Cette modification du profil d'indice induit une augmentation du confinement des modes et une réduction de leur aire modale (« mode shrinking » déjà évoqué précédemment et illustré à la Figure II-12).

Licence CC BY-NC-ND 3.0

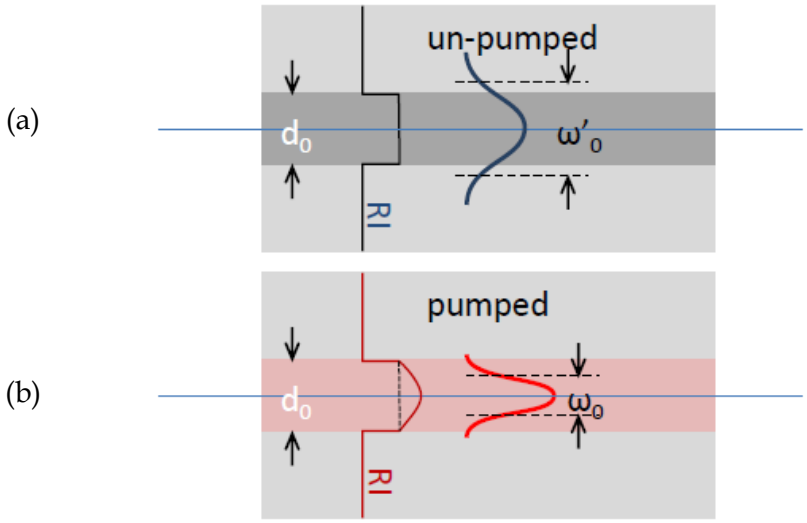


Figure II-11 – (a) Représentation schématique d'une fibre à saut d'indice « à froid » (non impactée par la charge thermique) ; (b) profil d'indice quasi-parabolique d'une fibre à saut d'indice « à chaud » (en présence de charge thermique) et réduction du diamètre de champ modal [ZERVAS 18].

La réduction du diamètre de champ de mode, autour de 20 – 30 %, avec la charge thermique est d'autant plus néfaste que le diamètre du cœur de la fibre est élevé. Les fibres LMA sont par conséquent plus sensibles aux effets thermiques. Cet effet n'endommage pas le milieu mais peut favoriser l'arrivée d'effets non-linéaires tels que la diffusion Raman stimulée ou l'auto-modulation de phase du fait de la réduction d'aire effective du mode guidé. Un régime multimode peut même être obtenu alors que la fibre présentait initialement un caractère monomode, en raison de la modification du profil d'indice avec les effets thermiques [HANSEN 11].

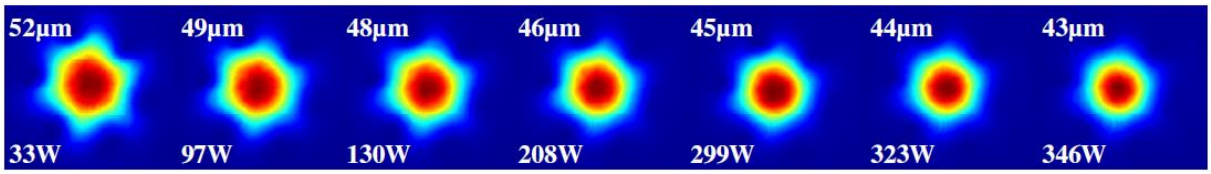


Figure II-12 – Étude expérimentale de l'évolution du diamètre de champ modal visible sur les distributions d'intensité du faisceau issu d'une LPF de 53 µm de diamètre de cœur au cours de la montée en puissance moyenne [JANSEN 12].

II.2.2. Seuils de dommage de la silice en surface

La fluence (énergie par unité de surface en $J.cm^{-2}$) dans les systèmes laser et amplificateurs à fibre délivrant des impulsions picoseconde ou nanoseconde peut parfois être très élevée et atteindre le seuil de dommage intrinsèque au matériau (silice dopée), menant à une destruction de la fibre [SMITH 09]. L'endommagement d'un cristal diffère de celui de la face d'une fibre. En effet, le caractère amorphe de la silice, c'est-à-dire le fait qu'elle présente un désordre structural plus important que pour une matrice cristalline, la fragilise en comparaison des cristaux où les atomes sont arrangés à grande échelle. De plus, les diamètres de faisceau impliqués dans les sources laser à solide sont beaucoup plus importants que dans le cas des sources laser à fibre.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

La présence d'irrégularités, de rugosités ou de poussières sur les faces des fibres ou des cristaux, réduit considérablement le seuil de dommage. Il est donc primordial de polir et de nettoyer avec soin les faces de la fibre.

Dans le cas d'une fibre active, l'endommagement peut avoir lieu dans la masse (« bulk » en anglais) ou bien au niveau de la face en sortie du système, où l'énergie amplifiée est la plus élevée. Étant donné que les seuils d'endommagement en surface sont en pratique beaucoup plus faibles que ceux relatifs à un endommagement dans la masse, à condition que la quantité d'impuretés présentes dans la silice soit la plus faible possible, nous considérerons dans cette partie, seulement les seuils d'endommagement en surface. La plupart des études menées sur la mesure des seuils d'endommagement en fonction de la durée d'impulsions portent sur la silice pure [DU 94, STUART 96, LENZNER 98]. Les seuils de dommage en surface que nous donnerons seront donc basés sur les seuils obtenus avec de la silice pure, mais cela n'est pas gênant dans notre cas étant donné que les matériaux constituant les fibres utilisées dans le cadre de ces travaux de thèse sont très faiblement dopés. Nous cherchons donc à déterminer les seuils de dommage en surface pour des durées d'impulsions qui se rapprochent de nos études expérimentales, c'est-à-dire de l'ordre de 50 ps et de 12 ns. La courbe ci-dessous référence les seuils d'endommagement en surface de la silice pure pour des durées d'impulsions allant de 0,5 ps à 1 ns à λ = 1053 nm [STUART 96] :

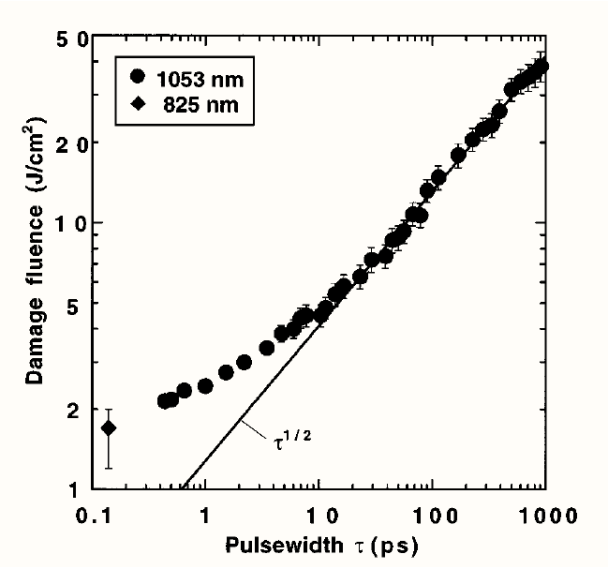


Figure II-13 – Dépendance du seuil de la fluence de dommage en surface de la silice pure selon la durée d'impulsions allant de 0,5 ps à 1 ns à λ = 1053 nm [STUART 96].

En se basant sur la représentation graphique de l'évolution du seuil de la fluence de dommage en surface de la silice pure en fonction de la durée d'impulsions τ, représentée en Figure II-13, nous observons qu'elle suit une tendance en $\tau^{1/2}$, pour des durées d'impulsions supérieures à 20 ps, et que le seuil de dommage en surface de la silice pure augmente avec la durée d'impulsions. Pour des durées d'impulsions de l'ordre de 50 ps, la fluence de dommage s'élève à 9 J.cm^{-2}. Autrement dit, la valeur d'énergie pour laquelle le seuil d'endommagement en surface est atteint correspond à 300 µJ en considérant des impulsions de 50 ps de durée et une fibre qui présente un diamètre de champ de mode de

Licence CC BY-NC-ND 3.0

65 µm. En régime d'amplification picoseconde, pour une fibre de 65 µm de diamètre de champ de mode, les énergies par impulsion extraites lors de nos travaux expérimentaux n'excèdent pas 90 µJ. Nous nous trouvons donc loin du niveau d'énergie critique de 300 µJ pouvant entraîner l'endommagement en surface de la face de la fibre considérée. En effet, nous avions choisi de fixer la cadence du laser maître à 2 MHz pour éviter tout endommagement de la face de la fibre notamment dans le cas de fibres de plus petits diamètres de champ de mode. Par exemple, pour une fibre de 47 µm de diamètre de champ de mode, le seuil de dommage serait atteint en régime d'amplification picoseconde pour une cadence de 1 MHz puisqu'il correspond à une énergie critique de 156 µJ alors que nous pourrions amplifier le signal jusqu'à plus de 170 µJ. Le seuil d'endommagement en surface augmente effectivement avec l'aire modale. La valeur d'énergie critique estimée à 300 µJ précédemment pour une fibre avec un diamètre de champ de mode de 65 µm ne sera donc plus valable dans le cas d'une fibre avec un plus petit diamètre de champ de mode, mais bien inférieure à celle-ci.

NKT Photonics a mené une étude visant à estimer les énergies d'endommagement des faces des fibres rod-type DMF85 à 1064 nm avec des impulsions de 10 ns de durée [NKT PHOTONICS 12]. Ils ont mesuré une énergie critique d'endommagement de 3 – 4 mJ. On peut alors estimer la fluence de dommage en surface relative à ce cas de figure autour de 90 - 120 J.cm^{-2}. En régime d'amplification nanoseconde, nous nous trouvons loin des niveaux d'énergie critiques (3 - 4 mJ) pour la fibre considérée puisque les niveaux d'énergie par impulsion extraite de la fibre dans le cadre de nos expérimentations ne dépassent pas 1 mJ.

Pour augmenter le seuil de la fluence de dommage en surface, il est également possible de souder des tronçons de quelques millimètres de silice pure, appelés « end-caps », sur les faces de la fibre de manière à laisser diverger le faisceau dans la silice pure en sortie de la fibre et ainsi augmenter la surface du faisceau à l'interface silice/air. Il est également possible de traiter antireflet la surface du « end-cap » de manière à éviter la réflexion de la pompe et celle du signal à amplifier (coefficient de Fresnel de 4 % pour chaque dioptre).

II.2.3. Instabilités modales transverses

En 2010, une mesure expérimentale de dégradation importante de la qualité spatiale du faisceau émis ($M^2 > 1,8$) en régime d'amplification continu haute puissance (1250 W de puissance moyenne) a mis en évidence le phénomène, qualifié à l'époque, de « spatial hole burning » dans une fibre double-gaine à saut d'indice de 27 µm de diamètre de champ de mode [WIRTH 10]. Plus précisément, la source à amplifier émettait 27 W à 1055 nm après le premier étage d'amplification, avec une largeur spectrale inférieure à 80 pm. Ce signal a été injecté dans le cœur de la fibre double-gaine à saut d'indice (27 µm de diamètre de champ de mode), courbée sur 50 cm de rayon et intégrée dans l'étage principal d'amplification. Ce « transverse spatial hole burning » se manifeste, à partir d'une certaine valeur de puissance moyenne extraite, par une déplétion de l'inversion de population dans la région centrale de la zone dopée liée à l'amplification du mode quasi-gaussien. En conséquence, les modes d'ordre supérieur consomment le gain restant en dehors de la zone concernée par le mode fondamental (sur les extrémités du cœur) en raison de leur

Licence CC BY-NC-ND 3.0

recouvrement plus important avec ces régions. Cet effet entraîne une dégradation de la qualité de faisceau et correspond en réalité aux premières observations expérimentales du phénomène des instabilités modales transverses (IMTs ou TMI pour « Transverse Modal Instabilities »), apparu cette dernière décennie en parallèle de la montée en puissance moyenne dans les systèmes laser à fibre.

Les mécanismes à l'origine du phénomène des instabilités modales transverses, bien que faisant toujours l'objet de travaux de recherche, proviennent d'une déposition significative de charge thermique à travers la section transverse et le long de la fibre utilisée en régime de forte puissance moyenne, en raison notamment du défaut quantique des ions de terres rares et du photo-noircissement [OTTO 15]. Cette charge thermique modifie localement le profil d'indice de la section transverse de la fibre sous la forme d'un gradient d'indice s'ajoutant au profil d'indice du cœur et sous une forme logarithmique décroissante dans les zones de gaine. La variation d'indice transverse conduit alors au re-confinement dans le cœur d'un, voire plusieurs modes d'ordre supérieur (typiquement le LP_{11} pour les structures type LPF). En présence de gain, ce confinement induit une compétition modale entre le (ou les) mode(s) d'ordre supérieur et le mode fondamental (LP_{01}), c'est-à-dire qu'un battement modal entre les différents modes s'installe, générant un réseau à pas long dynamique, qui finalement provoque des transferts d'énergie rapides entre ces modes [JAUREGUI 12, JAUREGUI 13]. Cet effet se traduit par une dégradation significative de la qualité spatiale du mode émis via une perturbation du comportement monomode qui apparaît subitement quand la puissance moyenne extraite dépasse une certaine valeur seuil dépendant de la structure de la fibre, de l'architecture de la source (largeur spectrale et longueur d'onde d'émission principalement) et du diamètre de champ modal.

II.2.3.1. Comparaison du seuil des instabilités modales selon la structure de la fibre amplificatrice

II.2.3.1.1. Observation du phénomène avec les LPFs

Cet effet a été observé pour la première fois en 2011 à partir des fluctuations périodiques − de l'ordre de quelques millisecondes [HAARLAMMERT 12] − dans les distributions d'intensité du faisceau issu d'une LPF de 63 µm de diamètre de cœur acquises avec une caméra ultra-rapide (20000 images/seconde) [EIDAM 11-1]. Ceci dénote le passage d'un comportement temporel stable à instable de la qualité spatiale du faisceau laser. En effet, ce phénomène est apparu au-delà d'une puissance moyenne émise de 270 W, par un système amplificateur en simple passage intégrant la LPF, comme présenté sur la Figure II-14. La source délivrant le signal injecté dans le cœur de la fibre afin d'être amplifié, émettait une puissance moyenne de 5 W à une longueur d'onde centrale de 1040 nm pour un spectre de 7 nm de large avec un taux de répétition de 40 MHz.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

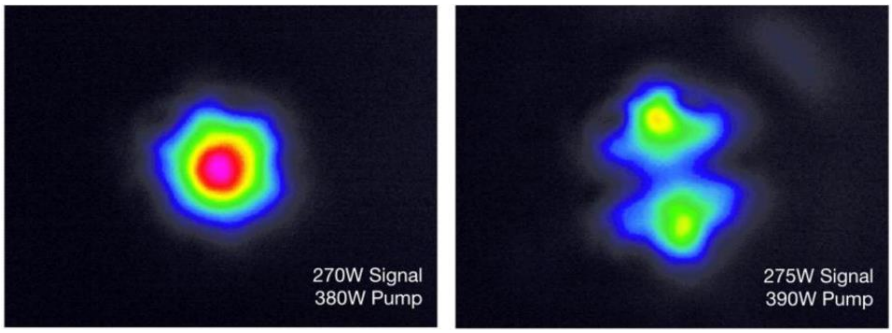


Figure II-14 – Distributions d'intensité du faisceau issu d'une LPF de 63 µm de diamètre de cœur (56 µm de diamètre de champ de mode, 200 µm de diamètre de gaine d'air et 1,2 m de long) relevées à l'aide d'une caméra ultra-rapide avant (à gauche) et après (à droite) le seuil des instabilités modales [EIDAM 11-1].

II.2.3.1.2. Observation du phénomène avec les DMFs

Ce phénomène a également été observé, à l'aide d'une caméra Spiricon GRAS20 de cadence d'images proche de 20 Hz, avec une structure de fibre DMF de 85 µm de diamètre de cœur (65 µm de diamètre de champ de mode, 265 - 270 µm de diamètre de gaine de pompe), monomode dans la plage de longueurs d'onde 1030 - 1045 nm, autour de 150 W de puissance moyenne en régime d'amplification simple passage (cf Figure II-15) [LAURILA 12]. Les propriétés optiques de la source en entrée de la fibre sont les suivantes : λ_c = 1032,2 nm, $\Delta t \approx$ 30 ps, PRR = 40 MHz (PRR comme acronyme de « Pulse Repetition Rate »), $\Delta\lambda \approx$ 0,3 nm, P_s = 1,1 W (puissance moyenne du signal en entrée de fibre amplificatrice). De plus, la longueur de la fibre DMF est de 90 cm et deux end-caps traités antireflet à 976 nm et 1030 nm ont été apposés sur chaque face de la fibre de manière à éviter les pertes par réflexion de la lumière pompe et du signal aux interfaces silice/air d'une part, et l'endommagement des faces, d'autre part.

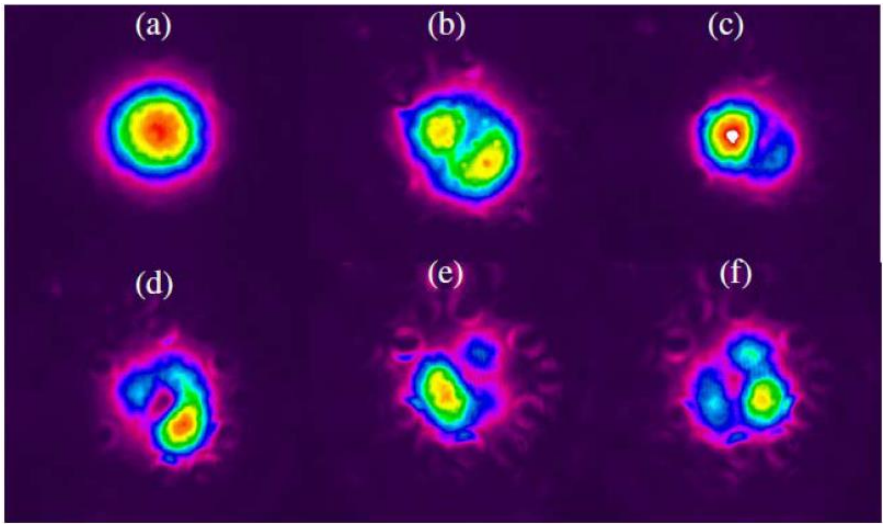


Figure II-15 – Distributions d'intensité à 1032,2 nm issues d'une fibre DMF d'une longueur de 90 cm et ayant un diamètre de cœur de 85 µm (65 µm de diamètre de champ de mode), (a) avant (puissance moyenne < 150 W) et (b), (c), (d), (e), et (f) après le seuil des instabilités modales transverses (puissance moyenne > 155 W) [LAURILA 12].

Finalement, une fibre DMF a été testée avec une longueur plus importante (101 cm) et une puissance en entrée de fibre plus élevée également (15 W à 1032 nm), mais la configuration

Licence CC BY-NC-ND 3.0

reste similaire, ce qui a permis d'atteindre un seuil des instabilités modales transverses autour de 292 W de puissance moyenne. Puis, après plusieurs répétitions du protocole de mesure, il a été mesuré proche de 230 W (cf Figure II-16). Cette chute progressive du seuil des instabilités modales transverses pourrait être expliquée par le fait que le cœur photo-noircisse, c'est-à-dire qu'il devient plus absorbant dans la bande de travail et monte plus rapidement en température. Le phénomène de photo-noircissement (photodarkening) sera davantage explicité dans la suite du chapitre. Cet effet peut être contrecarré par une exposition de la fibre à un rayonnement bleu ou UV pour photoblanchir le milieu [MANEK-HÖNNINGER 07]. A cet effet, la gaine interne de la fibre DMF monomode à 1064 nm, qui présentait initialement un seuil des instabilités modales transverses autour de 292 W, a été exposée à une radiation bleue à 405 nm avec une puissance moyenne d'environ 20 mW durant 20 heures. Après le photoblanchiment, la mesure a été répétée et a permis d'atteindre à nouveau la valeur initiale du seuil des instabilités modales transverses de 285 W environ avant de décroître à nouveau au cours du temps (cf Figure II-16) [LAURILA 12].

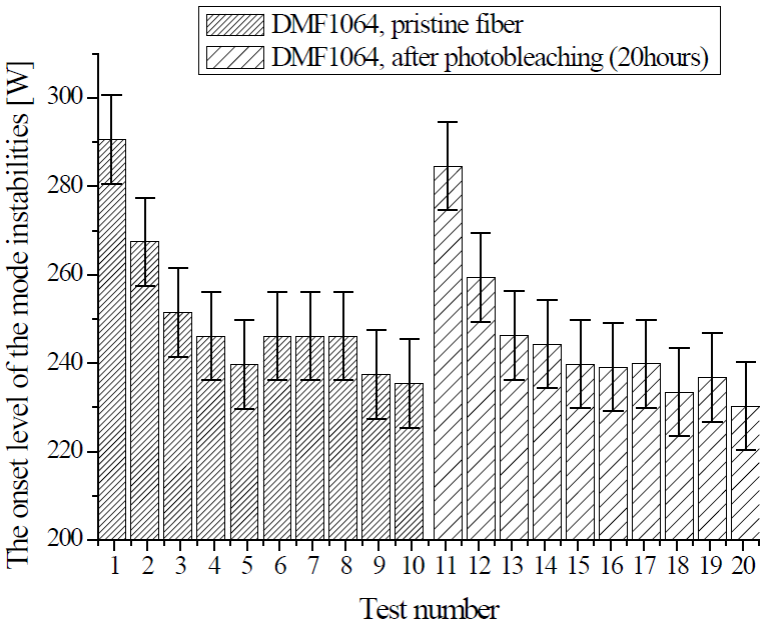


Figure II-16 – Évolution du seuil des instabilités modales transverses au cours du temps pour une fibre DMF neuve puis pour une fibre photo-blanchie avec une source bleue (20 mW de puissance moyenne à 405 nm durant 20 heures). Des barres d'erreur de ±10 W sur la valeur du seuil sont présentes en raison du système de détection lent [LAURILA 12].

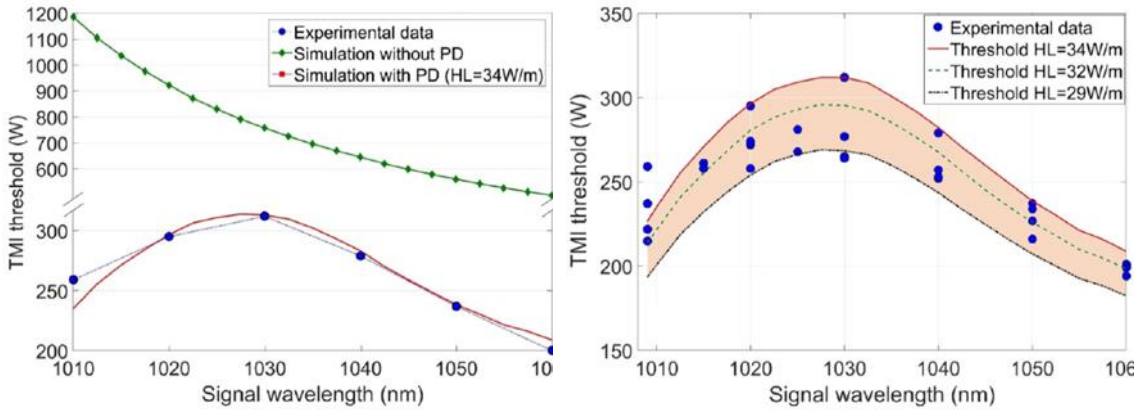
II.2.3.2. Influence de la longueur d'onde d'émission sur le seuil des instabilités modales

Une étude expérimentale a été menée par l'équipe de l'Institute of Applied Physics sur l'influence de la longueur d'onde d'émission sur le seuil d'apparition des instabilités modales transverses [JAUREGUI 15]. Il a été observé que la valeur du seuil des instabilités modales la plus élevée était pour une longueur d'onde d'émission de 1030 nm et diminuait lorsqu'on s'éloigne de cette longueur d'onde.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Intuitivement, on pourrait s'attendre à ce que la valeur du seuil des instabilités modales transverses tende à diminuer au fur et à mesure que la longueur d'onde d'émission augmente en conséquence d'un défaut quantique plus important, comme cela est représenté par la ligne verte sur la Figure II-17 (a). Pour des longueurs d'onde d'émission supérieures à 1030 nm, il est logique que la valeur du seuil des instabilités modales transverses diminue lorsque la longueur d'onde augmente. En effet, les valeurs des sections efficaces d'absorption deviennent quasi-nulles tandis que les sections efficaces d'émission sont inférieures à celles à 1030 nm, ce qui donne lieu à une moins bonne efficacité (défaut quantique plus important) et participe à l'échauffement du matériau.

En revanche, pour les longueurs d'onde inférieures à 1030 nm, nous aurions pu nous attendre à ce que le seuil des instabilités modales transverses augmente au fur et à mesure que la longueur d'onde d'émission diminue puisque le défaut quantique diminue lorsque la longueur d'onde d'émission se rapproche de 976 nm. En réalité, les données expérimentales (points bleus sur la Figure II-17 (a)) diffèrent grandement des valeurs prédites par la simulation ne tenant compte que du défaut quantique (courbe en vert sur la Figure II-17 (a)). Afin de se rapprocher des données expérimentales, il est nécessaire dans le modèle de tenir compte également du photo-noircissement (courbe en rouge sur la Figure II-17 (a)) [OTTO 15, JAUREGUI 15]. En effet, l'hypothèse avancée par l'équipe de recherche pour expliquer la dérive entre les résultats de simulation représentés à l'aide de la ligne verte sur la Figure II-17 (a) et les mesures expérimentales repose sur l'implémentation du photo-noircissement comme source de chaleur supplémentaire dans le modèle numérique. Nous pensons que ceci pourrait provenir d'une ré-absorption plus forte du mode LP_{01} que du LP_{11} (sections efficaces d'absorption et d'émission respectivement, plus importante et plus faible qu'à 1030 nm). L'émission du mode fondamental est donc moins favorisée que celle du mode d'ordre supérieur.



(a) (b)

Figure II-17 – (a) Comparaison des valeurs du seuil des instabilités modales transverses les plus élevées mesurées expérimentalement (points bleus) et des résultats de simulation avec (ligne rouge) et sans (ligne verte) prise en compte du photo-noircissement. (b) Comparaison de l'évolution des seuils d'instabilités modales transverses mesurés expérimentalement et simulés selon la longueur d'onde signal pour une LPF de 63 µm de diamètre de cœur (L = 1,2 m, diamètre de gaine d'air ≈ 200 µm, Pseed ≈ 30 W). La simulation a été réalisée en considérant différentes valeurs de charge thermique (34 W.m^{-1} pour la ligne rouge, 32 W.m^{-1} pour la ligne en pointillés verte et 29 W.m^{-1} pour la ligne en pointillés noire) [JAUREGUI 15].

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Il existe d'autres méthodes d'estimation expérimentale du seuil du phénomène des instabilités modales transverses que celle basée sur l'observation de la distribution d'intensité du faisceau en temps réel à l'aide d'une caméra ultra-rapide, qui seront présentées dans le chapitre suivant.

II.2.3.3. Influence du diamètre du cœur sur le seuil des instabilités modales

Par ailleurs, une étude comparative entre les résultats simulés (représentés par les lignes en pointillés sur la Figure II-18) et les résultats expérimentaux obtenus à ce jour (croix, triangles, carrés…), a été menée sur l'influence des dimensions de cœur des fibres sur le seuil des instabilités modales transverses. Cette étude tient également compte de la largeur spectrale du laser maître utilisé dans la configuration MOPA [ZERVAS 17]. La courbe reportée en Figure II-18 référence donc les seuils des instabilités modales transverses mesurés expérimentalement en utilisant différentes fibres et configurations.

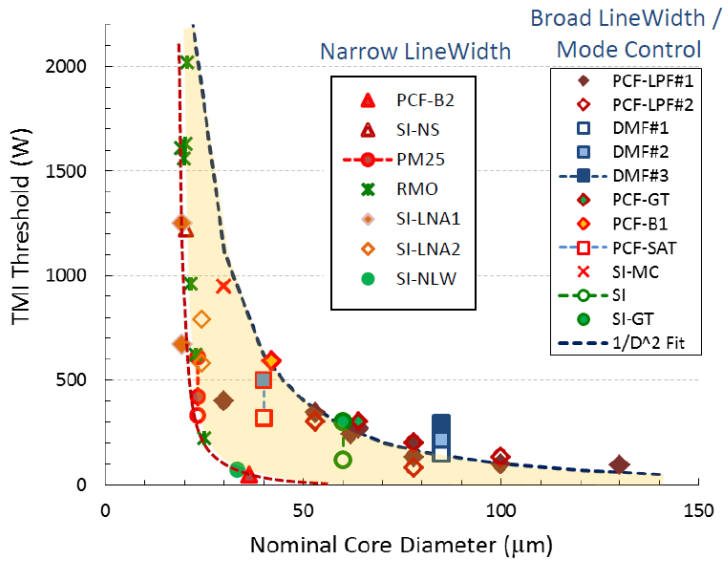


Figure II-18 – Évolution du seuil des instabilités modales transverses en régime d'amplification haute puissance en fonction du diamètre de cœur dans le cas d'un spectre large bande ($\Delta\upsilon$ > 25 GHz – ligne en pointillés bleue) et dans le cas d'un spectre fin ($\Delta\upsilon$ < 25 GHz – ligne en pointillés rouge) [ZERVAS 17] : PCF-LPF#1&2 [EIDAM 11-1, JANSEN 12, OTTO 12, EIDAM 11-3] ; DMF#1-3 [LAURILA 12] ; PCF-B1 [HAARLAMMERT 12] ; PCF-B2 [KAROW 12] ; PCF-SAT [WARD 12] ; SI-MC [EIDAM 10] ; SI-NS [WIRTH 10] ; SI&SI-GT [ENGIN 13] ; PM25 [BRAR 14].

Le diamètre de cœur de la fibre semble être critique sur le seuil d'apparition de ce phénomène, qui pourrait présenter une dépendance en $1/d_c^2$, (d'autant plus sévère d'ailleurs dans le cas d'un signal avec un spectre fin). En effet, comme évoqué précédemment, les effets thermiques sont d'autant plus néfastes que le cœur de la fibre est grand. Une étude expérimentale sur l'influence du diamètre de cœur des FA-LPFs sur le seuil des instabilités modales transverses a été menée en configuration oscillateur continu dans le cadre de ces travaux de thèse. Celle-ci sera présentée dans le chapitre III.

A l'inverse, il semblerait que pour un même design de fibre, si le régime temporel de la configuration étudiée diffère (continu ou impulsionnel), le seuil des instabilités modales transverses reste quasiment inchangé, ce qui semble écarter toute dépendance de cet effet à la puissance crête [EIDAM 11-1, WIRTH 10, EIDAM 10].

Licence CC BY-NC-ND 3.0

En résumé, le seuil des instabilités modales transverses est influencé par plusieurs paramètres expérimentaux comme la structure de la fibre, l'architecture de la source laser maître dans les configurations MOPA (largeur spectrale de la source et longueur d'onde d'émission) et le diamètre de champ de mode de la fibre.

II.2.3.4. Solutions pour repousser le seuil d'apparition des instabilités modales

Une solution envisageable pour repousser ce phénomène repose sur la réduction du défaut quantique en réalisant le pompage à une longueur d'onde de pompe dans la même bande de gain que la longueur d'onde d'émission [RICHARDSON 10, ZERVAS 19]. Dans le cas des fibres dopées Ytterbium, la longueur d'onde de pompe est typiquement choisie entre 1010 nm – 1040 nm et la longueur d'onde laser supérieure à 1050 nm. Il en résulte que le niveau d'absorption de l'ion Ytterbium à ces longueurs d'onde est nettement inférieur à celui situé autour de 976 nm, ce qui limite l'inversion de population maximale et la pompe ne sera rapidement plus absorbée par le milieu. Les effets liés au « spatial hole burning » seront donc moins susceptibles d'intervenir. En revanche, de la même manière que précédemment, en raison des faibles niveaux d'inversion de population et du faible gain en résultant, des longueurs de fibre relativement importantes sont requises, ce qui peut limiter la puissance crête du système (à cause des effets non-linéaires). Une autre approche, uniquement valable dans le cas des designs non-résonants, concerne la précompensation de la modification transverse du profil d'indice liée à l'accumulation de la charge thermique dans le cœur de la fibre et sera abordée dans le chapitre V.

II.2.4. Photo-noircissement

Ce phénomène représente un important facteur limitant pour la durée de vie et la fiabilité des sources laser et amplificateurs à fibres dopées ytterbium [KOPONEN 05]. En effet, les fibres optiques dopées ytterbium peuvent présenter d'importantes pertes par transmission dans le domaine du visible ou encore dans la région spectrale autour de 1000 nm dues à la formation de centres colorés ou à toute transformation structurelle photo-induite dans la matrice silice associée à des défauts présents dans le matériau. L'existence des centres colorés est liée à la possibilité pour les défauts ponctuels et leurs agrégats cristallins de capter ou de céder des électrons plus facilement que le cristal parfait. Il semblerait que la formation d'ions Yb^{2+} joue un rôle important dans la mise en place de cet effet [ENGHOLM 08] même si des recherches sont encore menées pour comprendre comment des ions Yb^{2+} peuvent être générés à partir d'ions Yb^{3+} excités. Il résulte de ce phénomène, une décroissance continue de la puissance émise par un système laser à fibre au cours du temps, qui peut ou non se stabiliser avec le temps. Une dégradation rapide peut provenir d'une importante densité d'ions excités, liée à du pompage cœur ou encore à une importante concentration en ions ytterbium avec une faible homogénéité du matériau de cœur. Cet effet peut être réversible en chauffant la fibre [JASAPARA 06] ou en l'irradiant avec un rayonnement ultraviolet [MANEK-HÖNNINGER 07]. Il est également possible d'utiliser des matrices de silice phosphate [LEE 15], phosphosilicate [ENGHOLM 08] ou co-dopées aux ions cerium [ENGHOLM 09, JELGER 10] pour réduire l'impact de ce phénomène.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

II.3. Fibres LPFs apériodiques

II.3.1. Propriétés générales des fibres à microstructures apériodiques

Pour repousser l'apparition des instabilités modales transverses, un design original a été proposé en 2013 dans notre équipe de recherche, au cours de la thèse de Romain Dauliat [DAULIAT 15-1]. Il s'agit d'une structure de fibre apériodique appelée « Fully Aperiodic Large-Pitch Fiber » (FA-LPF). Pour assurer une émission monomode et repousser le seuil des instabilités modales transverses, le contenu modal dans le cœur de la fibre doit être contrôlé. Pour cela, l'indice de la gaine passive (dopée aux ions aluminium) et du cœur actif (co-dopé aux ions aluminium et ytterbium) doivent être identiques. La disposition apériodique des inclusions bas-indice permet d'exacerber la délocalisation des modes d'ordre supérieur hors du cœur, minimisant ainsi leur interaction avec la zone de gain même dans le cas où de hauts niveaux de charge thermique sont impliqués [DARWICH 16]. Le contenu modal des FA-LPFs sous charge thermique sera discuté dans la suite du chapitre. Ce design tout-solide repose donc sur la disposition apériodique de 16 inclusions bas-indice (dopées fluor dont le décalage indiciel avec le cœur est de - 6.10^{-3} et colorées en jaune sur la section transverse de la fibre en Figure II-19) dans la gaine interne (représentée en bleu). Cette gaine, ainsi que le cœur de la fibre constitué de 19 cannes de silice dopée aux ions ytterbium et aluminium (représentées en rouge), sont supposés être parfaitement adaptés en indice de réfraction.

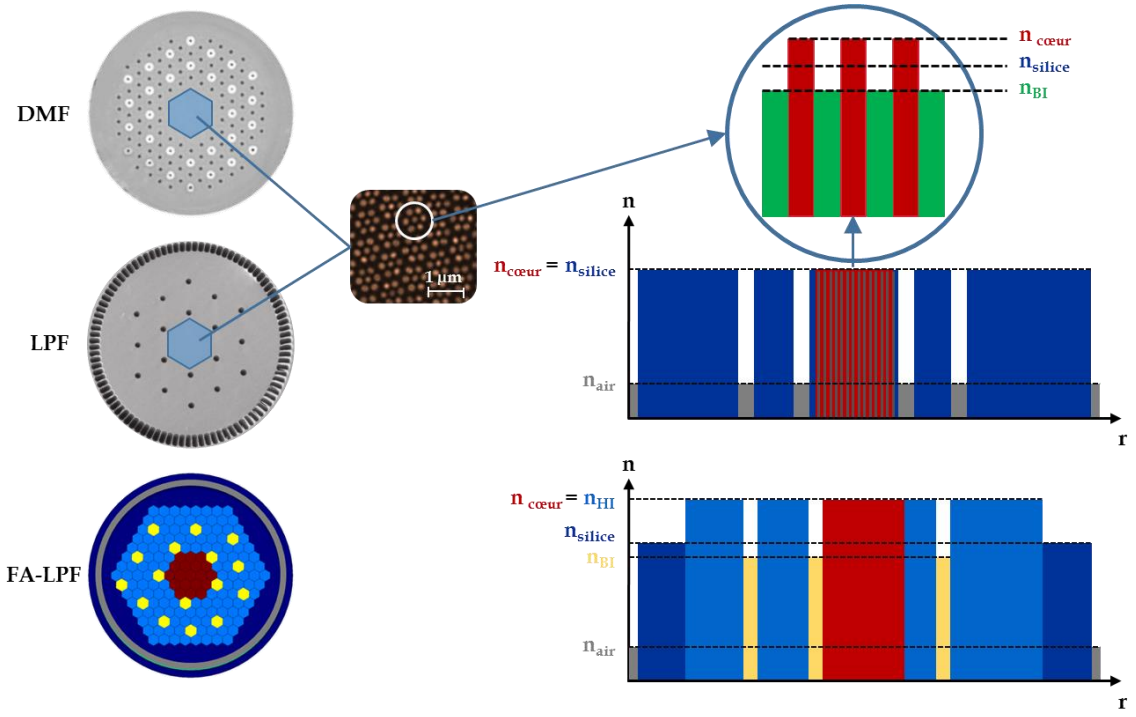


Figure II-19 – Comparaison des profils d'indice des fibres LPF (cœur mixé) et FA-LPF (cœur homogène). Pour les cœurs mixés des DMF et LPF : les zones rouges et vertes représentent, respectivement, les cannes de silice haut-indice dopée aux ions ytterbium ($n_{cœur}$) et bas-indice dopée au fluor (n_{BI}). Pour la FA-LPF, la gaine interne haut-indice dopée aluminium dont l'indice de réfraction (n_{HI}) doit correspondre à celui de la zone dopée (en rouge) aux ions ytterbium et aluminium (n_{HI}=n_{gain}) est en bleu clair. Les inclusions bas-indice de la FA-LPF sont dopées fluor (n_{BI} < n_{silice}) et sont en jaune. La silice pure est en bleu foncé (n_{silice}) et la gaine d'air est en gris (n_{air}).

Licence CC BY-NC-ND 3.0

II.3.1.1. Méthode de fabrication

Comme mentionné précédemment, le cœur des fibres LPF et DMF résulte de l'assemblage et de l'étirage successifs de cannes dopées au fluor (bas-indice) et de cannes actives dopées aux ions terres rares (haut-indice). Le matériau est donc hétérogène à l'échelle sub-micrométrique (facteur de « dilution » de 60 %). Pour garantir un niveau d'absorption donné, la concentration locale (dans les plots dopés ytterbium) doit être plus élevée que pour un matériau homogène qui présenterait la même absorption. Cette forte concentration peut favoriser la génération de photo-noircissement et de ce fait, diminuer le seuil d'apparition des instabilités modales transverses [JAUREGUI 15]. Une solution alternative a été proposée en 2008, à la suite des travaux de collaboration entre l'IPHT (Institut für Photonic Technology) et Heraeus [LANGNER 08] ou aux travaux réalisés entre Xlim et la société Silitec, qui ont donné lieu à un dépôt de brevet [B1] et à une publication [DEVAUTOUR 09]. Elle concerne la synthèse et la vitrification de poudres de silice dopée de manière homogène dans tout le volume (méthode REPUSIL). Ce processus de fabrication donne accès à des profils d'indice plus uniformes que ceux obtenus avec la méthode appliquée aux LPF et DMF, requis pour la montée en puissance. Il présente également pour avantage de permettre la production d'un important volume de matériau en silice dopée (quantité 100 fois supérieure à celle de la technique MCVD) avec une bonne homogénéité (fluctuations inférieures à 1.10^{-4} en amplitude). Ce procédé est d'autant plus intéressant que le matériau sera utilisé dans une structure de fibre qui ne nécessite pas de compenser l'élévation d'indice provoquée par les dopants ytterbium et aluminium. Ainsi, les multiples étapes de « stack and draw » ne sont plus nécessaires comme pour les cœurs mixés, ce qui réduit les coûts de fabrication, améliore la répartition des dopants et limite donc le photo-noircissement (à niveau d'absorption donné). En effet, dans les structures de type FA-LPF, les indices de réfraction du matériau de gaine environnante et du matériau de cœur sont identiques et supérieures à celle de la silice. Il en résulte que tout le cœur peut être dopé de manière homogène et uniforme. Au contraire, dans le cas des cœurs mixés, la concentration en ions ytterbium dans le cœur n'est pas homogène : on trouve localement des zones de très fort dopage et des zones non dopées. Dans les zones de fort dopage, la probabilité de former des agrégats d'ions ytterbium est forte, ce qui favorise le photo-noircissement. Dans le cas des cœurs obtenus par la technologie « poudre », le cœur est dopé uniformément, donc la densité d'ions ytterbium est homogène et la probabilité de former des agrégats d'ions ytterbium est plus faible. En conséquence, on s'attend à observer un effet de photo-noircissement plus faible dans le cas de la technologie « poudre ». De plus, pour une concentration de terres rares et un niveau de photo-noircissement donnés, la fibre aura une absorption beaucoup plus forte et la longueur de fibre pourra être réduite. En plus de cela, cette solution requiert moins de temps et moins de moyens financiers, ce qui pourrait permettre de réduire le coût d'achat de la technologie « FA-LPF » pour les industriels. Enfin, le procédé de fabrication REPUSIL a permis d'obtenir des niveaux d'efficacité dans un laser à fibre dopée ytterbium similaires à ceux obtenus grâce à la méthode MCVD (4 kW émis pour 7 kW de puissance de pompe) [SCHUSTER 14], ce qui nous a conforté dans le choix de cette technologie.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

II.3.1.2. Contenu modal de ces fibres « à froid »

Le contenu modal de ces fibres est déterminé à l'aide d'un modèle numérique basé sur la méthode des éléments finis en considérant la fibre « à froid », c'est-à-dire sans prendre en compte le gain ni les effets thermiques. Comme mentionné précédemment pour les fibres DMF et LPF, les FA-LPFs ne sont pas intrinsèquement monomodes, mais supportent la propagation de nombreux modes de cœur. En 2011, la pertinence d'un design pentagonal au lieu du design classique hexagonal des PCFs avait été mis en évidence grâce aux travaux de simulation de l'équipe de l'Institute of Applied Physics à Iéna. En effet, il a été démontré qu'une structure LPF à base de deux couronnes pentagonales pouvait renforcer la discrimination modale en appliquant des pertes par propagation pour les modes d'ordre supérieur d'au moins 30 dB.m^{-1} (cf Figure II-20), tout en maintenant les pertes par propagation du mode fondamental inférieures à 1 dB.m^{-1} [LIMPERT 06, STUTZKI 11-2]. L'existence du mode LP_{11} dans cette structure n'est pas favorisée car les trous d'air ne sont pas diagonalement opposés comme dans le cas des designs carrés et hexagonal.

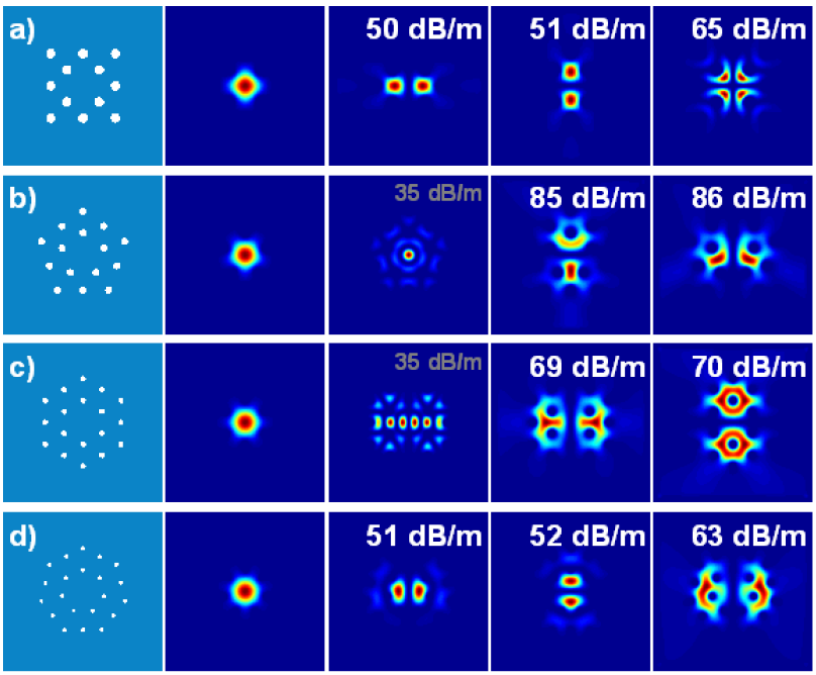


Figure II-20 – Comparaison des pertes par propagation des modes calculés pour des designs (a) carré, (b) pentagonal, (c) hexagonal et (d) heptagonal pour une aire modale de 4000 µm² et une perte par propagation du mode fondamental de 1 dB.m^{-1} [STUTZKI 11-2].

De la même manière, les travaux de thèse de Romain Dauliat ont mis en évidence la pertinence des structures avec une réduction des symétries de la gaine interne sur la délocalisation des modes d'ordre supérieur et l'augmentation de la discrimination modale [DAULIAT 13]. En effet, la distribution d'intensité des modes dépend directement de la géométrie et de la symétrie de la structure [MCISAAC 75].

Il est possible d'obtenir une émission monomode transverse à partir de ces fibres en respectant certaines conditions. En effet, comme cela a été évoqué dans les paragraphes précédents, relativement aux instabilités modales transverses, les conditions d'utilisation de la fibre jouent un rôle prépondérant. Ainsi, l'architecture de la source laser, le soin

Licence CC BY-NC-ND 3.0

apporté à l'injection du signal, le régime temporel, le niveau de puissance injecté et la largeur spectrale du signal sont autant de facteurs susceptibles d'influencer la qualité du faisceau émis, en plus des caractéristiques de la fibre utilisée. Afin de qualifier une fibre indépendamment des facteurs externes, nous avons décidé de fixer deux conditions. Ces deux conditions portent sur le facteur de recouvrement (Γ) des 300 premiers modes guidés dans la structure avec la zone de gain de la fibre ainsi que sur la différence des facteurs de recouvrement du mode fondamental et du mode d'ordre supérieur le plus confiné avec la zone dopée (ΔΓ). Certaines données expérimentales et des modélisations en régime d'amplification montrent que ce dernier critère, dit de discrimination modale, doit être supérieur à 30 % pour que la délocalisation des modes d'ordre supérieur hors de la zone de gain soit suffisamment efficace pour permettre une amplification monomode transverse via un filtrage par le gain lors de la montée en puissance. Cette valeur limite de 30 % pour la discrimination modale a été choisie de manière relativement arbitraire, elle revient assez souvent dans la littérature pour évaluer le caractère monomode d'une structure de fibre [JORGENSEN 12] mais elle ne garantit pas pour autant une émission monomode quelles que soient les conditions d'utilisation de la fibre. De la même manière, le facteur de recouvrement du mode fondamental avec la zone active (Γ_{01}) doit avoir une valeur supérieure à 80 % pour une amplification efficace [JORGENSEN 12, DAULIAT 13]. Dans le cas où l'indice de réfraction du cœur est légèrement en excès par rapport à celui de la gaine passive, si la discrimination modale est inférieure à 30 %, alors la fibre présentera plus facilement un comportement multimode, en particulier en cas de forte charge thermique ou de conditions d'excitations médiocres par exemple. En revanche, dans le cas où l'indice de réfraction du cœur est inférieur à celui de la gaine environnante, si le facteur de recouvrement du mode fondamental avec le cœur est en dessous de 80 % en raison d'un couplage du mode fondamental avec un mode de gaine, alors celui-ci fuira du cœur et la structure se comportera comme un anti-guide. Pour ces raisons, nous avons choisi de considérer que le régime de fonctionnement monomode sera obtenu si les deux critères suivants sont respectés :

$$\Delta\Gamma = \Gamma_{01} - \Gamma_{\mathrm{HOM}} > 30\ \% \tag{II-2}$$

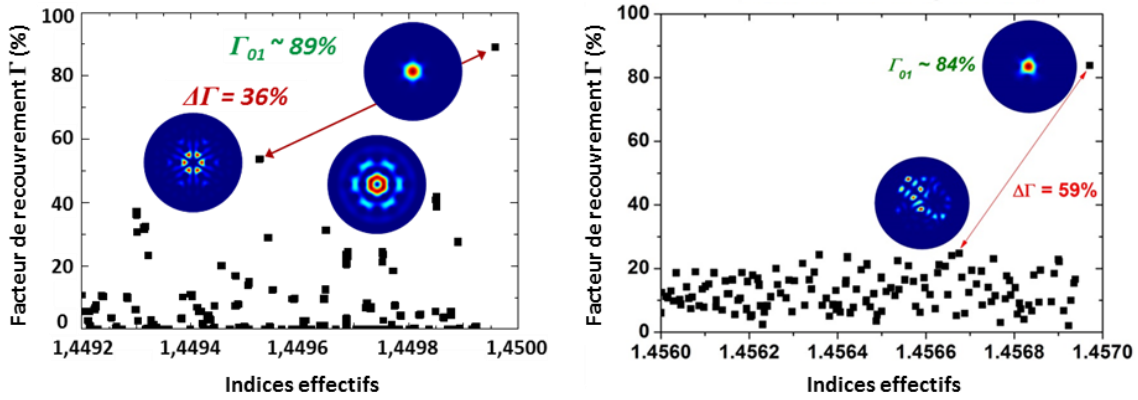
$$\Gamma_{01} = \frac{\iint_{A_g} |E|^2 dS}{\iint_{A_{tot}} |E|^2 dS} > 80\ \% \tag{II-3}$$

où E est l'amplitude du champ électrique du mode fondamental et $|E|^2$ son intensité, A_g et A_{tot} désignent respectivement, l'aire de la zone de gain et celle de la gaine de pompe, dS est la surface élémentaire de la section de la fibre.

La capacité de la structure FA-LPF à assurer une émission quasi-monomode transverse a été numériquement évaluée dans le but d'être comparée à la LPF lors de précédents travaux de recherche menés dans l'équipe. A cet effet, le facteur de recouvrement du mode fondamental avec la zone dopée et la discrimination modale ont été déterminés à partir du calcul du facteur de recouvrement des 300 premiers modes guidés dans les structures LPF (cf Figure II-21 (a)) et FA-LPF (cf Figure II-21 (b)) « à froid » en considérant un

Licence CC BY-NC-ND 3.0

diamètre de cœur de 50 µm et λ = 1030 nm. Pour les deux géométries de fibre considérées, la taille relative des inclusions, respectivement constituées d'air ou de silice dopée aux ions fluor, a été fixée à d/Λ = 0,33.



(a) (b)

Figure II-21 – Comparaison du facteur de recouvrement du mode fondamental avec la zone dopée et de la discrimination modale à partir du calcul du facteur de recouvrement des 300 premiers modes guidés dans les structures LPF (a) et FA-LPF (b) « à froid » en considérant un diamètre de cœur de 50 µm et λ = 1030 nm et d/Λ = 0,33 [DAULIAT 16].

De la même manière que pour les résultats de simulation de l'Institute of Applied Physics présentés en Figure II-6, « à froid », la structure LPF avec un diamètre de champ de mode de 50 µm à λ = 1030 nm permet un bon confinement du mode fondamental dans la zone dopée avec une valeur du paramètre Γ_{01} autour de 89 % et le facteur de recouvrement du mode d'ordre supérieur le plus confiné est de l'ordre de 53 %. Les résultats de simulation menés dans notre équipe, présentés en Figure II-21, permettent de quantifier le facteur de recouvrement du mode fondamental avec la zone dopée et la discrimination modale pour la LPF et la FA-LPF. Il apparaît que la valeur du facteur de recouvrement du mode fondamental avec la zone dopée s'élève à $\Gamma_{01} \approx 89$ % pour la LPF et 84 % pour la FA-LPF. En effet, comme la zone dopée de la FA-LPF est délimitée par 5 inclusions bas-indice contre 6 pour la LPF, la distance inter-plot est donc plus importante dans le cas de la FA-LPF. Le confinement du mode fondamental, qui dépend principalement de la première couronne d'inclusions quelle que soit la géométrie choisie pour la première couronne, sera donc moins élevé pour la FA-LPF en comparaison de la LPF et présentera une distribution d'intensité de forme pentagonale et non hexagonale comme dans le cas des LPFs. De plus, la valeur de discrimination modale entre le mode fondamental et le mode d'ordre supérieur le plus compétitif dans les structures LPFs, à savoir le LP_{31}, est telle que $\Delta\Gamma \approx 36$ % pour la LPF et 59 % pour la FA-LPF. La rupture de symétrie des FA-LPFs assure une délocalisation significativement plus importante de ce mode d'ordre supérieur augmentant en conséquence, la discrimination modale en comparaison des structures périodiques. La FA-LPF présente donc une meilleure capacité à assurer un guidage monomode.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

II.3.1.3. Prise en compte des effets thermiques dans le modèle de simulation

Le contenu modal des FA-LPFs a été au préalable, estimé « à froid », mais il est également important d'implémenter dans les calculs numériques l'impact de l'apport thermique lié à la puissance de pompe en régime de fonctionnement laser ou d'amplification afin de définir une plage de fonctionnement monomode de la structure FA-LPF sous charge thermique [DAULIAT 15-2]. En effet, l'indice de réfraction d'une fibre optique à saut d'indice pompée varie de manière quadratique avec le rayon du cœur en raison de la création d'un gradient thermique dans le cœur de la fibre (cf Figure II-22 (b)). En dehors du cœur de la fibre, la température diminue de manière logarithmique décroissante, induisant une évolution du profil d'indice du même type (cf Figure II-22 (c)) [BROWN 01, HÄDRICH 06].

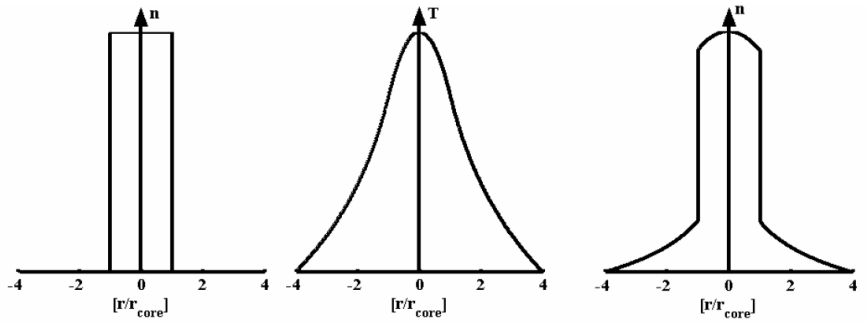


Figure II-22 – Illustration du profil d'indice d'une fibre à saut d'indice (a) « à froid »; (b) du profil quadratique de la température ; (c) du profil d'indice modifié sous l'influence de la température [HÄDRICH 06].

Le profil d'indice influencé par le gradient thermique d'une FA-LPF est donné en Figure II-23 (b).

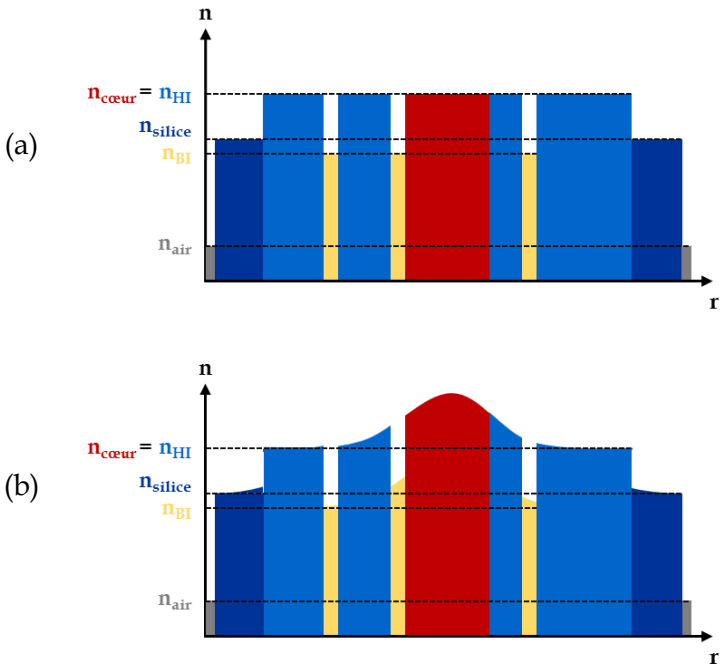


Figure II-23 – Représentation schématique des profils d'indice d'une FA-LPF dans le cas où $n_{cœur} = n_{HI}$ (a) « à froid » et (b) sous charge thermique.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

La représentation graphique donnée en Figure II-24 illustre les résultats de simulation quant à l'étude menée sur le contenu modal des structures LPF et FA-LPF sous charge thermique, en considérant un diamètre de cœur de 75 µm et une longueur d'onde de 1030 nm. Ces résultats de simulation proviennent donc de l'intégration dans le modèle, d'un gradient d'indice dans le profil d'indice pour chaque valeur de charge thermique. Les facteurs de recouvrement du mode fondamental avec le cœur dopé (traits continus) ainsi que les valeurs de discrimination modale (traits pointillés) calculées pour les structures LPF (courbes noires) et FA-LPF (courbes bleues) servent à comparer la capacité de ces structures de fibre à maintenir une émission monomode même pour de hauts niveaux de charge thermique.

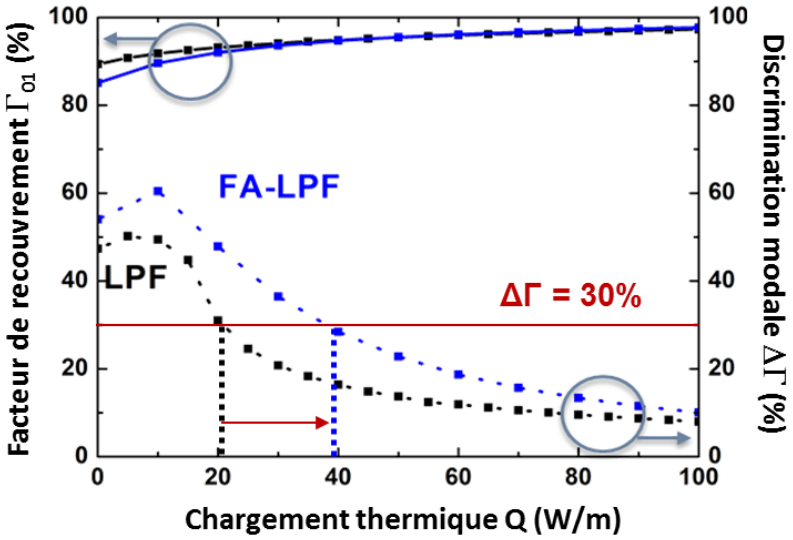


Figure II-24 – Comparaison de l'évolution du facteur de recouvrement du mode fondamental (traits continus) et de la discrimination modale (traits pointillés) en fonction de la charge thermique pour une LPF (en noir) et une FA-LPF (en bleu) en considérant un diamètre de cœur de 75 µm et λ = 1030 nm.

Le confinement du mode fondamental dans le cœur de la fibre devient de plus en plus robuste au fur et à mesure que la charge thermique augmente. Comme mentionné précédemment, « à froid », le mode issu d'une FA-LPF présente une distribution d'intensité pentagonale, mais avec l'échauffement thermique du cœur, comme le maximum d'intensité est localisé dans le centre du cœur, la distribution d'intensité du mode devient de plus en plus proche d'un faisceau gaussien. En revanche, la discrimination modale diminue avec l'élévation de la charge thermique. Plus précisément, sa valeur devient inférieure à 30 % (valeur limite représentée par la ligne rouge sur la Figure II-24), c'est-à-dire que les modes d'ordre supérieur se re-confineront dans le cœur, respectivement, à 20 $W.m^{-1}$ et 40 $W.m^{-1}$ pour les fibres LPF et FA-LPF. Ce résultat suggère qu'une FA-LPF pourrait monter deux fois plus haut en puissance qu'une LPF avant de faire face à un régime de fonctionnement multimode. Le design FA-LPF offre donc une meilleure tenue à l'échauffement du cœur qui découle du fonctionnement « laser » en régime de forte puissance.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

II.3.2. Validation du concept

Suite à l'approche numérique du concept FA-LPF, et du fait des difficultés à garantir que deux matériaux fabriqués, l'un actif et l'autre passif, présentent le même indice de réfraction, il a été nécessaire de valider la structure expérimentalement afin de vérifier la pertinence du design pour confiner et guider efficacement le mode fondamental tout en assurant la délocalisation des modes d'ordre supérieur en dehors du cœur de la fibre. Pour cela, des fibres passives ont été fabriquées à Xlim dans le cadre des travaux de thèse d'Aurélien Benoît.

II.3.2.1. Propagation monomode dans une fibre LMA passive à structure apériodique

Dans une fibre passive, l'accord d'indice parfait (Δn) entre le cœur et la gaine passive est facilement obtenu puisque qu'ils sont tous deux constitués du même matériau passif, à savoir ici de la silice pure. Le concept de LPF apériodique a été validé grâce à une démonstration expérimentale d'émission monomode à partir d'une FA-LPF passive de 140 µm de diamètre de cœur à une longueur d'onde de 2000 nm (cf Figure II-25) [DAULIAT 16]. Des distributions d'intensité similaires à celle d'une fibre multi-cœurs ont été observées pour de courtes longueurs d'onde et d'importantes dimensions de cœur (cf zone blanche Figure II-25). Ceci s'explique par une évaporation de chlore composant la silice F300, et résultant en une réduction locale de l'indice de réfraction aux interfaces entre chaque canne de silice par rapport au centre des cannes. Chaque cellule de la fibre agira donc comme un guide d'onde indépendant lorsque l'épaisseur de l'interface devient supérieure à la longueur d'onde. Cependant, ce problème peut être résolu en démultipliant le nombre de barreaux de silice dans le cœur de la fibre afin de rendre de nouveau sub-longueur d'onde l'épaisseur de l'interface de manière à ce que l'onde se propageant dans le cœur perçoive un milieu d'indice de réfraction homogène.

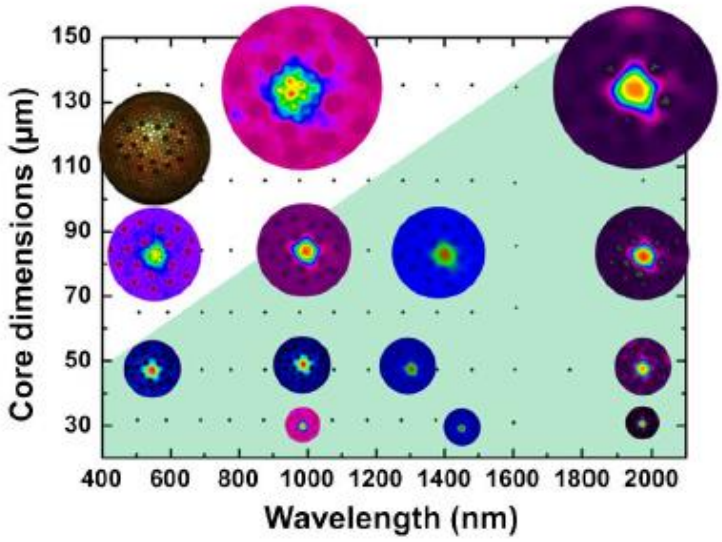


Figure II-25 – Étude de la propagation monomode dans des FA-LPFs passives de 40 cm de long selon le diamètre de cœur et la longueur d'onde. La région verte représente la zone de fonctionnement monomode. Les inserts représentent les distributions d'intensité du faisceau relevées expérimentalement [DAULIAT 16].

Licence CC BY-NC-ND 3.0

II.3.2.2. Premières fabrications de fibres actives et démonstrations expérimentales

Contrairement au cas des fibres passives, il est difficile, dans le cas d'une FA-LPF active, d'obtenir un accord d'indice parfait entre le cœur dopé aux ions ytterbium et aluminium et le matériau de gaine dopé aluminium. En effet, la fabrication de deux matériaux distincts haut-indice, incorporant divers éléments dopants et concentrations mais présentant le même indice de réfraction, constitue un véritable challenge technologique. La première fabrication de FA-LPF active présentait une concentration en ions ytterbium de l'ordre de $3{,}35.10^{25}$ at.m^{-3} ou encore de l'ordre de 0,1 mol.% d'oxyde d'ytterbium (Yb_2O_3), co-dopé avec 2,9 mol.% d'Al_2O_3 (cf image au microscope de la face de la fibre en Figure II-26 (a)) [DAULIAT 16]. La gaine passive est dopée avec 3,1 mol.% d'Al_2O_3. Le contraste d'indice étant de $\Delta n \approx + 1{,}5.10^{-4}$ (valeur estimée à l'aide d'un appareil commercial Interfiber Analysis IFA100), le diamètre de cœur maximal pour conserver une propagation monomode est de 40 µm. Cependant, cette valeur n'est pas très précise car la résolution de cet appareil de mesure plafonne à $\pm\ 1.10^{-4}$ [YABLON 10].

Cette première FA-LPF de 90 cm de long a été intégrée dans une cavité laser fonctionnant en régime continu afin de caractériser l'efficacité optique-optique et la qualité spatiale du faisceau émis au cours de la montée en puissance. Une puissance moyenne de 252 W de signal pour 400 W de puissance de pompe a été obtenue avec une efficacité optique-optique de 63 % et une qualité spatiale de faisceau se dégradant à haute puissance (au-delà de 150 W de puissance extraite) avec un M^2 de 1,4 à 252 W de puissance moyenne (cf Figure II-26 (b)). Cependant, comme évoqué précédemment, au même titre que pour les LPFs, toute déviation du M^2 autour de 1 provient du fait que le mode en sortie de ce type de fibre n'est pas gaussien en raison du design pentagonal de la gaine et du faible guidage du mode fondamental dans le cœur lié à la faible valeur de Δn. Le seuil des instabilités modales transverses a été observé autour de 100 W de puissance émise. Le montage expérimental mis en œuvre pour caractériser la fibre et estimer le seuil d'apparition des instabilités modales transverses sera présenté dans le chapitre III.

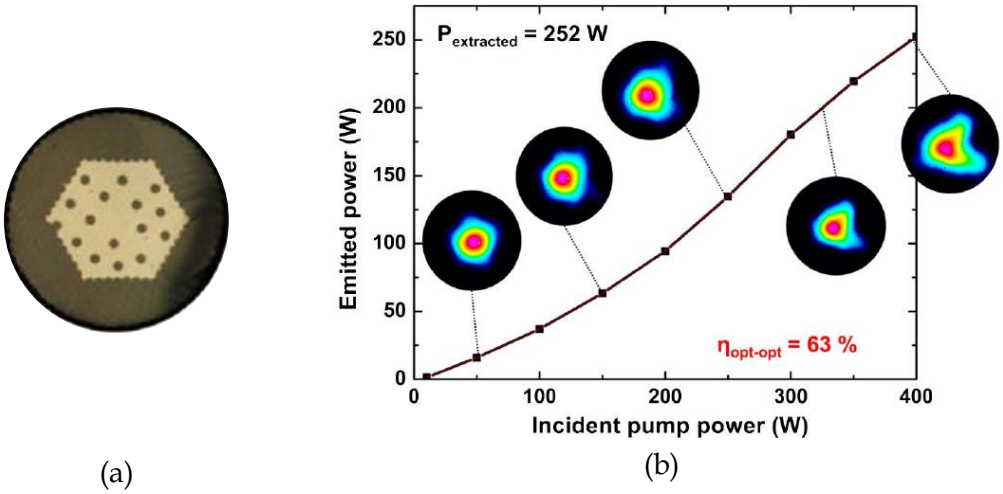


Figure II-26 – (a) Image au microscope de la première FA-LPF active fabriquée présentant une dimension de cœur, de gaine interne haut-indice, de gaine d'air, de gaine externe, respectivement de 40 µm, 105 x 128 µm, 210 µm, 1,2 mm ; (b) évolution de la puissance émise en fonction de la puissance de pompe en régime oscillateur avec en insert les distributions d'intensité du faisceau au cours de la montée en puissance [DAULIAT 16].

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Le diamètre de cœur des FA-LPFs est mesuré au microscope comme étant la moyenne des distances inter-plots bas-indice diagonalement opposés. Cependant, cette valeur sous-estime la valeur du diamètre de cœur réel étant donné que les inclusions ne sont pas diamétralement opposées en raison de la forme pentagonale de la zone active. En considérant un cercle inscrit à l'intérieur des inclusions qui délimitent le cœur, il apparaît que la valeur du diamètre de cœur réelle puisse être estimée à partir de la valeur mesurée au microscope à l'aide d'un facteur multiplicatif de 1,23. C'est de cette manière que les diamètres de cœur des FA-LPFs seront référencés dans la suite du manuscrit.

Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'évolution des structures de fibres optiques à grands cœurs permettant de repousser l'apparition des effets non-linéaires tout en conservant une émission quasi-monomode. Lorsque ces fibres sont exposées à de hauts niveaux de charge thermique, le phénomène des instabilités modales transverses apparaît. Il se traduit par une dégradation de la qualité spatiale du faisceau émis. Le seuil d'apparition des instabilités modales transverses semble dépendre de la structure de la fibre, de son diamètre de champ modal et de l'architecture de la source (configuration d'oscillateur continu ou régime d'amplification impulsionnel, longueur d'onde d'émission).

Pour repousser l'apparition des instabilités modales transverses, un concept de fibre original a été proposé et étudié au laboratoire Xlim, en amont de ces travaux de thèse. Il s'agit d'une structure de fibre apériodique appelée « Fully Aperiodic Large-Pitch Fiber » (FA-LPF). Pour assurer une émission monomode et repousser le seuil des instabilités modales transverses, l'indice de la gaine passive et du cœur actif doivent idéalement être identiques. La disposition apériodique des inclusions bas-indice permet d'exacerber la délocalisation des modes d'ordre supérieur hors du cœur lors de la montée en puissance moyenne.

Le concept de LPF apériodique a été validé grâce à une démonstration expérimentale d'émission monomode avec une FA-LPF passive de 140 µm de diamètre de cœur à une longueur d'onde de 2000 nm. En ce qui concerne les FA-LPFs actives, les premiers résultats expérimentaux menés en configuration d'oscillateur continu se sont révélés très prometteurs autant en termes d'efficacité que de qualité spatiale du faisceau émis à faible puissance de pompage. La principale difficulté réside dans l'adaptation en indice de réfraction entre le cœur et la gaine environnante.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Chapitre III. Étude expérimentale des instabilités modales transverses en oscillateur continu

A partir de ce chapitre, les résultats expérimentaux obtenus dans le cadre de ces travaux de thèse sont détaillés.

Dans un premier temps, une étude expérimentale sur l'évolution du seuil des instabilités modales transverses en configuration d'oscillateur continu pour différentes dimensions de cœur et différentes valeurs de Δn sera présentée.

Dans un second temps, une étude sur la dépendance du seuil des instabilités modales transverses à la longueur d'onde d'émission sera également explicitée.

III.1. Étude expérimentale du seuil d'apparition des instabilités modales transverses

Dans le cadre du projet EATLase, différents couples de matériaux sont fournis par chacun des deux partenaires (IPHT et Heraeus). Chaque couple comprend un matériau de cœur et un matériau de gaine haut-indice en vue de fabriquer une structure FA-LPF à Xlim. Les matériaux de cœur présentent une concentration de l'ordre de 0,1 mol.% d'oxyde d'ytterbium (Yb_2O_3) co-dopé avec une concentration de 1,5 mol.% d'Al_2O_3. La présence d'ions aluminium rehausse l'indice de réfraction du matériau (effet non souhaité) mais est crucial lorsque l'on désire doper aux terres rares puisqu'il permet d'améliorer la solubilité de celles-ci dans la matrice silice. Ceci permet de minimiser la formation d'agrégats (ou clusters), responsables de pertes d'efficacité significatives en régime laser/amplificateur. Il faut cependant éviter les concentrations trop importantes en Al_2O_3 puisqu'elles peuvent mener à la formation de cristaux d'aluminium, néfastes pour la transparence du verre et par conséquent la propagation. La gaine passive est quant à elle dopée avec 1,82 mol.% d'Al_2O_3. Nous souhaitons obtenir une différence d'indice inférieure à quelques 10^{-5} entre les deux matériaux. Pour mesurer cet écart, nous ne pouvons pas utiliser l'appareil de mesure commercial IFA100 commercial car sa résolution est de $\pm 10^{-4}$. Une méthode interférométrique a été développée dans l'équipe pour palier à ce problème, mais elle ne sera pas détaillée dans le cadre de ce manuscrit de thèse car elle fait l'objet d'un transfert technologique. Cette technique de mesure a démontré une résolution de l'ordre de $\pm 1.10^{-5}$ sur le Δn. Les FA-LPFs peuvent, de manière générale, être classées en trois catégories selon leur valeur de Δn : les FA-LPFs présentant un fort excédent d'indice dans le cœur (Δn supérieur ou égal à 1.10^{-4}). Elles sont alors multimodes « à froid », y compris pour des tailles de cœurs modérées de l'ordre de 50 µm. Celles présentant un faible excédent d'indice dans le cœur (inférieur à 1.10^{-4}) peuvent être multimodes ou monomodes « à froid ». Pour le déterminer, la fréquence spatiale normalisée pourra être estimée en considérant que la fibre présente un saut d'indice. Enfin, celles dont l'indice de réfraction du cœur est inférieur à l'indice de la gaine interne se comporteront comme un anti-guide.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Pour avoir une première idée expérimentale du contenu modal dans le cœur des FA-LPFs fabriquées, le ou les modes propagés dans celles-ci sont simplement observés avec une caméra CCD SPIRICON SP620U Ophir Photonics avec une réponse spectrale allant de 190 à 1100 nm, en injectant la lumière blanche générée par une source supercontinuum dans le cœur des fibres et en plaçant un filtre passe-bande de 10 nm de large, centré autour de 1100 nm avant le système d'imagerie. Nous avons choisi un filtre centré autour de 1100 nm afin de limiter toute réabsorption du signal dans le cœur dopé en ions Ytterbium.

Comme évoqué précédemment, les investigations expérimentales du seuil des instabilités modales dans la littérature ont, à ce jour, principalement été menées en régime d'amplification, ce qui tend à repousser l'apparition de ce phénomène en raison de l'injection sélective d'un mode quasi-gaussien dans le cœur de la fibre. Cependant, ne disposant au laboratoire que d'une diode de pompe délivrant 400 W de puissance à 976 nm, notre choix s'est porté vers une configuration oscillateur propice à l'observation du phénomène des instabilités modales à de plus faibles puissances moyennes du fait de la réinjection non sélective des modes.

Pour caractériser les fibres fabriquées à partir de différents couples de matériaux, chaque échantillon de fibre de 88 cm de long environ est tout d'abord introduit dans la cavité laser afin de jouer le rôle de milieu actif. Une représentation schématique de la configuration oscillateur ainsi qu'une image relevée au microscope de la face d'une FA-LPF issue de la génération étudiée sont données en Figure III-1.

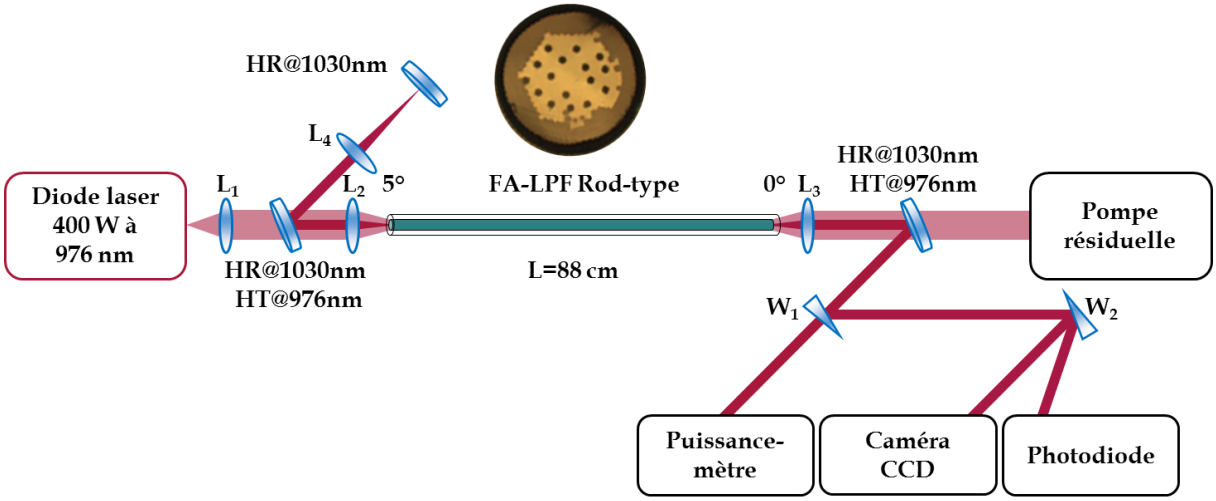


Figure III-1 – Représentation schématique de la configuration oscillateur. Le miroir de fond de cavité haute réflectivité à 1030 nm est noté HR@1030 nm ; deux miroirs dichroïques haute réflectivité à 1030 nm et haute transmission à 976 nm sont notés HR@1030/HT@976 nm ; L_1, L_2, L_3 et L_4 sont des lentilles minces convergentes traitées antireflet à 1030 nm ; W_1 et W_2 sont des lames prismatiques. Une image au microscope de la face d'une FA-LPF présentant un Δn de + 8.10^{-5} est ajoutée en insert.

Il est important de noter que la structure de la fibre visible en Figure III-1 a été légèrement déformée durant la fabrication, notamment lors de l'étape de l'insertion du « stack » dans le tube en silice assurant son maintien préalablement à l'étirage des cannes micro-structurées. En effet, cette étape est la plus délicate du processus de fabrication. La modification structurelle peut laisser envisager l'ouverture d'un plus grand canal de fuite

Licence CC BY-NC-ND 3.0

et donc favoriser ou réduire la délocalisation des modes d'ordre supérieur, autrement dit jouer sur la valeur du seuil des instabilités modales transverses.

La cavité laser est délimitée par un miroir haute réflectivité à 1030 nm d'un côté, et par une face de la fibre polie à 0° de l'autre côté (coefficient de réflexion de Fresnel en intensité proche de 4 %). L'injection de la lumière délivrée par la diode de pompe multimode dans la gaine d'air de la FA-LPF (400 W de puissance, Φ = 400 µm, λ = 976 nm, ON = 0,22) se fait via un couple de deux lentilles notées L_1 et L_2. Deux miroirs dichroïques (HR@1030/HT@976 nm) sont employés afin de séparer la radiation à 1030 nm de celle de la pompe à 976 nm : l'un pour réfléchir le signal vers le miroir de fond de cavité HR@1030 nm et l'autre pour filtrer la pompe résiduelle du signal laser à analyser. La lentille L_4 sert à focaliser le faisceau sur le miroir de fond de cavité HR@1030 nm afin d'assurer la stabilité de la cavité laser en rattrapant la divergence du faisceau signal après passage dans la lentille L_2 et faciliter ainsi la réinjection dans le cœur de la fibre. La disposition de deux lames prismatiques W_1 et W_2 permet la mesure de la puissance extraite du système laser tout en atténuant l'intensité du faisceau arrivant sur la caméra et sur la photodiode. Les distributions d'intensité du faisceau en champ lointain ainsi que les mesures de M^2 peuvent alors être observées et relevées au fur et à mesure de la montée en puissance grâce à la caméra. De la même manière, les fluctuations temporelles d'intensité peuvent être observées à l'aide de la photodiode afin de détecter l'arrivée des instabilités modales. En effet, le temps de réponse de la caméra utilisée pour nos expérimentations (WinCamD UCD12 de Dataray Inc) n'est pas suffisamment court (fréquence de trame maximale de 10 Hz, soit 1 image acquise toutes les 100 ms) pour pouvoir observer des fluctuations temporelles dans la distribution d'intensité du faisceau de l'ordre de la milliseconde (ordre de grandeur des variations temporelles d'intensité liées aux instabilités modales transverses). Une photodiode (Thorlabs DET10A de 1 ns de temps de montée et de 0,8 mm^2 de dimensions de la cellule) est alors employée pour détecter ces fluctuations temporelles d'intensité très rapides et ainsi pouvoir estimer la puissance moyenne à partir de laquelle les instabilités modales sruviennent. Pour cela, la tête de détection de la photodiode est positionnée de manière à effectuer un filtrage spatial sur le centre du faisceau laser, comme présenté sur la Figure III-2, afin de maximiser le contraste des fluctuations temporelles d'intensité résultant de l'extinction du mode fondamental au profit du LP_{11} (minimum d'intensité au centre du capteur au lieu d'un maximum pour la distribution spatiale d'intensité du LP_{01}) ou autres modes d'ordre supérieur. Ce battement modal résulte en une périodicité des fluctuations de l'intensité lumineuse de l'ordre de la milliseconde dans le domaine temporel et un pic dans le spectre de Fourier autour du kiloHertz [OTTO 12, DAULIAT 16].

Licence CC BY-NC-ND 3.0

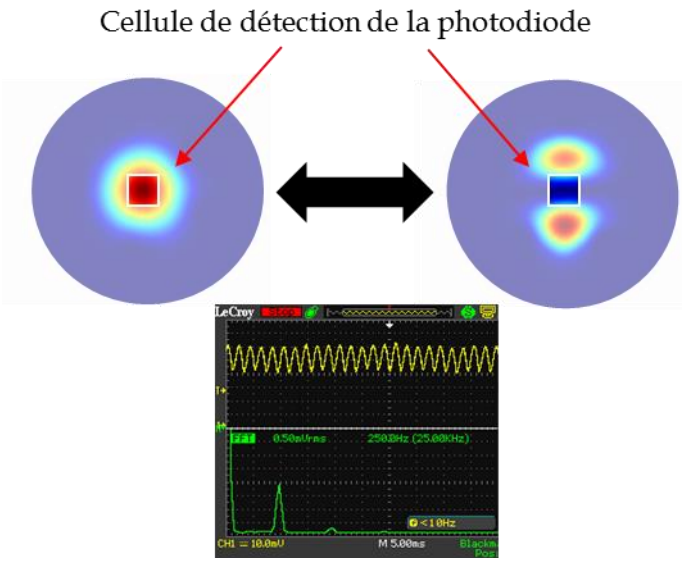


Figure III-2 – Représentation schématique de la méthode de détection des instabilités modales basée sur l'acquisition de traces temporelles à l'oscilloscope et spectre de Fourier correspondant.

De nombreux travaux numériques ont été réalisés pour étudier le phénomène des instabilités modales, voire le modéliser. Plusieurs observations expérimentales du phénomène ainsi que quelques propositions de solutions pour y remédier ont également été rapportées. Le meilleur moyen pour repousser le seuil d'apparition de ce phénomène est, selon nous, d'utiliser des fibres optiques pour lesquelles les modes d'ordre supérieur sont encore mieux délocalisés en dehors de la zone de gain que dans les structures actuellement commercialisées. A cet effet, nous avons mené plusieurs études expérimentales sur l'apparition des instabilités modales transverses, notamment sur l'influence de la fréquence spatiale normalisée sur le seuil des instabilités modales au travers de deux principales études relatives à l'influence du diamètre de cœur à Δn constant d'une part, et à l'influence du Δn à diamètre de cœur constant, d'autre part. Cette étude expérimentale a été rendue possible grâce au grand nombre d'échantillons de fibres fabriquées dans le cadre d'EATLase.

III.1.1. Influence du diamètre du cœur de la fibre sur le seuil des instabilités modales

Dans un premier temps, pour étudier l'influence du diamètre de cœur sur le seuil des instabilités modales, trois FA-LPFs de différents diamètres de cœur (58, 84 et 100 µm respectivement équivalents à des diamètres de champ de mode de 47, 68 et 80 µm) ont été fabriquées et caractérisées à partir d'un même couple de matériaux cœur-gaine (soit un Δn fixe de + 8.10^{-5}). La Figure III-3 représente l'évolution de la différence d'indice tolérée entre les matériaux de cœur et de gaine haut-indice pour assurer une propagation quasi-monomode « à froid » (sans prise en compte du gain et des effets thermiques) en fonction du diamètre du cœur de la FA-LPF à la longueur d'onde d'étude de 1030 nm. Les FA-LPFs étudiées sont représentées par des croix bleues sur la Figure III-3.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

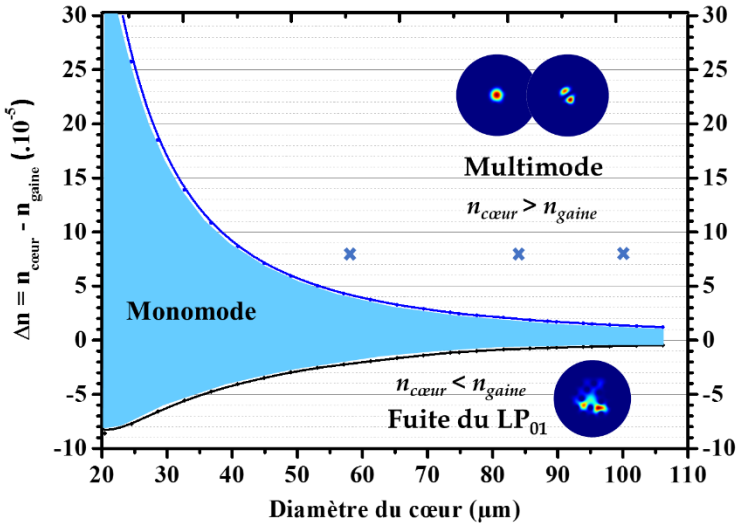


Figure III-3 – Évolution du contraste d'indice de réfraction toléré pour assurer une propagation quasi-monomode « à froid » selon le diamètre du cœur de la FA-LPF à une longueur d'onde de 1030 nm. Les croix bleues correspondent aux trois FA-LPFs étudiées comportant un Δn de + 8.10^{-5}.

Nous pouvons déduire de la courbe représentée en Figure III-3 que le diamètre de cœur toléré pour permettre une émission quasi-monomode doit être au maximum égal à 45 µm tenant compte du fait que la valeur de Δn vaut environ + 8.10^{-5}. Ceci peut être confirmé par le calcul de la fréquence normalisée pour chaque fibre si l'on se place dans l'approximation des fibres à saut d'indice, selon la formule (I-5). Les valeurs du paramètre V relatives à chaque fibre sont reportées dans le tableau ci-dessous :

Δn	Diamètre du cœur (µm)	V
+ 8.10^{-5}	58	2,70
	84	3,91
	100	4,66

Tableau III-1 - Valeurs du paramètre V pour chaque fibre considérée pour un Δn ≈ + 8.10^{-5}.

De surcroît, nous avons également cherché à visualiser avec une caméra, les modes propagés dans le cœur de ces FA-LPFs « à froid ». Pour cela, la lumière blanche générée par une source supercontinuum a été injectée dans le cœur des fibres et un filtre passe-bande de 10 nm de large, centré autour de 1100 nm a été positionné avant le système d'imagerie.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

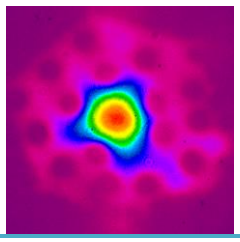
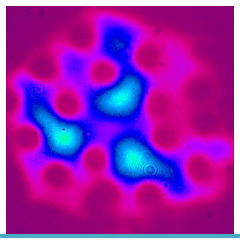
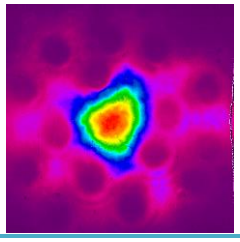
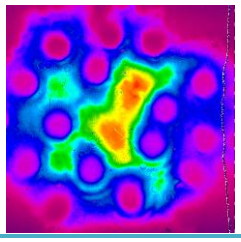
Diamètre du cœur (µm)	LP_{01}	LP_{11}
58		
84		

Tableau III-2 – Distributions d'intensité des modes propagés « à froid » relevées à la caméra pour les FA-LPFs de diamètres de cœur de 58 et 84 µm pour un $\Delta n \approx + 8.10^{-5}$, à l'aide d'une source supercontinuum et d'un filtre passe-bande centré à 1100 nm.

Suite à ces premières observations expérimentales, la FA-LPF de 58 µm de diamètre de cœur semble être quasi-monomode « à froid » car le mode LP_{11} est fortement délocalisé dans la gaine. En revanche, pour une FA-LPF de 84 µm de diamètre de cœur, le LP_{11} est moins bien délocalisé hors du cœur que dans le cas de la fibre de 58 µm de diamètre de cœur. Nous pouvons donc nous attendre à ce qu'une fibre de diamètre de cœur supérieur à cette dernière soit multimode même « à froid ». Toutefois, la modification structurelle survenue au cours de la fabrication de ces cannes micro-structurées semble favoriser la délocalisation du LP_{11} en raison de l'ouverture d'un plus grand canal de fuite.

En favorisant l'excitation du mode fondamental lors de la réinjection du signal dans le cœur via le miroir de fond de cavité en configuration oscillateur, notamment pour les fibres qui présentent des diamètres de cœur de 58 et 84 µm, nous pouvons nous attendre à amplifier préférentiellement le mode LP_{01} avec une amélioration de la forme du faisceau au cours de la montée en puissance grâce au filtrage par le gain. D'une manière encore plus exacerbée, en régime d'amplification, l'injection dans le cœur de la fibre d'un mode quasi-gaussien est supposée assurer une sélection préférentielle du mode LP_{01} et une amplification d'autant plus robuste que la majeure partie du gain sera consommée par le mode fondamental. Nous pouvons donc nous attendre à obtenir une amplification monomode efficace en régime d'amplification même pour des diamètres de cœur supérieurs à 45 µm.

Nous allons maintenant étudier le comportement de ces fibres en présence de charge thermique. Pour cela, nous les avons testées en configuration oscillateur continu (cf Figure III-1). Les courbes d'efficacité laser relatives aux différentes FA-LPFs testées, de diamètres de cœur : 58, 84 et 100 µm (diamètres de champ de mode respectivement d'environ 47, 68 et 80 µm) et de $\Delta n \approx + 8.10^{-5}$, sont données respectivement en Figure III-4 (a), (c) et (e). L'évolution des traces temporelles observées à l'oscilloscope, en appliquant la méthode précédemment décrite, pour les FA-LPFs de 58, 84 et 100 µm de diamètres de cœur sont respectivement présentées en Figure III-4 (b), (d) et (f).

Licence CC BY-NC-ND 3.0

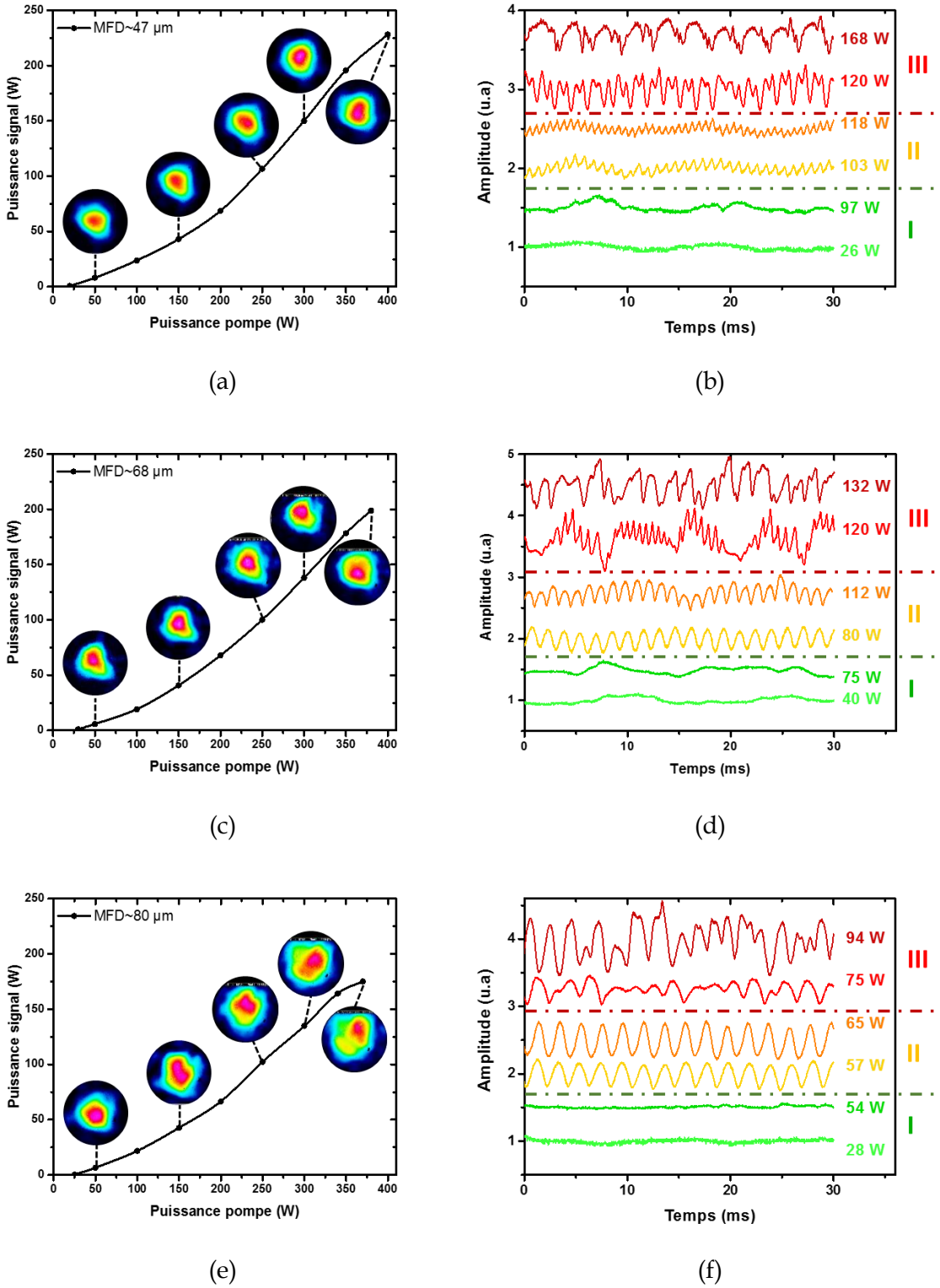


Figure III-4 – Évolution de la puissance extraite en fonction de la puissance de pompe pour des FA-LPFs de diamètres de champ de mode ≈ (a) 47 – (c) 68 – (e) 80 µm et un Δn fixé à + 8.10^{-5}. En insert sont reportées les distributions d'intensité du faisceau en champ lointain prises à plusieurs niveaux de puissances extraites. Évolution des traces temporelles en fonction de la puissance signal mesurées durant la montée en puissance pour les FA-LPFs de diamètres de champ de mode ≈ (b) 47 – (d) 68 – (f) 80 µm. Les valeurs de puissances indiquées correspondent au rayonnement signal émis en sortie de cavité laser.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

La puissance maximale extraite à 1030 nm avec la fibre de 58 µm de diamètre de cœur s'élève à 228 W, ce qui correspond à une efficacité optique-optique de 57 % (51 % et 48 % respectivement pour les FA-LPFs de 84 et 100 µm de diamètre de cœur), et à une efficacité tenant compte de la puissance de pompe absorbée de 66 % (58 % et 54 % respectivement pour les FA-LPFs de 84 et 100 µm de diamètre de cœur). Cependant, ces dernières valeurs ne tiennent pas compte du rendement d'injection de la pompe dans la fibre et sont donc légèrement sous-estimées. De plus, les légères différences d'efficacité entre les trois fibres peuvent provenir d'angles résiduels sur la face de la fibre polie à angle droit agissant comme coupleur de sortie. Dans la suite du manuscrit, les valeurs d'efficacité optique-optique des fibres testées peuvent être considérées comme voisines de 50 %. Sur les courbes d'efficacité reportées en Figure III-4 (c) et (e), on peut noter qu'il n'y a pas de points de mesure pour des valeurs de puissance de pompe supérieures à 370 W. Ceci est lié à un endommagement systématique de la face de la fibre côté extraction du signal probablement lié à la modulation à l'échelle de la milliseconde de l'intensité du signal induisant de très hauts niveaux d'énergie en sortie de fibre. Les distributions d'intensité du faisceau acquises à la caméra sont reportées en Figure III-4 en insert pour les trois fibres. Pour la fibre de 58 µm de diamètre de cœur, la qualité spatiale du faisceau émis ne semble pas se dégrader fortement à puissance maximale. En effet, on mesure un facteur M^2 inférieur à 1,4 même à 400 W de puissance de pompe (cf Figure III-4 (a)). Comme prédit, en favorisant l'excitation du mode fondamental lors de la réinjection du signal dans le cœur, une amplification préférentielle du mode LP_{01} efficace au cours de la montée en puissance a été observée. En revanche, pour les fibres de plus larges cœurs — 84 et 100 µm — la qualité spatiale du faisceau émis est fortement dégradée pour des niveaux de puissance extraite respectivement supérieurs à 112 W et 54 W. Les M^2 mesurés sont autour de 1,3 en dessous de ces valeurs seuils et dépassent rapidement 1,8 quand on dépasse ces valeurs (cf Figure III-4 (c) et (e)).

Intéressons-nous plus spécifiquement aux traces temporelles montrées sur les Figure III-4 (b), (d) et (f) qui sont mesurées sur l'oscilloscope raccordé à la photodiode. Un offset a été ajouté entre chaque trace temporelle pour en améliorer la lisibilité (et éviter qu'elles ne soient superposées les unes sur les autres). Nous pouvons clairement distinguer trois différents régimes temporels (notés I, II et III), comme démontrés dans la littérature [OTTO 12]. Le premier (noté I) est le régime stable et les traces temporelles appartenant à ce régime sont représentées en vert sur la Figure III-4. Aucune périodicité temporelle des fluctuations de l'intensité du faisceau émis n'est observable, ni aucun pic dans le spectre de Fourier en dessous d'une puissance signal de 100, 80 et 55 W pour, respectivement, les fibres de 58, 84 et 100 µm de diamètre de cœur. De plus, dans le régime stable, le laser délivre un faisceau monomode transverse corroboré par la mesure de M^2. Le second régime (noté II) est dit transitoire et est associé aux traces temporelles en jaune et orange sur la Figure III-4. Il s'étend de 100 à 120 W, de 80 à 115 W et de 55 à 70 W de puissance signal, respectivement pour, les FA-LPFs de 58, 84 et 100 µm de diamètre de cœur. Ce régime est celui pour lequel les premières fluctuations d'intensité dans le domaine temporel sont visibles ainsi qu'un pic autour de 1 kHz dans le spectre de Fourier en raison du re-confinement d'un mode d'ordre supérieur dans le cœur de la fibre. C'est à ce moment que la qualité spatiale du faisceau émis commence à se dégrader de manière

Licence CC BY-NC-ND 3.0

notable pour les fibres de plus grandes dimensions de cœur (84 et 100 µm). Pour la fibre de 58 µm de diamètre de cœur, on mesure un M^2 qui reste inférieur à 1,4 même lorsque le seuil des instabilités modales transverses est dépassé. Il est donc important de noter que la valeur de M^2 à elle seule n'est pas suffisante pour définir le seuil des instabilités modales car son temps de réponse est relativement long. La dégradation de la qualité spatiale peut donc se manifester bien après l'apparition des instabilités modales dans le cas des fibres à relativement petites dimensions de cœur. Le dernier régime (noté III) correspond au régime chaotique (cf traces temporelles en rouge sur la Figure III-4) et démarre à partir d'une puissance signal de 120, 115 et 70 W, respectivement pour les fibres présentant des diamètres de cœur de 58, 84 et 100 µm. Ce régime se caractérise par la présence de fluctuations d'intensité erratiques dans le domaine temporel et par de nombreux pics dans le spectre de Fourier. De plus, la qualité spatiale du faisceau émis des fibres à grand cœur (84 et 100 µm de diamètre de cœur) est fortement dégradée dans ce régime ($M^2 > 1,8$ comme évoqué précédemment), bien que la fibre de plus petite dimension de cœur présente encore une valeur de M^2 inférieure à 1,4. Ces fluctuations erratiques pourraient être dues à l'amplification de plusieurs modes d'ordre supérieur. Nous définissons le seuil des instabilités modales comme la valeur de puissance signal à partir de laquelle les premières fluctuations temporelles périodiques de l'intensité se manifestent, c'est-à-dire au début du régime transitoire (entre les régions I et II). Suivant cette définition, les seuils des instabilités modales ont été estimés autour de 100 - 105 W, 80 - 85 W et 55 - 60 W de puissance signal, respectivement pour les fibres de 58, 84 et 100 µm de diamètre de cœur et les fibres présentent une émission monomode transverse en dessous de ces valeurs limites.

Nous avons réalisé une seconde étude de l'influence du diamètre de cœur sur le seuil des instabilités modales à partir d'une autre génération de fibre présentant un Δn plus faible que la première génération et environ égal à $+ 4.10^{-5}$. Pour cela, trois FA-LPFs avec un Δn fixé à $+ 4.10^{-5}$ et des diamètres de cœur de 62 µm (diamètre de champ de mode environ égal à 50 µm), 76 µm (diamètre de champ de mode environ égal à 62 µm) et 90 µm (diamètre de champ de mode environ égal à 73 µm) ont été testées dans la même configuration expérimentale que celle présentée en Figure III-1. En Figure III-5 est à nouveau reportée la courbe de la tolérance du diamètre de cœur selon le Δn pour assurer une propagation quasi-monomode « à froid » (sans prise en compte du gain et des effets thermiques) à la longueur d'onde d'étude de 1030 nm. Les FA-LPFs étudiées sont représentées par des croix vertes sur la Figure III-5.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

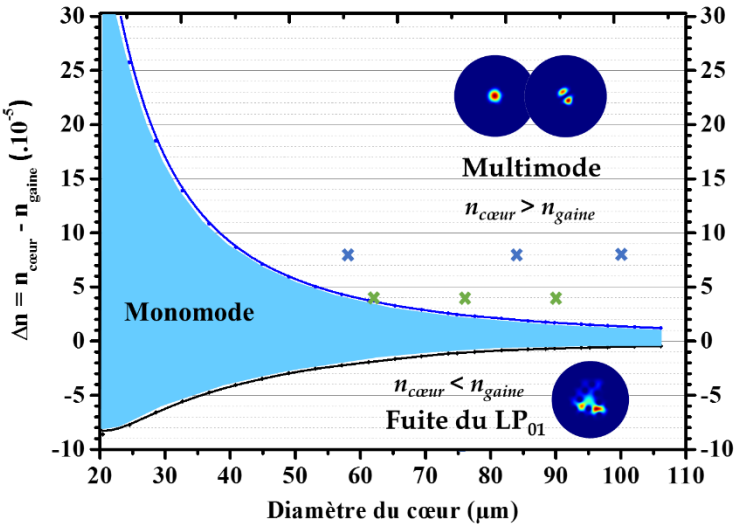


Figure III-5 – Évolution du contraste d'indice de réfraction toléré pour assurer une propagation quasi-monomode « à froid » selon le diamètre du cœur de la FA-LPF à une longueur d'onde considérée de 1030 nm. Les croix bleues et vertes correspondent respectivement, aux FA-LPFs présentant un $\Delta n \approx + 8.10^{-5}$ et un $\Delta n \approx + 4.10^{-5}$.

A partir de la courbe ci-dessus, il apparaît que le diamètre de cœur toléré pour permettre une émission quasi-monomode lorsque la valeur de Δn vaut + 4.10^{-5} doit être au maximum de 60 µm. Ceci peut être confirmé par le calcul de la fréquence normalisée pour chaque fibre si l'on se place dans l'approximation des fibres à saut d'indice. Les valeurs du paramètre V relatives à chaque fibre sont reportées dans le tableau ci-dessous :

Δn	Diamètre du cœur (µm)	V
+ 4.10^{-5}	62	2,04
	76	2,50
	90	2,97

Tableau III-3 – Valeurs du paramètre V pour chaque fibre considérée pour un $\Delta n \approx + 4.10^{-5}$.

Il est important de noter que pour cette génération de fibre, deux inclusions bas-indice ont été omises durant la fabrication de la structure FA-LPF (cf Figure III-6), notamment lors de l'étape de l'assemblage des cannes en silice. La modification structurelle peut laisser envisager la présence d'une zone haut-indice où les modes pourraient être guidés en raison de l'absence des deux inclusions bas-indice.



Figure III-6 – Image au microscope de la face d'une FA-LPF présentant un Δn de + 4.10^{-5}.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

De même que pour les FA-LPFs issues de la génération qui présentait un $\Delta n \approx + 8.10^{-5}$, nous avons également cherché à visualiser avec une caméra, les modes propagés dans le cœur des FA-LPFs présentant un $\Delta n \approx + 4.10^{-5}$ « à froid ». Le tableau ci-dessous regroupe les distributions d'intensité des modes propagés « à froid » dans cette génération de fibres :

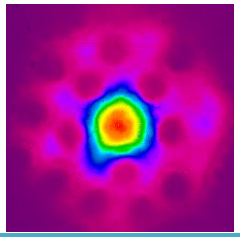
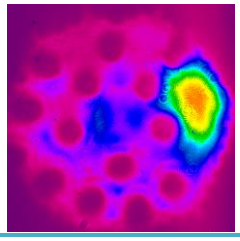
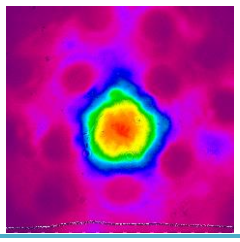
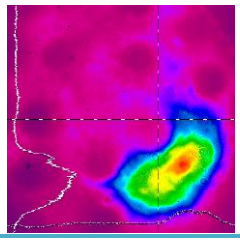
Diamètre du cœur (µm)	LP_{01}	Mode guidé dans la zone où les inclusions sont absentes
62		
90		

Tableau III-4 – Distributions d'intensité des modes propagés « à froid » relevées à la caméra pour les FA-LPFs de diamètres de cœur de 62 et 90 µm pour un $\Delta n \approx + 4.10^{-5}$, à l'aide d'une source supercontinuum et d'un filtre passe-bande centré à 1100 nm.

Suite à ces premières observations expérimentales, les FA-LPFs de 62 et 90 µm de diamètres de cœur semblent être quasi-monomodes « à froid » car seul le mode LP_{01} a pu être excité lors de l'injection du signal dans le cœur des deux fibres. La fibre de 76 µm de diamètre de cœur devrait donc également présenter un comportement quasi-monomode puisque pour la fibre de 90 µm de diamètre de cœur, seul le mode fondamental est émis.

On peut donc s'attendre à ce qu'une émission monomode transverse soit obtenue avec ces fibres, même sous l'effet de la charge thermique. Les seuils des instabilités modales transverses devraient donc survenir à des niveaux de puissance moyenne plus hauts par rapport à la précédente génération de $\Delta n \approx + 8.10^{-5}$.

Les valeurs de seuil des instabilités modales ont été estimées expérimentalement à 145 - 150 W, 100 - 105 W et 70 - 80 W, respectivement pour les fibres de 62, 76 et 90 µm de diamètre de cœur avec un Δn de $+ 4.10^{-5}$ (cf Figure III-7), en employant la même méthode que celle présentée en Figure III-2. A titre de comparaison, le seuil des instabilités modales a été mesuré dans la publication [EIDAM 10] pour trois LPFs de différents pas dans une même configuration expérimentale : architecture de type MOPA avec un étage de pré-amplification et un autre d'amplification principale, fonctionnant en régime d'amplification picoseconde (Δt = 630 ps, PRR = 39 MHz). Pour une LPF de 30 µm de pas, 53 µm de diamètre de cœur et 52 µm de diamètre de champ de mode à « froid » environ, avec une puissance moyenne signal en entrée de fibre de 10 W, le phénomène des instabilités modales a été observé autour de 260 W de puissance extraite. Pour une LPF de

Licence CC BY-NC-ND 3.0

45 µm de pas, de 80 µm de diamètre de cœur et de 78 µm de diamètre de champ de mode à « froid », le seuil des instabilités modales a été observé autour de 200 W de puissance moyenne émise. Pour une LPF de 60 µm de pas, de 107 µm de diamètre de cœur et de 100 µm de diamètre de champ de mode à « froid », les auteurs ont estimé l'apparition des instabilités modales à 130 W de puissance moyenne [OTTO 12]. Bien que ces seuils d'instabilités modales aient été estimés en régime d'amplification et qu'ils ne sont donc pas comparables à ceux mesurés dans une configuration en oscillateur, une tendance de l'influence de ce seuil selon le diamètre de cœur peut être dégagée (cf courbe noire en Figure III-7).

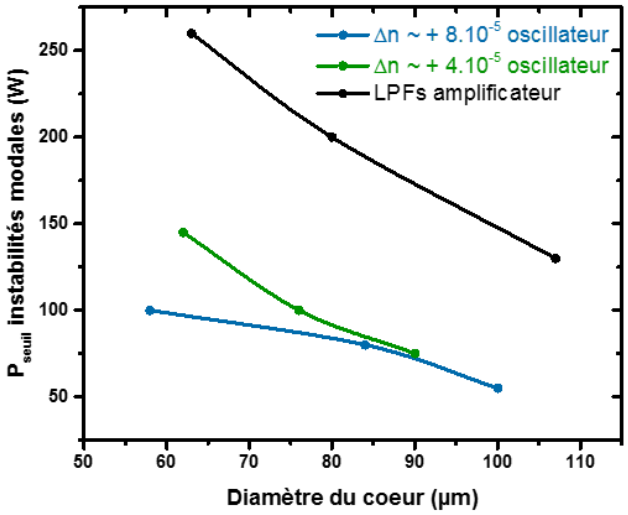


Figure III-7 – Étude de l'influence du diamètre de cœur sur le seuil des instabilités modales pour deux générations de FA-LPFs de $\Delta n \approx +8.10^{-5}$ (courbe bleue) et $+4.10^{-5}$ (courbe verte) et une génération de LPFs. Les puissances seuil des instabilités modales données pour les LPFs sont issues de travaux menés en régime d'amplification [OTTO 12].

Nous pouvons donc conclure que pour une valeur de Δn fixe, l'augmentation du diamètre du cœur induit une réduction du seuil des instabilités modales. En effet, les fibres présentant un diamètre de cœur plus grand sont plus sensibles à l'augmentation du Δn provoqué par la charge thermique, permettant un re-confinement plus rapide des modes d'ordre supérieur.

III.1.2. Influence du Δn sur le seuil des instabilités modales

Dans un second temps, pour étudier l'influence du Δn sur le seuil des instabilités modales, trois FA-LPFs avec des valeurs de contraste d'indice différentes ($+13.10^{-5}$, $+8.10^{-5}$ et $+4.10^{-5}$ représentées respectivement par les croix rouges, bleues et vertes sur la Figure III-8) et une dimension de cœur proche de 60 µm ont été caractérisées. Comme mentionné précédemment, la Figure III-8 donne la tolérance du diamètre de cœur selon le Δn pour assurer une propagation quasi-monomode « à froid » (sans prise en compte du gain et des effets thermiques) à la longueur d'onde d'étude de 1030 nm. Il apparaît que le diamètre de cœur toléré pour permettre une émission quasi-monomode lorsque la valeur de Δn vaut $+13.10^{-5}$, $+8.10^{-5}$ et $+4.10^{-5}$ doit, respectivement être au maximum égal à 35, 45 et 60 µm environ.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

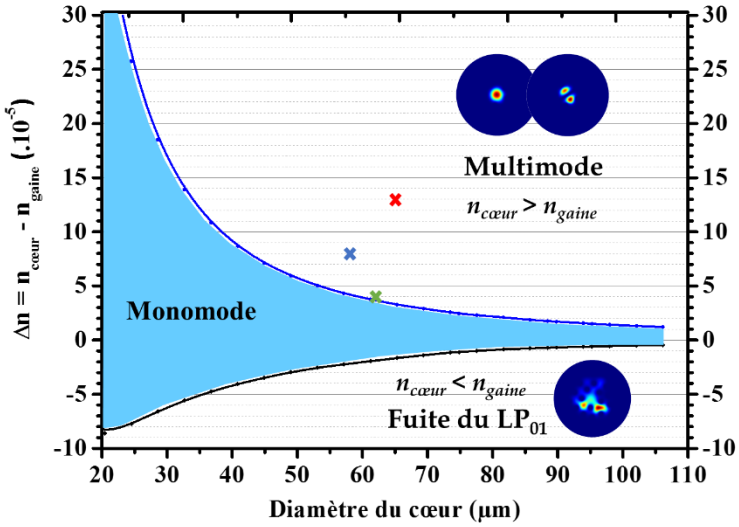


Figure III-8 – Évolution du contraste d'indice de réfraction toléré pour assurer une propagation quasi-monomode « à froid » selon le diamètre du cœur de la FA-LPF à une longueur d'onde considérée de 1030 nm. Les croix rouges, bleues et vertes correspondent, respectivement, aux FA-LPFs de Δn + 13.10^{-5}, + 8.10^{-5} et + 4.10^{-5} pour une dimension de cœur proche de 60 µm.

Les FA-LPFs présentant des décalages d'indice entre le cœur et la gaine haut-indice s'élevant à + 13.10^{-5} et + 8.10^{-5} devraient donc avoir un comportement multimode pour des niveaux de puissance bien plus faibles que pour la fibre qui présente le plus faible Δn. En effet, si l'on se place dans l'approximation des fibres à saut d'indice, la fréquence normalisée peut être estimée pour chaque fibre. Les valeurs du paramètre V relatives à chaque fibre sont reportées dans le tableau ci-dessous :

Δn	Diamètre du cœur (µm)	V
+ 13.10^{-5}	65	3,86
+ 8.10^{-5}	58	2,70
+ 4.10^{-5}	62	2,04

Tableau III-5 – Valeurs du paramètre V selon la valeur du Δn pour chaque fibre considérée.

III.1.2.1. Fibre multimode de paramètre V élevé « à froid »

Une image de la face d'une FA-LPF de Δn ≈ + 13.10^{-5} prise au microscope est donnée ci-dessous :



Figure III-9 – Image au microscope de la face d'une FA-LPF présentant un Δn de + 13.10^{-5}.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

De même que pour les précédentes générations de FA-LPFs, nous avons également cherché à visualiser avec une caméra, les modes propagés « à froid » dans le cœur de la FA-LPF de Δn de $+ 13.10^{-5}$ et de 65 µm de diamètre de cœur. Le tableau ci-dessous regroupe les distributions d'intensité des modes propagés « à froid » dans le cœur de la FA-LPF étudiée :

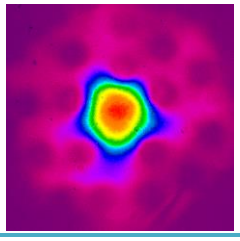
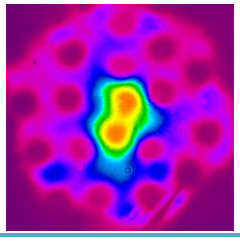
Diamètre du cœur (µm)	LP_{01}	LP_{11}
65		

Tableau III-6– Distributions d'intensité des modes propagés « à froid » relevées à la caméra pour la FA-LPF de diamètres de cœur de 65 µm pour un $\Delta n \approx + 13.10^{-5}$, à l'aide d'une source supercontinuum et d'un filtre passe-bande centré à 1100 nm.

Nous pouvons en déduire que cette fibre supporte la propagation de deux modes dans le cœur.

On peut donc s'attendre à ce qu'une émission multimode soit obtenue avec cette fibre d'autant plus sous charge thermique. Le phénomène des instabilités modales transverses devrait donc survenir pour des puissances moyennes beaucoup plus faibles que pour les deux générations de fibre testées précédemment.

La courbe d'efficacité laser relative à la FA-LPF testée, de $\Delta n \approx + 13.10^{-5}$ et de diamètre de cœur de 65 µm (diamètre de champ de mode environ égal à 53 µm) présentant une valeur de paramètre V environ égale à 3,86 est donnée en Figure III-10.

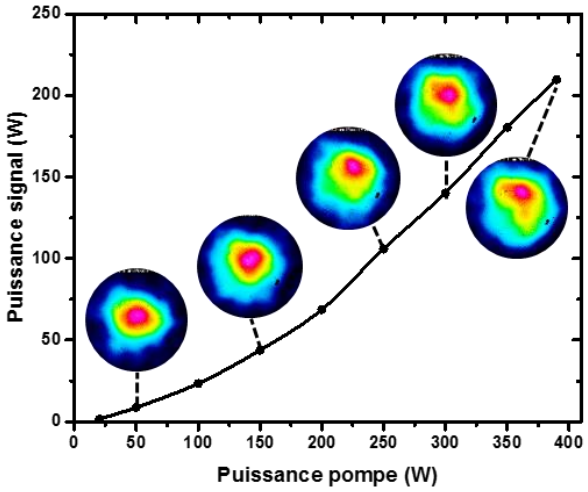


Figure III-10 – Évolution de la puissance extraite en fonction de la puissance de pompe pour la FA-LPF de $\Delta n \approx + 13.10^{-5}$ et un diamètre de cœur de 65 µm. En insert sont reportées les distributions d'intensité du faisceau émis mesurées en champ lointain et prises à plusieurs niveaux de puissances extraites.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

La puissance maximale extraite à 1030 nm avec la fibre de 65 µm de diamètre de cœur et de $\Delta n \approx + 13.10^{-5}$ s'élève à 210 W pour 390 W de puissance de pompe, correspondant à une efficacité optique-optique de 54 %. Les distributions d'intensité du faisceau acquises à la caméra sont reportées en Figure III-10 en insert pour la fibre sous étude. Cette fibre présente un comportement multimode même pour des faibles niveaux de puissance. En effet, le facteur de M^2 a été mesuré environ égal à 2 pour 20 W de puissance signal en sortie de fibre, ce qui signifie que même « à froid », plusieurs modes se propagent dans le cœur de la fibre et sont émis simultanément même si la puissance est stable.

Le seuil des instabilités modales a également été estimé en régime oscillateur (cf montage expérimental de la Figure III-1) pour la fibre sous test. L'évolution des traces temporelles observées à l'oscilloscope pour la FA-LPF de $\Delta n \approx + 13.10^{-5}$ et de diamètre de cœur de 65 µm environ est présentée à la Figure III-11.

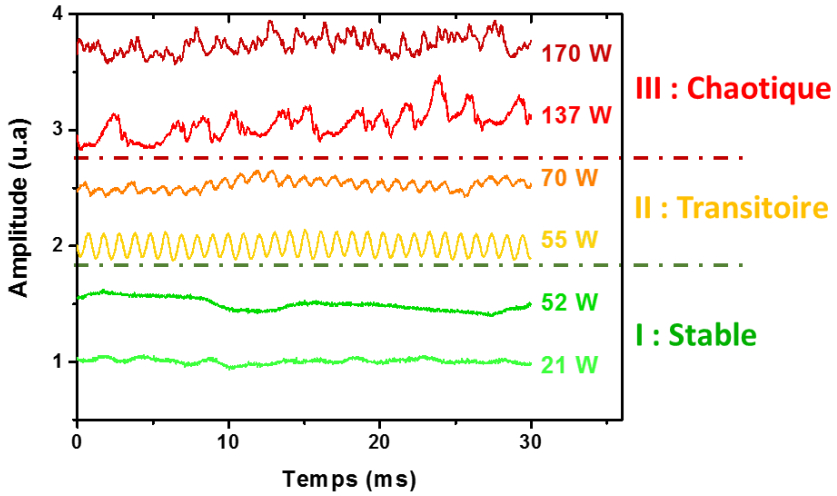


Figure III-11 – Évolution des traces temporelles en fonction de la puissance signal pour la FA-LPF présentant une valeur de $\Delta n \approx + 13.10^{-5}$ et un diamètre de cœur autour de 65 µm.

La valeur du seuil des instabilités modales a été estimée à 55 - 60 W pour la fibre présentant un Δn de $+ 13.10^{-5}$. De plus, le M^2 de cette fibre multimode (de Δn le plus élevé) est fortement dégradé (≈ 2) même avant le seuil des instabilités modales. Ceci signifie que la présence de modes d'ordre supérieur dans le cœur ne constitue pas la seule condition nécessaire à l'apparition des instabilités modales. En effet, pour que le phénomène s'installe, de hauts niveaux de charge thermique sont requis.

III.1.2.2. Fibres quasi-monomodes « à froid »

Les courbes d'efficacité laser relatives aux différentes FA-LPFs testées de $\Delta n \approx + 8.10^{-5}$ et $+ 4.10^{-5}$ et de diamètres de cœur respectivement de 58 µm (diamètre de champ de mode environ égal à 47 µm et $V \approx 2{,}70$) et 62 µm (diamètre de champ de mode environ égal à 50 µm et $V \approx 2{,}04$) sont données en Figure III-12 (a) et (c). L'évolution des traces temporelles observées à l'oscilloscope pour ces FA-LPFs de Δn de $+ 8.10^{-5}$ et $+ 4.10^{-5}$ pour des diamètres de cœur de 60 µm environ sont présentées en Figure III-12 (b) et (d).

Licence CC BY-NC-ND 3.0

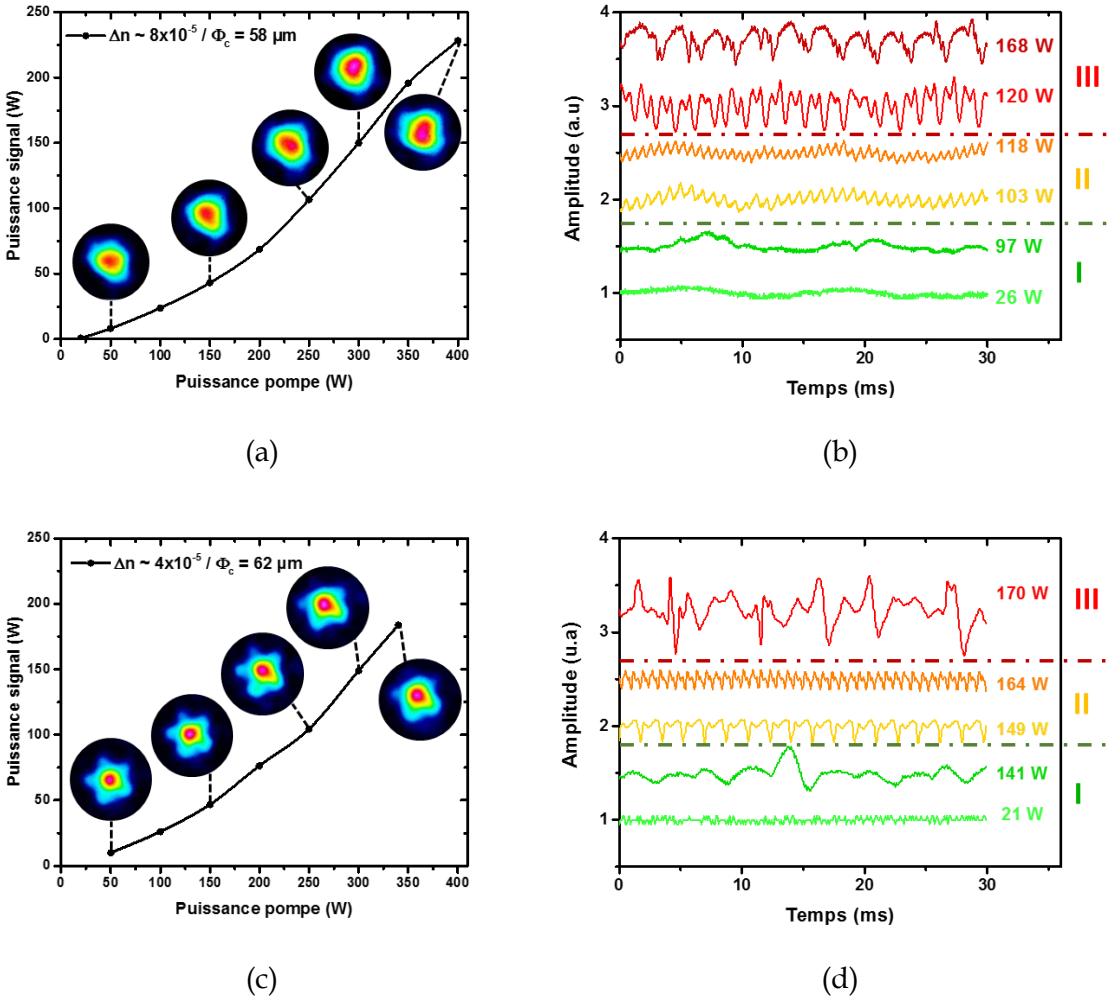


Figure III-12 – Évolution de la puissance extraite en fonction de la puissance de pompe pour des FA-LPFs présentant des valeurs de $\Delta n \approx$ (a) + 8.10^{-5} et (c) + 4.10^{-5} et un diamètre de cœur autour de 60 µm. En insert sont reportées les distributions d'intensité du faisceau mesurées en champ lointain et prises à plusieurs niveaux de puissances extraites. Évolution des traces temporelles mesurées à l'oscilloscope en fonction de la puissance signal pour les deux FA-LPFs étudiées ($\Delta n \approx$ (b) + 8.10^{-5} et (d) + 4.10^{-5}).

Les efficacités optique-optique pour les FA-LPFs de $\Delta n \approx +8.10^{-5}$ et $+4.10^{-5}$ sont respectivement de 57 % (soit 228 W émis pour 400 W de puissance de pompe) et 54 % (soit 184 W émis pour 340 W de puissance de pompe seulement car nous avons souhaité éviter l'endommagement de la fibre lié aux instabilités modales pour pouvoir l'utiliser à nouveau). Les distributions d'intensité du faisceau émis acquises à la caméra sont reportées en Figure III-12 en insert sur les deux courbes d'efficacité laser. Pour ces deux fibres, la qualité spatiale du faisceau émis ne semble pas se dégrader fortement à puissance maximale. En effet, on mesure un facteur M^2 inférieur à 1,4 même à 400 W de puissance de pompe pour la fibre de $\Delta n \approx +8.10^{-5}$ et une valeur inférieure à 1,3 à puissance maximale pour la fibre de $\Delta n \approx +4.10^{-5}$.

Les valeurs de seuil des instabilités modales ont été estimées à 100 - 105 W et 145 - 150 W, respectivement pour les fibres présentant des Δn de $+8.10^{-5}$ et $+4.10^{-5}$. Ces fibres présentent un faisceau monomode transverse avec un $M^2 < 1,2$ avant l'arrivée des

Licence CC BY-NC-ND 3.0

instabilités modales et la qualité spatiale du faisceau émis ne se dégrade que très légèrement après l'apparition de ce phénomène. Les résultats démontrent clairement que pour un diamètre de cœur fixe, l'augmentation de la valeur du Δn induit une réduction du seuil des instabilités modales, comme cela avait été prédit grâce à la Figure III-8. En effet, plus le décalage indiciel entre le cœur et la gaine haut-indice est important, plus l'impact de la charge thermique dans la fibre sera significatif menant alors au re-confinement plus rapide des modes d'ordre supérieur et ensuite, à l'apparition des instabilités modales.

III.1.3. Influence de la longueur d'onde d'émission sur le seuil des instabilités modales

De la même manière, nous avons réalisé une étude expérimentale pour observer l'influence de la longueur d'onde d'émission sur le seuil des instabilités modales. Pour cela, seule la longueur d'onde d'émission est modifiée grâce à l'utilisation d'un réseau de Bragg inscrit dans un cristal massif « volume Bragg grating » (VBG), tandis que la configuration (cf Figure III-13) et la fibre amplificatrice restent inchangées. Un VBG est un réseau de Bragg inscrit dans un verre transparent qui peut avoir la forme d'un cube à la différence des réseaux de Bragg inscrits sur la surface d'un élément optique ou dans le cœur d'une fibre optique. L'indice de réfraction du matériau est donc modulé dans son volume et l'utilisation du volume tout entier permet l'accès à des seuils de dommage élevés de plusieurs J.cm^{-2}. Il réfléchit une seule longueur d'onde et transmet les autres longueurs d'onde qui ne satisfont pas la condition dite de Bragg :

$$\lambda_B(\theta) = 2\, n\, \Lambda \cos\theta \qquad \textit{(III-1)}$$

avec n l'indice de réfraction du verre, Λ la période de modulation de l'indice et θ l'angle d'incidence du faisceau sur le VBG.

Pour cette étude, on réalise le montage présenté sur la Figure III-13 (configuration oscillateur continu) et on utilise une fibre neuve identique à celle utilisée précédemment (62 µm de diamètre de cœur, diamètre de champ de mode environ égal à 50 µm et $\Delta n \approx + 4.10^{-5}$) de 88 cm de long. Cet échantillon de fibre avait précédemment révélé un seuil des instabilités modales autour de 145 - 150 W en régime oscillateur continu avec un miroir de fond de cavité haute réflectivité, le laser oscillant donc librement sur une large bande (d'une dizaine de nanomètres) autour de 1030 nm (cf Figure III-1 et Figure III-12 (d)). On commence par faire une mesure avec un miroir haute réflectivité à 1030 nm à la place du VBG pour servir de mesure de référence. On place ensuite le VBG comme décrit sur la Figure III-13. Le seuil des instabilités modales transverses a été observé autour de 149 W, ce qui concorde bien avec la valeur précédemment mesurée pour l'autre échantillon de fibre de la même génération. Comparé au montage expérimental décrit sur la Figure III-1, nous avons préféré positionné le VBG et le miroir de fond de cavité du côté de la lentille L_3 plutôt que du côté de la lentille L_2. En effet, la lentille L_2 possède une focale très courte et provoque une divergence trop forte du faisceau, incompatible avec les dimensions du VBG. Dans cette configuration, la face de la fibre constituant le coupleur

Licence CC BY-NC-ND 3.0

de sortie est polie à 0° et l'autre face est polie à 5° pour éviter toute réflexion parasite délétère pour une émission aux longueurs d'onde comportant un gain/section efficace d'émission moins élevés.

Le VBG utilisé dans le cadre de nos expérimentations a une longueur d'onde de réflexion centrée à 1064 nm en incidence normale, avec une largeur spectrale à mi-hauteur « full width at half maximum » (FWHM) de l'ordre de 0,26 nm et des dimensions de 5x5x4 mm. Cependant, la longueur d'onde réfléchie par le VBG peut être accordée en changeant l'angle d'incidence du faisceau sur le VBG et en renvoyant la lumière réfléchie par le VBG sur elle-même à l'aide d'un miroir haute réflectivité et large bande autour de 1030 nm. La réflectivité maximale du VBG est supérieure à 99 % en incidence normale et décroit très peu avec l'angle.

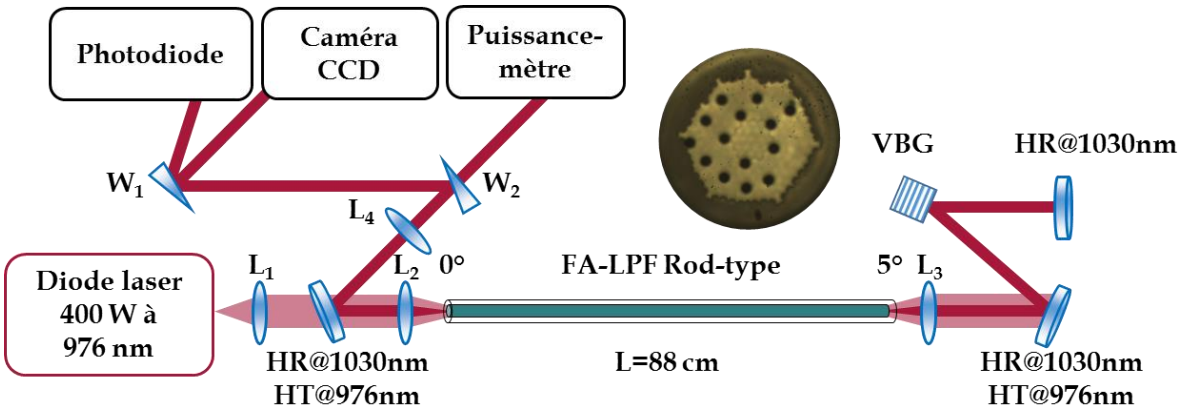


Figure III-13 – Représentation schématique de la configuration oscillateur avec accord en longueur d'onde. Le réseau de Bragg volumique est noté VBG et le miroir de fond de cavité haute réflectivité et large bande autour de 1030 nm est noté HR@1030 nm ; deux miroirs dichroïques haute réflectivité à 1030 nm et haute transmission à 976 nm sont notés HR@1030/HT@976 nm ; L_1, L_2, L_3 et L_4 sont des lentilles traitées antireflet à 1030 nm ; W_1 et W_2 sont des lames prismatiques. Une image au microscope de la face d'une FA-LPF présentant un Δn de + 4.10^{-5} est ajoutée en insert.

Un accord en longueur d'onde d'émission allant de 1020 nm à 1060 nm a été réalisé et le seuil des instabilités modales a été mesuré pour chaque longueur d'onde d'étude. La courbe reportée en Figure III-14 récapitule les valeurs du seuil des instabilités modales pour chaque longueur d'onde d'émission et donne les distributions d'intensité du faisceau émis en champ lointain en insert avant et après observation du phénomène des instabilités modales transverses. Le facteur de M^2 reste inférieur à 1,3 avant l'apparition des instabilités modales. Deux séries de mesures ont été réalisées pour les points allant de 1030 à 1050 nm et l'écart maximum de puissance entre les deux séries de mesure est de 2,5 W. La deuxième série de mesure a pour intérêt de démontrer que la décroissance de la valeur du seuil avec la longueur d'onde de 1030 à 1060 nm n'est pas liée à une décroissance au cours du temps (liée au photo-noircissement par exemple). Il est important de noter que même si la section efficace d'émission de l'ion ytterbium dans la silice autorise potentiellement une émission jusqu'à 1000 nm, nous nous sommes limités à 1020 nm. En effet, le miroir dichroïque permettant de transmettre la pompe et de réfléchir le signal risquerait de transmettre de plus en plus de signal à mesure que l'on se rapprocherait de 976 nm résultant en une moins bonne efficacité et surtout pouvant entraîner

Licence CC BY-NC-ND 3.0

l'endommagement de la diode de pompe puisqu'une partie du signal serait directement renvoyée dans la diode.

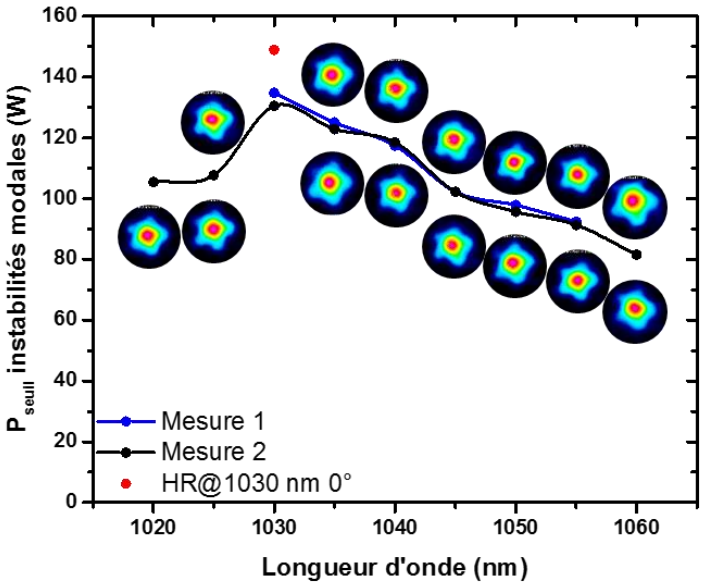


Figure III-14 – Étude de l'influence de la longueur d'onde d'émission sur le seuil des instabilités modales transverses avec en insert les distributions d'intensité du faisceau mesurées en champ lointain avant (sous la courbe) et après (au-dessus de la courbe) l'apparition des instabilités modales transverses. Le point rouge correspond au seuil des instabilités modales avant l'insertion du VBG dans la cavité laser. Deux séries de mesure ont été réalisées pour confirmer la tendance et prouver que la décroissance du seuil n'était pas liée à la décroissance du seuil au cours du temps.

Intuitivement, on pourrait s'attendre à ce que la valeur du seuil des instabilités modales tende à diminuer au fur et à mesure que la longueur d'onde d'émission augmente en conséquence d'un défaut quantique plus important, comme évoqué dans le chapitre précédent. Cette tendance est bien respectée pour des longueurs d'onde allant de 1030 à 1060 nm. Par contre, la dépendance du seuil des instabilités modales à la longueur d'onde est en réalité très différente de celle attendue aux courtes longueurs d'onde. Afin de se rapprocher des données expérimentales, l'équipe de l'Institute of Applied Physics souligne qu'il est nécessaire de tenir compte du photo-noircissement comme source de chaleur supplémentaire [JAUREGUI 15].

Nos résultats expérimentaux suivent la même tendance que ceux communiqués dans la référence [JAUREGUI 15]. En effet, la valeur la plus élevée du seuil des instabilités modales transverses a été atteinte pour une longueur d'onde d'émission de 1030 nm, puis décroît lorsqu'on s'éloigne de cette longueur d'onde.

Pour des longueurs d'onde d'émission supérieures à 1030 nm, il est logique que la valeur du seuil des instabilités modales transverses diminue lorsque la longueur d'onde augmente. En effet, les valeurs des sections efficaces d'absorption deviennent quasi-nulles tandis que les sections efficaces d'émission sont inférieures à celles à 1030 nm, ce qui

Licence CC BY-NC-ND 3.0

donne lieu à une moins bonne efficacité (défaut quantique plus important) et participe à l'échauffement du matériau.

En revanche, pour les longueurs d'onde inférieures à 1030 nm, nous aurions pu nous attendre à ce que le seuil des instabilités modales transverses augmente au fur et à mesure que la longueur d'onde d'émission diminue puisque le défaut quantique diminue lorsque la longueur d'onde d'émission se rapproche de 976 nm. Expérimentalement, nous avons observé que le seuil des instabilités modales était plus faible pour des longueurs d'onde inférieures à 1030 nm en comparaison du seuil mesuré à 1030 nm. Nous pensons que ceci pourrait provenir d'une ré-absorption plus forte du mode LP_{01} que du LP_{11} (sections efficaces d'absorption et d'émission respectivement, plus importante et plus faible qu'à 1030 nm). L'émission du mode fondamental est donc moins favorisée que celle du mode d'ordre supérieur.

Conclusion du chapitre

En résumé, un protocole expérimental de caractérisation et de validation des fibres optiques a été mis en place et se décompose en plusieurs étapes :

- Observation des modes propagés dans le cœur de la fibre « à froid » ;
- Estimation du seuil d'apparition des instabilités modales transverses en configuration d'oscillateur continu.

Les fibres présentant les seuils d'instabilités modales les plus hauts dans cette configuration seront davantage caractérisées par la suite et seront notamment testées en régime d'amplification impulsionnel.

Les caractérisations expérimentales réalisées et présentées dans ce chapitre démontrent la dépendance de l'apparition des instabilités modales transverses au diamètre de champ modal, au Δn de la fibre et à la longueur d'onde d'émission. Pour une valeur de Δn fixe, l'augmentation du diamètre du cœur induit une réduction du seuil des instabilités modales. En effet, les fibres présentant un diamètre de cœur plus grand sont plus sensibles à l'augmentation du Δn provoqué par la charge thermique, menant alors au re-confinement plus rapide des modes d'ordre supérieur et ensuite, à l'apparition des instabilités modales.

Pour un diamètre de cœur fixe, l'augmentation de la valeur du Δn induit une réduction du seuil des instabilités modales. En effet, plus le décalage indiciel entre le cœur et la gaine haut-indice est important, plus l'impact de la charge thermique dans la fibre sera significatif, favorisant un re-confinement plus rapide des modes d'ordre supérieur.

Ces résultats ont fait l'objet d'une publication dans une revue à comité de lecture [MALLEVILLE 17] ainsi que d'une présentation orale en conférence internationale [MALLEVILLE 18].

En ce qui concerne l'étude de l'influence de la longueur d'onde d'émission sur l'apparition des instabilités modales, il a été observé que la valeur la plus élevée du seuil a été atteinte pour une longueur d'onde d'émission de 1030 nm, puis décroît lorsqu'on s'éloigne de cette longueur d'onde.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Chapitre IV. Étude expérimentale des instabilités modales transverses en régime d'amplification impulsionnel

Dans un premier temps, dans le cadre de ce chapitre, nous présenterons une étude expérimentale sur l'influence de la structure de la fibre amplificatrice sur le seuil d'apparition des instabilités modales transverses. Pour cela, les différentes géométries de fibre ont été testées avec les mêmes dimensions (de diamètre de champ de mode et de longueur) et dans la même configuration (régime d'amplification impulsionnel) en suivant le même protocole de caractérisation des fibres. Ceci nous permettra de comparer les seuils d'instabilités modales obtenus avec la structure FA-LPF à ceux rapportés à ce jour dans la littérature pour les structures DMF et LPF.

Il aurait également été intéressant de mesurer les seuils d'instabilités modales en régime oscillateur continu afin de comparer les seuils obtenus dans les deux configurations et faciliter la comparaison entre les structures de fibre. Cependant, cela n'a pas été possible car la qualité spatiale du faisceau émis par une DMF en régime oscillateur se dégrade fortement même pour des faibles niveaux de puissances moyennes extraites.

Dans un second temps, une étude sera également présentée concernant l'architecture de la source laser (configuration oscillateur en régime continu ou régime d'amplification impulsionnel) sur le seuil des instabilités modales.

Finalement, une FA-LPF sera intégrée dans un prototype laser industriel femtoseconde dans le but d'évaluer son potentiel et comparer ses performances à celles obtenues habituellement avec une DMF.

IV.1. Comparaison du seuil des instabilités modales selon la structure de la fibre amplificatrice

Comme mentionné dans le chapitre II, l'apparition du phénomène des instabilités modales transverses dépend de la structure de la fibre, de l'architecture de la source et du diamètre de champ modal. L'étude de l'influence du diamètre de champ modal sur le seuil des instabilités modales a été exposée dans le précédent chapitre. A cet effet, les FA-LPFs avaient été caractérisées en configuration oscillateur en conservant le même montage expérimental d'une fibre à l'autre. A partir de ces premiers tests, il semblerait que deux générations de fibre, (i.e deux couples de matériaux cœur/gaine haut-indice), présentent des faibles valeurs de Δn ($+ 8.10^{-5}$ et $+ 4.10^{-5}$) leur conférant un contenu modal faiblement multimode. La suite des travaux présentés dans ce manuscrit se focalisera donc sur des échantillons de fibres issus de ces deux générations et traiteront de la comparaison des performances délivrées par ces fibres avec les résultats de l'état de l'art obtenus avec des fibres commerciales. Ces premiers tests en régime d'amplification ont été réalisés à Xlim en raison de la disponibilité d'une puissance de pompe plus importante (400 W au laboratoire contre 350 W à EOLITE Systems). Afin d'étudier l'influence de la structure de la fibre amplificatrice sur l'apparition des instabilités modales, les caractérisations ont été réalisées à partir de trois différents designs de fibre (DMF, LPF et FA-LPF) tout en conservant la même configuration, présentée en Figure IV-1, les mêmes dimensions de cœur et longueurs de fibres pour chaque échantillon.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Les deux fibres DMF et LPF sont des fibres commerciales fabriquées et vendues par la société NKT Photonics et les échantillons testés dans le cadre de ces travaux de thèse ont été fournis par EOLITE Systems.

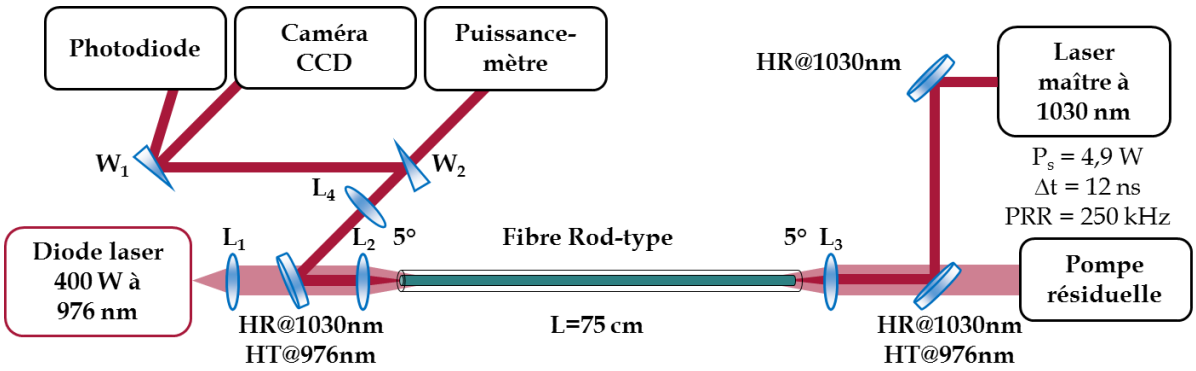


Figure IV-1 – Représentation schématique de la configuration utilisée en régime d'amplification. Un miroir haute réflectivité à 1030 nm est noté HR@1030 nm ; deux miroirs dichroïques haute réflectivité à 1030 nm et haute transmission à 976 nm sont notés HR@1030/HT@976 nm ; L_1, L_2, L_3 et L_4 sont des lentilles traitées antireflet à 1030 nm ; W_1 et W_2 sont des lames prismatiques.

Chaque échantillon de fibre a été testé avec une longueur d'environ 75 cm pour pouvoir se rapprocher des configurations expérimentales de l'entreprise EOLITE Systems et a été intégré dans la chaîne d'amplification principale de la configuration MOPA. Des « end-caps » traités antireflet à 976 nm et à 1030 nm étaient apposés sur les faces de la DMF afin d'éviter les pertes par réflexion de Fresnel sur les faces des fibres. Les LPF et FA-LPF testées ne possèdent pas de « end-caps ». Leurs faces ne portent pas de traitement antireflet, elles sont seulement polies à 5° pour éviter les effets laser parasites et les retours optiques vers le laser maître. La soudure de « end-caps » sur les fibres micro-structurées est une opération délicate qui n'a pas encore été étudiée à XLIM. Le laser maître constituant la source impulsionnelle à amplifier à 1030 nm peut émettre jusqu'à 4,9 W de puissance moyenne, notée P_s, pour des durées d'impulsions de 12 ns (Δt) à un taux de répétition allant de 175 à 250 kHz. La largeur spectrale à mi-hauteur (FWHM) de la source laser à 1030 nm est de 0,2 nm. Pour les tests réalisés et présentés dans cette partie, la cadence a été fixée à 250 kHz. Le miroir noté HR@1030 nm et le miroir dichroïque noté HR@1030/HT@976 nm sont hautement réfléchissants à 1030 nm et la lentille L_3 est utilisée pour injecter le signal à 1030 nm, provenant du laser maître, dans le cœur de la fibre sous test. Il est important de noter qu'une adaptation de la dimension du champ de mode du signal à amplifier a été réalisée pour correspondre rigoureusement à celle du mode fondamental guidé dans le cœur de chaque fibre sous test. Pour cela, la distance focale de la lentille L_3 a été précautionneusement choisie selon le diamètre de champ de mode visé. Une mesure de la taille de faisceau après la lentille L_3 sur la caméra, placée approximativement au niveau de la face d'entrée de la fibre, a été réalisée afin de s'assurer de la bonne adaptation de la taille de faisceau du signal à amplifier au diamètre de champ de mode de la fibre. Le mode issu de la fibre a également été imagé en champ proche (sans puissance de pompage) de manière à observer la quantité de lumière présente dans le cœur et avoir une idée de la qualité de l'injection du signal dans le cœur. On parle alors de mesure du CCR (acronyme du terme anglais « core-to-clad ratio »). L'injection de la

Licence CC BY-NC-ND 3.0

lumière délivrée par la diode de pompe multimode dans la gaine d'air de la fibre (400 W de puissance, Φ = 400 µm, λ = 976 nm, ON = 0,22) se fait dans la direction contra-propagative vis-à-vis du signal à amplifier, via un couple de lentilles notées L_1 et L_2. Un second miroir dichroïque (HR@1030/HT@976 nm) est employé afin de séparer la radiation à 1030 nm de celle de la pompe à 976 nm et d'analyser le signal amplifié. La lentille L_4 sert à rattraper la divergence du faisceau laser amplifié pour éviter que sa dimension ne soit plus importante que celle du capteur CCD de la caméra. L'utilisation de deux lames prismatiques W_1 et W_2 permet la mesure de la puissance extraite du système laser tout en atténuant l'intensité du faisceau arrivant sur la caméra et sur la photodiode. Les distributions d'intensité du faisceau en champ lointain ainsi que les mesures de M^2 peuvent alors être observées et relevées au fur et à mesure de la montée en puissance grâce à la caméra. De la même manière, les fluctuations temporelles d'intensité peuvent être observées à l'aide de la photodiode afin de détecter l'arrivée des instabilités modales. Le seuil des instabilités modales est estimé, pour chaque fibre, en utilisant la même méthode de mesure que celle présentée dans le chapitre III. C'est donc dans ce contexte expérimental que la capacité de chaque design de fibre à conserver une émission quasi-monomode avec l'élévation du flux de pompe a été évaluée. Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous donnerons quelques caractérisations avec des FA-LPFs plus longues (environ 88 cm) pour pouvoir comparer les seuils des instabilités modales à celles obtenues au préalable en configuration oscillateur. Ainsi, l'influence de la configuration (oscillateur ou amplificateur) sur le seuil des instabilités modales pourra être étudiée.

IV.1.1. Cas de la LPF

Dans un premier temps, une LPF de 40 µm de pas, 70 µm de diamètre de cœur environ, 68 µm environ de diamètre de champ de mode à « froid » et dont les deux faces ont été polies à 5°, a été caractérisée. La courbe d'efficacité laser obtenue pour la LPF testée en régime d'amplification nanoseconde pour une puissance en entrée de fibre de 4,9 W environ, est donnée en Figure IV-2.

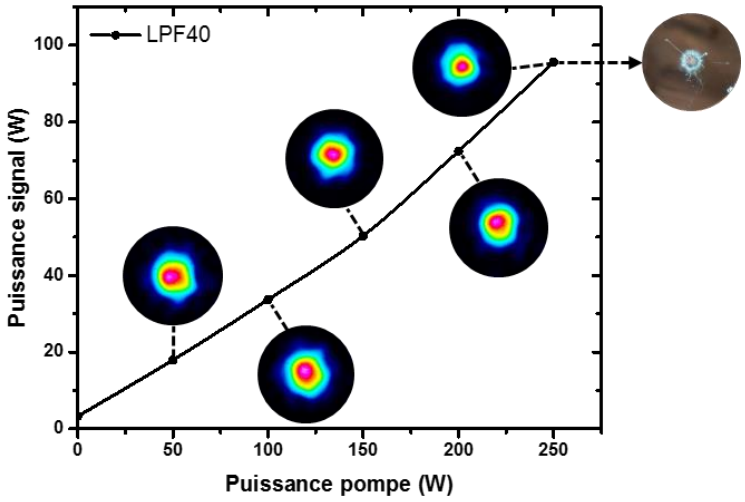


Figure IV-2 – Évolution de la puissance extraite en fonction de la puissance de pompe pour une LPF40 en régime d'amplification nanoseconde pour une puissance en entrée de fibre de 4,9 W environ. En insert sont reportées les distributions d'intensité du faisceau en champ lointain prises à plusieurs niveaux de puissances extraites ainsi qu'une photo de la face endommagée à puissance maximale.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

La puissance maximale extraite à 1030 nm avec la LPF sous test s'élève à 96 W à 250 W de puissance de pompe, correspondant à une efficacité optique-optique de 38 %. Cette valeur peut sembler relativement faible, mais en réalité, la longueur d'onde de la diode de pompe commence seulement à se caler à 976 nm à partir de 250 W de puissance de pompe. En effet, avec la dérive en température de la diode à semi-conducteur, la longueur d'onde se décale au fur et à mesure de la montée en puissance. Une efficacité optique-optique de 50 % aurait donc été possible à plus fort niveau de pompage. Les distributions d'intensité du faisceau émis acquises à la caméra sont reportées en insert sur la Figure IV-2 et semblent démontrer la présence d'un défaut dans la structure de la fibre ou d'un problème interne au matériau de la fibre, puisque même pour des faibles puissances de pompage, le mode semble fuir de la zone de gain. La qualité du polissage des faces de la fibre n'a quant à elle pas été remise en cause car le même protocole a été suivi pour toutes les fibres testées. La valeur de M^2 reste inférieure à 1,3 jusqu'à 72 W de puissance signal. Elle se dégrade rapidement lorsqu'on dépasse cette puissance, et finalement à 96 W on observe un endommagement de la face de sortie. Nous avons observé le phénomène des instabilités modales transverses à 96 W de puissance extraite, mais nous n'avons pas eu le temps de collecter les données à la photodiode car la face de la fibre a été immédiatement endommagée.

Cependant, cette valeur ne semble pas cohérente avec l'estimation du seuil des instabilités modales autour de 270 W de puissance moyenne émise, en régime d'amplification picoseconde (5 W de puissance moyenne en entrée de fibre à une cadence de 40 MHz à 1040 nm pour un spectre de 7 nm de large), par l'équipe de l'Institute of Applied Physics, avec une LPF de 35 µm de pas, 63 µm de diamètre de cœur et 56 µm de diamètre de champ de mode à « froid » [EIDAM 11-1]. De la même manière, le seuil d'instabilités modales a été observé pour trois LPFs suivant la même configuration expérimentale : architecture de type MOPA avec un étage de pré-amplification et un autre d'amplification principale, fonctionnant en régime d'amplification picoseconde (Δt = 630 ps) avec un taux de répétition de 39 MHz [EIDAM 10]. En effet, pour une LPF de 30 µm de pas, 53 µm de diamètre de cœur et 52 µm de diamètre de champ de mode à « froid » environ, avec une puissance moyenne signal en entrée de fibre de 10 W, le phénomène des instabilités modales a été observé autour de 260 W de puissance extraite. Pour une LPF de 45 µm de pas, de 80 µm de diamètre de cœur et de 78 µm de diamètre de champ de mode à « froid », le seuil des instabilités modales a été observé autour de 200 W de puissance moyenne émise. Pour une LPF de 60 µm de pas, de 107 µm de diamètre de cœur et de 100 µm de diamètre de champ de mode à « froid », ils ont estimé l'apparition des instabilités modales à 130 W de puissance moyenne [OTTO 12]. Nous aurions donc pu nous attendre à ce que la valeur seuil estimée dans le cadre de nos expérimentations soit légèrement inférieure à 260 W et bien supérieure à 130 W. La faible valeur de puissance seuil obtenue à Xlim provient peut-être d'un défaut dans la structure de la fibre testée ou dans le matériau de la fibre, témoignant de ce fait de la difficulté de reproductibilité de ce type de fibre, en particulier pour adapter l'indice de réfraction du cœur à celui de la silice environnante et par conséquent assurer une émission quasi-monomode même sous charge thermique.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

IV.1.2. Cas de la DMF

Dans un second temps, nous avons caractérisé une DMF de 85 µm de diamètre de cœur environ et de diamètre de champ de mode environ égal à 65 µm. Les deux faces portent des « end-caps » avec un traitement antireflet à 976 et 1030 nm. La courbe d'efficacité laser obtenue pour la DMF testée en régime d'amplification nanoseconde pour une puissance en entrée de fibre de 4,9 W environ, est donnée en Figure IV-3.

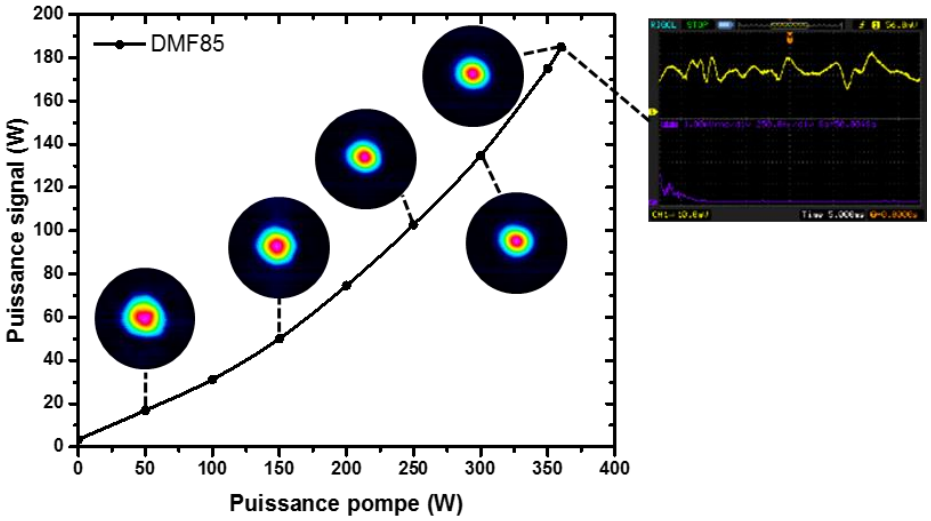


Figure IV-3 – Évolution de la puissance extraite en fonction de la puissance de pompe pour une DMF85 en régime d'amplification nanoseconde pour une puissance en entrée de fibre de 4,9 W environ. En insert sont reportées les distributions d'intensité du faisceau en champ lointain prises à plusieurs niveaux de puissances extraites ainsi qu'une trace temporelle acquise à la photodiode témoignant d'une instabilité temporelle dans la distribution d'intensité du faisceau.

La puissance maximale extraite à 1030 nm avec la DMF sous test s'élève à 185 W à 360 W de puissance de pompe, correspondant à une efficacité optique-optique de 51 %. Les distributions d'intensité du faisceau en champ lointain acquises à la caméra sont reportées en insert sur la Figure IV-3. La valeur du M^2 est inférieure à 1,3 tout au long de la montée en puissance. Le seuil des instabilités modales a été mesuré autour de 185 W de puissance signal comme le montre l'insert en Figure IV-3. Cette valeur du seuil des instabilités modales semble cohérente avec la valeur donnée dans la publication (150 W) [LAURILA 12] obtenue avec une DMF présentant les mêmes dimensions que dans notre étude et avec une source picoseconde haute cadence (λ_c = 1032,2 nm, $\Delta t \approx$ 30 ps, PRR = 40 MHz, $\Delta\lambda \approx$ 0,3 nm, P_s = 1,1 W). Il est important de noter que la DMF testée présentait déjà plusieurs heures de fonctionnement préalablement à la mesure du seuil des instabilités modales et que nous avons limité la montée en puissance à une puissance de pompage de 360 W pour ne pas risquer de l'endommager.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

IV.1.3. Cas de la FA-LPF

Finalement, une FA-LPF de 74 µm de diamètre de cœur environ, de diamètre de champ de mode proche de 60 µm et de $\Delta n \approx 4.10^{-5}$, que l'on nommera échantillon 1 IPHT 4 60 pour différencier les différents échantillons testés, dont les deux faces ont été polies à 5°, a été caractérisée. La courbe d'efficacité laser associée à cette caractérisation est reportée en Figure IV-4.

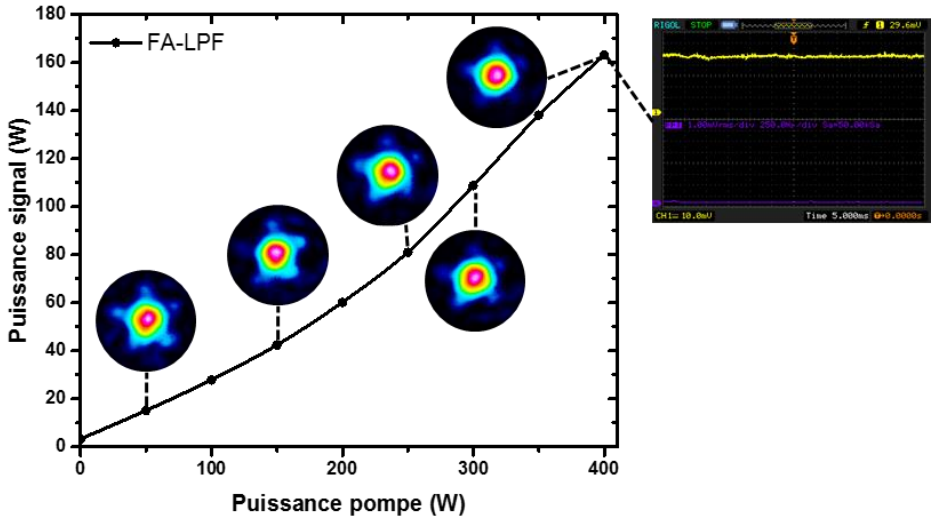


Figure IV-4 – Évolution de la puissance extraite en fonction de la puissance de pompe pour une FA-LPF de diamètre de champ de mode environ égal à 60 µm et de $\Delta n \approx 4.10^{-5}$ (échantillon 1 IPHT 4 60) en régime d'amplification nanoseconde. En insert sont reportées les distributions d'intensité du faisceau en champ lointain prises à plusieurs niveaux de puissances extraites ainsi qu'une trace temporelle acquise à la photodiode témoignant de l'absence du phénomène des instabilités modales transverses.

La puissance maximale extraite à 1030 nm avec la FA-LPF sous test s'élève à 163 W à 400 W de puissance de pompe, correspondant à une efficacité optique-optique de 41 %. Les distributions d'intensité du faisceau en champ lointain acquises à la caméra sont reportées en insert sur la Figure IV-4. La différence d'efficacité par rapport à la fibre précédente provient du fait que même si les FA-LPFs présentent une concentration en ions ytterbium équivalente à celle des DMFs ($C_{Yb203} \approx 0{,}1$ mol %), le ratio cœur/gaine de la FA-LPF $\left(\frac{A_c}{A_g} \approx \frac{74^2}{270^2} \approx 0{,}08\right)$ est très inférieur à celui de la DMF $\left(\frac{A_c}{A_g} \approx \frac{85^2}{260^2} \approx 0{,}11\right)$, avec A_c et A_g respectivement l'aire du cœur et de la gaine. Il en résulte une bien moins bonne absorption de la pompe dans le cas de la FA-LPF. De plus, l'absence « d'end-caps » traités antireflet à 976 nm et 1030 nm sur les faces de la FA-LPF entraîne des pertes sur le signal et la pompe. La valeur de M^2 à 163 W de puissance signal a été mesurée inférieure à 1,2. Les mesures réalisées à la photodiode à pleine puissance montrent que le seuil des instabilités modales transverses n'est pas atteint (cf insert en Figure IV-4).

Pour compenser la différence d'absorption, nous avons réalisé une expérience similaire avec une FA-LPF (L = 88 cm) plus longue de 76 µm de diamètre de cœur environ, de diamètre de champ de mode proche de 62 µm et de $\Delta n \approx 4.10^{-5}$, notée échantillon 1 IPHT 4 62 dans la même configuration expérimentale (régime d'amplification

Licence CC BY-NC-ND 3.0

nanoseconde). Les deux faces ont été polies à 5° et la puissance signal en entrée de fibre est de 4,9 W environ. La courbe d'efficacité laser associée à cette caractérisation est reportée en Figure IV-5.

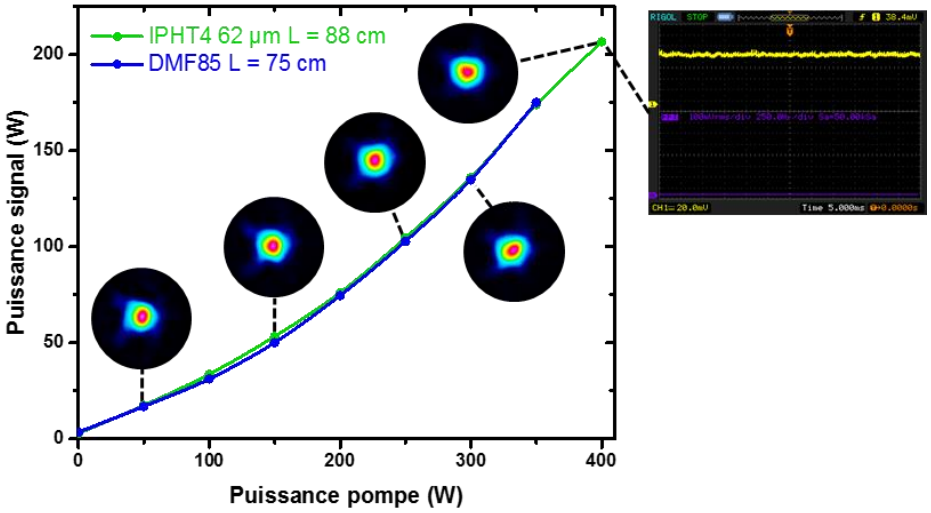


Figure IV-5 – Évolution de la puissance extraite en fonction de la puissance de pompe pour l'échantillon 1 IPHT 4 62 (FA-LPF de diamètre de champ de mode proche de 62 µm et de $\Delta n \approx 4.10^{-5}$) en régime d'amplification nanoseconde pour une puissance en entrée de FA-LPF de 4,9 W environ (courbe verte). La courbe en bleu donne la puissance extraite en fonction de la puissance de pompe en régime d'amplification nanoseconde pour une puissance en entrée de fibre de 4,9 W environ pour la DMF85 présentée en Figure IV-3. En insert sont reportées les distributions d'intensité du faisceau en champ lointain prises à plusieurs niveaux de puissances extraites ainsi qu'une trace temporelle acquise à la photodiode témoignant de l'absence du phénomène des instabilités modales transverses.

La puissance maximale extraite à 1030 nm s'élève à 207 W à 400 W de puissance de pompe, correspondant à une efficacité optique-optique de 52 %. La puissance crête en sortie de fibre est de 69 kW et l'énergie par impulsion associée est de 0,83 mJ. Les niveaux de puissance extraites avec la FA-LPF 1 IPHT 4 62 de 88 cm de long sont similaires à ceux obtenus avec une DMF de 75 cm de long comme en atteste la courbe bleue sur la Figure IV-5. Les distributions d'intensité du faisceau en champ lointain de la FA-LPF acquises à la caméra sont reportées en insert sur la Figure IV-5. La valeur de M^2 à 207 W de puissance signal a été mesurée inférieure à 1,3. Les mesures réalisées avec la photodiode montrent que le seuil des instabilités modales transverses n'est toujours pas atteint pour 207 W de puissance signal (cf insert en Figure IV-5) alors qu'en configuration oscillateur en régime continu, le phénomène était apparu autour de 100 - 105 W pour un échantillon issu du même fibrage et présentant des caractéristiques similaires (mêmes dimensions, longueur et Δn).

En résumé, nous avons testé trois différentes structures de fibres (LPF, DMF et FA-LPF) dans les mêmes configurations expérimentales (régime d'amplification nanoseconde). Les résultats avec la LPF ne sont pas cohérents avec l'état de l'art (seuil des instabilités modales transverses mesuré autour de 96 W contre 270 W dans l'état de l'art en régime d'amplification picoseconde). Cette incohérence semble provenir d'un défaut de la fibre.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Les résultats avec la structure DMF sont cohérents avec l'état de l'art (185 W contre 150 W en régime picoseconde).

Le seuil des instabilités modales n'a pas été observé avec une FA-LPF de 88 cm de long (plus longue que la LPF et la DMF testées pour obtenir la même efficacité) même à 207 W de puissance moyenne extraite en régime d'amplification nanoseconde. Les résultats obtenus avec la structure FA-LPF sont très encourageants et laissent penser à un avantage de la structure FA-LPF. Des résultats complémentaires sont toutefois nécessaires pour valider cette hypothèse.

IV.2. Étude du seuil des instabilités modales transverses en régime d'amplification impulsionnel et comparaison avec l'oscillateur continu

Afin d'étudier l'influence de l'architecture de la source sur le seuil des instabilités modales transverses, des caractérisations ont été réalisées avec les FA-LPFs présentant les plus faibles valeurs de Δn de manière à comparer ces valeurs seuil à celles obtenues précédemment en configuration oscillateur. Pour que cette comparaison soit valable, nous intégrons des FA-LPFs de 88 cm de long dans le montage expérimental présenté en Figure IV-1.

IV.2.1. Régime d'amplification nanoseconde

A cet effet, une FA-LPF, que l'on nommera échantillon 1 Heraeus 1 68, de 84 µm de diamètre de cœur environ, de diamètre de champ de mode proche de 68 µm et de $\Delta n \approx 8.10^{-5}$ dont les deux faces ont été polies à 5°, a été caractérisée avec une puissance signal en entrée de fibre de 3,8 W environ. La courbe d'efficacité laser associée à cette caractérisation est reportée en Figure IV-6.

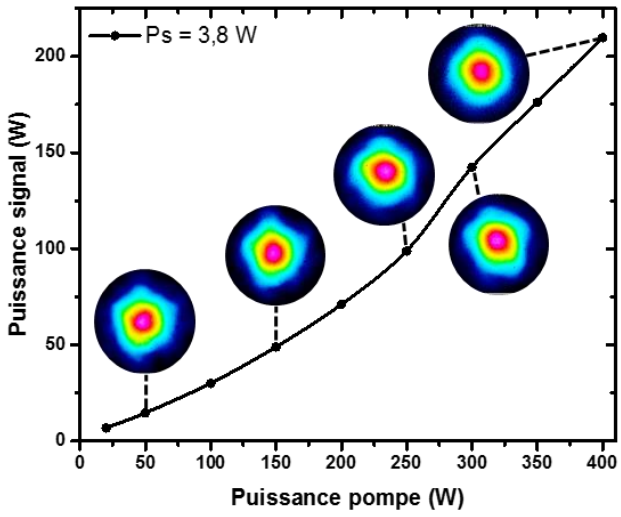


Figure IV-6 – Évolution de la puissance extraite en fonction de la puissance de pompe pour l'échantillon 1 Heraeus 1 68 (FA-LPF de diamètre de champ de mode proche de 68 µm et de $\Delta n \approx 8.10^{-5}$) en régime d'amplification nanoseconde pour une puissance en entrée de FA-LPF de 3,8 W environ. En insert sont reportées les distributions d'intensité du faisceau en champ lointain prises à plusieurs niveaux de puissances extraites.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

La puissance moyenne maximale extraite à 1030 nm avec cet échantillon de fibre s'élève à 210 W à 400 W de puissance de pompe, correspondant à une efficacité optique-optique de 53 %. Pour revenir à ce qui a été dit précédemment au sujet de l'absorption de la pompe, on voit que pour une FA-LPF légèrement plus longue, on retrouve bien la même valeur d'efficacité que la DMF. La puissance crête maximale en sortie de fibre est de 70 kW et l'énergie par impulsion correspondante est de 0,84 mJ. Les niveaux de puissances extraites avec une FA-LPF de 88 cm sont donc similaires à ceux obtenus avec une DMF de 75 cm de long. Les distributions d'intensité du faisceau en champ lointain acquises à la caméra sont reportées en insert sur la Figure IV-6. Les instabilités modales transverses n'ont pas été observées à la photodiode et la valeur de M^2 à 210 W de puissance signal est inférieure à 1,3 alors qu'en configuration oscillateur, le phénomène était apparu autour de 80 - 85 W pour un échantillon issu du même fibrage et présentant des caractéristiques similaires (mêmes dimensions, longueur et Δn). L'apparition de ce phénomène est donc nettement repoussée en régime d'amplification. Il semblerait donc que l'injection sélective sur le mode fondamental à l'aide d'un faisceau quasi-gaussien dans le cœur de la fibre permette une amplification robuste du mode LP_{01}. De plus, le seuil des instabilités modales avait été observé autour de 185 W pour la DMF85 de 75 cm de long dans la même configuration d'amplification. Ces résultats sont cohérents avec l'étude présentée dans la section IV.1.3 (cf Figure IV-5), et confirme que la structure de la fibre joue un rôle important sur l'apparition du phénomène des instabilités modales transverses et il semblerait que la structure FA-LPF permette de repousser ce seuil. Ce dernier n'ayant pas été atteint, il n'est cependant pas possible de quantifier l'amélioration réellement apportée par la structure.

IV.2.2. Régime d'amplification picoseconde

Nous avons également réalisé des tests en régime d'amplification picoseconde à partir d'un laser maître développé par l'entreprise EOLITE Systems de manière à comparer le comportement modal des FA-LPFs entre une amplification en régime picoseconde et en régime nanoseconde. Le montage expérimental mis en œuvre pour le régime picoseconde est similaire à celui présenté en Figure IV-1 à l'exception des caractéristiques du laser maître, de la puissance fournie par la diode de pompe (350 W de puissance, Φ = 300 µm, λ = 976 nm, ON = 0,22) et de la longueur de la fibre employée qui est de 88 cm. En effet, la fibre de la diode de pompe délivrant 400 W de puissance ayant été endommagée, l'entreprise EOLITE Systems nous a prêté une de ces diodes de pompe. La source laser picoseconde utilisée a les caractéristiques suivantes : λ_c = 1030 nm, $\Delta t \approx$ 50 ps, PRR = 500 kHz - 30 MHz (fixé à 2MHz pour nos expérimentations), $\Delta\lambda \approx$ 2,5 - 3 nm, P_s = 4 W. Elle est constituée d'un oscillateur, d'un étireur, et d'un pré-amplificateur. Le signal issu de cette source laser et la puissance de pompe à 976 nm sont respectivement couplés dans le cœur et la gaine d'air de la fibre micro-structurée étudiée. Une FA-LPF neuve de 84 µm de diamètre de cœur environ, de diamètre de champ de mode proche de 68 µm et de $\Delta n \approx 8.10^{-5}$, notée échantillon 2 Heraeus 1 68, dont les deux faces ont été polies à 5° a été caractérisée avec une puissance signal en entrée de fibre de 4 W environ. La courbe d'efficacité laser associée à cette caractérisation est reportée en Figure IV-7.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

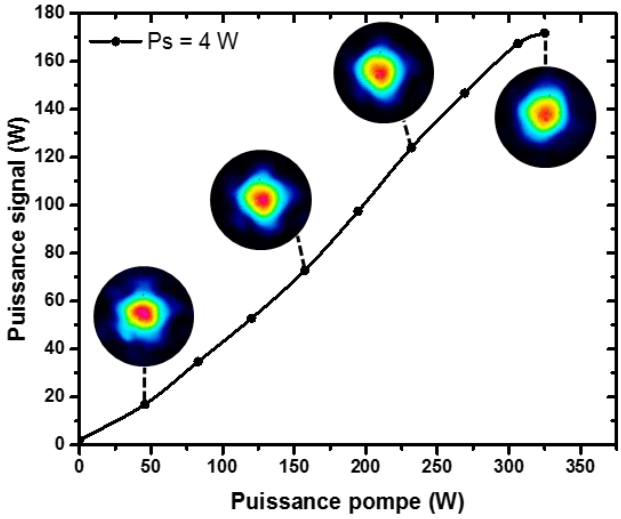


Figure IV-7 – Évolution de la puissance extraite en fonction de la puissance de pompe pour l'échantillon 2 Heraeus 1 68 (FA-LPF de diamètre de champ de mode proche de 68 µm et de $\Delta n \approx 8.10^{-5}$) en régime d'amplification picoseconde pour une puissance en entrée de FA-LPF de 4 W environ. En insert sont reportées les distributions d'intensité du faisceau en champ lointain prises à plusieurs niveaux de puissances extraites.

La puissance maximale extraite à 1030 nm s'élève à 172 W à 325 W de puissance de pompe, correspondant à une efficacité optique-optique de 53 %. La puissance crête associée à une puissance moyenne de 172 W est de 1,72 MW environ et l'énergie par impulsion s'élève à 86,4 µJ. Les distributions d'intensité du faisceau en champ lointain acquises à la caméra sont reportées en insert sur la Figure IV-7. De la même manière que pour les tests en régime d'amplification nanoseconde, les instabilités modales transverses n'ont pas été observées et la valeur de M^2 à 172 W vaut 1,4 alors qu'en configuration oscillateur, le phénomène était apparu autour de 80 - 85 W pour un échantillon issu du même fibrage et présentant des caractéristiques similaires (mêmes dimensions, longueur et Δn).

De la même manière, un deuxième échantillon de fibre IPHT4 62 (diamètre de champ de mode environ égal à 62 µm et $\Delta n \approx 4.10^{-5}$) a été testé dans cette configuration et a été validé en termes d'efficacité et de qualité spatiale de faisceau (absence du phénomène des instabilités modales transverses).

Ces résultats confirment une fois de plus que les instabilités modales transverses se déclenchent à des seuils plus importants en régime d'amplification par rapport aux oscillateurs et que ceci reste vrai pour des impulsions de forte puissance crête.

Nous ne pouvons par contre pas conclure sur une comparaison entre le comportement en régime nanoseconde et picoseconde, puisque les instabilités modales transverses n'ont été observées dans aucun des deux cas.

Il pourrait également être intéressant de mener des caractérisations en amplificateur double-passage pour poursuivre la comparaison.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Une fois que la pertinence de plusieurs générations de fibres a été démontrée suite aux expériences à Xlim vis-à-vis des applications de l'entreprise, une FA-LPF a ensuite été intégrée dans un amplificateur prototype industriel afin de comparer ses performances à celles de la fibre DMF.

IV.3. Intégration d'une FA-LPF dans un amplificateur prototype de l'entreprise

Le prototype industriel, illustré en Figure IV-8, est basé sur une configuration MOPA et comprend de ce fait, un laser maître, une chaîne de pré-amplification et une chaîne d'amplification principale. Les performances visées avec ce prototype concernent l'obtention d'impulsions de forte puissance crête de plusieurs centaines de femtosecondes (typiquement 700 ± 100 fs) de durée à 515 nm après doublage de fréquence dans un cristal non-linéaire. Nous nous intéressons pour le moment à la configuration picoseconde, c'est-à-dire avant compression des impulsions et doublage de fréquence. Tout d'abord, un oscillateur à verrouillage de modes — de caractéristiques similaires à celui utilisé pour les tests en régime picoseconde : λ_c = 1030 nm, $\Delta t \approx$ 34 ps, PRR = 30 MHz, $\Delta\lambda \approx$ 40 pm, P_s = 60 mW — émet des impulsions de faible énergie à haute cadence. Puis, la durée d'impulsions est étirée à 50 – 55 ps à l'aide de la même fibre dispersive que celle utilisée pour le laser maître picoseconde. Le spectre est élargi autour de 2,5 - 3 nm par auto-modulation de phase. La fibre à dispersion normale permet l'étirement temporel des impulsions en vue de les recomprimer après amplification. Ensuite, un sélecteur d'impulsions, composé d'un modulateur acousto-optique, est utilisé pour changer la cadence de répétition du laser. Le but étant d'atteindre les plus hautes puissances crêtes possibles après amplification, il est particulièrement intéressant de pouvoir diminuer la cadence du laser maître à cet effet — la puissance crête étant inversement proportionnelle au taux de répétition — à condition de toujours pouvoir saturer l'étage de pré-amplification. Comme précédemment et pour les mêmes raisons, deux isolateurs optiques sont positionnés pour empêcher le retour du signal dans l'oscillateur d'une part, et dans le pré-amplificateur d'autre part. Le signal en sortie du premier isolateur constitue le signal à pré-amplifier. Ensuite, un pré-amplificateur de basse puissance composé d'une DMF de 55 µm de diamètre de cœur, de diamètre de champ de mode environ égal à 45 µm ± 4 µm à $1/e^2$ à 1040 nm et de diamètre de gaine d'air de 200 µm amplifie en double passage le signal issu de l'oscillateur à verrouillage de modes et du sélecteur d'impulsions. Pour amplifier le signal en double-passage dans la même fibre dans l'étage de pré-amplification, une rotation de la polarisation du signal de 90° est appliquée par l'intermédiaire d'un double-passage dans une lame quart d'onde notée $\lambda/4$ ainsi qu'une réinjection du signal dans le cœur via un miroir haute réflectivité à 1030 nm à 0°. Finalement, le signal amplifié est séparé du signal incident par le polariseur positionné à l'entrée de la fibre. La lame demi-onde qui le précède permet d'orienter la polarisation du signal issu de la DMF55 par rapport aux axes du polariseur. Le signal issu de l'étage de pré-amplification pourra alors être amplifié dans l'étage principal d'amplification. En effet, la puissance du signal issu du laser maître est faible et l'étage supérieur d'amplification nécessite une puissance plus importante en entrée. La source laser, après pré-amplification, présente les caractéristiques suivantes : λ_c = 1030 nm, $\Delta t \approx$ 50 - 55 ps, PRR = 500 kHz – 30 MHz (fixé à 2MHz et 15 MHz dans les expériences présentées ici),

Licence CC BY-NC-ND 3.0

$\Delta\lambda \approx 2,5$ - 3 nm, $P_s = 5$ ou 12 W correspondant à une puissance de pompe, respectivement de 35 W à 2 MHz et 45 W à 15 MHz pour l'étage de pré-amplification. La dernière partie de ce sous-système est l'amplificateur forte puissance dans lequel le signal et la puissance de pompe à 976 nm sont respectivement couplés dans le cœur et la gaine de la FA-LPF de diamètre de cœur environ égal à 90 µm, de diamètre de champ de mode proche de 73 µm, de diamètre de gaine de pompe de 332 µm et de $\Delta n \approx 4.10^{-5}$. Il s'agit d'un échantillon IPHT 4 73. Dans ce dernier étage d'amplification, comme dans l'étage précédent, le signal et la pompe se propagent de façon contra-propagative. La puissance issue de la diode laser à semi-conducteur de 350 W (Φ = 300 µm, λ = 976 nm, ON = 0,22) est séparée à hauteur de 20 % de puissance prélevée pour l'étage de pré-amplification et de 80 % pour le dernier étage d'amplification à l'aide d'un miroir dichroïque adapté. Les deux fibres micro-structurées intégrées dans cette configuration laser présentent des longueurs de 75 cm.

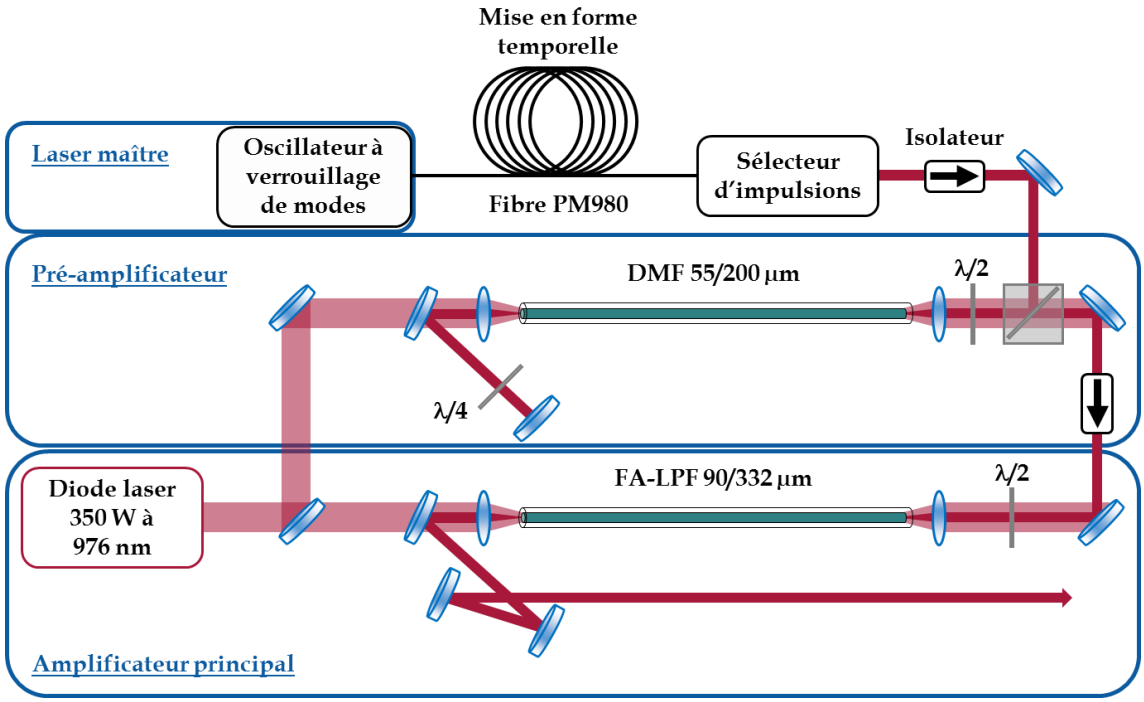


Figure IV-8 – Architecture laser industrielle MOPA picoseconde à 1030 nm.

IV.3.1. Performances actuellement obtenues avec une DMF dans l'étage principal d'amplification

Avant d'intégrer une FA-LPF dans l'étage principal d'amplification, une DMF de 85 µm de diamètre de cœur, 65 µm ± 5 µm à $1/e^2$ à 1040 nm de diamètre de champ de mode et 260 µm ± 15 µm de diamètre de gaine de pompe, avec des « end-caps » traités antireflet à 976 et 1030 nm apposés sur ses faces, a permis le pré-alignement de la chaîne d'amplification principale dans le but d'avoir une idée des performances pouvant être déjà atteintes avec une DMF85 (fibre commerciale à l'état de l'art). Cette opération consiste, tout d'abord, à propager le maximum de puissance lumineuse provenant de l'étage de pré-amplification, dans le cœur de la DMF85 tout en minimisant la puissance se propageant dans la gaine environnante (CCR évoqué précédemment). Ceci permettra d'éviter que la puissance signal localisée dans la gaine interne se propage sans être

Licence CC BY-NC-ND 3.0

amplifiée le long de la fibre. Nous donnons en Figure IV-9 une distribution d'intensité du faisceau en champ proche, c'est-à-dire que la face de sortie de la DMF85 est imagée sur la caméra, témoignant d'une excitation préférentielle du mode fondamental dans le cœur de la fibre ainsi que d'un important contraste entre la lumière se propageant dans le cœur et celle se propageant dans la gaine micro-structurée.

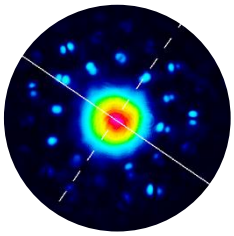
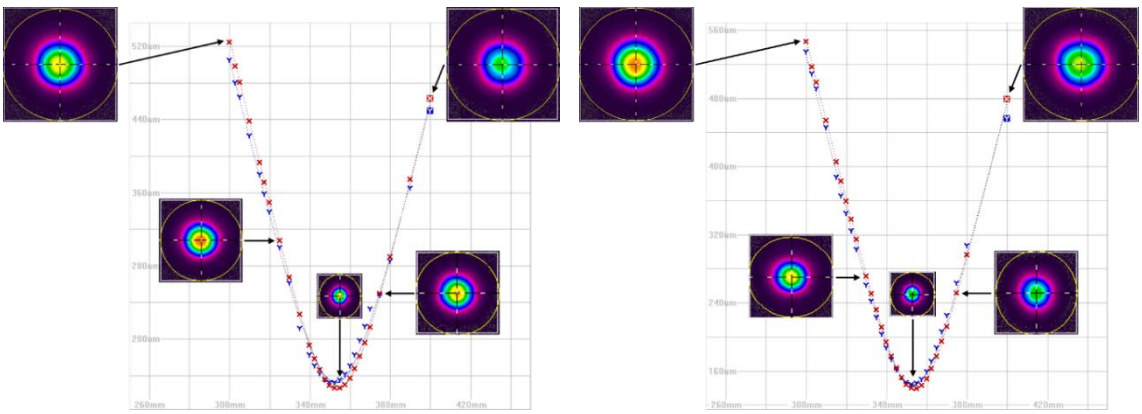


Figure IV-9 – Distribution d'intensité du faisceau en champ proche en sortie de DMF prise à la caméra WinCamD UCD12 à 50 mW de signal à 1030 nm injecté dans le cœur sans pomper la fibre.

Une fois que l'injection du signal dans le cœur a été validée, un pompage optique peut être apporté à la fibre afin de permettre l'amplification du signal en entrée de fibre. Par exemple, pour une cadence de 2 MHz, à 142 W de puissance de pompe dans l'étage principal d'amplification, le signal à 1030 nm a été amplifié de 5 W en entrée de DMF à 56,5 W en sortie de celle-ci. La puissance crête et l'énergie par impulsion qui en résultent sont, respectivement, de 565 kW et 28 µJ et le facteur M², dont la courbe caractéristique (aussi appelée caustique du faisceau) est donnée en Figure IV-10 (a), a une valeur d'environ 1,1 avec un astigmatisme et une asymétrie de faisceau respectivement de 1 % et 5 %. Pour une cadence de 15 MHz, à une puissance de pompe de 175 W et une puissance en entrée de fibre d'environ 11,4 W, une puissance en sortie de 102 W à 1030 nm a été mesurée avec un facteur M² environ égal à 1,1 et un astigmatisme/asymétrie respectivement de 2 % et 3 % (cf Figure IV-10 (b)). La puissance crête et l'énergie par impulsion associées sont respectivement de 136 kW et 6,8 µJ.



(a) (b)

Figure IV-10 – Mesures de M² obtenues avec la DMF85 dans l'étage d'amplification principal à une cadence de 2 MHz et à une puissance en sortie de 56,5 W à 1030 nm (a) ; (b) à une cadence de 15 MHz et à une puissance en sortie de 102 W à 1030 nm.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

IV.3.2. Performances délivrées par la FA-LPF en régime picoseconde infrarouge

Maintenant que nous avons une idée des performances attendues avec une fibre commerciale dans l'étage principal d'amplification de ce prototype laser picoseconde, une FA-LPF peut alors être intégrée à la place de la DMF85 afin d'étudier son potentiel. Ma contribution dans cette partie est principalement relative à l'alignement de la FA-LPF dans l'étage principal d'amplification. En effet, l'alignement laser des deux premiers étages avait été réalisé préalablement à ma venue. De la même manière que pour la DMF, la répartition de la lumière au niveau de la face de sortie a été observée de manière à vérifier que le maximum d'intensité lumineuse se concentre dans le cœur de la FA-LPF. Il est important de noter que la FA-LPF ne possède pas de « end-caps » traités antireflet à 976 nm et à 1030 nm contrairement aux DMFs habituellement introduites dans les systèmes laser EOLITE. Nous donnons à la Figure IV-11 l'image de la face de sortie sur la caméra, témoignant d'une excitation préférentielle du mode fondamental dans le cœur de la fibre ainsi que d'un important contraste entre la lumière se propageant dans le cœur et dans la gaine micro-structurée.

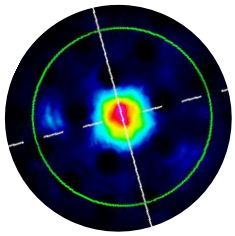


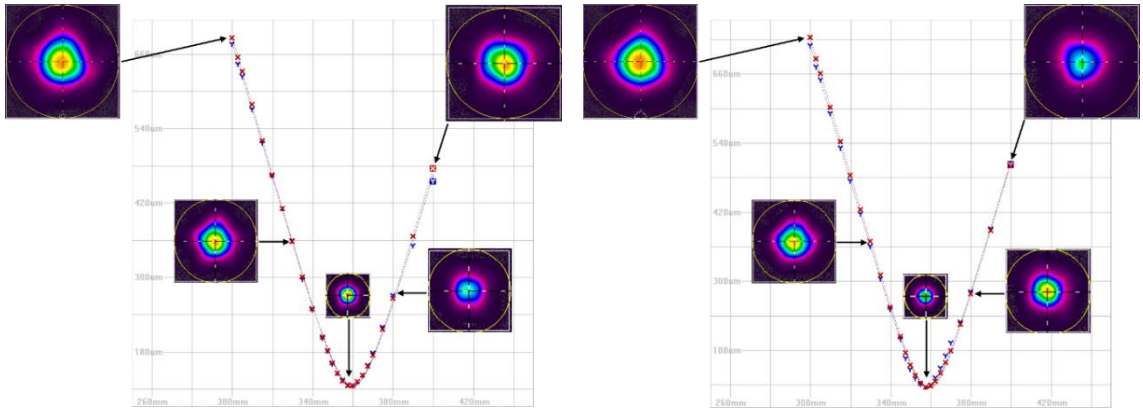
Figure IV-11 – Distribution d'intensité du faisceau en champ proche en sortie de FA-LPF prise à la caméra WinCamD UCD12 à 50 mW de signal à 1030 nm injecté dans le cœur sans pompage.

La forme pentagonale du mode provient de la disposition pentagonale des plots bas-indice de la gaine micro-structurée délimitant la zone dopée, mais la circularité du mode augmente au fur et à mesure que la puissance de pompe augmente en raison du « filtrage par le gain » et du gradient thermique dans le cœur de la fibre.

De la même manière que pour la DMF, pour une cadence de 2 MHz, à une puissance de pompe de 140 W, et avec une puissance du signal en entrée de FA-LPF de l'ordre de 5 W, une puissance moyenne polarisée linéairement en sortie de 55,9 W à 1030 nm a été mesurée avec un facteur M^2 environ égal à 1,1 et un astigmatisme/asymétrie respectivement de 3 % et 1 % (cf Figure IV-12 (a)). La puissance crête et l'énergie par impulsion qui en résultent sont, respectivement, de 559 kW et 28 µJ. En effet, le taux d'extinction de polarisation a été mesuré légèrement supérieur à 17 dB à l'aide d'une lame demi-onde en entrée et une autre en sortie de FA-LPF suivie d'un polariseur. La première lame $\lambda/2$ sert à orienter la polarisation du signal incident par rapport à un des axes neutres de la fibre. Bien que la FA-LPF ne soit pas à maintien de polarisation, de la même manière que la DMF, il est possible de minimiser la dépolarisation dans la fibre en orientant la polarisation en entrée de fibre. En effet, bien que cette structure de FA-LPF ne soit pas réalisée dans le but d'assurer un maintien de la polarisation, il est important de noter que des contraintes résiduelles lors du fibrage en plus de la structure apériodique de la fibre peuvent donner lieu à des axes privilégiés qui conserveront mieux la polarisation rectiligne au cours de la propagation. Il est important de mentionner que des FA-LPFs à

Licence CC BY-NC-ND 3.0

maintien de polarisation ont été développées au cours de la thèse de Rémi du Jeu et pourraient être intégrées dans les systèmes laser de l'entreprise pour maximiser le maintien de la polarisation du faisceau au cours de sa propagation dans la FA-LPF [DU JEU 18]. La seconde lame λ/2 permet l'orientation de la polarisation du signal incident par rapport aux axes du polariseur. Pour une cadence de 15 MHz, à une puissance de pompe de 180 W, et avec une puissance du signal en entrée de FA-LPF de l'ordre de 12 W, une puissance polarisée rectilignement en sortie de 101 W à 1030 nm a été mesurée avec un facteur M^2 environ égal à 1,1 et un astigmatisme/asymétrie respectivement de 5 % et 3 % (cf Figure IV-12 (b)). La puissance crête et l'énergie par impulsion associées sont, respectivement, de 135 kW et 6,7 µJ.



(a) (b)

Figure IV-12 – Mesures de M^2 obtenues avec la FA-LPF dans l'étage d'amplification principal à une cadence de 2 MHz et à une puissance en sortie de 55,9 W à 1030 nm (a) ; (b) à une cadence de 15 MHz et à une puissance en sortie de 101 W à 1030 nm.

Des performances au moins similaires à celles délivrées par la DMF ont donc été obtenues dans l'infrarouge en régime picoseconde avec la FA-LPF dans l'étage principal d'amplification, ce qui est très prometteur pour une potentielle phase d'industrialisation des FA-LPFs, bien moins coûteuses à réaliser de par leur cœur homogène non mixé. D'autres modules sont ensuite ajoutés au montage expérimental présenté en Figure IV-8 afin d'obtenir des impulsions de plus forte puissance crête en comprimant les impulsions à moins de 1 ps de durée dans l'infrarouge (étage de compression), puis de générer une émission dans le vert par doublage de fréquence dans un cristal non-linéaire. C'est une technique attrayante qui permet d'obtenir des impulsions de durée plus courte que celle issue du laser maître. Elle se décompose en deux étapes : la première concerne l'augmentation de la largeur spectrale des impulsions à l'aide du processus non-linéaire d'auto-modulation de phase. Dans la plupart des cas, cela mène à des impulsions chirpées avec une durée d'impulsions supérieure à celle de l'impulsion initiale en raison de la dispersion d'ordre deux. La seconde étape est relative à la compression linéaire de la durée d'impulsions, qui supprime ou diminue le chirp.

Par exemple, dans le cas des sources laser de l'entreprise EOLITE, les impulsions initialement gaussiennes limitées par transformée de Fourier (d'environ 30 ps de durée) issues d'un oscillateur à verrouillage de modes sont étirées temporellement à travers une fibre passive afin qu'elles acquièrent une forme temporelle parabolique. La durée des

Licence CC BY-NC-ND 3.0

impulsions après propagation dans la fibre passive a été étirée autour de 50 - 55 ps. Comme la largeur de la bande spectrale a été augmentée sous l'effet de l'auto-modulation de phase (allant d'environ 40 pm à 2,5 – 3 nm), les impulsions comprimées peuvent voir leur durée significativement raccourcie par rapport à celle des impulsions initiales. Ces impulsions paraboliques sont ensuite amplifiées, puis comprimées à des durées sub-picosecondes.

IV.3.3. Compression des impulsions amplifiées par la FA-LPF et conversion non-linéaire de fréquence

IV.3.3.1. Compression temporelle des impulsions après amplification dans la FA-LPF

Nous allons maintenant présenter les résultats obtenus avec la FA-LPF dans l'étage principal d'amplification en appliquant la méthode d'étirement/compression. Le montage expérimental est présenté en Figure IV-13. Il apparaît que pour une cadence de 2 MHz, à une puissance de pompe de 140 W, et avec une puissance du signal en entrée de FA-LPF de l'ordre de 5 W, une puissance moyenne en sortie de 47 W à 1030 nm a été obtenue avec un facteur M^2 environ égal à 1,1 et un astigmatisme/asymétrie respectivement de 10 % et 1 %. Le compresseur entraîne donc de faibles pertes de l'ordre de 16 %. Ces pertes proviennent en bonne partie de l'efficacité de diffraction du réseau et des pertes par réflexion (la transmission du réseau est de 96 à 98 % par passage) dans lequel on fait quatre passages. Il semblerait également que le compresseur ajoute de l'astigmatisme au faisceau. Cette valeur de 10 % aurait probablement pu être diminuée en optimisant l'inclinaison du réseau de manière à rendre le faisceau circulaire, mais elle reste tout à fait satisfaisante pour les applications typiques de ce laser industriel. L'énergie par impulsion s'élève à environ 24 µJ. Ces performances sont équivalentes à celles qui sont habituellement obtenues avec une fibre DMF à la place de la FA-LPF dans les sources laser commerciales de l'entreprise.

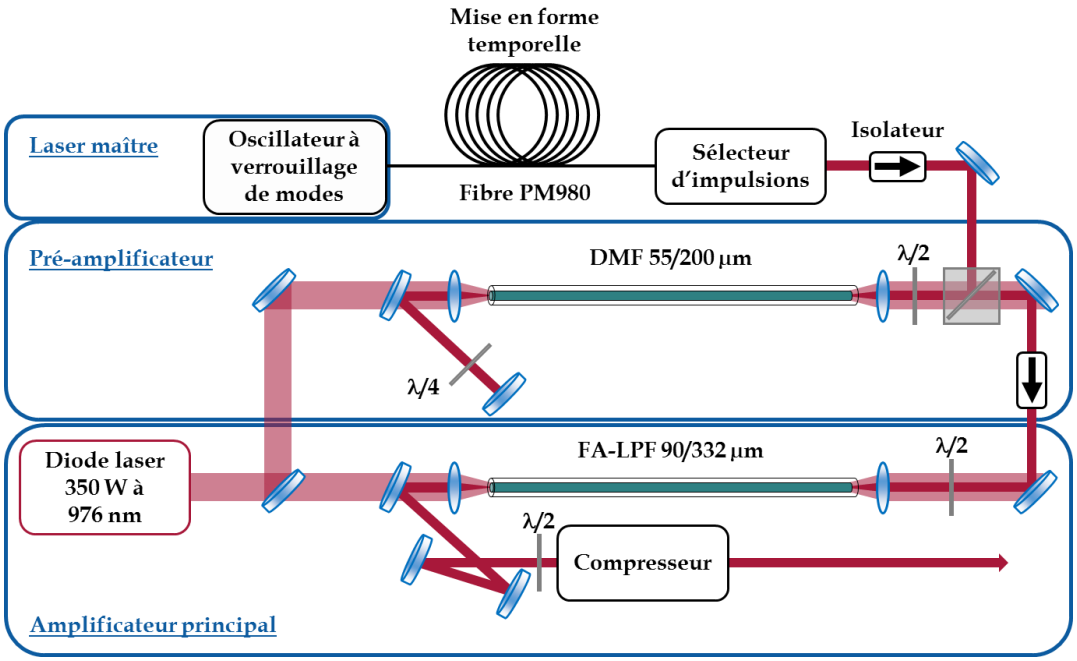


Figure IV-13 – Architecture laser industrielle MOPA femtoseconde à 1030 nm.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

IV.3.3.2. Conversion non-linéaire de fréquence dans un cristal de LBO

La génération de second harmonique (SHG comme acronyme de « Second Harmonic Generation »), ou encore doublage de fréquence, est liée à la susceptibilité non-linéaire d'ordre 2, notée $\chi^{(2)}$, et ne peut se produire que dans les milieux anisotropes non centro-symétriques, c'est-à-dire ne présentant pas de symétrie centrale. C'est un cas particulier du processus de somme de fréquences qui, à partir de la combinaison de deux ondes incidentes, dites de pompe ou fondamentale, de pulsations ω_1 et ω_2, va résulter en une seule onde de pulsation $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. Dans le cas de la génération de second harmonique, les pulsations ω_1 et ω_2 sont égales et telles que $\omega_1 = \omega_2 = \omega$, et l'onde créée, par combinaison des deux ondes incidentes, possède alors le double de l'énergie, et de ce fait, le double de la fréquence ou la moitié de la longueur d'onde des photons initiaux. La pulsation de l'onde résultante est telle que $\omega_3 = 2\omega$.

Les vitesses de phase des ondes fondamentale $v_\omega = {}^{c}/_{n_\omega}$ et doublée $v_{2\omega} = {}^{c}/_{n_{2\omega}}$ varient selon la longueur d'onde à cause de la dispersion chromatique. Comme les indices de réfraction vus par l'onde doublée et l'onde pompe sont tels que $n_{2\omega} \neq n_\omega$, les vitesses de phase associées aux deux ondes diffèrent. En conséquence, un désaccord de phase entre ces deux ondes apparaît et réduit drastiquement l'efficacité du processus de doublage de fréquence. Pour que le taux de conversion des photons de pompe en photons de plus haute énergie soit maximal, il est nécessaire que l'intensité du faisceau incident soit grande sur une certaine longueur de propagation et que le faisceau doublé reste en phase avec le faisceau incident sur cette même longueur. On parle alors de condition d'accord de phase :

$$\Delta k = k_{2\omega} - 2k_\omega = 0 \qquad \textit{(IV-1)}$$

Avec k_ω et $k_{2\omega}$ les vecteurs d'onde relatifs à l'onde pompe et l'onde doublée, définis comme suit :

$$k_\omega = \frac{n_\omega \omega}{c}$$

$$k_{2\omega} = \frac{n_{2\omega} 2\omega}{c}$$

L'obtention de l'accord de phase revient donc à ce que les indices de réfraction n_ω et $n_{2\omega}$ soient égaux. Lorsque les conditions d'accord de phase sont correctement optimisées, une efficacité de conversion de plus de 50% voire de plus de 80% peut être obtenue en focalisant un faisceau laser intense dans un cristal non-linéaire [OU 92, SÜDMEYER 08, MEIER 10]. Dans certains matériaux biréfringents, il est possible que la lumière incidente polarisée linéairement selon un axe et la lumière convertie polarisée linéairement selon un autre axe voient le même indice de réfraction et restent en phase lors de leur propagation en jouant à la fois sur l'orientation et la température du cristal pour compenser l'effet de la dispersion chromatique. Ce type de matériau possède deux indices : ordinaire et extraordinaire (notés n_o et n_e) selon la polarisation de l'onde fondamentale.

Pour réaliser le doublage de fréquence à partir de la radiation pompe à 1030 nm et de ce fait, permettre une émission à 515 nm, un cristal de LBO de type 1 est ajouté après le

Licence CC BY-NC-ND 3.0

compresseur (cf Figure IV-14). Les cristaux de type 1 permettent la combinaison de photons avec une polarisation ordinaire ou extraordinaire par rapport au cristal pour créer un photon doublé en fréquence avec une polarisation orthogonale à celle des photons incidents.

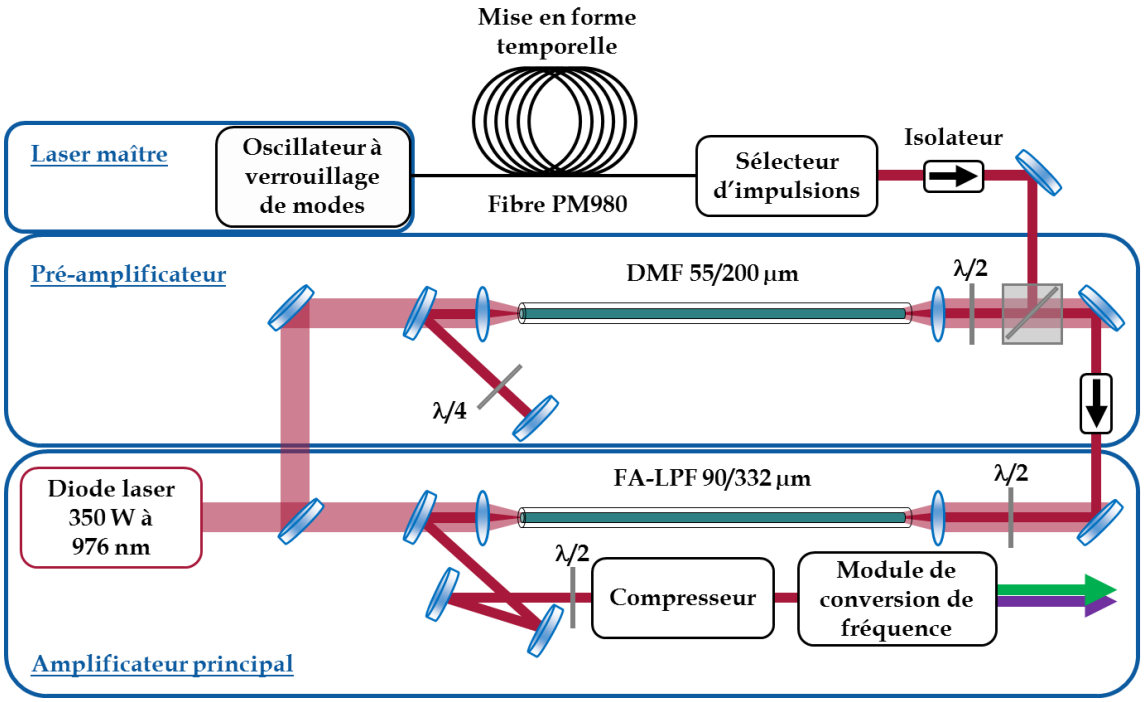
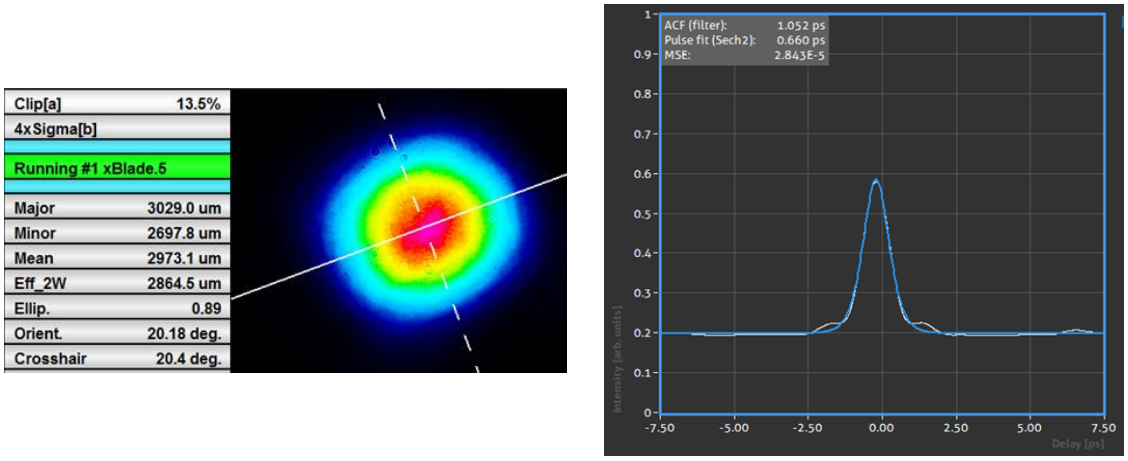


Figure IV-14 – Architecture laser industrielle MOPA femtoseconde à 515 nm.

Après optimisation du processus de conversion de fréquence, pour une cadence de 2 MHz, à une puissance de pompe de 140 W, et avec une puissance du signal en entrée/sortie de FA-LPF de l'ordre de 5 W/47 W (après compresseur), une puissance en sortie du cristal non-linéaire de 28 W à 515 nm a été mesurée avec un facteur M^2 environ égal à 1,1 et un astigmatisme/asymétrie respectivement de 1% et 12%. Ces valeurs sont cohérentes avec les spécifications standards des sources laser commerciales d'EOLITE. La puissance crête et l'énergie par impulsion résultantes s'élèvent respectivement à environ 21 MW et 14 µJ. Étant donné que le compresseur entraîne des pertes de l'ordre de 16%, l'efficacité de conversion s'élève donc à 60% environ. L'efficacité totale de compression et de conversion de fréquence est de l'ordre de 50%.

En augmentant légèrement la puissance de pompe à 976 nm à 144 W, la puissance à 515 nm peut atteindre 30 W. La distribution d'intensité du faisceau vert ainsi qu'une mesure prise à l'auto-corrélateur de la durée d'impulsions (660 fs) sont données respectivement, en Figure IV-15 (a) et (b). Cette valeur de durée d'impulsions respecte la valeur souhaitée par l'entreprise qui doit être telle que $\Delta t \approx 700 \pm 100$ fs. Cependant, nous pouvons constater la présence d'un léger piédestal sur la trace d'impulsions. Une partie de l'énergie est donc perdue après recompression. Par ailleurs, il apparaît que l'ellipticité du faisceau de 89% pourrait être optimisée, mais cette valeur reste toutefois acceptable pour un laser industriel de l'entreprise.

Licence CC BY-NC-ND 3.0



(a) (b)

Figure IV-15 – (a) Distribution d'intensité du faisceau vert ; (b) trace d'impulsions prise à l'auto-corrélateur.

Finalement, les performances du prototype intégrant la FA-LPF sont donc à la hauteur des attentes de l'entreprise avec des performances très similaires à celles obtenues avec une DMF. Il est important de noter que la forme du faisceau légèrement pentagonale due à la structure de la FA-LPF ne semble aucunement porter préjudice à l'efficacité de conversion du doublage de fréquence puisque l'intensité lumineuse portée sur les bords du pentagone est très faible en comparaison du profil d'intensité à $1/e^2$. Cette expérience avait pour but de tester une FA-LPF à la place d'une DMF dans un système laser industriel standard. Elle ne constitue pas une étude des limites d'utilisation des FA-LPFs qui restent encore à explorer. Les performances avant l'apparition des instabilités modales transverses mesurées dans les paragraphes IV.2.1 et IV.2.2 démontrent de réelles perspectives pour la création d'une nouvelle génération de sources laser à FA-LPF.

IV.3.4. Étude du vieillissement de la FA-LPF

Finalement, une étude du vieillissement de la FA-LPF dans le prototype industriel a été menée sur une durée de 400 heures, à une cadence de 2 MHz, une puissance de pompe de 144 W, une puissance du signal en entrée de FA-LPF de l'ordre de 5 W, et une puissance à 515 nm de 30 W.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

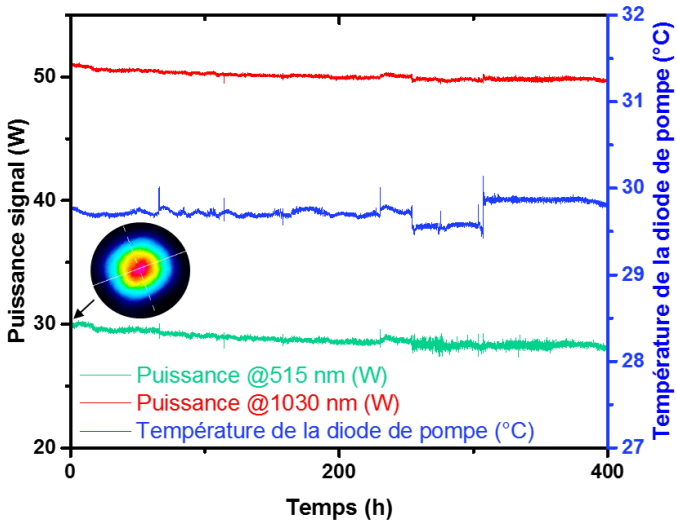


Figure IV-16 – Étude du vieillissement de la FA-LPF dans le prototype industriel.

Il apparaît que les niveaux de puissance à 1030 nm et à 515 nm diminuent, respectivement de 4,7% et de 6% au cours des 400 heures de test de vieillissement de la fibre. Les fluctuations de puissance observées sur la courbe de la Figure IV-16 pourraient, entre autres, provenir des fluctuations de température de la diode de pompe et de ce fait du décalage de la longueur d'onde d'émission autour de 976 nm (et de la variation de puissance de pompe absorbée qui en découle), ou encore de la stabilité mécanique du laser.

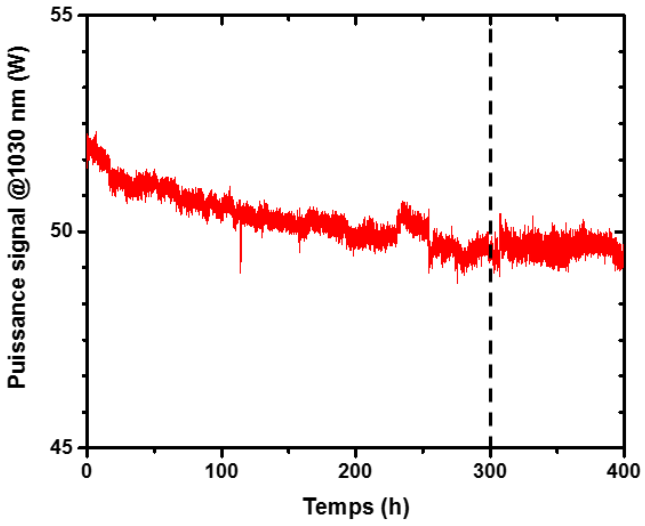


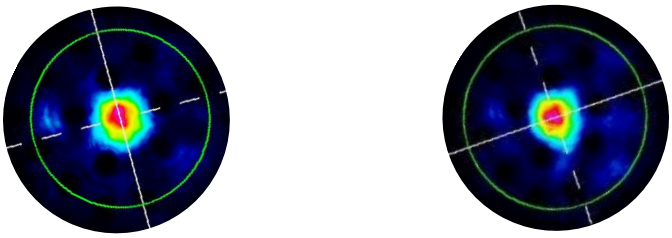
Figure IV-17 – Zoom sur la décroissance de la puissance dans l'infrarouge.

La puissance à 1030 nm décroît de 4,5% au cours des 300 premières heures probablement à cause du photo-noircissement. Sur les 100 dernières heures, on observe une stabilisation du phénomène avec une décroissance mesurée égale à 0,3 % dans l'infrarouge (cf Figure IV-17). De la même manière, la puissance à 515 nm diminue de 5,4 % durant les 300

Licence CC BY-NC-ND 3.0

premières heures, puis de 0,6 % sur les 100 dernières heures de l'étude du vieillissement de la fibre. Ces résultats prouvent la tenue de ce type de fibre à des hauts niveaux de puissance sur plusieurs centaines d'heures et devraient donner lieu à la réalisation de tests industriels complémentaires, en particulier à plus haute puissance.

Par ailleurs, la distribution d'intensité du faisceau a été observée (à 50 mW de signal à 1030 nm injecté dans le cœur sans pompage) à la fin du test de vieillissement (cf Figure IV-18 (b)) et a démontré que la majorité de la puissance lumineuse était toujours localisée dans le cœur de la fibre. Ceci témoigne donc de l'absence de dégradation de la qualité spatiale de faisceau au cours du temps.



(a) (b)

Figure IV-18 – Distributions d'intensité du faisceau en champ proche en sortie de FA-LPF prise à la caméra WinCamD UCD12 à 50 mW de signal à 1030 nm injecté dans le cœur sans pompage avant (a) et après (b) le test de vieillissement.

Cette étude d'intégration d'une FA-LPF dans un laser industriel de l'entreprise EOLITE semble donc très prometteuse compte tenu des performances équivalentes à celle de la DMF en termes d'efficacité, de qualité spatiale de faisceau qui ont été obtenues. La stabilité en puissance du laser intégrant une FA-LPF pourrait par ailleurs être améliorée en utilisant une diode de pompe calée en longueur d'onde.

Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons, tout d'abord, comparé les performances délivrées par des fibres commerciales (DMF85 et LPF40) et par une FA-LPF à longueur, diamètres de cœur, de champ modal et configurations équivalents (régime d'amplification simple passage nanoseconde).
Une efficacité optique-optique plus faible dans le cas de la FA-LPF par rapport à la DMF (41% contre 51%) a été obtenue en raison d'un ratio cœur/gaine plus faible pour la FA-LPF. Une efficacité légèrement supérieure à 50% avec les FA-LPFs a été obtenue en régime d'amplification nanoseconde pour une longueur de fibre de 88 cm environ donnant lieu à une puissance crête maximale en sortie de fibre de l'ordre de 70 kW et une énergie par impulsion correspondante de 0,8 mJ environ. Le seuil des instabilités modales transverses a été mesuré, respectivement autour de 185 et 96 W de puissance signal pour la DMF et la LPF, alors que ce phénomène n'a pas été observé avec la FA-LPF par manque de puissance de pompage. La valeur du seuil des instabilités modales transverses relevée pour la DMF semble concorder avec le seuil de 150 W estimé avec une DMF présentant les mêmes dimensions que dans notre cas et avec des propriétés de la source telles que : λ_c = 1032,2 nm, $\Delta t \approx 30$ ps, PRR = 40 MHz, $\Delta\lambda \approx 0{,}3$ nm, P_{seed} = 1,1 W [LAURILA 12].

Licence CC BY-NC-ND 3.0

En revanche, la valeur de seuil mesurée pour l'échantillon de LPF est nettement inférieure à celles données dans la littérature, ce qui soulève des questions sur la qualité de l'échantillon testé. La faible valeur de seuil obtenue à Xlim provient peut-être d'un défaut dans la structure de la fibre testée en raison de la difficulté de reproductibilité de ce type de fibre. A configuration similaire, la structure de la fibre semble donc jouer un rôle important sur l'apparition du phénomène des instabilités modales transverses et il semblerait que la structure des FA-LPFs repousse l'apparition de ce phénomène conformément aux résultats des calculs théoriques menés lors de leur conception. Le manque de puissance de pompage disponible ne nous a cependant pas permis de quantifier le niveau d'amélioration expérimentalement puisque les seuils d'apparition des instabilités modales transverses n'ont pas pu être atteints en configuration d'amplification.

Ensuite, des caractérisations ont également été menées en régime d'amplification picoseconde et une puissance crête de 1,72 MW environ, une énergie par impulsion de 86,4 µJ ont été obtenues, là encore sans observation du phénomène des instabilités modales transverses en raison du manque de puissance de pompage.

Finalement, une FA-LPF de 73 µm de diamètre de champ de mode et de 75 cm de long a été intégrée à la place d'une DMF85 dans un prototype laser industriel femtoseconde afin de valider le concept de la fibre sans chercher à pousser les performances dans un premier temps. La méthode d'étirement/compression des impulsions a permis l'obtention d'impulsions de 700 fs de durée environ. Les performances obtenues avec la FA-LPF ont donc pu être comparées à celles de la DMF et il apparaît que ce design de fibre apériodique permette d'obtenir un laser aux caractéristiques au moins équivalentes à celles des sources laser industrielles d'EOLITE. En effet, une puissance moyenne et une énergie par impulsion, respectivement de 47 W et 24 µJ à 1030 nm ont été obtenues avec un facteur M^2 environ égal à 1,1. Après doublage de fréquence, une puissance moyenne, crête et une énergie par impulsion, respectivement de 28 W, 21 MW et de 14 µJ avec une excellente qualité de faisceau ont été obtenues à 515 nm. Un fonctionnement à encore plus haut niveau de puissance moyenne des FA-LPFs pourrait être envisagé puisque le seuil des instabilités modales transverses n'a a pas été observé en régime d'amplification contrairement à la DMF.

Les résultats présentés dans ce chapitre ont fait l'objet d'une présentation orale en conférence internationale [MALLEVILLE 19].

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Chapitre V. Les évolutions en cours pour les FA-LPFs

L'objectif de ce chapitre vise à étudier la faisabilité d'une fibre micro-structurée de longueur nettement inférieure à 75 cm capable de délivrer des niveaux d'efficacité similaires aux DMFs de 75 cm de long. Nous avons effectivement démontré dans le chapitre précédent que des performances équivalentes à celles des DMFs pouvaient être obtenues à partir de deux générations de FA-LPFs à longueur de fibre légèrement différente. En effet, les longueurs des FA-LPFs nécessitent d'être un peu plus importantes en comparaison des DMFs en raison de leur ratio cœur/gaine plus petit (88 cm pour une FA-LPF pour atteindre les niveaux d'efficacité d'une fibre DMF de 75 cm).

En outre, nous nous intéresserons au cas des anti-guides, c'est-à-dire des structures à Δn négatif, pour étudier la capacité d'une telle fibre à obtenir une plage de fonctionnement monomode à plus hauts niveaux de charge thermique par rapport aux FA-LPFs « classiques », même pour des fibres à grands cœurs.

V.1. Raccourcissement de la fibre amplificatrice

Une solution intéressante pour que les niveaux d'efficacité des FA-LPFs soient meilleurs serait d'améliorer l'absorption de la pompe. Pour cela, il existe deux possibilités : une augmentation de la concentration en ions Ytterbium dans le cœur ou une augmentation du rapport cœur/gaine (cf Formule (V-6)). Dans un premier temps, nous étudierons la première possibilité, qui consiste à augmenter la concentration en ions ytterbium dans le cœur de la fibre.

V.1.1. Augmentation de la concentration en ions ytterbium dans le cœur

Les matériaux de cœur des FA-LPFs « classiques » présentent une concentration de l'ordre de 0,1 mol.% d'oxyde d'ytterbium (Yb_2O_3) co-dopé avec une concentration de 1,5 mol.% d'oxyde d'aluminium (Al_2O_3). La gaine passive est quant à elle dopée avec 1,82 mol.% d'Al_2O_3. Une nouvelle fabrication a été initiée pour répondre à la problématique de raccourcissement des FA-LPFs précédemment mentionnée, et le matériau pour le cœur de la fibre plus fortement dopé en ions ytterbium, synthétisé par l'IPHT, présente une concentration en ions ytterbium de l'ordre de 0,18 mol.%, c'est-à-dire de l'ordre de $7{,}9.10^{25}$ ions.m^{-3}, co-dopé avec une concentration de 1,15 mol.% d'Al_2O_3 et avec une concentration de 0,11 mol.% de Ce_2O_3. Nous avons choisi d'introduire ce co-dopage aux ions cerium pour réduire l'impact du photo-noircissement. La concentration idéale en ions cerium, capable de minimiser l'impact du photo-noircissement pour le dopage choisi en ions ytterbium, serait d'environ 0,2 mol.% et nous n'avons pas voulu tenter une modification chimique aussi radicale du cœur. Nous avons donc opté pour une concentration plus faible, simplement à même de compenser le photo-noircissement engendré par le surplus de concentration en ions ytterbium par rapport aux précédentes générations de FA-LPF. Par exemple, il a été démontré qu'une incorporation entre 0,26 mol.% et 0,47 mol.% de Ce_2O_3 pour une concentration d'Yb_2O_3 proche de 0,4 mol.% était optimale pour réduire l'impact du photo-noircissement [JETSCHKE 16]. La gaine passive est quant à elle dopée avec 2,45 mol.% d'Al_2O_3.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Le Δn de la fibre a été estimé à + 8.10^{-5} avec la méthode interférométrique précédemment mentionnée et développée dans l'équipe. Une image de FA-LPF issue du fibrage d'une canne micro-structurée composée par ce couple de matériaux avec une gaine d'air est donnée en Figure V-1 (b). La canne micro-structurée provient elle-même du fibrage du stack représenté en Figure V-1 (a).

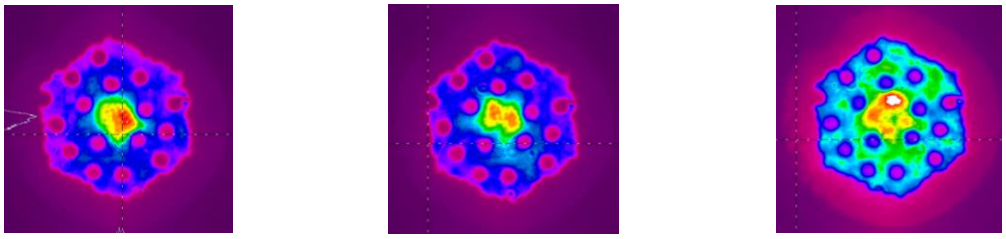


(a) (b)

Figure V-1 – (a) Photo du stack relatif au matériau de cœur fortement dopé aux ions ytterbium ; (b) image de la face de la FA-LPF après étirage d'une canne micro-structurée entourée par de la silice pure et une gaine d'air. La FA-LPF obtenue après fibrage présente les dimensions suivantes : 83 µm de diamètre de cœur, 68 µm de diamètre de champ de mode, 310 µm de diamètre de gaine d'air, 800 µm de diamètre externe et un $\Delta n \approx + 8.10^{-5}$.

V.1.1.1. Estimation du contenu modal à « froid »

Le contenu modal « à froid » de cette FA-LPF avec un diamètre de cœur de 83 µm, un diamètre de champ modal de 68 µm environ et un Δn ≈ + 8.10^{-5} a, tout d'abord, été observé à une longueur d'onde proche de 1030 nm. Pour cela, la lumière blanche issue d'une source supercontinuum a été injectée dans le cœur de la fibre et un filtre passe-bande de 10 nm de large centré à 1100 nm a été positionné avant le système d'imagerie. Les distributions d'intensité du faisceau en champ proche en sortie de la fibre ont été relevées à l'aide d'une caméra CCD SPIRICON SP620U Ophir Photonics avec une réponse spectrale allant de 190 à 1100 nm et sont données en Figure V-2.



(a) (b) (c)

Figure V-2 – Distributions d'intensité du faisceau en champ proche à 1100 nm en sortie de la FA-LPF fortement dopée aux ions ytterbium de 68 µm de diamètre de champ de mode et de $\Delta n \approx 8.10^{-5}$ *avec une excitation préférentielle du* LP_{01} *(a) ; du* LP_{11} *(b) et du* LP_{21} *(c).*

Au moins trois modes propagés dans le cœur de la FA-LPF fortement dopée en ions ytterbium de 68 µm de diamètre de champ de mode ont été observés à la caméra (cf Figure V-2 (a), (b) et (c)), témoignant du caractère multimode de cette fibre même à « froid ». Les modes LP_{01} et LP_{11} semblent facilement guidés dans le cœur de la fibre tandis que le mode LP_{21} est très légèrement guidé (mode à fuite) mais demeure observable lorsque l'injection est très décentrée dans le cœur de la fibre (cf Figure V-2 (c)). Cette fibre semble supporter

Licence CC BY-NC-ND 3.0

au moins deux modes « à froid » alors que la fibre Heraeus 1 de 68 µm de diamètre de champ de mode et de Δn équivalent n'en supporte qu'un seul. La différence dans le nombre de modes propagés « à froid » pour ces deux fibres, pourrait provenir du décalage des plots lors de la fabrication de la génération Heraeus 1 introduisant un canal de fuite plus important pour les modes d'ordre supérieur.

V.1.1.2. Caractérisations menées en régime laser continu

La fibre fortement dopée a ensuite été testée en configuration oscillateur afin d'estimer le niveau de puissance moyenne à partir duquel une dégradation de la qualité spatiale de faisceau apparaît. Le montage expérimental mis en œuvre est identique à celui présenté en Figure III-1, à l'exception de la longueur de la fibre employée qui est de seulement 50 cm pour la FA-LPF et de la diode de pompe qui émet jusqu'à 350 W de puissance (Φ = 300 µm, λ = 976 nm, ON = 0,22). En effet, la fibre de la diode de pompe délivrant 400 W de puissance ayant été endommagée, l'entreprise EOLITE Systems nous a prêté une de ces diodes de pompe.

La courbe d'efficacité laser associée à cette caractérisation est donnée en Figure V-3.

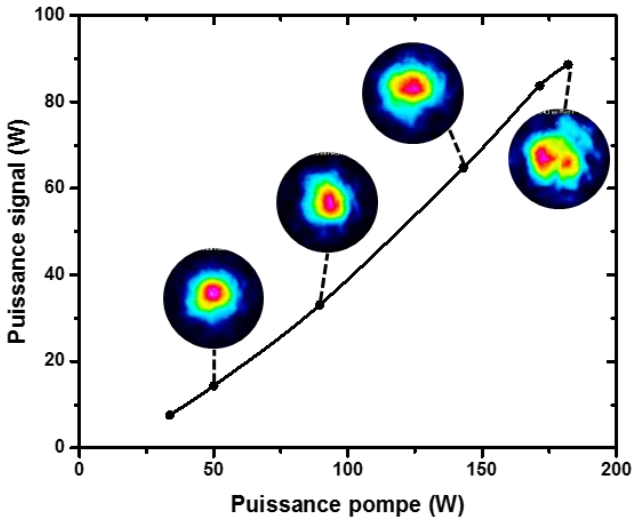


Figure V-3 – Évolution de la puissance extraite en fonction de la puissance de pompe pour la FA-LPF fortement dopée aux ions ytterbium (Δn ≈ 8.10^{-5}, diamètre de cœur de 83 µm et longueur de 50 cm). En insert sont reportées les distributions d'intensité du faisceau en champ lointain prises à plusieurs niveaux de puissances extraites.

La puissance maximale extraite à 1030 nm s'élève à 89 W à 182 W de puissance de pompe, ce qui correspond à une efficacité optique-optique de 49%, valeur proche de celles qui avaient été obtenues avec des FA-LPFs de 88 cm de long. De la même manière que pour la fibre multimode de Δn ≈ 13.10^{-5}, dont les résultats obtenus dans la même configuration ont été présentés dans le chapitre III, un M² fortement dégradé (> 1,5) a été mesuré même avant le seuil des instabilités modales, même à très faible niveau de puissance de pompe. Les distributions d'intensité du faisceau en champ lointain, reportées en Figure V-3, témoignent de la mauvaise qualité spatiale de faisceau. Le seuil des instabilités modales a

Licence CC BY-NC-ND 3.0

été estimé autour de 85 - 90 W de puissance moyenne extraite. Cette valeur du seuil des instabilités modales semble cohérente avec celle qui avait estimée pour la FA-LPF Heraeus 1 de 68 µm de diamètre de champ de mode. La fibre a été fortement endommagée à plus haut niveau de puissance de fonctionnement. Ces résultats expérimentaux sont en adéquation avec l'hypothèse précédemment avancée concernant le fait que la présence de modes d'ordre supérieur dans le cœur ne constitue pas la seule condition nécessaire à l'apparition des instabilités modales, de hauts niveaux de charge thermique sont également requis.

V.1.1.3. Caractérisations menées en régime d'amplification nanoseconde

Étant donné qu'en régime d'amplification, une injection sélective sur le mode fondamental est assurée, on peut s'attendre à ce qu'une émission monomode soit possible bien que la fibre soit multimode.

A cet effet, nous avons préparé un nouvel échantillon de FA-LPF fortement dopée aux ions ytterbium (de diamètre de cœur égal à 83 µm, de diamètre de champ de mode proche de 68 µm et de $\Delta n \approx 8.10^{-5}$) issu du même fibrage que la fibre précédemment testée en configuration oscillateur. Les deux faces de ce nouvel échantillon de fibre ont été polies à 5°. Le montage expérimental mis en œuvre est identique à celui présenté en Figure IV-1, à l'exception de la longueur de la fibre employée qui est de 50 cm et de la diode de pompe de remplacement qui émet jusqu'à 350 W de puissance (Φ = 300 µm, λ = 976 nm, ON = 0,22). Les caractérisations ont été réalisées pour différents niveaux de puissance moyenne délivrés par le laser maître (0,41 ; 1,4 et 4,8 W) pour des durées d'impulsions de 12 ns à un taux de répétition de 250 kHz.

La courbe d'efficacité laser ainsi que les distributions d'intensité du faisceau en champ lointain associées à cette caractérisation sont reportées en Figure V-4.

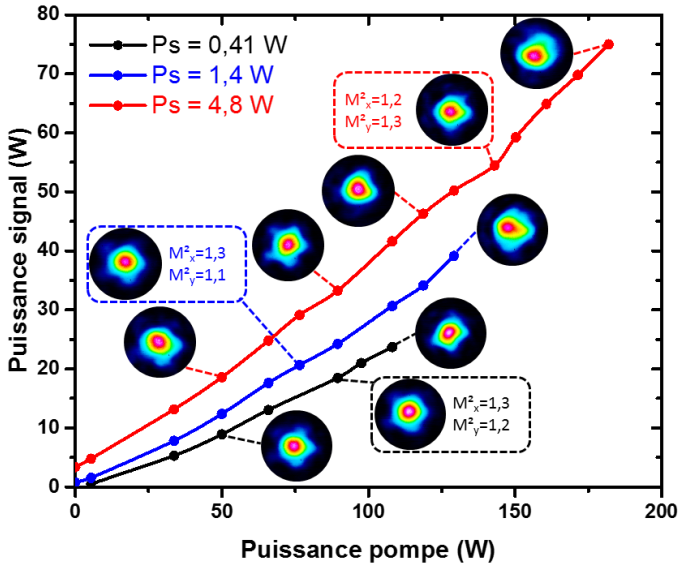


Figure V-4 – Évolution de la puissance extraite en fonction de la puissance de pompe pour une FA-LPF fortement dopée aux ions ytterbium de diamètre de champ de mode environ égal à 68 µm, de $\Delta n \approx 8.10^{-5}$ et de 50 cm de long en régime d'amplification nanoseconde. En insert sont reportées les distributions d'intensité du faisceau en champ lointain prises à plusieurs niveaux de puissances extraites.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

La puissance maximale extraite à 1030 nm avec la FA-LPF sous test s'élève à 75 W à 182 W de puissance de pompe lorsque P_s = 4,8 W, correspondant à une efficacité optique-optique de 41%. La puissance crête maximale en sortie de fibre est donc de 25 kW et l'énergie par impulsion correspondante est de 0,3 mJ. Les valeurs de M^2 reportées sur la Figure V-4 sont au maximum égales à 1,3 et sont celles qui précèdent une dégradation de la qualité spatiale de faisceau ($M^2 > 1,4$). En effet, lorsque la puissance du signal à amplifier en entrée de fibre vaut 0,41 ; 1,4 et 4,8 W, la qualité spatiale de faisceau reste quasi-monomode jusqu'à des puissances moyennes extraites respectivement de 18, 21 et 54 W. Il semblerait donc que plus la puissance du signal à amplifier en entrée de fibre est importante, plus l'amplification du mode fondamental est robuste. Cependant, nous n'avons pas cherché à augmenter la puissance de pompage à des niveaux supérieurs pour observer l'apparition des instabilités modales car la qualité spatiale de faisceau commence à se dégrader fortement à 182 W de puissance de pompe et nous avions au préalable observé d'importantes dégradations de ces fibres en fonctionnement laser continu.

Bien que la valeur du décalage indiciel entre le cœur et la gaine haut-indice soit relativement faible, plusieurs modes semblent se propager dans le cœur de la fibre même à « froid ». En effet, en se fiant aux résultats obtenus en régime d'amplification nanoseconde avec la fibre issue de la génération Heraeus 1 (présentés dans le chapitre IV), qui présentait les mêmes valeurs de Δn et de diamètre de cœur, et avec laquelle d'excellentes performances avaient été obtenues en termes d'efficacité et de qualité spatiale du faisceau émis, nous aurions pu nous attendre à l'émission d'un unique mode à « froid » et pour des faibles niveaux de pompage. En ce qui concerne le régime de fonctionnement de forte puissance moyenne, la qualité spatiale du faisceau émis se dégrade relativement vite en comparaison de la fibre qui présentait la même valeur de Δn issue de la génération Heraeus 1, probablement à cause du décalage des plots lors de la fabrication de la génération Heraeus 1 introduisant un canal de fuite plus important pour les modes d'ordre supérieur.

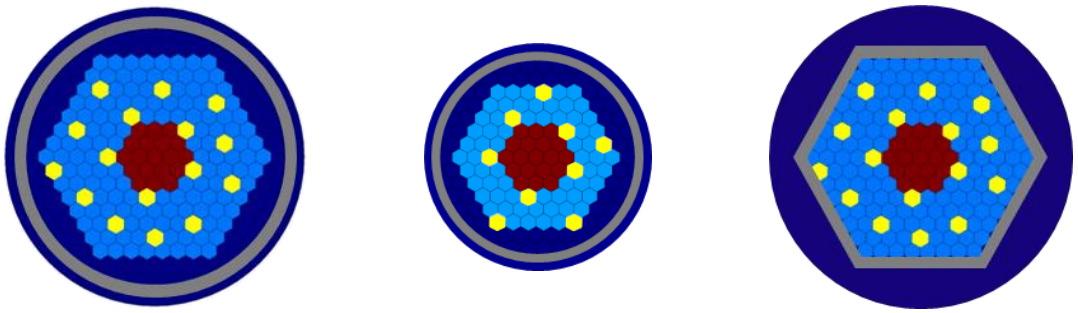
Ces premiers résultats concernant le raccourcissement des fibres micro-structurées sont néanmoins très prometteurs compte tenu de l'excellente efficacité des fibres ainsi réalisées, même si un effort supplémentaire doit être fourni pour favoriser une émission quasi-monomode à plus hauts niveaux de puissance moyenne en maintenant cette même efficacité optique-optique.

V.1.2. Augmentation du ratio cœur/gaine

Une seconde piste pour améliorer l'absorption de la pompe dans le cœur concerne l'augmentation du rapport cœur/gaine en conservant les concentrations en ions dopants des FA-LPFs classiques. Nous n'avons pas pu creuser cette piste dans le cadre de cette thèse, mais nous pouvons présenter les voies de progression envisagées pour le futur. Deux principaux designs de fibre pourront été envisagés : l'un pour lequel deux couronnes de la gaine haut-indice ont été supprimées (représenté en Figure V-5 (b)) et l'autre pour lequel les couronnes de silice pure entre la gaine haut-indice et la gaine d'air ont été retirées (cf Figure V-5 (c)). Ce dernier design demeure plus difficile à réaliser en raison de la forme hexagonale de la gaine d'air, qui n'a pour le moment jamais été

Licence CC BY-NC-ND 3.0

fabriquée de façon répétable au laboratoire et qui implique de faire gonfler la gaine d'air en même temps que la fibre est étirée. Cela peut donner lieu à de nombreuses complications et compte tenu du prix et de la rareté des matériaux, nous n'avons pas retenu cette option. C'est pourquoi, dans un premier temps, le design le plus simple à mettre en œuvre, c'est-à-dire celui qui est représenté en Figure V-5 (b), sera étudié dans la suite des travaux de recherche de l'équipe.



(a) (b) (c)

Figure V-5 – (a) Section transverse du design classique des FA-LPFs ; (b) section transverse du design auquel auraient été retirées deux couronnes de la gaine haut-indice ; (c) section transverse du design pour lequel les couronnes de silice pure entre la gaine d'air de forme hexagonale et la gaine haut-indice ont été retirées.

V.2. Vers l'augmentation des diamètres de champ de mode des FA-LPFs pour la montée en puissance moyenne

V.2.1. Anti-guides

Ici, nous nous concentrons sur le cas des anti-guides, c'est-à-dire des structures à Δn négatif, pour étudier la capacité d'une telle fibre à obtenir une plage de fonctionnement monomode à plus hauts niveaux de charge thermique par rapport aux FA-LPFs « classiques », même pour des fibres à grands cœurs. Dans le cadre des travaux de thèse de Dia Darwich, une étude numérique visant à optimiser la structure des FA-LPFs fonctionnant à haute puissance et subissant alors l'impact de la charge thermique, a été menée (cf Figure V-6) [DARWICH 16, DAULIAT 15-2].

Licence CC BY-NC-ND 3.0

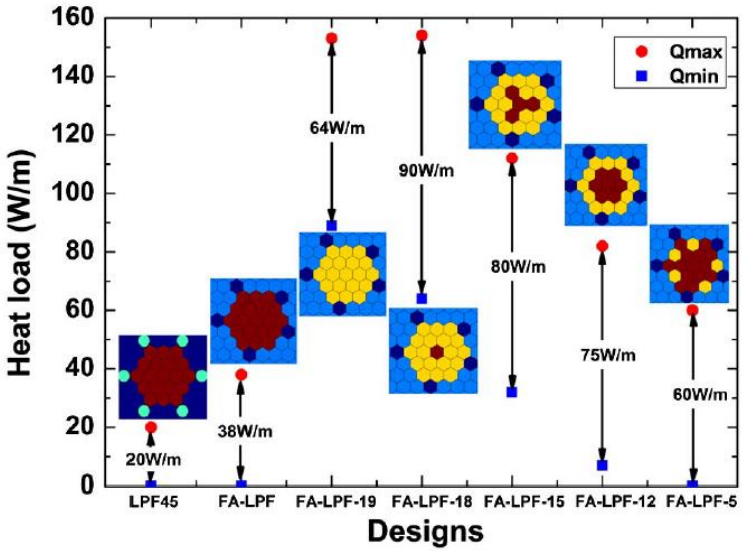


Figure V-6 – Représentation graphique illustrant les plages de fonctionnement monomodes (bornées par les valeurs de Q_{min} en bleu et Q_{max} en rouge) pour diverses structures théoriques. En insert est montré pour chacune des strucures un zoom sur la zone de cœur et la première couronne d'inclusions bas-indice délimitant la zone de gain. Les inclusions représentées en jaune sont dopées de manière active avec la même concentration que les inclusions rouge mais ont un indice de réfraction déficitaire de 1.10^{-4} en comparaison de celui des inclusions rouges. Les inclusions en bleu foncé délimitent la zone de gain. L'étude porte sur des designs présentant un diamètre de cœur de 77 µm et à λ = 1030 nm [DARWICH 16].

La plage de fonctionnement monomode est bornée par deux valeurs de charge thermique, notées Q_{min} et Q_{max}, et définies respectivement comme les valeurs de charge thermique minimale nécessaire à l'amplification efficace du LP_{01} (Γ_{01} > 80%) et maximale juste avant un seuil défini arbitrairement [JORGENSEN 12, DAULIAT 13] qui traduit l'apparition d'un fonctionnement en régime multimode de la structure de fibre ($\Delta\Gamma$ < 30%). Par exemple, pour le design FA-LPF dont le diamètre de cœur est de 77 µm environ, la valeur de Q_{max} s'élève à 38 $W.m^{-1}$ alors qu'elle est limitée à 20 $W.m^{-1}$ pour la LPF45 qui présente un diamètre de cœur équivalent à la FA-LPF étudiée [COSCELLI 16]. Il a notamment été démontré qu'il était possible de repousser la plage de fonctionnement monomode des FA-LPFs à large aire modale à des valeurs de charge thermique nettement supérieures en utilisant un design où la région dopée présente un indice de réfraction inférieur de 1.10^{-4} à celui de la gaine interne (cf design FA-LPF-19 en Figure V-6). Pour ce type de design, les propriétés du guide d'onde sont fortement modifiées et le mode fondamental aura tendance à fuir en dehors du cœur « à froid » car les modes de cœur ont des indices effectifs inférieurs à l'indice moyen de la gaine et inférieur à l'indice du cœur. Le facteur de recouvrement du mode fondamental avec la zone de gain est de ce fait réduit [JANSEN 10]. Cependant, une augmentation de la charge thermique permet le confinement du mode fondamental dans le cœur de la fibre et le facteur de recouvrement de ce mode avec la zone de gain augmente au fur et à mesure de la montée en puissance moyenne [JANSEN 13]. En effet, comme évoqué au préalable dans le chapitre II, tout comme dans le cas d'une FA-LPF classique, l'indice de réfraction d'une FA-LPF-19 varie de manière quadratique avec le rayon du cœur en raison de la création d'un gradient thermique dans le cœur de la fibre. En dehors du cœur de la fibre, la température diminue de manière

Licence CC BY-NC-ND 3.0

logarithmique (cf Figure V-7 (b)). Par exemple, pour une charge thermique minimum telle que Q_{min} = 89 W.m^{-1}, le facteur de recouvrement du mode fondamental avec la zone de gain Γ_{01} devient supérieur à 80%. De la même manière que pour le mode fondamental, les modes d'ordre supérieur verront leur délocalisation hors de la zone de gain renforcée dans le cas d'un anti-guide. En conséquence, une quantité plus importante de charge thermique en comparaison d'un guide d'onde par réflexion totale interne modifiée doit être apportée à la structure pour re-confiner les modes d'ordre supérieur dans le cœur, repoussant par la même occasion le seuil d'apparition des instabilités modales transverses. Dans le cas du design FA-LPF-19, le seuil d'apparition du régime de fonctionnement multimode est Q_{max} = 153 W.m^{-1}. De plus, il semblerait également que la plage de fonctionnement monomode soit plus étendue pour ce design de FA-LPF puisqu'elle va de 38 W.m^{-1} pour le design FA-LPF classique à 64 W.m^{-1} pour la FA-LPF-19 à cœur « enterré ». Les designs de type FA-LPF-19 et FA-LPF-18 ne peuvent pas être utilisés pour des régimes de fonctionnement où la charge thermique est faible, c'est-à-dire pour des faibles niveaux de pompage, mais constituent une solution intéressante lorsque la fibre est exposée à des hauts niveaux de charge thermique.

Les profils d'indice « à froid » et sous charge thermique relatifs au design FA-LPF-19 sont représentés en Figure V-7.

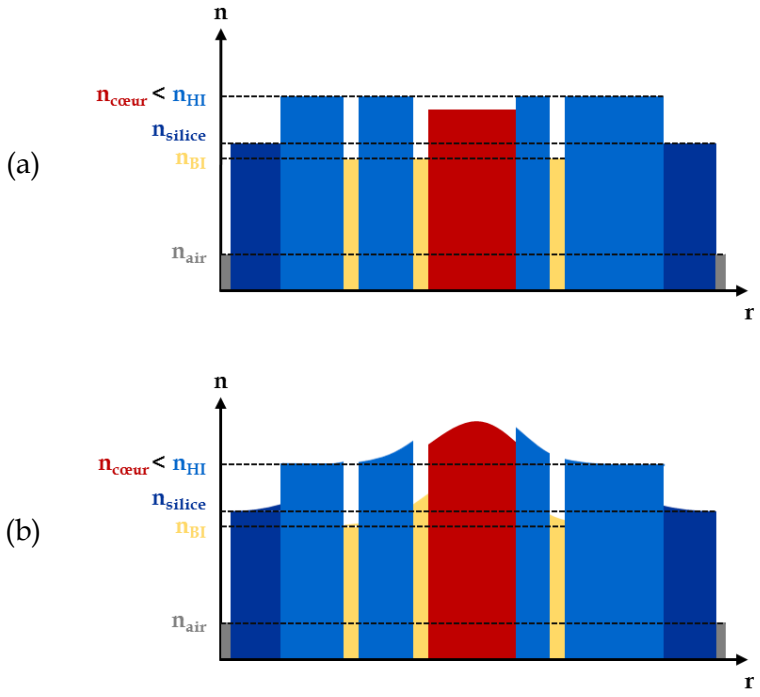


Figure V-7 – Représentation schématique des profils d'indice d'une FA-LPF-19 dans le cas où $n_{cœur} < n_{HI}$ « à froid » (a) ; (b) en présence de charge thermique.

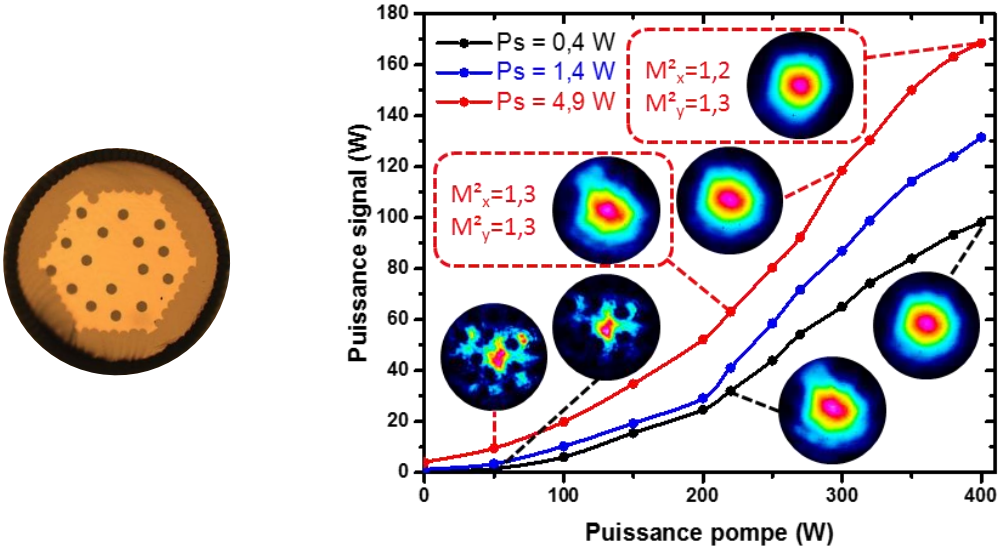
V.2.2. Caractérisations menées en régime d'amplification nanoseconde

Pour tester expérimentalement ces concepts, un échantillon de FA-LPF présentant un décalage indiciel tel que $\Delta n \approx -3.10^{-5}$ a été réalisé. Cette fibre comporte en effet un cœur enterré, c'est-à-dire que l'indice du cœur est inférieur à celui de la gaine passive (hors inclusions), ce qui permet de précompenser le gradient thermique induit par la montée en

Licence CC BY-NC-ND 3.0

puissance moyenne dans le cœur de la fibre. Nous avons choisi de tester cette fibre directement en régime d'amplification nanoseconde car l'injection sélective sur le mode fondamental devrait accélérer le confinement du mode fondamental grâce à l'échauffement du cœur. Le diamètre de cœur de la fibre sous test a été choisi égal à 113 µm, ce qui correspond à un diamètre de champ de mode très grand proche de 92 µm. Les deux faces de la fibre ont été polies à 5°. Le montage expérimental mis en œuvre est identique à celui présenté en Figure IV-1, à l'exception de la longueur de la fibre employée qui est de l'ordre de 88 cm. Les caractérisations ont été réalisées pour différents niveaux de puissance moyenne délivrés par le laser maître (0,41 ; 1,4 et 4,8 W) pour des durées d'impulsions de 12 ns à un taux de répétition de 250 kHz.

La courbe d'efficacité laser ainsi que l'image de la face de la fibre et les distributions d'intensité du faisceau en champ proche (pour mieux se rendre compte de la fuite du mode fondamental dans la microstructure de la fibre en imageant la face de la fibre sur la caméra) et lointain respectivement pour des puissances de pompe égales et supérieures à 50 W sont reportées en Figure V-8.



(a) (b)

Figure V-8 – (a) Image de la face de la FA-LPF de diamètre de champ de mode environ égal à 92 µm et de $\Delta n \approx -3.10^{-5}$ prise au microscope ; (b) évolution de la puissance extraite en fonction de la puissance de pompe pour la FA-LPF sous test en régime d'amplification nanoseconde. En insert sont reportées les distributions d'intensité du faisceau correspondent au champ proche pour 50 W de pompe et au champ lointain pour les valeurs supérieures.

La pré-compensation thermique permet alors d'opérer à des puissances moyennes de sortie bien plus élevées que celles habituelles pour ce type de fibre et/ou d'utiliser des cœurs bien plus grands avant d'être de nouveau limité par le phénomène des instabilités modales transverses. En contrepartie, ces fibres sont relativement délicates à utiliser de par l'absence de guidage du signal aux faibles puissances de pompe. Il a alors été nécessaire de définir des protocoles spécifiques d'injection du signal afin de tirer le meilleur parti de ce type de fibre. La Figure V-8 (b) montre une courbe d'efficacité typique

Licence CC BY-NC-ND 3.0

obtenue avec ce type de fibre : le mode fuit complétement dans la gaine à basse puissance de pompe et le rendement est médiocre puis le champ se confine petit à petit au fur et à mesure que la puissance de pompe augmente, puis, le gradient thermique mène finalement à un parfait confinement du mode fondamental et à de très bons rendements optiques une fois la puissance de pompe suffisante atteinte. Deux régimes différents de fonctionnement peuvent clairement être identifiés. Le premier régime correspond à des niveaux de pompage inférieurs à 220 W, pour lesquels le mode fondamental n'est pas encore totalement confiné dans le cœur et l'efficacité optique-optique est très faible en raison du faible recouvrement du mode fondamental avec la zone de gain. A 200 W de puissance de pompe, l'efficacité optique-optique est seulement égale à 13 %, 15 % et 26 % lorsque la puissance du signal à amplifier en entrée de FA-LPF vaut respectivement, 0,4 ; 1,4 et 4,9 W. Ces très faibles valeurs d'efficacité proviennent de la fuite du mode fondamental hors du cœur, qui empêche l'amplification du signal. Au-delà de cette puissance, le mode fondamental commence à se confiner dans le cœur. Le M^2 s'améliore et reste inférieur à 1,3 jusqu'à 169 W. La pente d'efficacité laser commence à croître fortement à partir de 220 W de puissance de pompe avec l'augmentation du recouvrement du LP_{01} avec le cœur de la fibre. La puissance maximale extraite à 1030 nm avec la FA-LPF sous test s'élève alors à 169 W à 400 W de puissance de pompe lorsque P_s = 4,8 W. Il est également important de souligner que le confinement du mode fondamental dans le cœur ne semble pas dépendre de la puissance du signal en entrée de fibre mais principalement de la puissance de pompage puisque la puissance extraite augmente très fortement à partir de 220 W de puissance de pompe quelle que soit la valeur de la puissance du signal à amplifier. Ceci semble logique, car c'est la charge thermique apportée par l'absorption de la pompe qui provoque le gradient d'indice nécessaire au confinement du mode laser. De plus, nous n'avons pas observé le phénomène des instabilités modales même à 400 W de puissance de pompe. Nous rappelons que le seuil des instabilités modales avait été mesuré autour de 185 W de puissance signal pour une DMF85 lors de nos tests en régime d'amplification nanoseconde, c'est-à-dire dans la même configuration qu'actuellement à l'exception de la longueur de fibre (75 cm pour la DMF contre 88 cm pour la FA-LPF) et du diamètre de cœur, qui est bien plus élevé dans le cas de la FA-LPF étudiée. Ces résultats semblent donc très prometteurs quant à l'obtention de hauts niveaux de puissance moyenne sans altération du comportement monomode de la fibre, même pour de très grandes dimensions de cœur. La prochaine étape pourrait être de réaliser des caractérisations avec une puissance de pompe nettement supérieure, de l'ordre du kW, pour tester les limites de ces échantillons.

Conclusion du chapitre

Les travaux exposés dans le cadre de ce dernier chapitre traitent de l'étude de la faisabilité d'une fibre micro-structurée courte (dont la longueur est significativement inférieure à 75 cm) capable de délivrer des niveaux d'efficacité optique-optique de l'ordre de 50%, c'est-à-dire proches de ceux obtenus avec des DMFs de 75 cm de long. Une solution intéressante pour y parvenir a été investiguée au cours de ces travaux de thèse et s'est révélée prometteuse pour atteindre les objectifs visés à condition d'améliorer l'accord d'indice, c'est-à-dire de réduire le Δn et d'améliorer la qualité optique du matériau de

Licence CC BY-NC-ND 3.0

cœur. En effet, en configuration oscillateur, la fibre fortement dopée aux ions ytterbium, co-dopée aux ions cerium, avec un diamètre de champ de mode de 68 µm, un Δn proche de + 8.10^{-5}, une longueur de 50 cm et sans end-cap, a permis l'obtention d'une puissance moyenne de 89 W à 182 W de puissance de pompe. Le seuil des instabilités modales a été estimé autour de 85 - 90 W de puissance moyenne extraite. Cette valeur du seuil des instabilités modales semble cohérente avec celle qui avait estimée pour la FA-LPF Heraeus 1 de 68 µm de diamètre de champ de mode. Nous avons remarqué que cette fibre supportait plus de modes transverses « à froid » que la fibre Heraeus 1 de 68 µm de diamètre de champ de mode étudiée dans le chapitre III. Cependant, son comportement en configuration oscillateur continu est surprenant si on le compare à celui de la fibre Heraeus 1 de 68 µm de diamètre de champ de mode étudiée dans le chapitre III et qui présentait une émission monomode transverse avant l'apparition des instabilités modales transverses. En régime d'amplification nanoseconde, une puissance moyenne de 75 W a été obtenue à 182 W de puissance de pompe pour une puissance en entrée de FA-LPF de 4,8 W avec un autre échantillon de fibre issu de la même génération et du même fibrage que la fibre testée en configuration oscillateur. La puissance crête maximale en sortie de fibre s'élève à 25 kW et l'énergie par impulsion correspondante est de 0,3 mJ. La qualité spatiale de faisceau reste quasi-monomode pour des niveaux de puissance moyenne extraits inférieurs à 18 W, 21 et 54 W, pour une puissance de signal à amplifier en entrée de fibre respectivement de 0,41 ; 1,4 et 4,8 W. L'amplification du mode fondamental est d'autant plus robuste que la puissance du signal en entrée de fibre est élevée.

Une seconde piste à envisager dans le futur pour réduire la longueur des FA-LPFs vise à légèrement modifier leur conception de manière à augmenter le rapport cœur/gaine en conservant les concentrations en ions dopants des FA-LPFs classiques. Pour cela, deux principaux designs de fibre devraient être fabriqués pour poursuivre la thématique de recherches autour des fibres micro-structurées actives. Il s'agit notamment de supprimer deux couronnes de la gaine haut-indice ou encore de retirer les couronnes de silice entre la gaine haut-indice et la gaine d'air.

Enfin, un autre axe de développement autour des FA-LPFs exposées à des niveaux de charge thermique encore plus hauts est également envisagé. En effet, les résultats obtenus en régime d'amplification nanoseconde avec une FA-LPF dont le cœur comporte de très grandes dimensions (supérieures à 110 µm de diamètre) et présentant un indice de réfraction déficitaire par rapport à la gaine haut-indice ($\Delta n \approx - 3.10^{-5}$) se sont révélés très prometteurs. Une puissance moyenne de 169 W a pu être obtenue pour une puissance de pompage de 400 W. Le M^2 reste inférieur ou égal à 1,3 pour des puissances de pompe allant de 220 W à 400 W et le phénomène des instabilités modales n'a pas été observé. Là encore, la puissance insuffisante de la diode de pompage n'a pas permis d'atteindre le seuil des instabilités modales transverses. Ces résultats semblent déjà très prometteurs puisque lors de nos tests en régime d'amplification nanoseconde, le seuil des instabilités modales avait été mesuré autour de 185 W de puissance extraite pour une DMF85, qui présentait une longueur légèrement plus faible et un diamètre de cœur nettement inférieur à celui de la FA-LPF à cœur enterré.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Conclusion et perspectives

Au cours de la montée en puissance crête et énergie, pour répondre à des applications de micro-usinage industriel par exemple, les souces laser à fibre optique se trouvent rapidement limités par des effets dits non-linéaires en raison du confinement spatial et temporel du faisceau laser dans le cœur de la fibre. Ces effets ont des conséquences telles que la dégradation du spectre du signal, la limitation de la montée en puissance crête, la rotation de polarisation ou encore la déformation de la distribution d'intensité du faisceau. Afin de s'en affranchir, les travaux de recherche de la communauté scientifique se sont articulés autour de la problématique de l'augmentation des diamètres de cœur des fibres optiques et de la réduction des longueurs d'interaction. Les structures de fibres optiques ont alors largement évolué allant des fibres double-gaine à des fibres à large aire modale micro-structurées. Dans les sources laser industrielles développées par l'entreprise EOLITE Systems, sont notamment intégrées des fibres rigides micro-structurées (fibres « rod-type »), au sein de systèmes laser « hybrides » combinant à la fois de l'optique en espace libre et de l'optique guidée. Cette montée en puissance crête passe – à cadence et durée d'impulsions fixées – par une montée en puissance moyenne avec laquelle de nouvelles limitations d'origine thermique sont apparues dans les fibres à très large aire modale : les instabilités modales transverses impactant drastiquement la qualité spatiale du faisceau émis.

Les travaux de cette thèse s'inscrivaient dans une collaboration long-terme entre le laboratoire Xlim et l'entreprise EOLITE Systems dans le but de développer de nouvelles fibres optiques à très large aire modale typiquement capables de délivrer une puissance moyenne supérieure à 200 W et une puissance crête de l'ordre 1 MW avec une excellente qualité spatiale du faisceau émis à une longueur d'onde de 1030 nm.

Pour cela, le laboratoire a commencé par développer des fibres optiques de dimensions équivalentes à celles des fibres actuellement intégrées dans les sources laser de l'entreprise : les fibres DMF85 commercialisées par la société NKT Photonics. A dimensions égales, Xlim s'est par exemple attaché à proposer une structure inédite permettant d'améliorer les performances de la fibre, en repoussant le seuil des instabilités modales transverses. Ces travaux de recherche s'inscrivaient dans la continuité des recherches menées par l'équipe « Photonique fibre » de l'axe « Photonique, fibres et sources cohérentes » de l'institut de recherche Xlim et notamment dans la continuité de plusieurs travaux de thèse sur le sujet du développement de nouvelles fibres optiques à très large aire modale. Ces travaux ont été soutenus par la région Nouvelle-Aquitaine dans le cadre du projet industriel « EATLase » regroupant plusieurs partenaires industriels et académiques.

Les travaux de thèse précédant celle-ci avaient donné lieu au développement d'un concept de fibre dit « Fully Aperiodic Large-Pitch Fiber » et les premiers résultats expérimentaux obtenus avec ce type de fibre avaient démontré le potentiel de ce nouveau design sur la délocalisation des modes d'ordre supérieur hors de la zone de gain.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Dans le cadre de cette thèse, nous avons commencé par démontrer la pertinence du concept des FA-LPFs sur la délocalisation des modes d'ordre supérieur en dehors de la zone de gain et donc leur capacité à repousser le seuil des instabilités modales transverses, phénomène limitant pour la montée en puissance moyenne. Pour cela, il a été nécessaire de définir un protocole de mesure de ce seuil et de l'appliquer à chaque fibre testée. Dans un premier temps, l'évolution du seuil d'apparition de ce phénomène a été étudiée en configuration oscillateur, pour différents diamètres de champ modal (à Δn fixe), différentes valeurs de Δn (à diamètre de champ de mode fixe) et différentes longueurs d'onde d'émission. Ces résultats expérimentaux uniques à notre connaissance ont été présentés dans le cadre du chapitre III, publiés dans une revue à comité de lecture [MALLEVILLE 17], présentés en conférence internationale [MALLEVILLE 18], et ont permis de vérifier que l'augmentation du paramètre V du cœur induit une réduction du seuil des instabilités modales. En effet, en raison de l'accumulation de la charge thermique à travers la fibre donnant lieu à une modification locale du profil d'indice et augmentant de ce fait le Δn « à chaud », plus le cœur sera grand, plus le re-confinement des modes d'ordre supérieur dans le cœur arrivera rapidement. De la même manière, plus le décalage indiciel entre le cœur et la gaine haut-indice est important, plus l'impact de la charge thermique dans la fibre permettra rapidement d'atteindre le domaine de propagation multimode et le seuil d'apparition des instabilités modales. Ces résultats sont très positifs puisqu'au moins deux générations de fibres fabriquées dans le cadre du projet EATLase ont répondu aux attentes des partenaires et ont même donné lieu par la suite à des travaux complémentaires menés en intégrant des FA-LPFs dans des architectures laser développées par EOLITE Systems. Finalement, nos résultats expérimentaux quant à la dépendance du seuil d'apparition des instabilités modales transverses à la longueur d'onde d'émission se sont révélés être très pertinents puisqu'ils suivent la même tendance que celle présentée dans la littérature bien que nous ne les associons pas aux mêmes causes [JAUREGUI 15]. Le seuil des instabilités modales le plus élevé a été atteint pour une longueur d'onde d'émission de 1030 nm et décroît lorsqu'on s'en éloigne.

Le chapitre IV portait sur l'étude de l'évolution du seuil d'apparition des instabilités modales en régime d'amplification nanoseconde dans le but de comparer les performances obtenues avec la structure FA-LPF à celles délivrées par des LPF et des fibres DMF à longueur de fibre, diamètre de champ de mode et configuration équivalents. L'efficacité des FA-LPFs en comparaison de celles atteintes avec les deux autres designs, s'est révélée être plus faible à longueur de fibre équivalente (75 cm), en raison d'un ratio cœur/gaine plus faible pour la FA-LPF. Le seuil des instabilités modales transverses a été mesuré, respectivement autour de 185 et 96 W de puissance signal pour la DMF et la LPF, alors que ce phénomène n'a pas été observé avec la FA-LPF en raison de la puissance de pompage disponible insuffisante. A configuration similaire, la structure de la fibre semble donc jouer un rôle important sur l'apparition du phénomène des instabilités modales transverses et il semblerait que, comme prédit par les études théoriques, la structure des FA-LPFs repousse effectivement l'apparition de ce phénomène. Cette étude nous a également permis d'étudier l'influence de l'architecture de la source sur l'apparition des instabilités modales transverses en comparant les seuils mesurés en régime

Licence CC BY-NC-ND 3.0

d'amplification vis-à-vis de ceux préalablement établis en oscillateur. En régime d'amplification, l'apparition de ce phénomène est repoussée en comparaison de la configuration oscillateur puisqu'une injection préférentielle sur le mode fondamental est réalisée grâce à un mode quasi-gaussien en entrée du cœur de la fibre. A l'avenir, il pourrait également être intéressant de mener des expérimentations complémentaires à l'aide d'une diode de pompe délivrant des niveaux de puissance « kilowatt » calée en longueur d'onde pour observer le phénomène des instabilités modales et mesurer leurs seuils, y compris avec les FA-LPFs les plus performantes.

En parallèle, une FA-LPF de 73 µm de diamètre de champ de mode et de 75 cm de long a été intégrée à la place d'une DMF85 dans un prototype laser industriel impulsionnel de durée d'impulsions proche de 700 fs. La méthode de compression des impulsions mise en place par l'entreprise permet l'obtention d'impulsions sub-picoseconde. Les performances obtenues avec la FA-LPF ont donc pu être comparées à celles de la DMF à puissances de pompage identiques et il a été démontré que ce design de fibre apériodique permettait d'obtenir un laser aux caractéristiques au moins équivalentes à celles des sources laser industrielles de l'entreprise. En effet, après doublage de fréquence, une puissance crête et une énergie par impulsion respectivement de 21 MW et de 14 µJ avec une excellente qualité de faisceau ont été obtenues à 515 nm. Le diamètre de champ de mode de la FA-LPF utilisée pour ces caractérisations étant plus important que pour la DMF85, nous pouvons nous attendre à ce que les performances de la source laser industrielle puissent être étendues grâce au concept FA-LPF.

Les travaux exposés dans le cadre du dernier chapitre traitaient de l'étude de la faisabilité d'une fibre micro-structurée courte (dont la longueur est bien inférieure à 75 cm) capable de délivrer des niveaux d'efficacité optique-optique de l'ordre de 50%, c'est-à-dire proches de ceux obtenus avec des fibres DMF de 75 cm de long. Une solution intéressante pour y parvenir repose sur l'augmentation de la concentration en ions dopants actifs dans le cœur de la FA-LPF. Le premier prototype d'une telle fibre a été réalisé. Bien qu'imparfaite, la fibre s'est révélée prometteuse pour atteindre les objectifs visés. Il faudra cependant travailler sur la réduction de l'écart d'indice cœur-gaine et sur la qualité du matériau de cœur. En effet, en configuration oscillateur, la fibre fortement dopée en ions ytterbium, co-dopée aux ions cerium, avec un diamètre de champ de mode de 68 µm, un Δn proche de $+ 8.10^{-5}$ et une longueur de 50 cm a permis d'obtenir une puissance extraite de 89 W à 182 W de puissance de pompe. L'étude des modes propagés « à froid » a démontré la propagation de plusieurs modes dans le cœur de la fibre. Cette observation s'est confirmée lors des tests en configuration oscillateur, à très faible puissance de pompage et au cours de la montée en puissance. De plus, le seuil des instabilités modales a été estimé autour de 85 - 90 W de puissance moyenne extraite. En régime d'amplification nanoseconde, pour une puissance en entrée de FA-LPF de 4,8 W, une puissance signal de 75 W à 182 W de puissance de pompe a été obtenue avec un autre échantillon de fibre issu de la même génération et du même fibrage que la fibre testée en configuration oscillateur. La puissance crête maximale en sortie de fibre s'élève alors à 25 kW et l'énergie par impulsion correspondante est de 0,3 mJ. La qualité spatiale de faisceau reste quasi-monomode pour des niveaux de puissance moyenne extraits inférieurs à 18 W, 21 et 54 W, pour une

Licence CC BY-NC-ND 3.0

puissance de signal à amplifier en entrée de fibre correspondante respectivement de 0,41 ; 1,4 et 4,8 W. L'amplification du mode fondamental semble d'autant plus robuste que la puissance du signal en entrée de fibre est élevée.

Finalement, un concept de FA-LPF à « cœur enterré » ($n_{cœur} < n_{gaine}$) a été présenté dans le but de permettre l'accès à des plages de fonctionnement de puissance moyenne encore plus hautes. En effet, les résultats obtenus en régime d'amplification nanoseconde avec une telle FA-LPF dont le cœur comporte de très grandes dimensions (supérieures à 110 µm de diamètre pour un $\Delta n \approx - 3.10^{-5}$) se sont révélés très satisfaisants. Une efficacité optique-optique de 43% a été relevée lorsque la puissance du signal à amplifier en entrée de fibre s'élevait à 4,8 W et à partir d'une puissance de pompe de 220 W, puissance pour laquelle le confinement du LP_{01} dans le cœur de la fibre est suffisamment robuste pour permettre une bonne amplification du signal. Le M^2 reste inférieur ou égal à 1,3 pour des puissances de pompe allant de 220 W à 400 W (puissance de pompage pour laquelle la puissance moyenne extraite s'élève à 169 W) et le phénomène des instabilités modales n'a pas été observé. Ces résultats semblent déjà très prometteurs puisque lors de nos tests en régime d'amplification nanoseconde, le seuil des instabilités modales avait été mesuré autour de 185 W de puissance extraite pour une DMF85, qui présente une longueur légèrement plus faible et un diamètre de cœur nettement inférieur à celui de la FA-LPF de $\Delta n \approx - 3.10^{-5}$. Le design des fibres à cœur enterré pourrait d'ailleurs être amélioré pour accélérer l'apparition du confinement du mode fondamental dans le cœur et la plage de fonctionnement monomode pourrait être repoussée vers des niveaux de puissance moyenne supérieurs et ainsi étendre les performances des sources laser industriels.

En conclusion, nous avons démontré durant ces travaux de thèse la pertinence des fibres « rod-type FA-LPF » pour la réalisation de sources laser impulsionnels de forte puissance moyenne (> 200 W) et de forte puissance crête (> 1 MW en régime picoseconde). Nous avons, de plus, étudié des évolutions du concept FA-LPF qui permettent d'envisager des performances encore meilleures à l'avenir.

Ces travaux ouvrent plusieurs perspectives :

La thématique des designs de FA-LPF à maintien de polarisation serait intéressante à explorer dans le but d'optimiser le doublage de fréquence qui requiert une polarisation parfaitement linéaire mais également pour étudier l'impact, normalement bénéfique, d'un design à maintien de polarisation sur le problème de rotation non-linéaire de polarisation qui peut être observé dans certaines fibres « rod-type » à très haute puissance crête.

Ensuite, afin de poursuivre les travaux initiés pour répondre à la problématique de réduction de la longueur de fibre dans le but de réduire l'encombrement des sources laser, plusieurs approches ont été envisagées et seront davantage exploitées pour augmenter l'absorption du rayonnement de la pompe dans le cœur. Cela peut passer par une modification de la composition du matériau du cœur de la fibre en augmentant la concentration en ions ytterbium ou encore par une augmentation du ratio cœur/gaine. Un effort particulier devra être mené quant à la gestion des effets thermiques supplémentaires par rapport à une FA-LPF « classique ».

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Une autre perspective est envisagée dans un futur proche pour réduire la longueur des FA-LPFs. Elle vise à légèrement modifier leur conception de manière à augmenter le rapport cœur/gaine en conservant les concentrations en ions ytterbium des FA-LPFs classiques. Pour cela, deux principaux concepts de fibre devraient être fabriqués : l'un pour lequel deux couronnes de la gaine haut-indice seraient retirées et l'autre pour lequel les couronnes de silice entre la gaine haut-indice et la gaine d'air seraient supprimées.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Références bibliographiques

[AGRAWAL 07] G. P. Agrawal, "*Nonlinear Fiber Optics,*" Fifth Edition, Academic Press, Elsevier (2013)

[ALKESKJOLD 11] T. T. Alkeskjold, M. Laurila, L. Scolari, and J. Broeng, "*Single-mode ytterbium-doped large-mode-area photonic bandgap rod fiber amplifier,*" Opt. Express 19, 7398-7409 (2011)

[ASLUND 06] M. Aslund, S. D. Jackson, J. Canning, A. Teixeira, and K. Lyytikainen-Digweed, "*The influence of skew rays on angular losses in air-clad fibres,*" Opt. Commun., vol. 262, pp. 77–81, 2006

[B1] C. Pedrido, P. Roy, M. Devautour, "*Method for fabricating a preform, a preform, an optical fiber and an amplifier*", N° de brevet PCT/EP2007/063519, 310544, déposé le 07/12/2007

[BAUMGARTL 11] M. Baumgartl, F. Jansen, F. Stutzki, C. Jauregui, B. Ortaç, J. Limpert, and A. Tünnermann, "*High average and peak power femtosecond large-pitch photonic-crystal-fiber laser,*" Opt. Lett. 36, 244-246 (2011)

[BAZ 12] A. Baz, G. Bouwmans, L. Bigot, and Y. Quiquempois, "*Pixelated high-index ring Bragg fibers*," Opt. Express **20**, 18795-18802 (2012)

[BHUTTA 02] T. Bhutta, J. I. Mackenzie, D. P. Shepherd, and R. J. Beach, "*Spatial dopant profiles for transverse-mode selection in multimode waveguides,*" J. Opt. Soc. Am. B **19**, 1539-1543 (2002)

[BIRKS 95] T. A. Birks, P. J. Roberts, P. S. J. Russell, D. M. Atkin and T. J. Shepherd, "*Full 2-D photonic bandgaps in silica/air structures*," in *Electronics Letters*, vol. 31, no. 22, pp. 1941-1943 (1995)

[BIRKS 97] T. A. Birks, J. C. Knight, and P. St. J. Russell, "*Endlessly single-mode photonic crystal fiber,*" Opt. Lett. 22, 961-963 (1997)

[BÖHME 12] S. Böhme, S. Fabian, T. Schreiber, R. Eberhardt, and A. Tünnermann "*End cap splicing of photonic crystal fibers with outstanding quality for high-power applications*", Proc. SPIE 8244, Laser-based Micro- and Nanopackaging and Assembly VI, 824406 (2012)

[BOUWMANS 07] G. Bouwmans, V. Pureur, A. Betourne, Y. Quiquempois, M. Perrin, L. Bigot, M. Douay, "*Progress in solid core photonic bandgap fibers*", Optical and Quantum Electronics (2007)

[BRAR 14] K. Brar, M. Savage-Leuchs, J. Henrie, S. Courtney, C. Dilley, R. Afzal, E. Honea, "*Threshold power and fiber degradation induced modal instabilities in high-power fiber amplifiers based on large mode area fibers*," Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering (2014)

[BROOKS 06] C. D. Brooks and F. Di Teodoro, "*Multimegawatt peak-power, single-transverse-mode operation of a 100 µm core diameter, Yb-doped rodlike photonic crystal fiber amplifier*," Appl. Phys. Lett. 89, 111119 (2006)

Licence CC BY-NC-ND 3.0

[BROWN 01] D. Brown, H. Hoffman, "*Thermal, stress, and thermo-optic effects in high average power double-clad silica fiber laser*," Quantum Electronics, IEEE Journal of. 37. 207 – 217, 2001

[CHEN 84] T. R. Chen, K. L. Yu, S. Margalit, A. Yariv, "*Phase-locked InGaAsP laser array with diffraction coupling,*" Applied Scientific Research, Volume 41, Issue 3–4, pp 301–303 (1984)

[CHENG 05] M-Y. Cheng, Y-C. Chang, A. Galvanauskas, P. Mamidipudi, R. Changkakoti, and P. Gatchell, "*High-energy and high-peak-power nanosecond pulse generation with beam quality control in 200-µm core highly multimode Yb-doped fiber amplifiers*," Opt. Lett. 30, 358-360 (2005)

[COSCELLI 16] E. Coscelli, R. Dauliat, F. Poli, D. Darwich, A. Cucinotta, S. Selleri, K. Schuster, A. Benoît, R. Jamier, P. Roy, and F. Salin, "*Analysis of the modal content into large-mode-area photonic crystal fibers under heat load,*" IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 22, 323–330 (2016)

[DANIAULT 11] L. Daniault, M. Hanna, L. Lombard, Y. Zaouter, E. Mottay, D. Goular, P. Bourdon, F. Druon, and P. Georges, "*Coherent beam combining of two femtosecond fiber chirped-pulse amplifiers,*" Opt. Lett. 36, 621-623 (2011)

[DARWICH 16] D. Darwich, R. Dauliat, R. Jamier, A. Benoit, K. Schuster, and P. Roy, "*Precompensation of the thermal-induced refractive index changes into a fully aperiodic LPF for heat load resilience,*" Appl. Opt. 55, 8213-8220 (2016)

[DAULIAT 13] R. Dauliat, D. Gaponov, A. Benoit, F. Salin, Kay Schuster, R. Jamier, and P. Roy, "*Inner cladding microstructuration based on symmetry reduction for improvement of singlemode robustness in VLMA fiber,*" Opt. Express 21, 18927-18936 (2013)

[DAULIAT 15-1] R. Dauliat, A. Benoît, R. Jamier, S. Grimm, K. Schuster, F. Salin, P. Roy, "All-solid aperiodic Large Pitch Fibers for operation in high power regime," *2015 17th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)*, Budapest, 2015, pp. 1-4

[DAULIAT 15-2] R. Dauliat, E. Coscelli, F. Poli, A. Benoît, D. Darwich, R. Jamier, K. Schuster, S. Grimm, A. Cucinotta, S. Selleri, F. Salin and Philippe Roy, "*Large mode area aperiodic fiber designs for robust singlemode emission under high thermal load,*" Proc. SPIE (2015)

[DAULIAT 16] R. Dauliat, A. Benoît, D. Darwich, R. Jamier, J. Kobelke, S. Grimm, K. Schuster, and P. Roy, "*Demonstration of a homogeneous Yb-doped core fully aperiodic large-pitch fiber laser,*" Appl. Opt. 55, 6229-6235 (2016)

[DeLoach 93] L.D. DeLoach, S.A. Payne, L.L. Chase, L.K. Smith, W.L. Kway, and W. F. Krupke, "*Evaluation of absorption and emission properties of Yb_3+ doped crystals for laser applications,*" *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 29, no. 4, pp. 1179–1191 (1993)

[DEVAUTOUR 09] M. Devautour, P. Roy, S. Février, C. Pedrido, F. Sandoz, and V. Romano, "*Nonchemical-vapor-deposition process for fabrication of highly efficient Yb-doped large core fibers,*" Appl. Opt. 48, G139-G142 (2009)

[DIELS 06] J.-C. Diels and W. Rudolph. "*Ultrashort laser pulse phenomena*," Academic Press, 2006

Licence CC BY-NC-ND 3.0

[DOMINIC 99] V. Dominic, S. MacCormack, R. Waarts, S. Sanders, S. Bicknese, R. Dohle, E. Wolak, P. S. Yeh, E. Zucker "*110 W fibre laser*" in *Electronics Letters*, vol. 35, no. 14, pp. 1158-1160 (1999)

[DONG 06] L. Dong, J. Li, and X. Peng, "*Bend-resistant fundamental mode operation in ytterbium-doped leakage channel fibers with effective areas up to 3160μm²*," Opt. Express 14, 11512-11519 (2006)

[DONG 08] L. Dong, H. A. McKay, and L. Fu, "*All-glass endless single-mode photonic crystal fibers,*" Opt. Lett. 33, 2440-2442 (2008)

[ĐONLAGIC 06] D. Đonlagic, "*In-Line Higher Order Mode Filters Based on Long Highly Uniform Fiber Tapers*," J. Lightwave Technol. 24, 3532 (2006)

[DU JEU 18] R. du Jeu, R. Dauliat, B. Leconte, M-A. Malleville, R. Jamier, J. Bierlich, A. Schwuchow, K. Schuster, and P. Roy, "*Polarization-maintaining Yb-doped large-mode-area fully aperiodic large-pitch fibers,*" Appl. Opt. 57, 8582-8585 (2018)

[DU 94] D. Du, X. Liu, G. Korn, J. Squier, and G. Mourou. "*Laser-induced breakdown by impact ionization in Si0₂ with pulse widths from 7ns to 150fs*," Appl. Phys. Lett., 64(23) 1994

[DUPRIEZ 06] P. Dupriez et al., "High average power, high repetition rate, picosecond pulsed fiber master oscillator power amplifier source seeded by a gain-switched laser diode at 1060 nm," IEEE Photon. Technol. Lett. 18 (9), 1013 (2006)

[EIDAM 11-2] T. Eidam, S. Hädrich, F. Jansen, F. Stutzki, J. Rothhardt, H. Carstens, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, "*Preferential gain photonic-crystal fiber for mode stabilization at high average powers,*" Opt. Express 19, 8656-8661 (2011)

[EIDAM 11-1] T. Eidam, C. Wirth, C. Jauregui, F. Stutzki, F. Jansen, H-J. Otto, O. Schmidt, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tünnermann, "*Experimental observations of the threshold-like onset of mode instabilities in high power fiber amplifiers,*" Opt. Express 19, 13218-13224 (2011)

[EIDAM 10] T. Eidam, S. Hanf, E. Seise, T. V. Andersen, T. Gabler, C. Wirth, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tünnermann, "*Femtosecond fiber CPA system emitting 830 W average output power,*" Opt. Lett. 35, 94-96 (2010)

[EIDAM 11-3] T. Eidam, J. Rothhardt, F. Stutzki, F. Jansen, S. Hädrich, H. Carstens, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, "*Fiber chirped-pulse amplification system emitting 3.8 GW peak power,*" Opt. Express 19, 255-260 (2011)

[ENGHOLM 08] M. Engholm and L. Norin, "*Preventing photodarkening in ytterbium-doped high power fiber laser; correlation to the UV-transparency of the core glass*," Opt. Express 16, 1260-1268 (2008)

[ENGHOLM 09] M. Engholm, P. Jelger, F. Laurell, and L. Norin, "*Improved photodarkening resistivity in ytterbium-doped fiber laser by cerium codoping,*" Opt. Lett. 34, 1285-1287 (2009)

[ENGIN 13] D. Engin, W. Lu, H. Verdun, and S. Gupta "*High power modal instability measurements of very large mode area (VLMA) step index fibers*," Proc. SPIE 8733, Laser Technology for Defense and Security IX, 87330J (2013)

[ERDOGAN 97] Erdogan, T. "*Fibre grating spectra*," J. Lightwave Tech. 15, 1277–1294 (1997)

Licence CC BY-NC-ND 3.0

[FARROW 06] Farrow, R. L., Kliner, D. A. V., Hadley, G. R. & Smith, A. V. "*Peak-power limits on fibre amplifiers imposed by self-focusing,*" Opt. Lett. 31, 3423–3425 (2006)

[FERMANN 98] M. E. Fermann, "*Single-mode excitation of multimode fibers with ultrashort pulses,*" Opt. Lett. 23, 52-54 (1998)

[FILIPPOV 08] V. Filippov, Yu. Chamorovskii, J. Kerttula, K. Golant, M. Pessa, and O. G. Okhotnikov, "*Double clad tapered fiber for high power applications,*" Opt. Express 16, 1929-1944 (2008)

[FOMIN 14] V. Fomin, V. Gapontsev, E. Shcherbakov, A. Abramov, A. Ferin and D. Mochalov, "*100 kW CW fiber laser for industrial applications,*" 2014 International Conference Laser Optics, St. Petersburg, pp. 1-1 (2014)

[GAPONOV 10-1] D. A. Gaponov, S. Février, M. Devautour, P. Roy, M. E. Likhachev, S. S. Aleshkina, M. Y. Salganskii, M. V. Yashkov, and A. N. Guryanov, "*Management of the high-order mode content in large (40 µm) core photonic bandgap Bragg fiber laser,*" Opt. Lett. **35**, 2233-2235 (2010)

[GAPONOV 10-2] D. A. Gaponov, P. Roy, S. Février, M. E. Likhachev, M. Y. Salganskii, and M. V. Yashkov, "*100 W from a Photonic Bandgap Bragg Fiber Laser,*" in *Conference on Laser and Electro-Optics 2010*, OSA Technical Digest (CD), Optical Society of America, paper CTuC4 (2010)

[HAARLAMMERT 12] N. Haarlammert, O. de Vries, A. Liem, A. Kliner, T. Peschel, T. Schreiber, R. Eberhardt, and A. Tünnermann, "*Build up and decay of mode instability in a high power fiber amplifier,*" Opt. Express 20, 13274-13283 (2012)

[HÄDRICH 06] S. Hädrich, T. Schreiber, T. Pertsch, J. Limpert, T. Peschel, R. Eberhardt, and A. Tünnermann, "*Thermo-optical behavior of rare-earth-doped low-NA fibers in high power operation,*" Opt. Express 14, 6091-6097 (2006)

[HALL 62] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson, "*Coherent light emission from GaAs junctions*," Phys. Rev. Lett. 9, 366 (1962)

[HANNA 87] D. C. Hanna, R. M. Percival, I. R. Perry, R. G. Smart, P. J. Suni, and A. C. Tropper, "*An Ytterbium-doped monomode fiber laser: Broadly tunable operation from 1.010 to 1.162 µm and three-level operation at 974 nm*," J. Mod. Opt., vol. 37, pp. 329–331 (1987)

[HANSEN 11] K. R. Hansen, T. T. Alkeskjold, J. Broeng, and J. Lægsgaard, "*Thermo-optical effects in high-power Ytterbium-doped fiber amplifiers,*" Opt. Express 19, 23965-23980 (2011)

[HO 78] P. T. Ho, L. A. Glasser, E. P. Ippen, H. A. Haus, "*Picosecond pulse generation with a cw GaAlAs laser diode,*" Appl. Phys. Lett. 33 (3), 241 (1978)

[HONEA 16] E. Honea, R. S. Afzal, M. Savage-Leuchs, J. Henrie, K. Brar, N. Kurz, D. Jander, N. Gitkind, D. Hu, C. Robin, A. M. Jones, R. Kasinadhuni, and R. Humphreys "*Advances in fiber laser spectral beam combining for power scaling,*" Proc. SPIE 9730, Components and Packaging for Laser Systems II, 97300Y (2016)

Licence CC BY-NC-ND 3.0

[JANSEN 10] F. Jansen, F. Stutzki, H-J. Otto, M. Baumgartl, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, "*The influence of index-depressions in core-pumped Yb-doped large pitch fibers,*" Opt. Express 18, 26834-26842 (2010)

[JANSEN 11] F. Jansen, F. Stutzki, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, "*Avoided crossings in photonic crystal fibers,*" Opt. Express 19, 13578-13589 (2011)

[JANSEN 12] F. Jansen, F. Stutzki, H-J. Otto, T. Eidam, A. Liem, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, "*Thermally induced waveguide changes in active fibers,*" Opt. Express 20, 3997-4008 (2012)

[JANSEN 13] F. Jansen, F. Stutzki, H-J. Otto, C. Jauregui, J. Limpert and A. Tünnermann, "*Temperature as a guiding mechanism for high-power very-large-mode-area active fibers,*" Conference on Laser & Electro-Optics Europe & International Quantum Electronics Conference CLEO EUROPE/IQEC, Munich, pp. 1-1. (2013)

[JASAPARA 06] J. Jasapara, M. Andrejco, D. DiGiovanni, and R. Windeler, "*Effect of Heat and H2 Gas on the Photo-Darkening of Yb+3 Fibers,*" in Conference on Laser and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies, Technical Digest (CD), Optical Society of America, paper CTuQ5 (2006)

[JAUREGUI 12] C. Jauregui, T. Eidam, H-J. Otto, F. Stutzki, F. Jansen, J. Limpert, and A. Tünnermann, "*Physical origin of mode instabilities in high-power fiber laser systems,*" Opt. Express 20, 12912-12925 (2012)

[JAUREGUI 13] C. Jauregui, J. Limpert, A. Tünnermann, "*High-power fibre laser*," Nature Photonics 7, 861-867 (2013)

[JAUREGUI 15] C. Jauregui, H-J. Otto, F. Stutzki, J. Limpert, and A. Tünnermann, "*Simplified modelling the mode instability threshold of high power fiber amplifiers in the presence of photodarkening,*" Opt. Express 23, 20203-20218 (2015)

[JELGER 10] P. Jelger, M. Engholm, L. Norin, and F. Laurell, "*Degradation-resistant lasing at 980 nm in a Yb/Ce/Al-doped silica fiber,*" J. Opt. Soc. Am. B 27, 338-342 (2010)

[JEONG 04] Y. Jeong, J. K. Sahu, D. N. Payne, and J. Nilsson, "*Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power,*" Opt. Express 12, 6088-6092 (2004)

[JETSCHKE 16] S. Jetschke, S. Unger, A. Schwuchow, M. Leich, and M. Jäger, "*Role of Ce in Yb/Al laser fibers: prevention of photodarkening and thermal effects,*" Opt. Express 24, 13009-13022 (2016)

[JORGENSEN 12] M. M. Jørgensen, S. R. Petersen, M. Laurila, J. Lægsgaard, and T. Tanggaard Alkeskjold, "*Optimizing single mode robustness of the distributed modal filtering rod fiber amplifier,*" Opt. Express 20, 7263-7273 (2012)

[KAISER 74] P. Kaiser and H. W. Astle, "*Low-loss single-material fibers made from pure fused silica,*" in The Bell System Technical Journal, vol. 53, no. 6, pp. 1021-1039 (1974)

Licence CC BY-NC-ND 3.0

[KANSKAR 05] M. Kanskar, T. Earles, T. J. Goodnough, E. Stiers, D. Botez and L. J. Mawst, "*73% CW power conversion efficiency at 50 W from 970 nm diode laser bars,*" in *Electronics Letters*, vol. 41, no. 5, pp. 245-247 (2005)

[KAROW 12] M. Karow, H. Tünnermann, J. Neumann, D. Kracht, and P. Weßels, "*Beam quality degradation of a single-frequency Yb-doped photonic crystal fiber amplifier with low mode instability threshold power*," Opt. Lett. 37, 4242-4244 (2012)

[KLENKE 15] A. Klenke, S. Hädrich, T. Eidam, J. Rothhardt, M. Kienel, A. Hoffmann, S. Demmler, T. Gottschall, J. Limpert, and A. Tünnermann "*22GW peak power femtosecond fiber CPA system,*" Proc. SPIE 9344, Fiber Laser XII: Technology, Systems, and Applications, 93441A (2015)

[KNIGHT 96] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell and D. M. Atkin, "*All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding,*", Opt. Lett. **21** (19), 1547 (1996)

[KNIGHT 98] J. C. Knight, T. A. Birks, R. F. Cregan, P. S. J. Russell and P. D. de Sandro, "*Large mode area photonic crystal fibre,*" in Electronics Letters, vol. 34, no. 13, pp. 1347-1348 (1998)

[KOBYAKOV 10] A. Kobyakov, M. Sauer, and D. Chowdhury, "*Stimulated Brillouin scattering in optical fibers,*" Adv. Opt. Photon. 2, 1-59 (2010)

[KOESTER 64] Charles J. Koester and Elias Snitzer, "*Amplification in a Fiber Laser,*" Appl. Opt. **3**, 1182-1186 (1964)

[KOPLOW 00] 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)

[KOPONEN 05] J. J. Koponen, M. J. Söderlund, S. K. T. Tammela, and H. Po "*Photodarkening in ytterbium-doped silica fibers,*" Proc. SPIE 5990, Optically Based Materials and Optically Based Biological and Chemical Sensing for Defence II, 599008 (2005)

[KUHLMEY 02] Boris T. Kuhlmey, Ross C. McPhedran, and C. Martijn de Sterke, "*Modal cutoff in microstructured optical fibers,*" Opt. Lett. 27, 1684-1686 (2002)

[LANGNER 08] A. Langner, G. Schötz, M. Such, T. Kayser, V. Reichel, S. Grimm, J. Kirchhof, V. Krause, and G. Rehmann "*A new material for high-power laser fibers,*" Proc. SPIE 6873, Fiber Laser V: Technology, Systems, and Applications, 687311 (2008)

[LAURILA 12] M. Laurila, M. M. Jørgensen, K. R. Hansen, T. T. Alkeskjold, J. Broeng, and J. Lægsgaard, "*Distributed mode filtering rod fiber amplifier delivering 292W with improved mode stability,*" Opt. Express 20, 5742-5753 (2012)

[LAURILA 13-1] M. Laurila, M. M. Jørgensen, J. Lægsgaard and T. T. Alkeskjold, "*Highly efficient 90µm core rod fiber amplifier delivering >300W without beam instabilities,*" Conference on Laser & Electro-Optics Europe & International Quantum Electronics Conference CLEO EUROPE/IQEC, Munich, pp. 1-1 (2013)

[LAURILA 13-2] M. Laurila, R. Barankov, M. M. Jørgensen, T. T. Alkeskjold, J. Broeng, J. Lægsgaard, and S. Ramachandran, "*Cross-correlated imaging of single-mode photonic crystal rod fiber with distributed mode filtering,*" Opt. Express **21**, 9215-9229 (2013)

Licence CC BY-NC-ND 3.0

[LEE 15] Y. Lee, Y. Peng, D. Jheng, S. Huang, S. Chen and S. Jiang, "Measurement of photodarkening resistance in heavily Yb3+-doped silica and silicate fibers," *2015 International Symposium on Next-Generation Electronics (ISNE)*, Taipei, pp. 1-3 (2015)

[LEGER 92] J. R. Leger and W. C. Goltsos, "Geometrical transformation of linear diode-laser arrays for longitudinal pumping of solid-state laser," in *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 28, no. 4, pp. 1088-1100 (1992)

[LENZNER 98] M. Lenzner, J. Krüger, S. Sartania, Z. Cheng, Ch. Spielmann, G. Mourou, W. Kautek, and F. Krausz. "*Femtosecond optical breakdown in dielectrics,*" Phys. Rev. Lett., 80(18) (1998)

[LEPROUX 01] P. Leproux, S. Fevrier, V. Doya, P. Roy, and D. Pagnoux, "*Modeling and optimization of double-clad fiber amplifiers using chaotic propagation of the pump*," Opt. Fiber Technol., vol. 6, pp. 324–339 (2001)

[LI 09] M-J. Li, X. Chen, A. Liu, S. Gray, J. Wang, D. T. Walton, and L. A. Zenteno, "*Limit of Effective Area for Single-Mode Operation in Step-Index Large Mode Area Laser Fibers,*" J. Lightwave Technol. 27, 3010-3016 (2009)

[LIMPERT 05] J. Limpert, N. Deguil-Robin, I. Manek-Hönninger, F. Salin, F. Röser, A. Liem, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, J. Broeng, A. Petersson, and C. Jakobsen, "*High-power rod-type photonic crystal fiber laser,*" Opt. Express **13**, 1055-1058 (2005)

[LIMPERT 06] 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 laser,*" Opt. Express 14, 2715-2720 (2006)

[LIMPERT 12] J. Limpert, F. Stutzki, F. Jansen, H-J. Otto, T. Eidam, C. Jauregui, A. Tünnermann, "*Yb-doped large-pitch fibres: Effective single-mode operation based on higher-order mode delocalization,*" Light Sci Appl 1, e8 (2012)

[LIU 07] C. Liu, G. Chang, N. Litchinitser, A. Galvanauskas, D. Guertin, N. Jabobson, and K. Tankala, "*Effectively Single-Mode Chirally-Coupled Core Fiber,*" in *Advanced Solid-State Photonics*, OSA Technical Digest Series (CD), Optical Society of America, paper ME2 (2007)

[LIU 96] A. Liu and K. Ueda, "*The absorption efficiency of circular, offset, and rectangular double-clad fibers*," Opt. Commun., vol. 132, pp. 511–518, 1996

[LIU 97] A. Liu, J. Song, K. Kamatani, and K-i. Ueda "*Effective absorption and pump loss of double-clad fiber laser,*" Proc. SPIE 2986, Solid State Laser VI (1997)

[LOVE 89] Love, J.D., "*Application of a low-loss criterion to optical waveguides and devices,*" in IEE Proceedings J - Optoelectronics, vol. 136, no. 4, pp. 225-228 (1989)

[MAFI 05] A. Mafi and J. V. Moloney, "*Beam Quality of Photonic-Crystal Fibers,*" J. Lightwave Technol. **23**, 2267- (2005)

[MALLEVILLE 17] M-A. Malleville, R. Dauliat, A. Benoît, B. Leconte, D. Darwich, R. du Jeu, R. Jamier, K. Schuster, and P. Roy, "*Experimental study of the mode instability onset threshold in high-power FA-LPF laser,*" Opt. Lett. 42, 5230-5233 (2017)

Licence CC BY-NC-ND 3.0

[MALLEVILLE 18] M-A. Malleville, A. Benoît, R. Dauliat, B. Leconte, D. Darwich, R. du Jeu, R. Jamier, A. Schwuchow, K. Schuster, and P. Roy "*Experimental investigation of the transverse modal instabilities onset in high power fully-aperiodic-large-pitch fiber laser,*" Proc. SPIE 10512, Fiber Laser XV: Technology and Systems, 1051206 (2018)

[MALLEVILLE 19] M-A. Malleville, B. Leconte, W. Renard, R. Dauliat, R. Du Jeu, R. Jamier, A. Schwuchow, K. Schuster, and P. Roy "*Burn-in testing in high-power fully-aperiodic large-pitch-fiber amplifiers (Conference Presentation),*" Proc. SPIE 10897, Fiber Laser XVI: Technology and Systems, 1089705 (2019)

[MANEK-HÖNNINGER 07] I. Manek-Hönninger, J. Boullet, 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)

[MARCIANTE 09] J. R. Marciante, "*Gain Filtering for Single-Spatial-Mode Operation of Large-Mode-Area Fiber Amplifiers,*" in IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 15, no.1, pp. 30-36 (2009)

[MARCUSE 82] D. Marcuse, "*Influence of curvature on the losses of doubly clad fibers,*" Appl. Opt. **21**, 4208-4213 (1982)

[MAURER 74] R. Maurer, "*Optical waveguide light source,*" United States patent 3808549, déposé le 30/04/1974

[MCISAAC 75] P. R. McIsaac, "*Symmetry-Induced Modal Characteristics of Uniform Waveguides - II: Theory,*" in IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 23, no. 5, pp. 429-433 (1975)

[MEARS 85] R. J. Mears, L. Reekie, S. B. Poole and D. N. Payne, "*Neodymium-doped silica single-mode fibre laser,*" in Electronics Letters, vol. 21, no. 17, pp. 738-740 (1985)

[MEIER 10] T. Meier, B. Willke, and K. Danzmann, "*Continuous-wave single-frequency 532 nm laser source emitting 130 W into the fundamental transversal mode*," Opt. Lett. 35, 3742-3744 (2010)

[MINELLY 92] J. D. Minelly, R. I. Laming, J. E. Townsend, W. L. Barnes, E. R. Taylor, K. P. Jedrzejewski, and D. N. Payne, "*High-gain fiber power amplifier tandem-pumped by a 3-W multistripe diode,*" in Digest of Conference on Optical Fiber Communication, Vol. 5 of 1992 OSA Technical Digest Series, Optical Society of America, paper TuG2 (1992)

[MORTENSEN 07] N. A. Mortensen, "*Air-clad fibers: pump absorption assisted by chaotic wave dynamics?,*" Opt. Express 15, 8988-8996 (2007)

[NKT PHOTONICS 12] NKT Photonics Application Note, "*Damage threshold of fiber facets,*" V1.0 April 2012

[OTTO 12] H-J. Otto, F. Stutzki, F. Jansen, T. Eidam, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, "*Temporal dynamics of mode instabilities in high-power fiber laser and amplifiers,*" Opt. Express 20, 15710-15722 (2012)

[OTTO 15] H-J. Otto, N. Modsching, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, "*Impact of photodarkening on the mode instability threshold,*" Opt. Express 23, 15265-15277 (2015)

Licence CC BY-NC-ND 3.0

[OU 92] Z. Y. Ou, S. F. Pereira, E. S. Polzik, and H. J. Kimble, "*85% efficiency for cw frequency doubling from 1.08 to 0.54 µm,*" Opt. Lett. 17, 640-642 (1992)

[PASCHOTTA 97] R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper, and D. C. Hanna, "*Ytterbium- doped fiber amplifiers,*" IEEE J. Quantum Electron. 33, 1049–1056 (1997)

[PASK 94] H. M. Pask, J. L. Archambault, D. C. Hanna, L. Reekie, P. St. J. Russel, J. E. Townsend, and A. C. Tropper, "*Operation of cladding-pumped Yb -doped silica fiber laser in 1 micrometer region,*" Electron. Lett., vol. 30, pp. 863–864, 1994

[PETIT 16] V. Petit, R. P. Tumminelli, J. D. Minelly, and V. Khitrov "*Extremely low NA Yb doped preforms (<0.03) fabricated by MCVD,*" Proc. SPIE 9728, Fiber Laser XIII: Technology, Systems, and Applications, 97282R (2016)

[POOLE 85] Poole, S. B., Payne, D. N. & Fermann, M. E. "*Fabrication of low-loss optical fibres containing rare-earth ions,*" Electron. Lett. 21, 737–738 (1985)

[REDMOND 12] S. M. Redmond, D. J. Ripin, C. X. Yu, S. J. Augst, T. Y. Fan, P. A. Thielen, J. E. Rothenberg, and G. D. Goodno, "*Diffractive coherent combining of a 2.5 kW fiber laser array into a 1.9 kW Gaussian beam,*" Opt. Lett. 37, 2832-2834 (2012)

[RICHARDSON 10] D. J. Richardson, J. Nilsson, and W. A. Clarkson, "*High power fiber laser: current status and future perspectives [Invited],*" J. Opt. Soc. Am. B 27, B63-B92 (2010)

[RÖSER 05] Röser, F. et al. "*131 W 220 fs fibre laser system,*" Opt. Lett. 30, 2754–2756 (2005)

[RUSSELL 03] P. St. J. Russell, "*Photonic crystal fibers,*" (review paper), Science 299, 358 (2003)

[RUSSELL 06] Philip St.J. Russell, "*Photonic-Crystal Fibers,*" J. Lightwave Technol. 24, 4729-4749 (2006)

[SAITOH 05] K. Saitoh, Y. Tsuchida, M. Koshiba, and N. A. Mortensen, "*Endlessly single-mode holey fibers: the influence of core design,*" Opt. Express 13, 10833-10839 (2005)

[SARACENO 14] C. J. Saraceno, F. Emaury, C. Schriber, M. Hoffmann, M. Golling, T. Südmeyer, and U. Keller, "*Ultrafast thin-disk laser with 80 µJ pulse energy and 242 W of average power,*" Opt. Lett. 39, 9-12 (2014)

[SCHUSTER 14] K. Schuster, S. Unger, C. Aichele, F. Lindner, S. Grimm, D. Litzkendorf, J. Kobelke, J. Bierlich, K. Wondraczek, and H. Bartelt, "*Material and technology trends in fiber optics,*" Adv. Opt. Technol. 3, 447–468 (2014)

[SIEGMAN 07] A. E. Siegman, "*Gain-guided, index-antiguided fiber laser,*" J. Opt. Soc. Am. B 24, 1677-1682 (2007)

[SMITH 09] A. V. Smith, B. T. Do, G. R. Hadley and R. L. Farrow, "*Optical Damage Limits to Pulse Energy From Fibers,*" in IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 15, no. 1, pp. 153-158 (2009)

[SMITH 72] R. G. Smith, "*Optical Power Handling Capacity of Low Loss Optical Fibers as Determined by Stimulated Raman and Brillouin Scattering*," Appl. Opt. 11, 2489-2494 (1972)

[SNITZER 61] E. Snitzer, "*Proposed fiber cavities for optical masers*", J. of Appl. Phys. 32 (1), 36 (1961)

Licence CC BY-NC-ND 3.0

[SNITZER 66] E. Snitzer, "*Glass Laser,*" Appl. Opt. 5, 1487-1499 (1966)

[SNITZER 88] E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tumminelli, and B. C. McCollum, "*DOUBLE CLAD, OFFSET CORE Nd FIBER LASER,*" in Optical Fiber Sensors, Vol. 2 of OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, 1988), paper PD5

[STEINKOPFF 19] A. Steinkopff, C. Jauregui, F. Stutzki, J. Nold, C. Hupel, N. Haarlammert, J. Bierlich, A. Tünnermann, and J. Limpert "*Single-mode propagation with 205µm mode-field diameter in a passive large pitch fiber,*" Proc. SPIE 10897, Fiber Laser XVI: Technology and Systems, 108970W (2019)

[STOLEN 78] R. H. Stolen and C. Lin, "*Self-phase-modulation in silica optical fibres,*" Phys. Rev. A 17, 1448–1453 (1978)

[STRICKLAND 85] D. Strickland and G. Mourou, "*Compression of amplified chirped optical pulses,*" Opt. Commun. 56, 219 (1985)

[STUART 96] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, and M. D. Perry. "*Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics,*" Phys. Rev. B, 53(4) (1996)

[STUTZKI 11-1] F. Stutzki, F. Jansen, T. Eidam, A. Steinmetz, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, "*High average power large-pitch fiber amplifier with robust single-mode operation,*" Opt. Lett. 36, 689-691 (2011)

[STUTZKI 11-2] F. Stutzki, F. Jansen, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, "*Non-hexagonal Large-Pitch Fibers for enhanced mode discrimination,*" Opt. Express 19, 12081-12086 (2011)

[STUTZKI 12] F. Stutzki, F. Jansen, A. Liem, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, "*26 mJ, 130 W Q-switched fiber-laser system with near-diffraction-limited beam quality,*" Opt. Lett. 37, 1073-1075 (2012)

[STUTZKI 14] F. Stutzki, F. Jansen, H-J. Otto, C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, "*Designing advanced very-large-mode-area fibers for power scaling of fiber-laser systems,*" Optica 1, 233-242 (2014)

[SÜDMEYER 08] T. Südmeyer, Y. Imai, H. Masuda, N. Eguchi, M. Saito, and S. Kubota, "*Efficient 2nd and 4th harmonic generation of a single-frequency, continuous-wave fiber amplifier,*" Opt. Express 16, 1546-1551 (2008)

[TAJIMA 04] Tajima, J. Zhou, K. Nakajima and K. Kurokawa, "*Ultra low loss and long length photonic crystal fiber,*" Optical Fiber Communication Conference, 2004. OFC 2004, Los Angeles, CA, USA, pp. 725- (2004)

[TÜNNERMANN 10] A. Tünnermann *et al.*, "*Fiber laser and amplifiers: an ultrafast performance evolution,*" Appl. Opt. 49 (25), F71 (2010)

[WADSWORTH 01] W. J. Wadsworth, J. C. Knight and P. S. J. Russell, "Large mode area photonic crystal fibre laser, "*Technical Digest. Summaries of papers presented at the Conference on Laser and Electro-Optics. Postconference Technical Digest (IEEE Cat. No.01CH37170)*, Baltimore, MD, USA, pp. 319- (2001)

Licence CC BY-NC-ND 3.0

[WADSWORTH 04] W. J. Wadsworth *et al.*, "*Very high numerical aperture fibers,*" in *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 3, pp. 843-845, 2004

[WARD 12] B. Ward, C. Robin, and I. Dajani, "*Origin of thermal modal instabilities in large mode area fiber amplifiers,*" Opt. Express 20, 11407-11422 (2012)

[WIRTH 10] C. Wirth, T. Schreiber, M. Rekas, I. Tsybin, T. Peschel, R. Eberhardt, and A. Tünnermann "*High-power linear-polarized narrow linewidth photonic crystal fiber amplifier*", Proc. SPIE 7580, Fiber Laser VII: Technology, Systems, and Applications, 75801H (2010)

[YABLON 10] A. D. Yablon, "*Multi-Wavelength Optical Fiber Refractive Index Profiling by Spatially Resolved Fourier Transform Spectroscopy*," J. Lightwave Technol. 28, 360-364 (2010)

[YEH 78] P. Yeh, A. Yariv, and E. Marom, "*Theory of Bragg fiber*,*" J. Opt. Soc. Am. 68, 1196-1201 (1978)

[YEHOUESSI 16] J-P. Yehouessi, Thèse "*Modélisation et caractérisation de fibres de Bragg pixélisées pour application aux laser intenses*," (2016)

[YU 11] C. X. Yu, S. J. Augst, S. M. Redmond, K. C. Goldizen, D. V. Murphy, A. Sanchez, and T. Y. Fan, "*Coherent combining of a 4 kW, eight-element fiber amplifier array,*" Opt. Lett. 36, 2686-2688 (2011)

[ZERVAS 14] Zervas, Michalis & Codemard, Christophe, "*High Power Fiber Laser: A Review,*" Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of. 20. 1-23 (2014)

[ZERVAS 17] M. N. Zervas "*Transverse mode instability analysis in fiber amplifiers*," Proc. SPIE 10083, Fiber Laser XIV: Technology and Systems, 100830M (2017)

[ZERVAS 18] M. N. Zervas "*Power scaling limits in high power fiber amplifiers due to transverse mode instability, thermal lensing, and fiber mechanical reliability*," Proc. SPIE 10512, Fiber Laser XV: Technology and Systems, 1051205 (2018)

[ZERVAS 19] M. N. Zervas, "*Transverse mode instability, thermal lensing and power scaling in Yb^{3+}-doped high-power fiber amplifiers*," Opt. Express 27, 19019-19041 (2019)

[ZHOU 17] P. Zhou, H. Xiao, J. Leng, J. Xu, Z. Chen, H. Zhang, and Z. Liu, "*High-power fiber laser based on tandem pumping,*" J. Opt. Soc. Am. B 34, A29-A36 (2017)

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Évaluation du potentiel des fibres apériodiques à très large aire modale pour la réalisation de sources laser impulsionnelles

Ces travaux de thèse s'inscrivent dans une collaboration long-terme entre le laboratoire Xlim et l'entreprise EOLITE Systems dans le but de développer de nouvelles fibres optiques à très grande aire modale typiquement capables de délivrer une puissance moyenne supérieure à 200 W et une puissance crête de l'ordre de 1 MW avec une émission monomode transverse à 1030 nm. Pour cela, des fibres optiques à microstructuration apériodique (FA-LPF) ont été développées en vue d'améliorer les performances des fibres commerciales, en repoussant en particulier le seuil des instabilités modales transverses. Une étude expérimentale sans précédents a été menée pour mettre en évidence l'influence de la structure de la fibre, de l'architecture de la source et du diamètre de champ modal sur le seuil d'apparition du phénomène. Par ailleurs, la fibre commerciale a été remplacée par une FA-LPF dans un prototype laser industriel, et a donné lieu à une validation de principe, tant du point de vue des performances pures que du vieillissement. La faisabilité d'une fibre micro-structurée courte et efficace (de 50 cm de long), a également été étudiée, en passant par une augmentation de la concentration en ions ytterbium dans le cœur de la FA-LPF ou encore par l'amélioration du ratio cœur/gaine. Finalement, un concept de fibre à cœur enterré a permis d'atteindre des dimensions de cœur supérieures à 110 µm tout en maintenant une émission monomode transverse.

Mots-clés : fibre micro-structurée, fibre à large aire modale, instabilités modales, laser

Assessment of the potential of Fully Aperiodic Large-Pitch fibers for pulsed laser sources

These Ph.D work is conducted in the context of a long-term collaboration between Xlim laboratory and the company EOLITE Systems in order to develop new large mode area fibers typically capable of providing up to 200 W of average output power and a peak power of 1 MW while maintaining a transverse single-mode emission at 1030 nm. For that purpose, optical fibers with an aperiodic microstructuration (FA-LPF) were developed in order to improve the performances of commercial fibers, mainly by pushing further the transverse mode instabilities power threshold. An unprecedented experimental study has been conducted to investigate the influence of the fiber structure, the laser source architecture and the mode field diameter. Furthermore, by replacing the commercial fiber by a FA-LPF in an industrial laser prototype, as a proof-of-concept, the FA-LPF permits to obtain a laser source with at least similar properties as those of the laser sources of the company regarding the laser efficiency or the lifetime test. The feasibility of a microstructured fiber shorter and still efficient (50 cm-long), has also been studied, by increasing the ytterbium ions concentration in the FA-LPF core or by improving the core to clad ratio. Finally, a new concept of fiber with a depressed-index core led to core diameters higher than 110 µm while maintaining a transverse single-mode emission.

Keywords : microstructured fiber, large mode area fiber, mode instabilities, laser