

Les lasers à fibre généralité et état de l'art

I.1. Applications des lasers émettant à 2 μ m

Avoir une source laser émettant à une longueur d'onde autour de 2 μ m est très séduisant pour plusieurs domaines d'applications décrits par la suite. Un des moyens pour obtenir une émission laser autour de cette longueur d'onde est l'utilisation de fibres en silice dopées thulium. La bande d'émission de ces fibres s'étale de 1800 jusqu'à 2100nm. De plus, ces fibres peuvent être utilisées comme source de pompage pour accéder à d'autres longueurs d'onde soit par la génération de supercontinuum, soit en utilisant des cristaux non linéaires. Les différentes applications possibles de ces lasers, surtout dans les domaines du médical, de la détection par LIDAR ou de la défense, sont expliquées dans les prochains paragraphes. Il est à noter que la spectroscopie de ces ions sera détaillée dans le quatrième chapitre dédié à la démonstration d'une fibre à grande aire modale dopée thulium fabriquée par la méthode poudre.

I.1.1. Dans le domaine médical

Les lasers impulsionnels qui ont une très bonne qualité de faisceau sont utilisés en médecine, notamment en chirurgie dans le but de réduire l'échauffement autour de la zone de travail et d'éviter l'endommagement des tissus sains. Les tissus humains contiennent une grande quantité d'eau, donc en tenant compte de la forte absorption de l'eau à certaines longueurs d'onde notamment dans le proche et le moyen infrarouge, la profondeur de pénétration dans ces tissus peut être contrôlée en gérant la longueur d'onde d'émission de la source laser. Il est à titre d'exemple possible de corriger les défauts de vision de l'œil humain (myopie, hypermétropie, astigmatisme) en traitant la cornée de l'œil. En outre, ce traitement nécessite la découpe de la cornée. Cette découpe peut être faite en utilisant un laser émettant à une longueur d'onde où l'absorption permet d'obtenir la bonne profondeur de pénétration. En regardant le spectre d'absorption de la cornée illustré dans la figure 1 [Renard12], deux forts pics d'absorption peuvent être remarqués, le premier est à 1450nm et le deuxième est à 1940nm. Une fibre dopée erbium qui émet à 1600nm a été proposée dans [Morin10] pour ce genre d'application, par contre cette fibre a une faible efficacité et elle demande l'utilisation d'une longueur importante ce qui favorise l'apparition des effets non linéaires lorsque la puissance crête générée augmente. L'utilisation de fibres dopées thulium peut nous affranchir de cette limite, en émettant un rayonnement laser autour de 1900nm. Avoir une source laser accordable autour de la longueur d'onde d'absorption de l'eau est un avantage pour réussir à contrôler la profondeur de pénétration dans la cornée.

De plus, la bande spectrale autour de 2000nm est appelée zone "eye-safe" ou zone de sécurité oculaire, car la présence de l'eau et la forte absorption des rayonnements situés dans cette plage spectrale par la cornée, protègent les autres parties plus sensibles de l'œil, et surtout la rétine.

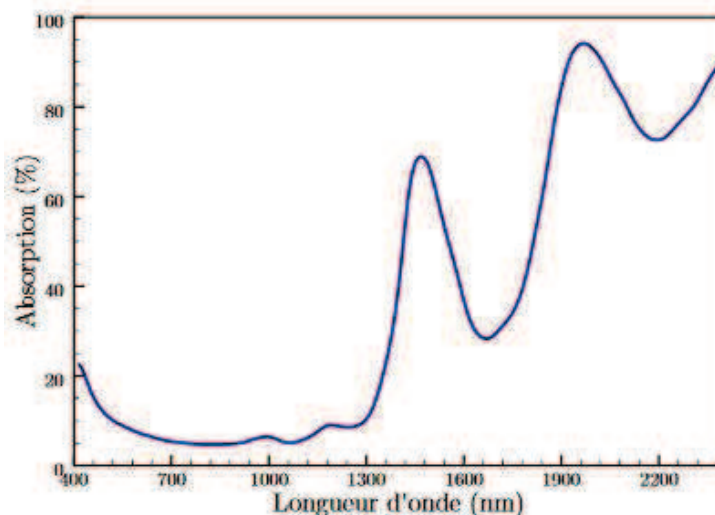


Figure 1 : Représentation graphique de la dépendance spectrale de l'absorption d'une cornée [Morin10, Plamann10]

I.1.2. LIDAR et détection moléculaire

Le LIDAR (Light Detection and Ranging) est un système de détection qui ressemble au radar mais avec une longueur d'onde d'opération dans le domaine optique et non dans le domaine microonde ou radio.

Un LIDAR analyse le faisceau renvoyé par la cible afin de déterminer certaines informations comme sa distance, sa vitesse ou sa composition chimique suivant le cas étudié. La transmission dans l'atmosphère est représentée dans la figure 0. Plusieurs fenêtres avec une transmission importante (supérieure à 75%) peuvent être distinguées, mais comme certaines applications demandent l'utilisation de sources à sécurité oculaire, les lasers émettant des longueurs d'onde autour de $2\mu\text{m}$ représenteront dans le futur de très bons candidats pour être la longueur d'onde d'opération des sources utilisées dans un LIDAR.

Ce système de détection moderne peut être utilisé pour mesurer la vitesse du vent et ainsi pour détecter les tourbillons de sillage [Dolfi-Bouteyre08, Dolfi-Bouteyre09]. Afin de faire une mesure précise, un laser avec une très bonne qualité de faisceau et une largeur spectrale très fine doit être employé. Les rayonnements rétrodiffusés par les particules qui existent dans l'air sont traités et analysés par le LIDAR en tenant compte de l'effet Doppler pour mesurer la vitesse du vent. Pour atteindre ce but, le faisceau laser doit être monofréquence ($\Delta\nu \sim \text{MHz}$) [Lucas14]. Koch *et al.* ont montré dans [Koch07] une mesure de la vitesse du vent en altitude en utilisant une source laser solide à $2053,5\text{nm}$ avec une énergie proche de 100mJ . Pour les lasers à haute cadence, en 2014, Renard *et al.* ont réussi à réaliser une mesure de la vitesse du vent sur une distance de 10km en utilisant une source laser toute fibrée à $1,5\mu\text{m}$ avec une énergie de $370\mu\text{J}$ [Renard14]. Autour de $2\mu\text{m}$, Fang *et al.* ont montré un système fibré à 1918nm avec une énergie plus importante de $0,5\text{mJ}$ et une durée d'impulsion de 15ns [Fang12], ce qui rend les fibres dopées thulium très pertinentes pour être utilisées dans un LIDAR. De plus, comme la portée des LIDARs est proportionnelle à l'énergie, la montée en énergie/puissance dans les systèmes lasers basés sur des fibres dopées thulium devient très intéressante.

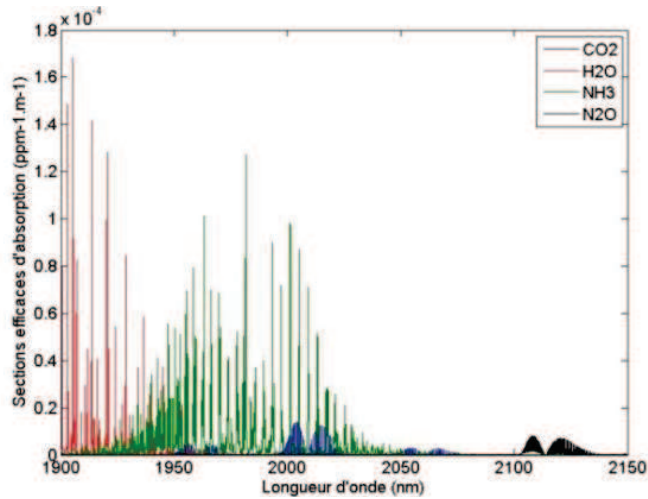


Figure 2 : Spectres d'absorption de certains gaz, d'après la base de données HITRAN¹ [Rothman09]

Les données d'absorptions moléculaires de certaines espèces chimiques illustrées dans la figure 2 montrent que le dioxyde de carbone (CO₂), l'eau (H₂O), l'ammoniac (NH₃) et le peroxyde d'azote (N₂O) absorbent à des longueurs d'onde entre 1900 et 2150nm. Donc avoir une source laser accordable autour de 2µm peut être utilisé pour évaluer la présence et la concentration de ces molécules dans l'air. Ce genre de mesure n'a pas besoin d'une source monofréquence mais par contre une source puissante est nécessaire pour avoir un bon rapport signal sur bruit durant la mesure. En revanche, si la détection est faite à courte distance ou dans un endroit fermé (mines, installations pétrolières), avoir une source très énergétique n'est pas indispensable.

I.1.3. Supercontinuum (SC)

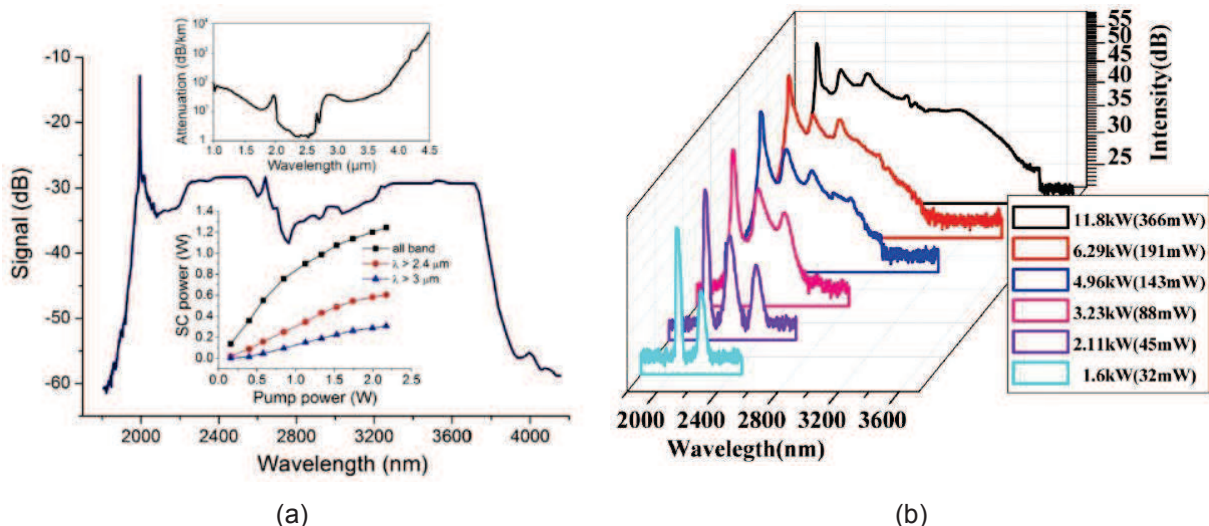


Figure 3: (a) SC généré dans une fibre fluorée. En insertion, en haut la courbe d'atténuation de cette fibre, et en bas l'évolution de la puissance mesurée dans certaines plages spectrales en sortie de la fibre en fonction de la puissance de pompe injectée [Swiderski14]. (b) variation des spectres (et de la puissance) de SC générés dans une fibre chalcogénure en fonction de la puissance injectée [Yao16].

¹ HITRAN: High-resolution TRANsmission molecular absorption database

La création d'une source laser à très large spectre (quelques μm) peut être faite par la génération d'un supercontinuum dans une fibre optique. La génération de ce dernier exige une forte densité surfacique de puissance dans la fibre où la lumière se propage. Pour avoir une densité de puissance importante, une combinaison entre une forte puissance crête et une fibre assez longue avec une aire de champ modal assez faible doit être assurée.

L'élargissement spectral est généré par une cascade d'effets non linéaires qui apparaissent dans le cœur de la fibre. Parmi ces effets, on peut citer l'auto-modulation de phase (SPM), la diffusion Raman stimulée (SRS). En outre, au-delà de $2\mu\text{m}$, la silice devient opaque du fait de la forte absorption du matériau. D'où l'importance d'utiliser des matériaux autres que la silice pour avoir en même temps un spectre large et intense. Dans cet objectif, plusieurs matériaux ont été proposés, fabriqués et testés pour avoir des pertes acceptables dans cette bande spectrale. Parmi ces matériaux innovants on peut citer les verres fluorés (ZBLAN), de chalcogénures, de tellures... La génération de supercontinuum nécessite la plupart du temps que la longueur d'onde de pompe ($2\mu\text{m}$ dans notre cas) soit proche et légèrement plus élevée que la longueur d'onde correspondant au zéro de dispersion (ZDW^2) de la fibre (régime anormal). De plus, comme chaque matériau a une dispersion bien définie, des fibres microstructurées (arrangement dans la gaine optique de matériaux ayant des indices de réfraction différents) peuvent être de bons candidats pour bien contrôler et modifier cette dispersion.

Au niveau expérimental, une fibre fluorée a été utilisée pour générer un spectre qui couvre la plage spectrale allant de 1800 jusqu'à 4100nm (figure 3.a). Cette fibre a une longueur de 20m avec un zéro dispersion à $1,54\mu\text{m}$ [Swiderski14]. De plus, dans la figure 3.a, un faible niveau des pertes linéaires est atteint dans cette fibre dans le proche infrarouge. Une puissance de SC de 1,25W est montrée pour une puissance injectée de 2,2W. Récemment, une génération de SC a été publiée dans [Yao16] en utilisant une fibre chalcogénure avec une longueur d'onde maximale générée de 3600nm et une puissance de 366mW (cf. figure 3.b). Dans les deux cas mentionnés précédemment, la longueur d'onde de pompe de ces fibres était autour de $2\mu\text{m}$, une longueur d'onde générée par une fibre dopée thulium.

1.1.4. Pompage des cristaux non linéaires

Les cristaux non linéaires permettent de convertir la fréquence d'un faisceau laser incident (ω_p) en une autre fréquence (ω_s). Plusieurs phénomènes interviennent dans la conversion de la longueur d'onde. Parmi ces phénomènes on peut trouver la génération de seconde harmonique, la somme de fréquences, la différence de fréquences. Tous ces phénomènes sont dus à la réponse de susceptibilité de second ordre (χ^2). La génération de rayonnements lasers dans le visible (les pointeurs vert et bleu que l'on trouve sur le marché), dans le domaine THz [Zhao10] ou plus spécifiquement dans l'infrarouge moyen et lointain est possible en utilisant ce type de cristaux. L'accès à ces dernières bandes spectrales peut être réalisé en pompant un oscillateur paramétrique optique (OPO) à une longueur d'onde autour de $2\mu\text{m}$. Le cristal non linéaire va convertir la longueur d'onde de pompe λ_p en émettant d'autres longueurs d'onde plus importantes λ_s et λ_c (signal et complémentaire), ainsi une partie de la pompe résiduelle va être aussi émise.

²ZDW: Zero Dispersion Wavelength, c'est la valeur de longueur d'onde où les dispersions du matériau et de guide s'annulent mutuellement

Les plages spectrales situées dans le moyen et le lointain infrarouge possèdent deux zones avec une forte transmission atmosphérique. Ces zones sont notées bandes II et III dans la figure 0. L'importance d'avoir une source laser accordable et assez puissante dans ces bandes est soulignée par la présence de nombreux pics d'absorption de certaines molécules, d'où la possibilité de les détecter ou de mesurer leur concentration dans l'atmosphère. L'avantage de la bande III est que contrairement à la bande II, certaines espèces chimiques comme CH_4 , C_2H_4 et C_2H_6 ont des signatures spectrales différentes (alors que ces molécules ont des longueurs d'onde d'absorptions très proches dans la bande II), ce qui nous permet de les différencier. Ils existent plusieurs types de lasers qui permettent d'accéder aux bandes II ou III, comme le laser CO_2 , et les métaux de transitions (cf. figure 0). Par contre ces lasers souffrent de problèmes comme le problème thermique. Pour ces raisons, les OPOs semblent les sources lasers les plus appropriées en terme de puissance et qualité de faisceau pour accéder aux bandes II et III.

Plusieurs résultats expérimentaux ont été obtenus en utilisant un cristal non linéaire dans une configuration OPO pompé par un laser à fibre dopée thulium. Gebhardt *et al.* ont montré une source accordable entre 3,3 et 4,8 μm avec une puissance crête autour de 14kW, en utilisant un cristal à base de zinc, de germanium et de phosphate (ZGP) pompé à 1920nm et avec une durée d'impulsion de 8ns [Gebhardt13]. Après, en 2015, le même type de cristal a été utilisé par Kieleck *et al.* pour générer un laser entre 3 et 5 μm , avec une puissance moyenne de 6,5W et une durée d'impulsion de 45ns à un taux de répétition de 40kHz [Kieleck15]. Encore une fois, le laser de pompe dans ce cas était une fibre dopée thulium émettant autour de 2 μm .

Pour aller encore plus loin et avoir une source qui peut couvrir les deux bandes spectrales II et III, le cristal GaAs peut être un très bon candidat pour jouer ce rôle. Une émission entre 10,3 et 10,8 μm a été obtenue, en changeant la température du cristal, par Clément *et al.* en 2015 avec une énergie de 2 μJ [Clément15]. Ce cristal a été pompé par un micro-laser monofréquence Tm :YAP [Grisard14] avec une énergie de 118 μJ . Cette source a été utilisée pour la détection de gaz. De plus, une large bande spectrale (2,6 jusqu'à 6,1 μm) a été couverte en utilisant un cristal GaAs pompé par un laser fibré thulium dans le domaine femtoseconde [Leindecker12]. Regardant tous ces exemples, il y a une très grande importance de développer une source laser fibrée à 2 μm puissante, avec un bon niveau énergétique et une bonne qualité du faisceau.

I.2. Les fibres laser : Principe et limitations

L'objectif du travail mené dans cette thèse est de développer des fibres optiques permettant de concevoir des sources lasers, à 2 μm , qui permettent de délivrer un rayonnement de forte puissance moyenne et/ou crête avec une bonne qualité de faisceau afin de répondre aux besoins mentionnés dans le paragraphe précédent. Dans cette partie, le principe de base des fibres optiques dopées avec des ions de terres rares est présenté. La montée en puissance dans ces fibres est limitée par l'apparition des effets non linéaires. Pour dépasser cette limite, des fibres à large aire modale, à saut d'indice ou microstructurées, sont proposées. Ensuite, le phénomène des instabilités modales transverses qui dégrade sévèrement la qualité du faisceau émis est expliqué.

I.2.1. Les fibres actives à saut d'indice

La structure la plus simple d'une fibre optique est formée d'un cœur, d'une gaine et d'un revêtement polymère de protection. L'indice de réfraction du cœur est plus grand que celui de la gaine qui l'entoure afin d'assurer le confinement de la puissance lumineuse guidée majoritairement dans le cœur. L'indice de réfraction du polymère de protection présente un indice plus élevé que celui de la gaine optique afin de vider la gaine de tout rayonnement parasite non confiné dans le cœur. La propagation de la lumière dans ce genre de fibres est basée sur le mécanisme de réflexion interne totale (TIR) dû à la différence d'indice entre le cœur et la gaine.

Les fibres optiques utilisées pour la conception de sources laser sont dopées avec des ions actifs qui sont des ions de terres rares (TR) [Poole86]. Dans la plupart des cas, le cœur est également co-dopé avec des ions passifs (fluor, aluminium (Al^{3+}), bore, germanium, etc...) afin d'une part d'empêcher l'agrégation des ions actifs entre eux et d'autre part de contrôler son indice de réfraction. Les ions actifs absorbent et émettent dans une bande de longueurs d'onde bien définie. Alors, suivant l'application envisagée, le cœur de la fibre, qui joue le rôle de milieu à gain, va être dopé par un ou plusieurs types d'ions de terres rares. Les terres rares (les lanthanides) sont constituées par des ions qui ont des numéros atomiques (Z) allant de 57 pour le lanthane (La) jusqu'à 71 pour le lutécium (Lu). Ces atomes sont en état plus stable en forme ionisée (lanthanide)³⁺. Dans la silice, chaque niveau énergétique se décompose en sous-niveaux Stark sous l'effet du champ cristallin local du matériau hôte qui lève partiellement la dégénérescence de ces niveaux énergétiques [Faure05]. De plus, chaque ion dans le milieu à gain possède ses propres sous-niveaux d'énergie. Enfin, comme chaque site d'accueil présente des caractéristiques différentes, le champ cristallin est différent d'un site à l'autre et il résulte une dispersion des effets appelée élargissement inhomogène. A l'échelle macroscopique, la combinaison de ces effets crée alors des bandes d'absorption/émission très larges (plusieurs dizaines de nm) qui permettent la réalisation de sources lasers accordables. La perte des trois électrons dans une matrice en silice se traduit par une combinaison de deux ions Lanthanides³⁺ (Ln^{3+}) avec trois ions d'oxygènes (O^{2-}) en formant une molécule Ln_2O_3 . Dans le tableau 1, les ions de terres rares les plus utilisés dans les lasers à fibre sont listés avec leurs principales longueurs d'onde d'absorption et d'émission.

La faible ouverture numérique du cœur d'une fibre active monomode à simple gaine limite la puissance de pompe qui peut être injectée dans la fibre, donc la puissance émise. Alors, pour résoudre ce problème, le pompage par une source puissante mais moins brillante (multimodale) a été proposé. La structure de la fibre optique doit alors être modifiée en créant une double gaine. La gaine optique est alors entourée par un matériau avec un indice de réfraction plus faible, qui permet de confiner la pompe (cf. figure 4).

Ce matériau, appelé gaine externe ou seconde gaine, peut être un polymère à bas indice, un revêtement à base de téflon ou encore un anneau d'air (c'est-à-dire constitué d'un arrangement de trous d'air séparés les uns des autres par des ponts en silice extrêmement fins, comme le montre la figure 5). Une telle structure assure une grande ouverture numérique (ON), entre 0,4 et 0,8 [Wadsworth03, Wadsworth04], qui permet de coupler efficacement une grande partie du rayonnement de pompe dans la fibre.

Afin d'améliorer l'absorption du rayonnement de pompe par les ions de terres rares localisés à l'intérieur du cœur, l'interface entre la gaine interne et la gaine externe a pris plusieurs formes comme la forme hexagonale, en D, en double-D et autres [Leproux01].

Tableau 1 : Les longueurs d'onde d'émission et d'absorption, les plus utilisées, des principaux ions de terres rares utilisés dans les lasers à fibre (matrice de silice) [Jackson12].

Ion	Niveaux énergétiques d'absorption	Longueurs d'onde d'absorption (pompe)	Niveaux énergétiques d'émission	Longueurs d'onde d'émission (signal)
Ytterbium (Yb^{3+})	$^2F_{7/2} \rightarrow ^2F_{5/2}$	$\lambda_p \sim 976nm$	$^2F_{5/2} \rightarrow ^2F_{7/2}$	$\lambda_s \sim 1030nm$ $\lambda_s \sim 1064nm$
Erbium (Er^{3+})	$^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$ $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$	$\lambda_p \sim 1450nm$ $\lambda_p \sim 980nm$	$^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$	$\lambda_s \sim 1510-1650nm$
Thulium (Tm^{3+})	$^3H_6 \rightarrow ^3F_4$ $^3H_6 \rightarrow ^3H_4$	$\lambda_p \sim 1650nm$ $\lambda_p \sim 790nm$	$^3F_4 \rightarrow ^3H_6$	$\lambda_s \sim 1850-2100nm$
Holmium (Ho^{3+})	$^5I_8 \rightarrow ^5I_6$ $^5I_8 \rightarrow ^5I_7$	$\lambda_p \sim 1150nm$ $\lambda_p \sim 1950nm$	$^5I_7 \rightarrow ^5I_8$	$\lambda_s \sim 2100nm$

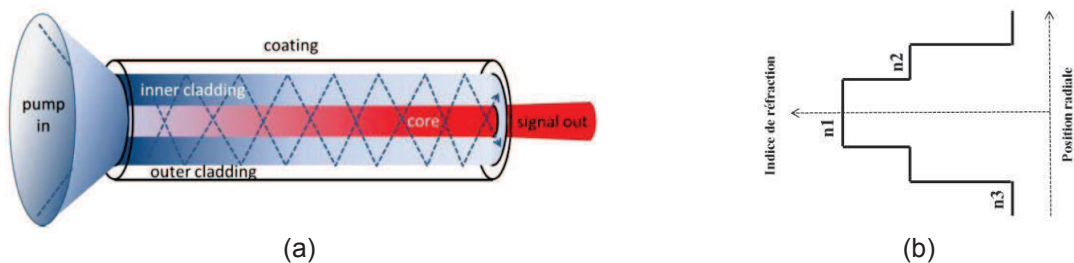


Figure 4 : (a) Figure représentative d'un laser à fibre à double gaine [Zervas14], et (b) le profil d'indice de réfraction qui correspond à cette fibre.

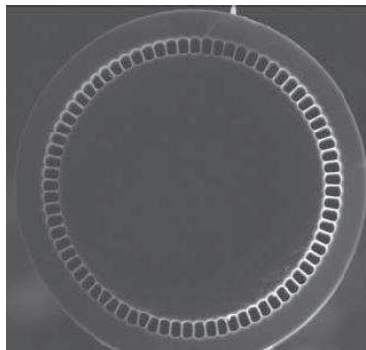


Figure 5 : Image microscopique d'une fibre en silice avec une gaine d'air. Issue de [Wadsworth03].



I.2.2. Qualité du faisceau

La lumière se propage dans un guide diélectrique cylindrique sous forme de modes TE, TM et HE. Dans une fibre optique, ces modes se combinent en modes linéairement polarisés (LP_{ml}) (cf. figure 6) étant donné le faible contraste d'indice entre le cœur et la gaine ($\Delta n = n_1 - n_2$, avec n_1 l'indice du cœur et n_2 l'indice de la gaine). Une fibre optique est dite monomode si le cœur ne permet que la propagation du seul mode fondamental (LP_{01} ou FM), dont la distribution d'intensité du champ électrique est décrite par la fonction de Bessel d'ordre zéro (proche d'une gaussienne en première approximation) et qui possède l'indice effectif le plus élevé. Dans une fibre monomode, la valeur de la fréquence spatiale normalisée V , définie dans l'équation 1.1, doit être inférieure à 2,405.

$$V = \frac{2\pi \times a \times ON}{\lambda} \quad (1.1)$$

Avec a le rayon du cœur, λ est la longueur d'onde de travail, et ON l'ouverture numérique du cœur définie comme suit :

$$ON = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1.2)$$

Où n_1 , n_2 sont les indices de réfraction du cœur et de la gaine respectivement.

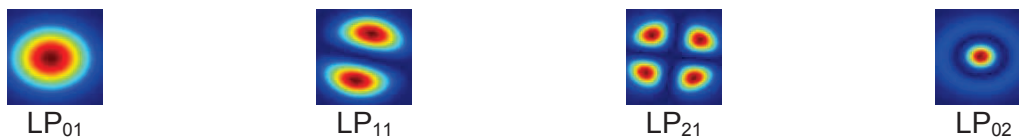


Figure 6 : Les quatre premiers modes calculés qui se propagent dans une fibre optique à saut d'indice avec un cœur de $50\mu\text{m}$ et une différence d'indice entre le cœur et la gaine de 2×10^{-3} . La longueur d'onde de travail est de $2\mu\text{m}$.

D'après l'équation 1.1, il y a deux solutions pour diminuer la valeur de V , c'est à dire contraindre la propagation d'un mode unique à une longueur d'onde de travail bien définie. La première consiste à diminuer la taille du cœur, et la deuxième à réduire son ouverture numérique, c'est-à-dire réduire Δn . La réduction de la taille du cœur va diminuer l'aire effective du mode, favorisant l'apparition des effets non linéaires (cf. paragraphe I.2.3). Si l'on recherche à diminuer la valeur de Δn et que cette dernière devient très faible, la propagation du mode fondamental dans le cœur de la fibre devient très sensible à la moindre courbure qui peut conduire à une diminution de l'efficacité laser. De plus, la diminution du contraste d'indice se heurte à une limite posée par des problèmes liés à la maîtrise des indices de réfraction lors de la synthèse des matériaux. Cependant, pour des contrastes d'indice classique (de l'ordre de 10^{-3}), courber la fibre afin d'appliquer des pertes plus élevées sur les modes d'ordre supérieur que sur le mode fondamental, rendant possible l'émission d'un faisceau en limite de diffraction [Koplow00].

Plusieurs méthodes expérimentales existent pour qualifier la qualité d'un faisceau ou le caractère monomode/multimode d'une fibre optique. La méthode la plus connue est la mesure du paramètre M^2 . Elle est basée sur la mesure de la divergence du faisceau émis et permet de qualifier le faisceau lui-même, pas la fibre optique. Une valeur mesurée proche de 1 indiquera que le faisceau se rapproche d'un faisceau gaussien. D'autres méthodes mesurent les interférences entre le mode fondamental et les modes d'ordre supérieur éventuellement présents dans le cœur (S^2 [Nicholson08] et C^2 [Schimpf11]) et estiment la puissance portée par chaque mode à la sortie de la fibre.



I.2.3. Les effets non linéaires

La connaissance théorique des effets non linéaires et leur observation dans d'autres disciplines que la photonique remonte à plus d'un siècle. En photonique, ils ont été très étudiés en détail, voir exploités, dès lors que des faisceaux intenses ont pu être générés, c'est à dire conjointement à l'invention du laser. Dans les fibres optiques à petits cœurs, le confinement du champ sur une très grande longueur permet d'observer ces effets même avec des seuils de puissance extrêmement faible de quelques centaines de mW moyens [Agrawal06]. Ces effets dégradent la qualité du faisceau émis et constitue le principal obstacle à la montée en puissance des sources laser à fibre optique. Nous citerons l'effet Raman, l'effet Brillouin et l'effet Kerr à l'origine de plusieurs phénomènes comme l'automodulation de phase et le mélange à quatre ondes.

Dans ce paragraphe très succinct, nous ne décrivons ni leur origine physique ni l'ensemble des applications qui peuvent en découler, il s'agira simplement de rappeler brièvement les principales formules théoriques afin d'entrevoir quelle action mener sur la structure de la fibre optique pour repousser au maximum leur apparition.

L'effet Raman stimulé dont le seuil d'apparition peut être calculé en utilisation la formule suivante [Agrawal06]:

$$P_R = \frac{16 \times A_{eff}}{G_R \times L_{eff}} \quad (1.3)$$

Avec A_{eff} l'aire effective du mode (MFA) qui se propage dans le cœur de la fibre, G_R le gain Raman, et L_{eff} la longueur effective de la fibre.

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \quad (1.4)$$

Avec α l'atténuation de la fibre optique.

L'effet Brillouin stimulé est calculé en utilisant la formule similaire :

$$P_B = \frac{21 \times A_{eff}}{G_B(\Delta\nu) \times L_{eff}} \quad (1.5)$$

G_B est le gain Brillouin et $\Delta\nu$ est la largeur spectrale du signal lumineux. Dans une fibre optique à petit cœur, l'effet Brillouin est généralement le facteur le plus limitant lorsque l'on génère un rayonnement avec un spectre étroit. Par contre quand la largeur spectrale augmente, c'est l'effet Raman qui devient le facteur le plus limitant.

D'autres effets non linéaires basés sur l'effet Kerr optique, comme l'auto-modulation de phase (SPM) et le mélange à quatre ondes (FWM), peuvent apparaître.

D'une manière générale et quel que soit l'effet non linéaire considéré, le seuil est proportionnel à l'aire du champ du mode guidé et inversement proportionnel à la longueur d'interaction avec la fibre. Les fibres optiques classiques à saut d'indice confinent en général les champs électromagnétiques dans des cœurs de petite section (2-25 μ m) et les longueurs de fibres utilisées dans les amplificateurs et les sources laser vont de quelques mètres à quelques dizaines de mètres. Par nature donc, elles sont un milieu privilégié pour l'observation de ces effets, en particulier lorsque la propagation d'impulsions courtes est considérée. Les fibres optiques présentant par ailleurs un excellent rapport volume actif-surface extérieur qui en fait de très bons candidats pour les applications à forte puissance moyenne du fait de bonnes capacités de refroidissement thermique. Comme nous allons le



voir par la suite, la montée en puissance moyenne/crête des sources laser à fibre optique s'accompagne donc logiquement de fortes évolutions de leurs structures dans le but d'augmenter toujours plus le diamètre de leur cœur et de réduire leur longueur afin de repousser toujours plus le seuil d'apparition des effets non linéaires.

I.2.4. Les fibres à grande aire modale

Dans la partie précédente, nous avons vu comment le seuil d'apparition des effets non linéaires peut être repoussé en augmentant la dimension transverse du cœur. D'après l'équation 1.1, en augmentant le diamètre du cœur on augmente aussi la valeur de V et le guide d'onde devient alors multimode. Donc pour garder le caractère monomode de la fibre il faut simultanément diminuer son ouverture numérique et ainsi réduire le contraste d'indice entre le cœur et la gaine durant la fabrication. En général, la méthode la plus utilisée pour fabriquer les fibres optiques actives (c'est-à-dire avec un cœur dopé avec des ions de terres rares) est le dopage par voie liquide en association avec le procédé MCVD (pour Modified Chemical Vapor Deposition). Cette méthode a permis la fabrication d'une fibre dopée Yb^{3+} avec un cœur de $35\mu\text{m}$ ayant une très bonne qualité de faisceau ($M^2 < 1,1$), grâce à la très faible ON obtenue ($\text{ON} \sim 0,038$), ce qui est équivalent à $\Delta n \sim 5 \times 10^{-4}$ [Jain15]. De plus, dans un travail très récent, Xu *et al.* ont obtenu l'émission d'un faisceau proche de la limite de diffraction en sortie d'une fibre dont le cœur dopé Yb^{3+} , fabriqué par la méthode sol-gel, est caractérisé par un diamètre de $50\mu\text{m}$ et une ON de 0,02. Cependant cette fibre a donné une faible efficacité laser ($\eta \sim 41,6\%$) à cause des pertes de fond très élevées [Xu16]. Dans les deux cas, l'application d'une courbure sur la fibre est indispensable pour assurer la propagation du seul mode fondamental, mais malheureusement, l'efficacité laser atteinte par ces fibres devient de moins en moins importante quand le diamètre de courbure diminue.

Concernant les fibres dopées thulium, la majorité sont fabriquées via un dopage par voie liquide en association avec le procédé MCVD. Aujourd'hui on trouve des fibres commerciales (par exemple, vendues par Nufern) dopées thulium à large cœur ($D_c \sim 25\mu\text{m}$), avec une ouverture numérique inférieure à 0,09. De plus, des fibres à triple gaine à large cœur, fabriquées aussi par Nufern, ont montré de bonnes performances en termes d'efficacité, de qualité modale et de puissance émise. Une puissance émise autour de 300W a été obtenue par [Moulton09] avec une fibre de $25\mu\text{m}$ de diamètre de cœur, une efficacité laser de 64% et une valeur de M^2 inférieure à 1,2. Ces fibres sont dites à triple gaine car un piédestal est ajouté entre le cœur et la gaine optique afin de diminuer l'ouverture numérique du cœur. Un point important est que dans le cas de la propagation d'un rayonnement à $2\mu\text{m}$, on a un étalement du champ plus important qu'à $1\mu\text{m}$, ce qui rend l'efficacité de ces fibres plus sensible à la courbure. De plus, avoir une bonne efficacité dans les fibres dopées thulium (TDFs) demande un niveau de dopage assez élevé en ions Tm^{3+} et Al^{3+} (cf. paragraphes IV.1 et IV.2), ce qui limite la possibilité de gérer l'indice de réfraction durant la fabrication (parce que quand la concentration des ions Thulium et/ ou d'aluminium dans une matrice de silice augmente, le contrôle d'indice de réfraction (valeur et homogénéité) devient plus compliqué durant la fabrication en raison de certains phénomènes de cristallisation parasite qui amènent des pertes supplémentaires dans la fibre). A cause de ces deux caractéristiques, la réduction de l'ON n'est pas simple à obtenir d'un point de vue technologique, en particulier avec les fibres dopées aux ions thulium. Pour cette raison, de nouvelles structures de fibres, plus complexes que le simple saut d'indice, ont été étudiées et sont présentées ci-après.

I.3. Les fibres microstructurées

La montée en puissance dans les lasers à fibre, surtout en régime impulsionnel, nécessite l'augmentation drastique de la taille du cœur pour éviter l'apparition des effets non linéaires. Cette évolution impose cependant une diminution drastique de la différence d'indice de réfraction entre le cœur et la gaine et se heurte à une limite technologique, le contrôle stricte des indices de réfraction et de l'homogénéité des matériaux synthétisés. Pour contourner ce problème, plusieurs propositions basées sur des technologies d'assemblage de préformes ont vu le jour. Le principe même du confinement et de sélection du mode fondamental dans ces fibres a évolué. Il peut être assuré soit par le phénomène de réflexion totale interne modifiée (MTIR), comme dans le cas des fibres à cristaux photoniques (PCF) dont la gaine est formée par des inclusions à bas indice [Gaida12], soit par BIP (bande interdite photonique) ou couplage inhibé comme dans les arrow ou les Bragg (inclusions haut indice) [Yehouessi16], ou par la combinaison de MTIR et BIP comme dans les fibres à filtrage de modes (DMF) [Alkeskjold11]. On trouve enfin le principe de « passoire modale » comme dans les fibres à large pitch (LPF) [Limpert12] ou les LCF [Dong07] qui est une évolution ultime du MTIR.

I.3.1. Les fibres à cristaux photoniques (PCF)

Les PCF sont des fibres microstructurées dont la gaine hétérogène présente un arrangement régulier de micro-canaux d'air dans une matrice de silice. Leur cœur est composé d'un défaut dans cet arrangement, c'est à dire par l'absence d'un, de 7 ou de n trous d'air consécutifs par exemple. Elles sont en général fabriquées par la méthode dite de "stack and draw", c'est à dire par étirage d'un assemblage de capillaires et de cannes de silice dans un tube de maintien lui-même constitué de silice [Knight96]. Avec ce genre de fibres, en modifiant le nombre des couronnes de trous d'air et la taille de ces trous, une faible valeur d'ON du cœur peut être obtenue (~ 0.01). Une propagation effectivement monomode est assurée si le ratio $d/\Lambda < 0,4$ pour un cœur formé d'un seul défaut [Birks97, Kuhlmeier02, Mortensen03] (cette valeur diminue jusqu'à 0,165 et 0,046 quand il y a 3 et 7 trous manquants respectivement [Saitoh05]), avec d le diamètre des trous d'air et Λ (pitch) la distance entre les centres de deux trous successifs. Si la taille des trous d'air est trop petite, la fibre devient très sensible à la moindre courbure. Pour résoudre ce problème, des fibres dites "rod-type" ont été proposées, leur diamètre extérieur est alors augmenté jusqu'à plus de 1mm pour assurer une rigidité qui permet d'éviter toutes pertes de confinement. [Limpert05, Limpert06].

Dans les PCF actives, on remplace les cannes de silice pure dans l'assemblage par des cannes de silice dopées aux ions de terres rares. Comme le dopage aux ions de terres rares produit une augmentation de l'indice de réfraction du matériau, une attention particulière doit être fournie pour assurer le caractère monomode de la fibre. Des co-dopants (comme le fluor) doivent être ajoutés en proportions finement maîtrisées afin de contrebalancer l'augmentation de l'indice due à la présence des TR et des co-dopants classiques [Limpert05]. Lorsque les méthodes de dopage classiques ne permettent pas une maîtrise suffisante de l'indice de réfraction et de l'homogénéité du matériau, l'accord d'indice entre le cœur actif et la silice pure constituant le matériau de fond de la gaine optique est alors obtenu par la conception d'un cœur filamenté. Ce dernier est réalisé par un assemblage des cannes dopées aux ions de terres rares (indice de réfraction supérieur à celui de la silice, cannes rouges dans la figure 7.a) qui forment le milieu actif et de cannes

dopées au fluor (indice de réfraction inférieur à celui de la silice, cannes vertes dans la figure 7.b)). Cet assemblage est alors étiré, puis plusieurs fois assemblé et étiré. Ce processus doit être répété plusieurs fois afin d'obtenir un matériau certes hétérogène mais dont l'indice de réfraction semble uniforme du point de vue de l'onde lumineuse qui le traverse. Pour ce faire, les plus petits éléments de cette microstructuration doivent avoir à la fin une dimension très inférieure à la longueur d'onde. Le passage par cette étape de multiple assemblage/étirage pour la conception du seul matériau de cœur actif rend la fabrication de ce genre de fibres très coûteuse en termes de temps et d'argent.

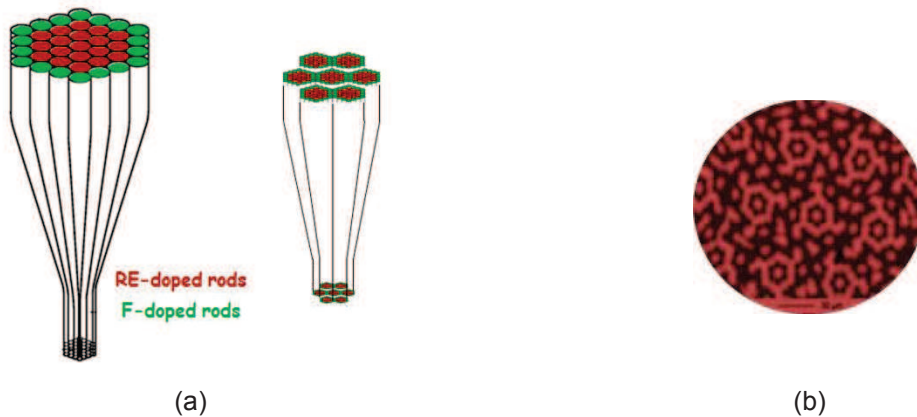


Figure 7 : (a) assemblage des cannes active (en rouge) avec des cannes dopées en fluor (cannes vertes), et (b) image MEB d'un cœur filamenteux (zones rouges = zones actives et zones noires = zones dopées fluor).

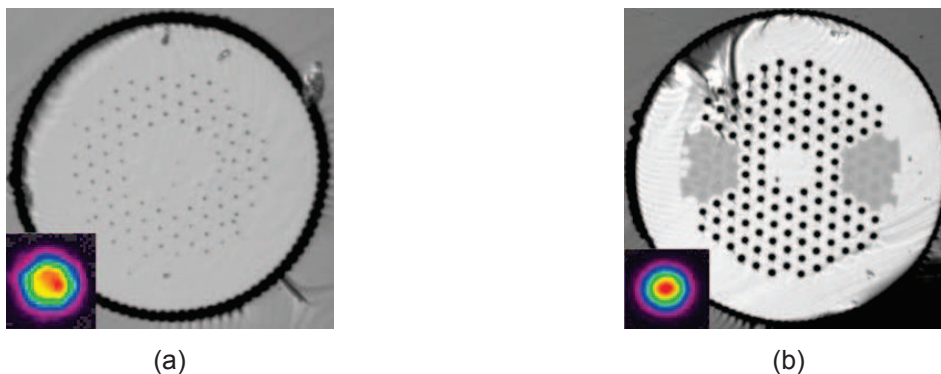


Figure 8: images de la section transverse d'une PCF dopée thulium avec un cœur de (a) 80µm, issue de [Gaida12], et (b) 50µm à polarisation unique, issue de [Modsching11]. Les images du faisceau émis mesurées en champ proche sont aussi présentées.

Le plus grand cœur d'une fibre PCF dopée Yb^{3+} déjà rapporté, en conservant une bonne qualité du faisceau émis ($M^2 \sim 1,3$), est de 100µm [Brooks06]. Ce dernier devient 80µm (figure 8.a) dans le cas d'un cœur dopé Tm^{3+} [Gaida12]. Bien qu'il soit a priori plus facile d'obtenir des grands cœurs à 2µm, la complexité apportée par le fort dopage du cœur requis (en ions Tm^{3+} et en ions Al^{3+}) n'a pas permis un meilleur contrôle de l'indice de réfraction durant la fabrication (problèmes de diffusion, de cristallisation...). La capacité de fabriquer des fibres avec d'aussi gros cœurs permet d'obtenir un gain linéique très important permettant ainsi de réduire fortement leur longueur ($< 1\text{m}$) [Limpert05], ce qui est très avantageux pour repousser le seuil d'apparition des effets non linéaires.

Les meilleures performances obtenues avec ce type de fibre en régime continu sont une puissance de signal émis de 320W avec une taille de cœur de 60µm (avec un diamètre

du champ du mode, MFD, de $50\mu\text{m}$) à $\lambda = 1\mu\text{m}$ [Limpert06], et une puissance de signal émis de 20W avec un cœur de $80\mu\text{m}$ (MFD de $50\mu\text{m}$) à $\lambda = 2\mu\text{m}$ [Gaida12]. En régime impulsionnel, une énergie de 4,3mJ et une puissance crête de 4,5MW avec une durée d'impulsion autour de 1ns ont été obtenues par Brooks et *al.* pour des fibres dopées Yb^{3+} [Brooks06]. Par contre, les meilleurs résultats en régime impulsionnel dans le cas de fibres dopées Tm^{3+} sont ceux démontrés par Gaida *et al.* avec une énergie de 6,4mJ, une puissance crête autour de 1MW, et une durée d'impulsion de 6,5ns [Gaida13]. De plus, des fibres PCF à polarisation unique (fibres PZ) ont été fabriquées en remplaçant quelques trous d'air par des inclusions solides faites en silice dopée bore afin d'induire des zones de contraintes dans la structure. Une fibre PZ dopée Yb^{3+} avec un cœur de $35\mu\text{m}$ (MFD $\sim 30\mu\text{m}$) a été fabriquée. Cette dernière a permis d'obtenir un taux d'extinction de polarisation (PER) de 15,5dB avec une puissance émise de 25W [Schreiber05]. Aussi une fibre PZ dopée Tm^{3+} a été montrée dans [Modsching11], pour un cœur de $50\mu\text{m}$ (MFD = $36\mu\text{m}$) et un PER de 15dB a été obtenu (figure 8.b).

Toutefois la conception de telles PCF avec de très grands diamètres de cœurs ($D_{\text{cœur}} > 50\mu\text{m}$) exige d'avoir des trous d'air dans la gaine optique ayant de très petits diamètres ($d \approx \mu\text{m}$) rendant extrêmement complexe la conception de la gaine microstructurée. Il devient en effet très difficile de fabriquer une structure avec des petits trous ayant la même taille sur une grande longueur en contrôlant la pression durant le tirage de la fibre.

1.3.2. Les fibres à large pitch (LPF)

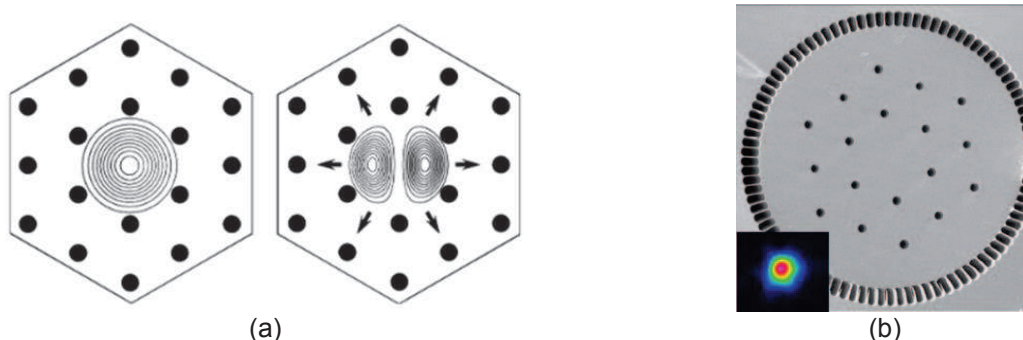


Figure 9: (a) Représentation schématique du principe de « passoire modale » mis en avant dans les fibres à large pitch, issue de [Russell06], et (b) image de la section transverse d'une fibre LPF et image en champ proche du faisceau émis, issue de [Limpert12, Jansen12].

Dans le paragraphe précédent, l'importance du contrôle de la taille des trous d'air dans les PCFs pour avoir une faible ON a été mentionnée. Contrairement à ces dernières, Russell a souligné dans [Russell03, Russell06] que si le pitch Λ devient très grand, supérieur à $10 \times \lambda$, il est alors possible de filtrer les modes d'ordre supérieur susceptibles d'exister dans le cœur en les délocalisant via les canaux de fuite situés entre les trous d'air (cf. figure 9.a). Ce principe, basé sur la fuite des modes d'ordre supérieur, peut être assimilé à une « passoire modale » comme représenté schématiquement sur la figure 9.a. Dans ces fibres dites à large pitch, le cœur est intrinsèquement multimode, mais grâce à la délocalisation des HOMs à l'extérieur du milieu à gain, le faisceau émis devient monomode.

Quelques années plus tard, Jansen et *al.* ont étudié en détails ce mécanisme dans des structures dont la gaine intérieure est généralement formée de deux couronnes de trous d'air [Jansen10]. Une couronne pour confiner le mode fondamental et une deuxième pour éviter le couplage de ce mode avec un mode quelconque de gaine. Dans ce cas, la valeur

de d/Λ doit être inférieure à 0,4 pour avoir une bonne délocalisation des HOMs. Par contre, si cette valeur est trop faible ($d/\Lambda < 0,25$), la qualité du mode fondamental se dégrade [Stutzki11.a]. Ces fibres se présentent la plupart du temps sous la forme de baguettes rigides (fibres « rod-type ») et elles ont des longueurs assez courtes (autour de 1m). De plus, comme dans le cas des PCFs, un accord d'indice de réfraction entre le milieu à gain constituant le cœur de la structure et le matériau constituant le fond de la gaine optique (fait de silice pure) doit être assuré pour obtenir une émission monomode. D'une part, si l'indice du cœur est légèrement supérieur à celui de la silice, les modes d'ordre supérieur vont être confinés dans le cœur, ce qui rend la fibre multimode. D'autre part, si l'indice du cœur est légèrement abaissé par rapport à celui de la silice pure, le mode fondamental va être insuffisamment confiné et donc moins bien amplifié [Jansen10]. A côté du défi de l'accord d'indice, la dimension de la gaine d'air (c'est-à-dire son diamètre interne) doit également être bien choisie et contrôlée pour éviter le couplage d'énergie entre le mode fondamental et un mode quelconque de gaine (phénomène connu sous le nom de "avoided crossing"), comme on peut le voir sur la figure 10 où le mode fondamental, pour un diamètre de gaine bien défini, transfère son énergie vers un mode d'ordre supérieur [Jansen11].

Une LPF dopée Yb^{3+} rendu quasi-monomode tout en présentant un diamètre de cœur de $135\mu\text{m}$ représente l'état de l'art des fibres à très large aire modale à ce jour [Limpert12]. La section transverse de cette fibre est présentée sur la figure 9.b. Une puissance crête de 500kW a été atteinte en régime déclenché (Q-switch) avec une énergie de 26mJ et une durée d'impulsion inférieure à 60ns [Stutzki12]. D'autres LPF avec des cœurs plus petits ont montré de très bonnes performances soit en régime continu (un MFD de $41\mu\text{m}$, avec une puissance émise de 239W et un $M^2 < 1,3$) [Stutzki11.a], soit en verrouillage de modes ($1,1\text{MW}$ de puissance crête pour une impulsion de 130fs) [Baumgartl11, Deslandes13].

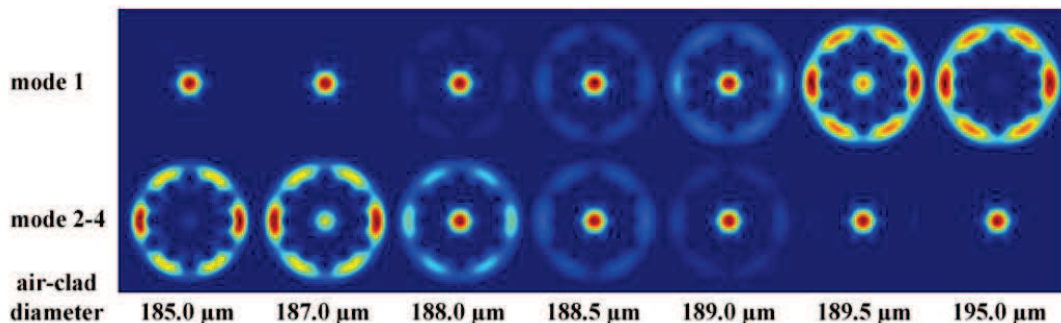


Figure 10: phénomène de "avoided crossing" dans une LPF, image issue de [Jansen11]. Pour un diamètre de cœur fixe, un couplage entre le mode fondamental et un mode de gaine apparaît en changeant la taille de la gaine d'air.

Même avec la forte délocalisation des HOMs dans les LPF, une dégradation de la qualité du faisceau émis, représentée par un transfert d'énergie entre le mode fondamental et un ou plusieurs HOMs qui viennent se reconfiner dans le cœur, a été observée à $1\mu\text{m}$ quand la puissance signal émise dépasse une certaine valeur seuil. Ce phénomène est connu sous le nom d'instabilités modales transverses (IMT) et il est largement étudié depuis 2011 [Eidam11, Stutzki11.b, Otto14]. Ce dernier va être discuté plus en détails dans les prochains paragraphes.

Après la fabrication des LPF dopées Yb^{3+} , des fibres LPF dopées thulium ont également été fabriquées et testées. Un cœur de $81\mu\text{m}$ (MFD~ $60\mu\text{m}$) a été obtenu et a permis de générer une puissance de 52W en régime continu [Jansen12]. Ensuite, la même

fibres a été utilisée en régime déclenché en émettant une puissance crête de 150kW, avec une énergie de 2,4mJ et une durée d'impulsion autour de 15ns [Stutzki13].

I.3.3. Les fibres à filtrage de modes (DMF)

Une nouvelle génération de fibres microstructurées se présentant également sous la forme de baguettes rigides a été proposée en 2013 par Alkeskjold et *al.* [Alkeskjold11]. Cette architecture est très proche de la structure d'une PCF (cf. figure 11.a). Mais l'originalité ici est le remplacement de certains trous d'air par des résonateurs annulaires. Ces résonateurs sont constitués, comme le montre la figure 11.b, d'un trou d'air entouré par deux couronnes concentriques, la première étant un anneau de silice dopée germanium, la seconde un anneau de silice pure. De plus, comme le germanium augmente la valeur de l'indice de réfraction de la silice pure, le principe de guidage dans ces fibres combine le phénomène de MTIR et le guidage par bande interdite photonique. Pour certaines longueurs d'onde et durant leur propagation dans la fibre, les HOMs du cœur se couplent avec des modes appartenant à ces résonateurs en garantissant ainsi la propagation du seul mode fondamental dans le cœur de la structure.

Une fibre DMF (longueur autour de 1m) avec un cœur de 85 μ m (MFD de 59 μ m) dopé Yb³⁺ a été fabriquée et testée en régime déclenché en configuration laser et amplificateur. Dans le premier cas, une puissance crête de 200kW a été atteinte, avec une énergie de 2,7mJ et une durée d'impulsion de 21ns [Laurila11]. Dans le deuxième cas, une puissance moyenne de 292W a été obtenue sans apparition d'instabilités modales [Laurila12].

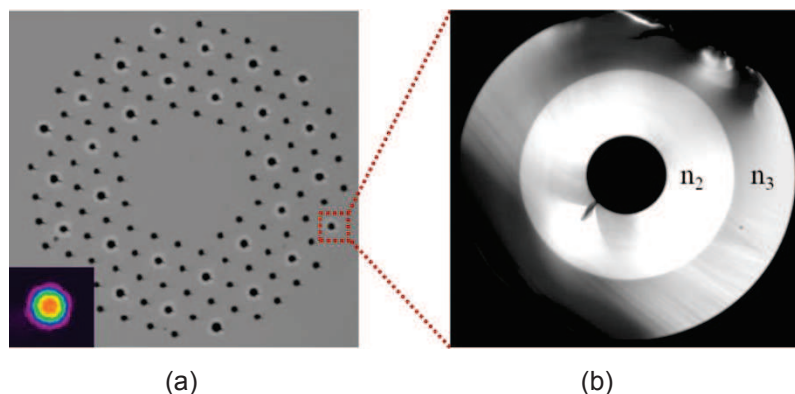


Figure 11: (a) image de la microstructure d'une fibre DMF, issue de [Laurila11] et (b) zoom sur un résonateur, formé d'un trou d'air (disque central noir) entouré de deux anneaux : le premier constitué de silice dopée germanium présentant un indice de réfraction n_2 , le second fait de silice pure et ayant un indice de réfraction n_3 . L'image est issue de [Alkeskjold11].

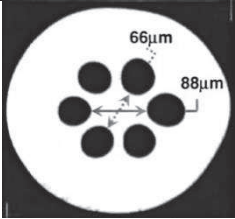
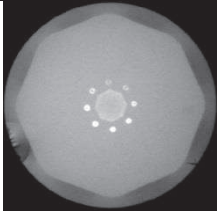
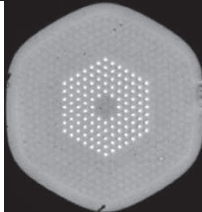
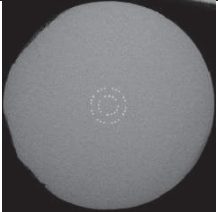
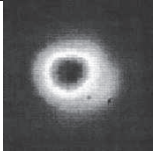
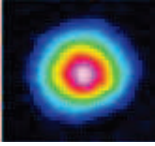
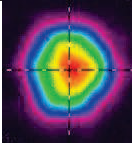
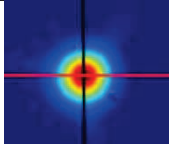
Comme les autres fibres microstructurées décrites précédemment, les DMFs nécessitent également un contrôle rigoureux des indices de réfraction avec notamment un accord d'indice parfait entre le milieu à gain composant le cœur de la structure et le matériau constituant le fond de la gaine optique (ici de la silice pure). De nombreux exemples montrent que ces fibres souffrent aussi de l'apparition d'instabilités modales transverses qui limite la montée en puissance [Laurila12, Johansen13].

I.3.4. Autres structures

Il existe d'autres architectures de fibres également proposées ces dernières années qui permettent d'obtenir une large aire modale tout en garantissant l'émission d'un faisceau proche de la limite de diffraction. Le tableau 2 présente une sélection des architectures les

plus marquantes relevées dans la littérature : les « Leakage Channel Fibers », les « Chirally-Coupled-Core Fibers », les fibres à bande interdite photonique 2D toute solide et les fibres de Bragg pixélisées. Pour chacune, une image caractéristique de la section transverse ainsi que les meilleurs résultats obtenus en termes de diamètre de champ de mode et de puissance maximale extraite à $\lambda = 1\mu\text{m}$ sont donnés. De plus, la distribution d'intensité du faisceau émis par chaque fibre en champ proche est aussi représentée.

Tableau 2 : Quelques résultats remarquables atteints par 4 architectures de fibres sélectionnées dans la littérature. Tous ces résultats sont obtenus à $1\mu\text{m}$.

Fibre	LCF (Leakage channel fiber) [Dong07]	CCCF (Chirally coupled core fiber) [Ma14]	Fibre à bande interdite photonique 2D toute solide [Pulford15]	Fibre de Bragg pixélisée [Yehouessi16]
Image section transverse				
MFD (μm)	~64	42	43	69
Puissance moyenne émise	Quelques watts (laser)	15W (laser)	~400W (amplificateur)	passive
Image du faisceau émis				

I.4. La montée en puissance dans les lasers à fibre

Au cours des deux dernières décennies, des efforts remarquables ont été fournis pour repousser encore plus la puissance pouvant être extraite des lasers à fibre, soit en améliorant l'efficacité du matériau utilisé comme milieu à gain, soit en modifiant l'architecture du guide d'onde afin d'augmenter la taille du cœur tout en conservant une émission monomode afin de repousser le seuil d'apparition des effets non linéaires. Dans les fibres dopées Yb^{3+} (YDFs) émettant à $1\mu\text{m}$, une puissance moyenne de 100W extraite avec une bonne qualité de faisceau a été obtenue au début du siècle [Dominic99]. Quatre ans plus tard, cette valeur a atteint 1kW [Jeong04] pour dépasser ensuite le seuil des 10kW en 2010 [Fomin10]. Cette dernière puissance moyenne reste à ce jour la puissance extraite la plus élevée obtenue en régime continu en utilisant ce type de laser à fibre.

Depuis l'année 2010 (cf. figure 12), l'apparition des instabilités modales (ce phénomène parasite va être présenté dans le paragraphe I.6 et détaillé dans le chapitre 3) dans les YDFs, phénomène corrélé aux architectures de fibres utilisées, dégrade la qualité du faisceau émis et donc freine la montée en puissance [Jauregui13].

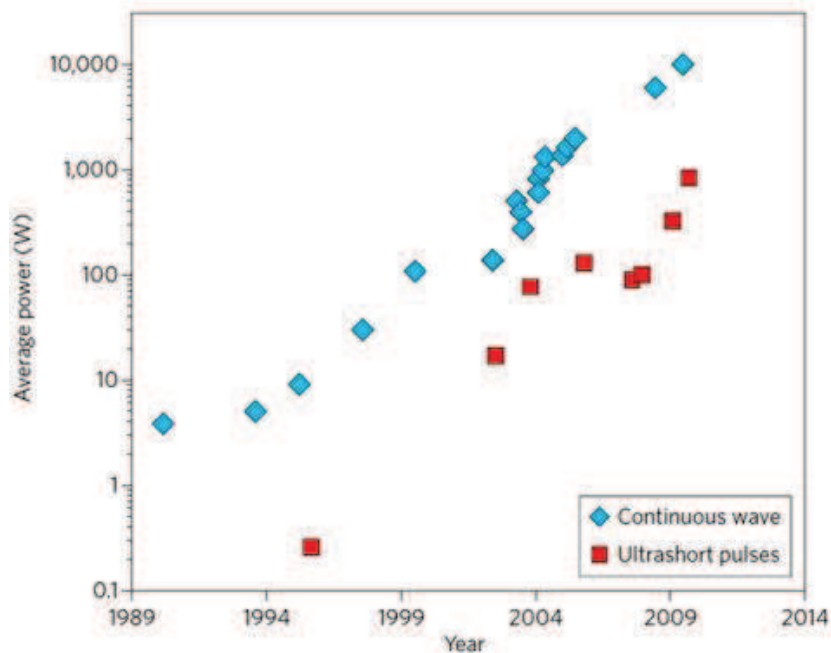


Figure 12 : La montée en puissance dans les fibres dopées ytterbium observées au cours des deux dernières décennies, issue de [Jauregui13].

Pour les TDFs, les niveaux de puissance atteints en régime continu ou en régime impulsionnel sont plus faibles que ceux obtenus dans les YDFs. La raison de cette différence est notamment la faible efficacité de ces fibres lorsque des diodes de pompe à 790nm sont utilisées (cf. chapitre 4). Dans la figure 13, quelques résultats remarquables obtenus sur la dernière décennie en terme de niveau de puissance extraite dans les TDFs sont présentés. Pour chacun d'eux, la longueur d'onde de la pompe optique est 790nm et celle du rayonnement signal est autour de 2µm. De plus, on peut remarquer que la montée en puissance n'est pas croissante avec le temps, parce que les études sont menées sur deux voies en parallèle. La première, qui a plus trait aux propriétés physico-chimiques de la structure, est l'optimisation de la composition du matériau actif dopé Tm^{3+} afin d'augmenter l'efficacité de la fibre. La deuxième, qui a plus trait à l'aspect conceptuel du guide d'onde, est l'élargissement de la dimension du cœur tout en garantissant un faisceau émis rendu quasi-monomode. En outre, la complexité de la fabrication et du contrôle des indices s'accroît avec le diamètre du cœur, d'où la puissance optique maximale obtenue qui reste encore limitée en comparaison de ce qui est fait avec l'ytterbium ([Gaida12, Jansen12, Simakov15]). Dans la figure 13, les acronymes « LAS », « AEU » et « ADE » signifient les résultats obtenus par une TDF dans une configuration laser, amplificateur à un étage unique, ou amplificateur à double étages, respectivement. La puissance maximale obtenue est de 1kW en 2010, en utilisant un système d'amplificateur à double étages dans lequel sont utilisées deux fibres dopées thulium à grande aire modale et à double gaine ayant un diamètre de cœur de 20µm et un diamètre de gaine optique de 400µm [Ehrenreich10].



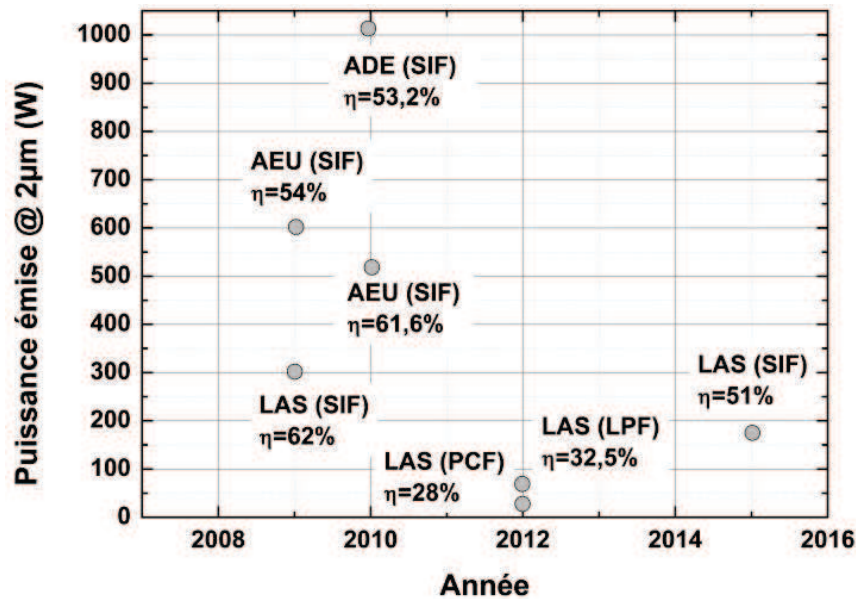


Figure 13 : Quelques résultats remarquables dans les lasers à fibre émettant à 2µm. LAS, AEU et ADE sont des configurations laser, amplificateur à un étage unique et amplificateur à double étage respectivement. [Moulton09, Goodno09, Ehrenreich10, Gaida12, Jansen12, Simakov15]

I.5. Le photonoircissement

A cause du phénomène d'absorption multiphotonique vers les états excités (upconversion) expliqué dans le chapitre 4, une émission dans le visible ou dans l'UV est générée. Ensuite, la matrice hôte absorbe ce photon à très haute énergie, ce qui provoque la génération d'un électron dans la bande de conduction. Cet électron peut être absorbé soit par un ion TR^{3+} , le transformant en TR^{2+} , soit par un défaut dans la matrice en générant des centres colorés. Dans les deux cas, l'efficacité de la conversion de l'énergie de pompe en énergie de signal diminue.

Le photonoircissement se traduit dans les lasers à fibres par une dégradation de la puissance signal émise au cours du temps (observable dans le cas d'un fonctionnement sur plusieurs heures), tendant progressivement vers une valeur asymptotique après une certaine durée. L'influence du photonoircissement est plus important dans le visible que dans l'infrarouge proche et moyen, mais il n'est pas négligeable à ces longueurs d'onde. Les pertes induites par le processus de photonoircissement ont été observées dans les fibres dopées Yb^{3+} [Manek-Hönninger07] et Tm^{3+} [Firth10]. Le photoblanchissement, qui consiste à injecter de la lumière dans le visible ou dans l'UV durant le fonctionnement du laser et l'ajout de co-dopants comme le cérium (Ce) dans le milieu à gain [Lupi16] sont des solutions proposées pour atténuer l'impact de ce processus.

I.6. Les instabilités modales

Depuis 2010, un nouveau phénomène limitant la montée en puissance dans les lasers à fibre est apparu du fait des nouvelles architectures des fibres à très large aire effective utilisées. Ce phénomène est connu sous le nom d'instabilités modales transverses (IMT). Ce phénomène représente pour le moment la limite majeure de la montée en puissance dans les lasers à fibres à très grandes aires modales. La figure 14 représente la distribution d'intensité transversale d'un faisceau laser observé à la sortie d'une LPF. Lorsque la puissance signal émise dépasse un certain seuil, un transfert d'énergie entre plusieurs

modes de cœur est observé. Ce dernier dégrade la qualité du faisceau émis et rend la fibre inutilisable pour la plupart des applications pour lesquelles elle avait été proposée. Les IMT ont été observées dans des fibres à très grande aire modale, surtout dans les fibres microstructurées comme les LPF [Eidam11] et les DMF [Laurila12]. En effet ces fibres sont beaucoup plus sensibles à la variation de l'indice de réfraction du milieu à gain (cette variation joue un rôle très important dans l'apparition des IMT). L'origine, les caractéristiques et quelques solutions proposées afin de repousser le seuil d'apparition de cet effet sont montrées et discutées dans le chapitre 3.

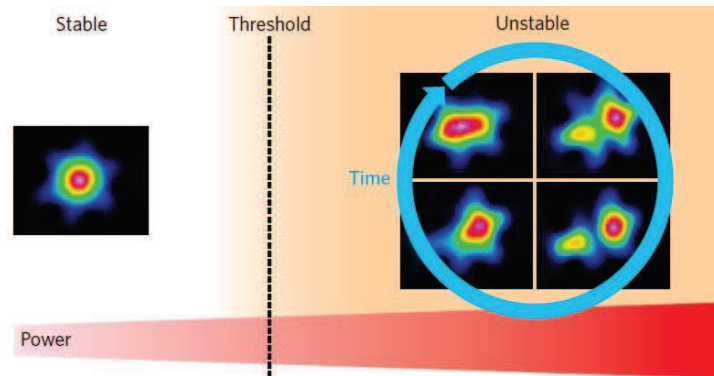


Figure 14 : Distribution d'intensité d'un faisceau émis en sortie d'un laser basé sur une fibre LPF en fonction de la puissance signal émise. Pour une faible puissance (à gauche), seul le mode fondamental est guidé et émis. Au-delà d'une certaine puissance seuil, les instabilités modales apparaissent et dégradent la qualité du faisceau. On observe clairement ici le transfert d'énergie entre le mode fondamental et le premier mode d'ordre élevé au cours du temps. Cette image est issue de [Jauregui13].

Le seuil d'apparition des instabilités modales transverses et l'impact des effets non linéaires diminuent lorsque la taille du mode augmente. Si l'on réduit la taille du mode, le seuil des IMT augmente (cf. figure 15) mais c'est alors le seuil des effets non linéaires qui devient plus faible. Donc, des solutions doivent être trouvées afin d'empêcher l'apparition des deux phénomènes.

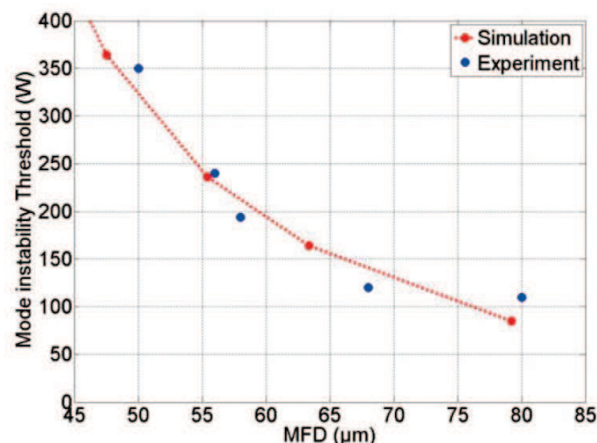


Figure 15 : Evolution du seuil d'apparition des instabilités modales avec le diamètre du champ du mode, issue de [Jauregui13.b]

I.7. Conclusion

Ce chapitre m'a permis de présenter les principales applications qui justifient aujourd'hui le développement de structures de fibres optiques dopées au thulium pour une amélioration

notable des performances des sources laser associées. Afin de repousser le seuil d'apparition des effets non linéaires, des fibres microstructurées à très grande aire modale ont été proposées. Par contre, dans ces fibres (dont les LPF représentent l'état de l'art actuel), et à cause de la sensibilité de leur contenu modal aux effets thermiques, un nouveau phénomène limitant est apparu et a dégradé sévèrement la qualité du faisceau émis. Il s'agit des instabilités modales transverses (IMT). Donc la proposition d'une nouvelle structure de fibres qui permet une délocalisation plus forte des modes d'ordre supérieur que celle déjà observée dans les fibres LPF (qui va être notre référence dans la suite) devient indispensable afin de repousser le seuil d'apparition des IMT et permettre l'extraction d'une plus grande puissance crête.

